22.34
М20

В. И. МАЛЫШЕВ

ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ СПЕКТРОСКОПИЮ

22.34
М20

В. И. МАЛЫШЕВ

ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ СПЕКТРОСКОПИЮ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов физических специальностей высших учебных заведений

ADIB SOBIR TERMIZIY NOMIDAGI
SURXONDARYO VILOYATI AXBOROT
KUTUBXONASI
Kol. № 32-1254 200 г.

МОСКВА «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1979

22.344
М 20
УДК 535.33

Введение в экспериментальную спектроскопию. *Малышев В. И.*— М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979.

Книга написана на основе курса лекций, читанных автором для студентов Московского физико-технического института. В ней детально изложены принципы работы наиболее широко распространенных спектральных приборов. Подробно рассмотрены спектроскопические и фотометрические характеристики приборов, аппаратурные ошибки измерений, описаны методы измерения линейчатых и непрерывных спектров. Большое внимание уделено рациональному выбору типа спектральных приборов и условий измерения спектра.

Рис. 264. Табл. 11. Библ. назв. 60.

М $\frac{20405-110}{053(02)-79}$ 99-79. 1704050000

© Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 6

Введение 7

Глава 1. Основные характеристики спектральных приборов с одномерной дисперсией 16

§ 1.1. Общие замечания. Приборы с пространственным разложением излучения в спектр 16
§ 1.2. Образование спектра 19
§ 1.3. Дифракционные явления в спектральном приборе . . . 29
§ 1.4. Разрешающая способность спектрального прибора. Аппаратная функция 40
§ 1.5. Фотометрические характеристики спектральных приборов с одномерной дисперсией 50
§ 1.6. Светосила по освещенности в случае линейчатого спектра 53
§ 1.7. Влияние дифракции и аберраций на освещенность монохроматических линий 58
§ 1.8. Светосила спектрального прибора по освещенности в случае непрерывного спектра 63
§ 1.9. «Чистота» непрерывного спектра 68
§ 1.10. Светосила по потоку в случае линейчатого спектра . . . 71
§ 1.11. Светосила по потоку в случае непрерывного спектра 77
§ 1.12. Истинный и наблюдаемый контур спектральных линий. Систематические аппаратурные искажения. Уравнение свертки 87
§ 1.13. Аппаратурные искажения при щелевой аппаратной функции 101
§ 1.14. Аппаратурные искажения при фотографической регистрации спектра 103
§ 1.15. Аппаратурные искажения при фотоэлектрической регистрации спектра 106
§ 1.16. Аппаратурные искажения, вносимые приемно-усилительной частью спектрометра 110
§ 1.17. Взаимосвязь ошибок измерения при фотоэлектрической регистрации спектра 114
§ 1.18. Конструктивные элементы спектральных приборов с одномерной дисперсией 118

Глава 2. Призменные спектральные приборы 136

§ 2.1. Преломление пучка света в главном сечении системы призм 136
§ 2.2. Преломление в призме луча, не лежащего в главном сечении. Кривизна изображения щели 146
§ 2.3. Астигматизм призмы 151
§ 2.4. Дисперсия призмы и системы призм 156
§ 2.5. Кривизна спектральных линий при наличии системы призм 164

§ 2.6. Разрешающая способность призмы и системы призм . . . 167
§ 2.7. Потери света в призменных спектральных приборах . . . 173
§ 2.8. Основные типы призменных спектральных приборов . . . 185

Глава 3. Дифракционные спектральные приборы 202

§ 3.1. Теория плоской дифракционной решетки 203
§ 3.2. Спектроскопические характеристики дифракционной решетки 216
§ 3.3. Амплитудная дифракционная решетка 230
§ 3.4. Дифракционная решетка с треугольным профилем штриха — эшелетт 233
§ 3.5. Выбор параметров эшелетта и рабочей области спектра 240
§ 3.6. Искривление спектральных линий в приборах с плоской дифракционной решеткой 251
§ 3.7. Фотометрические характеристики приборов с плоской дифракционной решеткой 254
§ 3.8. Основные схемы спектральных приборов с плоскими дифракционными решетками 257
§ 3.9. Сравнение информационных способностей дифракционного и призменного спектрометров 274
§ 3.10. Приборы с вогнутыми дифракционными решетками . . . 277
§ 3.11. Астигматизм вогнутой дифракционной решетки 283
§ 3.12. Методы компенсации астигматизма 290
§ 3.13. Спектрографы и монохроматоры с вогнутой дифракционной решеткой 296
§ 3.14. О качестве дифракционных решеток 304

Глава 4. Энергетические измерения 308

§ 4.1. Приемники излучения и их основные характеристики 308
§ 4.2. Фотографическая эмульсия как приемник излучения 315
§ 4.3. Светочувствительность и спектральная чувствительность фотографических эмульсий 327
§ 4.4. Нарушение закона взаимозаместимости 332
§ 4.5. Фотографическая фотометрия. Определение относительной яркости спектральных линий 335
§ 4.6. Эталонные источники 352
§ 4.7. Техника фотометрирования. Ошибки измерения 357
§ 4.8. Измерение контура спектральных линий фотографическим методом 364
§ 4.9. Исключение фона непрерывного спектра при фотометрировании 367
§ 4.10. Тепловые приемники излучения 369
§ 4.11. Фотоэлектрические приемники 378
§ 4.12. Измерение относительной яркости спектральных линий фотоэлектрическим методом 388
§ 4.13. Модуляционный метод регистрации спектра 393

Глава 5. Измерение спектров поглощения 396

§ 5.1. Способы представления спектров поглощения 397
§ 5.2. Аппаратурные искажения спектров поглощения 401
§ 5.3. Методы измерения коэффициента пропускания 404
§ 5.4. Измерение спектров поглощения с помощью двухлучевых спектрометров 406
§ 5.5. Замечания о работе двухлучевых спектрометров 411
§ 5.6. Классические приборы для измерения спектров поглощения 414

Глава 6. **Интерферометр Фабри — Перо** 419
§ 6.1. Устройство интерферометра Фабри — Перо 420
§ 6.2. Распределение интенсивности в интерференционной картине, создаваемой интерферометром Фабри — Перо . . . 421
§ 6.3. Аппаратная функция интерферометра Фабри — Перо 426
§ 6.4. Роль дифракции в интерферометре Фабри — Перо . . . 429
§ 6.5. Линейные параметры интерференционной картины . . . 433
§ 6.6. Спектроскопические характеристики интерферометра Фабри — Перо 436
§ 6.7. Интерферометр Фабри — Перо с фотографической регистрацией спектра 442
§ 6.8. Замечания к практическому использованию интерферометра Фабри — Перо 446
§ 6.9. Интерферометр Фабри — Перо с фотоэлектрической регистрацией спектра 450
§ 6.10. Сравнение интерферометра Фабри — Перо с дифракционным спектрометром 456
Приложение 1. Методы увеличения дисперсии призменных спектральных приборов 461
Приложение 2. Использование эшелетта при больших углах дифракции 464
Приложение 3. Излучательная способность вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$ на длине волны $\lambda = 0{,}65$ мкм в зависимости от температуры 467
Приложение 4. Дополнительные замечания к практике фотографической фотометрии 468
Литература 472
Предметный указатель 475

ПРЕДИСЛОВИЕ

Спектральные приборы и методы исследования широко используются в настоящее время в различных областях науки и техники: физике, химии, биологии, геологии, медицине и др., в учебных и заводских лабораториях.

Настоящая книга, носящая в своей основе учебно-методический характер, в первую очередь ставит своей целью помочь широкому кругу исследователей, не имеющих специальной подготовки, ознакомиться с основами экспериментальной спектроскопии и с наиболее широко используемыми спектральными приборами.

Автор ставил своей целью излагать материал книги достаточно подробно и в такой форме, чтобы он был доступен широкому кругу специалистов, имеющих подготовку лишь в объеме общего курса физики и математики, а также студентам 3—4-го курсов оптических специальностей физических и физико-технических факультетов.

Основное содержание книги представляет собой расширенное изложение ряда разделов курса лекций «Экспериментальные методы спектроскопии», которые автор более 20 лет читает в Московском физико-техническом институте.

Из-за ограниченного объема книги пришлось ограничиться рассмотрением лишь классических спектральных приборов, таких, как призменные и дифракционные приборы и интерферометр Фабри — Перо. О новых, современных спектральных приборах, не получивших еще широкого распространения кратко упоминается лишь во введении и даются ссылки на литературу.

Считаю своим долгом выразить благодарность М. А. Мазинг и С. Г. Раутиану, рецензентам М. О. Буланину, Г. Н. Жижину и В. В. Лебедевой за ценные замечания и советы, которые были учтены мною при доработке рукописи.

В. И. Малышев

ВВЕДЕНИЕ

Применение спектральных приборов. Среди разнообразных оптических методов особое место занимают спектроскопические методы, использующие различные спектральные приборы для исследования спектров излучения, поглощения, отражения, рассеяния и др. Изучение этих спектров позволяет получить большую информацию как о физических процессах в источнике излучения, так и о физических свойствах той среды, через которую распространяется излучение.

В настоящее время спектральные приборы используются в очень широкой области электромагнитных волн: от мягкого рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda \approx 1-10$ Å (1 Å $= 10^{-10}$ м) до миллиметровых радиоволн с $\lambda \approx 1 - 2$ мм. Эту область электромагнитных волн называют оптической областью спектра или оптическим диапазоном. Определение оптического диапазона связано с общностью методов разложения излучения в спектр в применяемых в данном диапазоне спектральных приборах и общностью методов исследования этих спектров. Вне оптического диапазона применяются другие методы и другие приборы: в более жесткой, рентгеновской области ($\lambda < 1$ Å) используются рентгенографические методы, а в области более длинных радиоволн ($\lambda > 1-2$ мм) — чисто радиотехнические методы с применением антенн, колебательных контуров, волноводов, резонаторов и пр.

Протяженность оптического диапазона, занимающего 24 октавы, является одной из причин широкого использования спектральных приборов. Спектроскопические методы исследования и спектроаналитические методы измерения играют исключительно важную роль в развитии целого ряда отраслей науки и техники. Они используются для решения самых разнообразных научных и прикладных задач, причем цель этих задач часто отлична от чисто спектроскопической и не сводится к изучению только самого электромагнитного излучения, а состоит в исследовании разных физических явлений или процессов и решений практических вопросов по той информации, которая содержится в спектре.

Спектроскопические методы достаточно сложны и рациональное использование их, обеспечивающее получение максимальной

информации, требует от исследователя определенных знаний и практических навыков в обращении со спектральными приборами. Необходимо знать принципы действия различных приборов, их спектроскопические и фотометрические характеристики, уметь правильно выбрать условия регистрации и обработки спектров в зависимости от поставленной задачи, вида спектра, типа используемого прибора и т. д.

Объем и качество информации, получаемой при спектроскопических исследованиях, зависит не только от правильного выбора типа собственно спектрального прибора, но часто и от режима работы источника излучения, выбора типа и режима работы приемника излучения. В случае спектральных приборов с фотоэлектрической регистрацией спектров необходимой частью установки является достаточно сложный усилительно-регистрирующий комплекс, рациональное использование которого требует определенных знаний в области прикладной электроники.

При фотографической регистрации спектра необходимо учитывать специфические свойства фотопластинки как приемника излучения.

Поэтому в настоящее время под спектральным прибором в широком смысле слова понимают установку, включающую в себя источник излучения, осветительную систему, собственно спектральный прибор и приемник излучения с усилительно-регистрирующим комплексом.

Типы спектральных приборов. Собственно спектральный прибор можно определить следующим образом. *Спектральными приборами* называются оптические приборы, предназначенные для разложения электромагнитного излучения оптического диапазона в спектр по длинам волн или частотам и для изучения этих спектров. Под исследованием спектров понимают определение зависимости энергии излучения от длины волны или частоты. Происходящая в таких приборах операция разложения излучения в спектр соответствует математической операции разложения электромагнитного импульса в ряд или интеграл Фурье, а операция исследования зависимости энергии излучения в спектре от длины волны соответствует операции определения коэффициентов в фурье-разложении.

Анализ полученного спектра может производиться различными методами в зависимости от используемого приемника излучения. *Приемником излучения* называется прибор, в котором под действием излучения возникает какой-либо сигнал, или «отклик». Иными словами, энергия электромагнитного излучения преобразуется в нем в другие виды энергии, которые непосредственно и измеряются. В настоящее время наибольшее распространение получили следующие методы: визуальный (приемником излучения служит глаз), фотографический (приемником служит фото-

эмульсия), фотоэлектрический (приемниками служат различного рода фотоэлементы и тепловые приемники, например термоэлементы).

В зависимости от типа применяемого приемника спектральные приборы условно разделяют на спектроскопы с визуальной регистрацией спектра, спектрографы с фотографической регистрацией и спектрометры и спектрофотометры с фотоэлектрической регистрацией.

Определив тем или иным методом зависимость энергии излучения от длины волны, мы можем построить график этой зависимости, который обычно и называют спектром. Однако измеренный таким методом спектр в общем случае не совпадает с истинным спектром исследуемого излучения, так как спектральный прибор вносит как систематические, так и случайные ошибки. Количество информации, содержащейся в спектре, зависит от типа спектрального прибора, его параметров и условий получения спектра.

Каждый спектральный прибор характеризуется следующими основными параметрами: линейной дисперсией, разрешающей способностью, областью дисперсии, светосилой и фотометрической точностью. Кроме того, каждый спектральный прибор характеризуется той областью спектра, в которой его можно наиболее успешно использовать.

Линейная дисперсия определяется как отношение $dl/d\lambda$, где dl — расстояние в спектре между излучениями с весьма близкими длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$. *Разрешающая способность* $\mathcal{R}$ характеризуется минимальным спектральным интервалом $\delta\lambda$ между близкими монохроматическими линиями λ и $\lambda + \delta\lambda$, которые данный спектральный прибор позволяет «разрешить» (т. е. с его помощью можно установить наличие в спектре двух близких линий).

Областью дисперсии называют ту область длин волн в спектре, где имеется однозначная связь между длиной волны спектральной линии и ее положением в спектре. *Светосила спектрального прибора* $\mathcal{F}$ характеризует фотометрические свойства прибора — она равна коэффициенту пропорциональности между яркостью источника B и непосредственно измеряемой энергетической величиной Φ, т. е. $\Phi = \mathcal{F}B$. Светосила зависит от ряда геометрических и спектроскопических параметров спектрального прибора, величины потерь излучения на всем пути от источника до приемника излучения (см. § 1.5, 1.7), а также от метода регистрации спектра. Поскольку измерение любой энергетической величины может быть произведено лишь с определенной случайной ошибкой $\delta\Phi$ ($\delta\Phi$ — средняя квадратичная ошибка, $\delta\Phi = \sqrt{\overline{\delta\Phi^2}}$), то светосила прибора влияет на относительную ошибку результата измерения энергетических характеристик спектра $\delta\Phi/\Phi$.

Величина случайной ошибки измерения $\delta\Phi$ может определяться различными причинами, но для каждого спектрального прибора (включая приемник излучения и усилительно-регистрирующие блоки) существует некоторая минимальная, или предельная, ошибка измерения. Для современных спектральных приборов эта ошибка определяется величиной регистрируемых шумов, вызванных каким-либо доминирующим флуктуационным процессом.

Кроме того, каждый спектральный прибор, как уже отмечалось, обладает предельной теоретической разрешающей способностью, т. е. минимальным разрешаемым спектральным интервалом $\delta\lambda$ (или $\delta\nu$), величина которого также зависит от ряда геометрических и спектроскопических параметров прибора и типа используемого приемника излучения. Количественно разрешающая способность спектрального прибора определяется величиной $\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda$.

Таким образом, существование для каждого спектрального прибора минимальных величин $\delta\Phi$ и $\delta\lambda$ ограничивает его информационную способность. Если за заданное время регистируется участок спектра $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, то полное число минимальных разрешаемых спектральных интервалов (спектральных элементов) равно $\tilde{\eta} = \Delta\lambda/\delta\lambda$. Если при этом средний регистрируемый поток энергии есть Φ, то полное число регистируемых энергетических элементов, или отношение сигнал/шум, равно $\tilde{\chi} = \Phi/\delta\Phi$. Произведение величин $\tilde{\eta}\tilde{\chi} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}\frac{\Phi}{\delta\Phi}$ можно считать характеристикой информационной способности, или параметром качества, спектрального прибора [2]. Учитывая соотношения $\Phi = \mathcal{P}B$ и $\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda$, находим

$$\tilde{\eta}\tilde{\chi} = \frac{\Phi}{\delta\Phi}\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{B}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\delta\Phi}\mathcal{P}\mathcal{R} \sim \mathcal{P}\mathcal{R};$$

отсюда следует, что для данного источника излучения с яркостью B, участка спектра $\Delta\lambda$ и области спектра λ при заданной величине регистрируемых шумов $\delta\Phi$ информационная способность прибора пропорциональна произведению светосилы на разрешающую способность: $\mathcal{P}\mathcal{R}$. Но оказывается, что в большинстве случаев произведение $\mathcal{P}\mathcal{R}$ для каждого данного спектрального прибора остается практически постоянным, и потому, увеличивая $\mathcal{P}$, мы уменьшаем $\mathcal{R}$, и наоборот. Независимое увеличение величин $\mathcal{P}$ и $\mathcal{R}$ возможно лишь при изменении некоторых геометрических или спектроскопических параметров прибора, т. е., по существу, при замене одного типа прибора другим.

Развитие экспериментальной спектроскопии идет по пути создания новых типов спектральных приборов, обладающих бо́льшими величинами $\mathcal{P}$ и $\mathcal{R}$, т. е. большей информационной способностью.

Следует, однако, отметить, что реально получаемая информационная способность спектрального прибора зависит от той облас-

ти спектра, где данный прибор используется, от природы регистрируемых шумов, от длительности и режима регистрации спектра.

В настоящее время в практике спектроскопических исследований применяется большое число различных спектральных приборов, отличающихся способом разложения излучения в спектр, методом регистрации спектра, величиной информационной способности, спецификой оптической схемы и конструкций прибора в зависимости от исследуемой области спектра. Кроме того, для автоматизации процесса измерения и обработки полученных спектров начинают широко использоваться ЭВМ [1].

До последнего времени наиболее широко применялись спектральные приборы с пространственным разложением излучения в спектр, в которых излучения различных длин волн разделяются по направлению. Падающий на такой спектральный прибор пучок спектрально неразложенного излучения преобразуется в совокупность пучков различных длин волн, выходящих из диспергирующего элемента в разных направлениях. При этом угол отклонения пучков φ от какого-либо заданного направления зависит от длины волны, т. е. $\varphi = \varphi(\lambda)$. К такого рода спектральным приборам относятся призменные и дифракционные спектральные приборы, в которых диспергирующими элементами служат преломляющие призмы или дифракционные решетки, а также интерферометр Фабри — Перо с регистрацией спектра во внеосевой области (см. гл. 6).

Регистрация спектра в спектральных приборах с пространственным разложением может производиться как фотографическим, так и фотоэлектрическим методом.

Однако реальные классические спектральные приборы с пространственным разложением излучения в спектр (призменные и дифракционные) и фотоэлектрической регистрацией обладают относительно небольшой информационной способностью из-за малой величины физической светосилы и разрешающей способности. Поэтому с развитием методов фотоэлектрической регистрации спектров были созданы новые типы спектральных приборов, обладающие более высокой светосилой и разрешающей способностью, чем у классических приборов.

Так, например, интерферометр Фабри — Перо с фотоэлектрической регистрацией интенсивности центрального пятна интерференционной картины, т. е. с регистрацией спектра на оси, обладает более высокой светосилой (при равной разрешающей способности), чем дифракционный и тем более призменный спектрометр. В этом приборе анализ спектрального состава излучения осуществляется за счет изменения разности хода когерентных пучков, в результате чего изменяется с длиной волны интенсивность потока излучения в заданном направлении.

Кроме того, был разработан ряд новых фотоэлектрических спектральных приборов, основанных на совершенно иных принципах, которые позволяют получать бóльшую светосилу. Один из таких приборов — спектрометр с интерференционной селективной амплитудной модуляцией (СИСАМ) был предложен Коном [3] в 1957 г. В этом приборе различные спектральные элементы разделяются не только вследствие дисперсии, но и в результате зависимости глубины модуляции амплитуды излучения от длины волны. Глубина амплитудной модуляции, возникающей при изменении разности хода интерферирующих пучков, оказывается очень малой для всех длин волн, за исключением волн, расположенных в узкой спектральной области, для которой глубина модуляции близка к 100%.

Селективная амплитудная модуляция (т. е. зависимость глубины модуляции сигнала от длины волны) была использована и для увеличения светосилы обычных классических дисперсионных спектральных приборов, например, в спектрометрах с растровой селективной амплитудной модуляцией. Первый спектрометр такого типа был создан Жираром в 1963 г. [4]. В нем вместо входной и выходной щелей обычного дифракционного монохроматора были установлены идентичные растры (маски), состоящие из прозрачных и непрозрачных участков различной формы (в спектрометре Жирара — в форме гипербол), причем суммарная площадь прозрачных участков растра была значительно больше площади щелей обычного монохроматора. При небольшом колебании изображения входного растра перпендикулярно к линии дисперсии глубина модуляции излучения, проходящего через выходной растр, равна 100% лишь для той длины волны, для которой изображение входного растра точно совпадает с выходным. Для остальных длин волн глубина модуляции незначительна.

В 1968 г. [5] была предложена идея (а в 1970 г. она была реализована [6, 7]) увеличения выходного потока излучения, падающего на приемник, в классических дифракционных спектрометрах путем увеличения интервала регистрируемых длин волн. Для этой цели вместо одной выходной щели монохроматора устанавливается многощелевая кодирующая маска из прозрачных и непрозрачных элементов. Взаимное расположение этих элементов в маске выполнено по определенному закону, соответствующему положению коэффициентов в циклической матрице Адамара [5, 6]. Регистрация спектра осуществляется путем измерения суммарного потока излучения, проходящего через всю маску, при скачкообразном перемещении (на один элемент) кодирующей маски относительно исследуемого участка спектра. Результаты этих измерений не соответствуют обычным спектрам, и для получения последних производится декодирующая адамар-трансформация с помощью ЭВМ.

В рассмотренных выше новых спектральных приборах улучшение параметров прибора осуществляется в основном за счет увеличения геометрической светосилы или увеличения потока, падающего на приемник, без изменения теоретической разрешающей силы. Кроме того, в приборах с амплитудной модуляцией производится последовательное сканирование спектра — как и в классическом приборе, в каждый данный момент времени измерения ведутся лишь в одном спектральном интервале. В многощелевом спектрометре с кодирующей маской одновременно измеряется поток от относительно большого числа спектральных интервалов на участке спектра, ограниченном длиной кодирующей маски.

Более значительное увеличение информационной способности достигается в спектрометрах с частотной модуляцией, или фурье-спектрометрах, в которых одновременно регистрируется весь исследуемый спектр. В фурье-спектрометре [2, 8], представляющем собой интерферометр Майкельсона с движущимся зеркалом, изменение разности хода интерферирующих пучков приводит к модуляции интенсивности монохроматических составляющих излучения, причем частота модуляции однозначно определяется длиной волны. Таким образом, в случае сложного спектра на приемник попадает суммарный поток, состоящий из гармонически модулированных излучений. Возникающий при этом на приемнике сигнал состоит из постоянной составляющей и переменной составляющей, которая представляет фурье-преобразование от функции распределения энергии по частотам, т. е. от спектра исследуемого излучения. Для получения обычного спектра необходимо произвести обратное фурье-преобразование, что выполняется с помощью ЭВМ [1].

Теоретическая разрешающая способность фурье-спектрометров определяется величиной максимального перемещения подвижного зеркала интерферометра, и ее в принципе можно сделать очень большой, что также является преимуществом такого типа спектрометров. Практически было получено разрешение 0,005 $см^{-1}$.

Следует, однако, отметить, что большинство перечисленных выше новых типов спектральных приборов дает выигрыш в информационной способности не во всех областях спектра. Это связано со следующим обстоятельством.

У рассмотренных спектральных приборов выигрыш в информационной способности достигается не только за счет увеличения геометрической светосилы, но главным образом за счет увеличения общего потока излучения Ф, падающего на приемник, т. е. за счет возрастания отношения сигнал/шум в результате роста величины Ф. Указанный выигрыш будет иметь место только тогда, когда увеличение потока не сопровождается возрастанием уровня шумов, т. е. когда уровень регистрируемых шумов не зависит от величины потока, падающего на приемник. Это, например, выполняется в инфракрасной области спектра при использовании тепловых

приемников или фотосопротивлений, где регистрируемые шумы обычно определяются лишь флуктуационными процессами в самом приемнике и не зависят от абсолютной величины полного потока, падающего на приемник. При работе в видимой, ультрафиолетовой и ближней инфракрасной (до $\lambda \leqslant 1{,}2$ мкм) областях спектра, где в качестве приемников используются фотоэлементы и фотоумножители, случайная ошибка измерения может определяться фотонным, или квантовым, шумом, величина которого возрастает с ростом полного потока. Расчеты показывают, что в перечисленных выше областях спектра указанный выигрыш не реализуется [2]. В силу этих обстоятельств фурье-спектрометры, СИСАМы, растровые и многощелевые спектрометры в настоящее время используются главным образом в инфракрасной области спектра ($\lambda > 1{,}2$ мкм). Так, например, достаточно широко используемый фурье-спектрометр применяется в основном в инфракрасной области (2—2000 мкм), где его преимущества проявляются наиболее полно. Другие типы новых спектральных приборов в настоящее время еще не получили широкого распространения.

Указанные выше новые спектральные приборы, а также классические приборы с фотоэлектрической регистрацией и сканированием спектра пригодны лишь для исследования спектров источников, яркость которых остается постоянной во времени в течение всего времени регистрации. По этой причине они непригодны для исследования спектров импульсных источников и, в частности, спектров излучения импульсных оптических квантовых генераторов.

Для изучения интегральных (по времени) спектров импульсных источников наиболее широко применяются классические спектральные приборы с пространственным разложением в спектр и фотографической регистрацией. При этом используется исключительно важное свойство фотографической эмульсии — ее способность одновременно фиксировать очень большое число спектральных элементов в широкой области длин волн и за короткое время. При фотографической регистрации максимально используется вся имеющаяся в спектре информация. По количеству информации, регистрируемой в единицу времени, фотографический метод превосходит все другие методы регистрации.

Исследование изменений спектров во времени производится с помощью специальных спектральных приборов (обычно с пространственным разложением излучения и фотографической регистрацией), в которых тем или иным методом осуществляется временная развертка спектра [10]. Для временной развертки применяются либо оптико-механические системы (например, вращающееся зеркало), либо фотоэлектронные системы с электронно-оптическими преобразователями и электронный временной разверткой. Современные фотоэлектронные методы позволяют регистрировать спектр с временным разрешением порядка 10^{-12} с.

Из новых методов анализа спектрального состава излучения следует еще указать на голографические методы, которые появились после успешного применения лазеров в голографической технике. В одном из методов голографической спектроскопии исследование спектра производится в два этапа [9, 11]. Сначала с помощью двухлучевого интерферометра (типа интерферометра Майкельсона) и фотопластинки получают спектральную голограмму от изучаемого источника излучения, затем, используя голограмму как диспергирующий и фокусирующий элемент, производят с помощью лазерного монохроматического излучения анализ спектрального состава излучения исследуемого источника. Отметим, что поскольку голограмма регистрируется на фотопластинке одновременно для всей изучаемой спектральной области, то голографический метод применим и для анализа интегральных спектров импульсных источников.

В последнее время для получения спектров поглощения начали применять совершенно новые методы, без использования собственно спектрального прибора, т. е. без разложения излучения в спектр. Речь идет о методах, в которых применяются источники квазимонохроматического излучения с перестраиваемой частотой и производится непосредственное измерение зависимости коэффициента пропускания исследуемых веществ от длины волны [10]. Источниками монохроматического излучения служат лазеры с перестраиваемой частотой, а в длинноволновой инфракрасной области — генераторные лампы обратной волны с умножением частоты. Разрешающая способность таких методов определяется спектральной шириной излучения, и в ряде областей спектра она оказывается значительно выше, чем для традиционных спектроскопических методов. К недостаткам нового метода следует отнести пока относительно небольшую область перестройки частоты и значительные экспериментальные трудности в осуществлении самой перестройки. Краткое описание новых спектральных приборов можно также найти в [12, 13].

Как уже отмечалось, не все типы новых спектральных приборов о которых упоминалось выше, в настоящее время получили широкое распространение на практике. Многие из них, по существу, находятся на стадии лабораторных макетов и нуждаются в дальнейшем усовершенствовании. Лишь некоторые из новых приборов выпускаются серийно (фурье-спектрометр, спектрометр Жирара).

В силу вышесказанного, а также вследствие ограниченного объема книги в последующих главах будут подробно рассмотрены лишь наиболее широко используемые в настоящее время спектральные приборы, а именно приборы с одномерной дисперсией (призменные и дифракционные) и прибор с двумерной дисперсией (интерферометр Фабри — Перо), а также основные спектрофотометрические методы измерения с помощью этих приборов.

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ С ОДНОМЕРНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

§ 1.1. Общие замечания. Приборы с пространственным разложением излучения в спектр

Существует несколько типов спектральных приборов с пространственным разложением излучения в спектр, различающихся видом диспергирующего элемента, осуществляющего это разложение. В качестве диспергирующего элемента используются трехгранные преломляющие призмы, различного рода дифракционные решетки (в том числе эшелон Майкельсона), интерферометры (интерферометр Фабри — Перо, пластинка Люммера — Герке). В соответствии с видом диспергирующего элемента различают призменные, дифракционные и интерференционные спектральные приборы. К тому же классу спектральных приборов можно отнести и появившиеся в последнее время голографические спектрометры, где в качестве диспергирующего элемента используется голограмма и производится пространственное разложение излучения в спектр.

Спектральный прибор с одномерной дисперсией состоит из трех основных частей: входного коллиматора, диспергирующей системы и камеры (спектрограф) или выходного коллиматора (монохроматор) (рис. 1.1). Входной коллиматор в свою очередь состоит из объектива и узкой щели. Щель располагается на оптической оси объектива коллиматора в его фокальной плоскости и должна быть ориентирована определенным образом по отношению к диспергирующему элементу. При освещении щели входного коллиматора светом от исследуемого источника (например, при отображении его с помощью линзы на щель) из объектива коллиматора выходят параллельные пучки света от каждой точки щели. Эти пучки спектрально неразложенного излучения направляются в диспергирующую систему. Диспергирующая система обладает тем свойством, что она преобразует падающий на нее параллельный пучок спектрально неразложенного излучения в совокуп-

ность параллельных пучков монохроматических излучений, отклоненных на различные углы φ в зависимости от длины волны. В результате действия диспергирующей системы из нее выходит набор параллельных пучков, число которых определяется набором длин волн, входящих в состав исследуемого излучения. Если диспергирующая система отклоняет параллельные пучки различных длин волн так, что они лежат в одной общей для всех длин волн плоскости (называемой *плоскостью дисперсии*), то спектральные приборы с такой диспергирующей системой называются

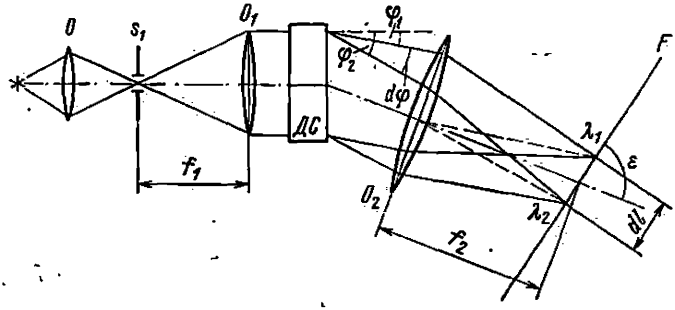


Рис. 1.1. Схема спектрального прибора с одномерной дисперсией.

O — объектив конденсора, s_1 — щель входного коллиматора, O_1, O_2 — объективы коллиматора и камеры, *ДС* — диспергирующая система, f_1 и f_2 — фокусные расстояния объективов, $\varphi_{1,2}$ — углы отклонения параллельных пучков с длинами волн λ_1 и λ_2.

приборами с одномерной дисперсией. К ним относятся призменные и дифракционные спектральные приборы, а также голографические спектрометры.

Интерферометр Фабри — Перо, обладающий осью симметрии, является прибором с двумерной дисперсией, так как в нем разделение излучений различных длин волн происходит вдоль радиуса окружности с центром на оптической оси прибора, и поэтому спектральные линии, представляющие собой интерференционные полосы равного наклона, имеют форму колец. Пластинка Люммера — Герке в принципе также принадлежит к приборам с двумерной дисперсией, поскольку и она дает полосы равного наклона, хотя получаемый с ее помощью спектр напоминает спектр одномерной дисперсии.

Совокупность монохроматических параллельных пучков, выходящих из диспергирующей системы, попадает далее в камерный объектив, который фокусирует отдельные параллельные пучки и образует в его фокальной плоскости совокупность «изображений» входной щели s_1 в свете различных длин волн. Мы здесь слово «изображение» поставили в кавычки, так как даже в случае щелевых спектральных приборов можно говорить об истинном (в рамках геометрической оптики) изображении щели лишь при

ADB SURXONDARYO VILOYATI AXBOROT RESURSLARI TUBXONA MARKAZI
Kel. № 617-06
200 y.
Сурхандарьинская ОБЛБИБЛИОТЕКА им. Гоголя

широких щелях (с шириной, большей некоторой величины s_{10}) и монохроматическом излучении. В случае же интерферометра Фабри — Перо в фокальной плоскости камерного объектива образуется совокупность интерференционных максимумов различных длин волн, расположенных в пределах «изображения» входной диафрагмы коллиматора.

Геометрическое место этих «изображений» в фокальной плоскости камерного объектива и составляет спектр исследуемого излучения. Число «изображений» определяется числом монохроматических составляющих в спектре источника, а их интенсивность — спектральной яркостью излучения в каждой длине волны и параметром спектрального прибора — его светосилой. При источнике сплошного спектра «изображения» в отдельных длинах волн накладываются друг на друга и образуют в фокальной плоскости непрерывный спектр.

Каждая диспергирующая система характеризуется угловой дисперсией и областью спектра, где данная система может быть использована.

Пусть в излучении имеются две бесконечно близкие длины волны λ_1 и λ_2, различающиеся на $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Если по выходе из диспергирующей системы угол между параллельными пучками с этими длинами волн равен $d\varphi$ (см. рис. 1.1), то отношение $d\varphi/d\lambda$ называется *угловой дисперсией* диспергирующей системы. Величина угловой дисперсии зависит от типа диспергирующей системы. Обычно угловая дисперсия интерферометров больше, чем у дифракционных решеток, а у решеток — больше, чем у призм. Угловая дисперсия является важной характеристикой спектрального прибора — она влияет на точность измерения длин волн спектральных линий, светосилу и разрешающую способность.

В призменных спектральных приборах пространственное разложение в спектр осуществляется в результате дисперсии материала призмы, т. е. за счет зависимости показателя преломления материала призмы от длины волны, $n = n(\lambda)$. Поскольку угол отклонения φ параллельного пучка призмой зависит от показателя преломления, а n в свою очередь зависит от λ, то пучки разных длин волн отклоняются призмой на различные углы, т. е. $\varphi = \varphi(\lambda)$. При этом угловая дисперсия призмы оказывается зависящей от величины $dn/d\lambda$, называемой *дисперсией материала* призмы. Чем больше $dn/d\lambda$, тем больше, при прочих равных условиях, угловая дисперсия. Величина $dn/d\lambda$ и область прозрачности материала являются основными параметрами, определяющими интервал длин волн наиболее эффективного использования призм из данного материала.

В случае дифракционных решеток и интерферометров направления на интерференционные максимумы определяются из условия равенства целому числу длин волн разности хода между

соседними интерферирующими когерентными пучками, $\tilde{\Delta} = m\lambda$. Поскольку разность хода $\tilde{\Delta}$ зависит от величины угла между когерентными пучками и заданным направлением, то из условия $\tilde{\Delta}(\varphi) = m\lambda$ следует, что угол φ зависит от длины волны λ, в результате чего и осуществляется пространственное разложение излучения в спектр.

Как дифракционные решетки, так и интерферометры значительно различаются по своим параметрам, и при использовании их в той или иной области спектра они должны удовлетворять определенным требованиям.

Сначала детально рассмотрим принципы действия, основные характеристики и области применения спектральных приборов с одномерной дисперсией — призменных и дифракционных, а затем (в гл. 6) — приборов с двумерной дисперсией — интерферометров Фабри — Перо, обращая особое внимание на выбор параметров спектрального прибора и условий измерения, позволяющих получить с тем или иным прибором максимальную информацию об исследуемом спектре.

§ 1.2. Образование спектра

Как уже указывалось, спектральный прибор с одномерной дисперсией состоит из входного коллиматора, диспергирующей системы (призм или дифракционной решетки) и камерного объектива. Оптические оси объективов коллиматора и камеры лежат в одной плоскости, перпендикулярной к преломляющему ребру призмы или штрихам решетки. Эта плоскость называется *главной плоскостью* призмы или решетки, и она же является и плоскостью дисперсии. В фокальной плоскости объектива входного коллиматора установлена узкая щель, длина которой, или, как ее обычно называют, высота, много больше ширины. Щель ориентирована на оси коллиматора так, чтобы ее длина (высота) была перпендикулярна к главной плоскости и, следовательно, параллельна преломляющему ребру призмы в призменных приборах или штрихам решетки в дифракционных приборах.

На рис. 1.2 приведены принципиальная схема спектрального прибора с одномерной дисперсией (для определенности в качестве диспергирующей системы изображена призма), а также обозначения различных параметров прибора, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем.

Параметры, относящиеся к части оптической схемы до диспергирующей системы, будем снабжать индексом 1, к части после диспергирующей системы — индексом 2. Примем следующие обозначения: O_1 и O_2 — объективы входного коллиматора и камеры, f_1 и f_2 — их фокусные расстояния, s_1 и h_1 — ширина и высота

щели *), s_2 и h_2 — ширина и высота изображения щели, σ_1 и σ_2 — площади сечения параллельных пучков, падающих на диспергирующую систему и выходящих из нее, D_1 и D_2 — их ширины в главной плоскости, H — высота пучков, определяемая высотой диспергирующей системы, $\sigma_1 = D_1H$, $\sigma_2 = D_2H$ (см. рис. 1.2, *б*).

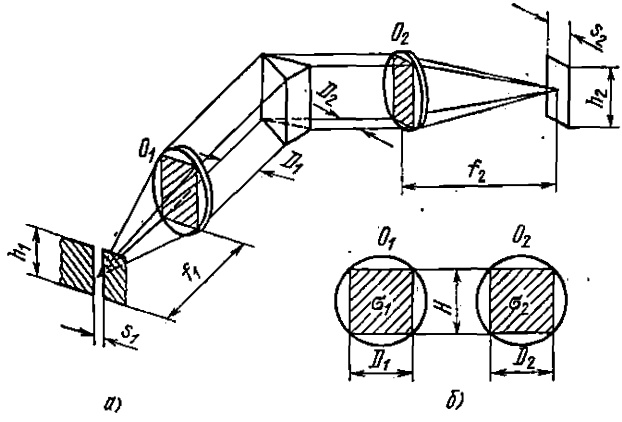


Рис. 1.2. Принципиальная схема прибора с одномерной дисперсией. Показаны лучи, участвующие в образовании изображения центральной точки щели.

При освещении щели излучением исследуемого источника саму щель можно рассматривать как несамосветящийся источник излучения с площадью s_1h_1; фокусирующая оптика прибора — коллиматорный и камерный объективы — образуют в фокальной плоскости последнего изображение этого источника, т. е. щели. Рассмотрим более детально законы образования изображения щели.

Будем сначала считать, что щель освещена монохроматическим излучением с длиной волны λ, а фокусирующая оптика прибора свободна от аберраций, т. е. в рамках применимости законов геометрической оптики каждая точка щели отображается в виде точки. Однако при построении изображения щели необходимо принять во внимание то обстоятельство, что как призма, так и дифракционная решетка, кроме дисперсии, обладают также угловым увеличением. Это означает, что если на диспергирующую систему падают два параллельных пучка (или луча) одной и той же длины волны, образующих между собой некоторый бесконечно малый угол $d\psi$, то после выхода из диспергирующей системы угол между этими пучками $d\varphi$ может быть другим (рис. 1.3). Отношение этих углов $d\varphi/d\psi = \Gamma$ называется *угловым увеличением*. В дальнейшем мы покажем (см. § 2.1, 2.2), что вследствие отсутствия сим-

*) Сами входные и выходные щели мы также будем обозначать буквами s_1 и s_2.

метрии в оптической схеме спектральных приборов с одномерной дисперсией величина углового увеличения различна в различных плоскостях. Как в случае призмы, так и в случае дифракционной решетки угловое увеличение в плоскости, перпендикулярной к плоскости дисперсии, всегда равно единице, а в плоскости дисперсии, или в главной плоскости, оно может быть больше и меньше единицы и зависит от хода лучей через диспергирующую систему. Под величиной $d\varphi/d\psi = \Gamma$ мы будем понимать угловое увеличение в главной плоскости.

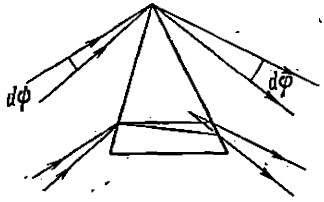


Рис. 1.3. К определению углового увеличения призмы ($d\varphi \neq d\psi$).

При образовании изображения щели мы также должны учесть в принципе неустранимые дифракционные явления, связанные с волновой природой света и возникающие при всяком ограничении фронта световой волны. В спектральном приборе образование изображения щели производится пучками ограниченного сечения, определяемого апертурной диафрагмой, которой в современных приборах обычно служит диспергирующая система. Поскольку дифракционная решетка и преломляющие грани призмы имеют форму прямоугольника, то и сечения параллельных пучков также имеют прямоугольную форму, и они вписываются в световое отверстие объективов. Размеры фокусирующей оптики и диспергирующей системы обычно выбираются так, чтобы сечение входного параллельного пучка σ_1 (см. рис. 1.2) было близким к квадрату, т. е. чтобы $D_1 \approx H$.

Таким образом, при построении изображения щели мы должны учесть дифракционные явления на входных гранях диспергирующей системы или, как будет показано далее, на прямоугольной диафрагме, совпадающей с сечением параллельного пучка $\sigma_1 = D_1H$ (или $\sigma_2 = D_2H$). Однако поскольку величины D_1 и H достаточно велики (сантиметры и больше), то при отображении относительно широких входных щелей дифракционные эффекты можно не учитывать и строить изображение щели методами геометрической оптики, принимая во внимание угловое увеличение. Такое построение приведено на рис. 1.4. Поскольку щель находится в фокальной плоскости коллиматорного объектива, то пучки света, выходящие из каждой точки щели, после выхода из объектива становятся параллельными. Если ширина входной щели равна s_1, то параллельные пучки, выходящие из коллиматорного объектива, от крайних точек щели образуют между собой некоторый угол $\Delta\psi$. Он, очевидно, равен углу, под которым видна щель из центра объектива коллиматора, т. е. $\Delta\psi = s_1/f_1$. После выхода из диспергирующей системы угол между этими пучками в результате угло-

вого увеличения становится другим, а именно равным $\Delta\varphi = \Gamma\Delta\psi$. Пройдя камерный объектив, параллельные пучки делаются сходящимися и образуют в фокальной плоскости изображения крайних точек щели, расстояние между которыми равно $s_2 = f_2\Delta\varphi$.

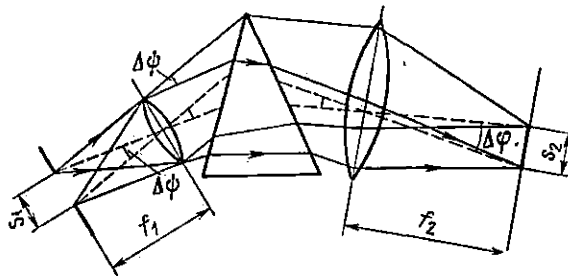


Рис. 1.4. Образование изображения щели.

Подставляя сюда выражения для $\Delta\varphi$ и $\Delta\psi$, получим

$$s_2 = s_1 \frac{f_2}{f_1}\Gamma. \tag{1.1}$$

Очевидно, расстояние s_2 и определяет ширину изображения входной щели. Аналогичным образом мы можем найти и высоту изображения щели. Если h_1 — высота входной щели, то высота ее изображения равна

$$h_2 = h_1 \frac{f_2}{f_1}. \tag{1.2}$$

В это выражение угловое увеличение не входит, так как в плоскости, перпендикулярной к плоскости дисперсии, оно равно 1. Отношение фокусных расстояний f_2/f_1 камерного и коллиматорного объективов определяет геометрическое увеличение фокусирующей системы спектрального прибора.

При выводе выражения (1.1) мы предполагали (см. рис. 1.4), что фокальная плоскость камерного объектива перпендикулярна к его оптической оси. Но обычно объективы камер не ахроматизованы (т. е. их фокусное расстояние f_2 зависит от длины волны) и рассчитаны так, чтобы их фокальная поверхность мало отличалась от идеальной плоскости, что существенно при фотографировании спектра на фотопластинку, причем фокальная плоскость может составлять значительный угол с оптической осью объектива камеры (рис. 1.5). В этом случае ширина изображения щели s_2^* в фокальной плоскости F будет больше, чем s_2, определяемая (1.1). Если угол между фокальной плоскостью и оптической осью равен ε, то легко найти, что $s_2^* = s_2/\sin\varepsilon$, где, как и ранее, $s_2 = f_2\Delta\varphi$.

Учитывая соотношение (1.1), ширину изображения щели s_2^* в фокальной плоскости можно представить в виде

$$s_2^* = \frac{s_2}{\sin\varepsilon} = s_1 \frac{f_2}{f_1} \frac{\Gamma}{\sin\varepsilon}. \qquad (1.3)$$

При любой плоской фокальной поверхности фокусное расстояние камерного объектива f_2, а следовательно, и величина геометрического увеличения f_2/f_1 фокусирующей системы различны в различных областях спектра. В результате этого ширина s_2^* и высота h_2 изображения щели оказываются зависящими от длины волны. При плоской фокальной поверхности и большой ширине спектра величина угла ε также будет различной для разных участков спектра. Кроме того, ширина изображения щели s_2^* зависит и от длины волны, поскольку угловое увеличение Γ в (1.3) в свою очередь зависит от длины волны. Чтобы сделать это более очевидным, представим угловое увеличение иначе, воспользовавшись уравнением Лагранжа — Гельмгольца [1.1] или уравнением тангенсов, широко используемым в геометрической оптике:

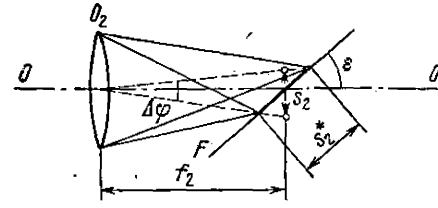


Рис. 1.5. Образование изображения щели при наклонной фокальной плоскости.

$O - O$ — оптическая ось, F — фокальная плоскость.

$$n_1 l_1 \operatorname{tg} u_1 = n_2 l_2 \operatorname{tg} u_2. \qquad (1.4)$$

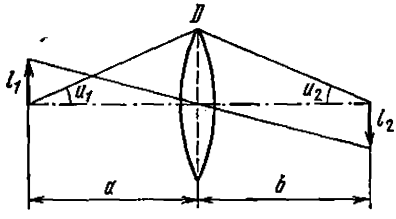


Рис. 1.6. К выводу уравнения Лагранжа — Гельмгольца.

Оно связывает линейные размеры предмета l_1 и изображения l_2, образованного оптической системой, показатели преломления n_1 и n_2 сред, где расположены предмет и изображение, и плоские углы u_1 и u_2 между оптической осью системы и крайними лучами, участвующими в отображении осевой точки предмета (рис. 1.6). Уравнение (1.4) легко проиллюстрировать на примере построения изображения предмета простой тонкой линзой диаметром D, расположенной в однородной среде ($n_1 = n_2$). Пусть предмет длины l_1 находится на расстоянии a от линзы, а его изображение l_2 — на расстоянии b, где a и b связаны известным соотношением для тонкой линзы $1/a + 1/b = 1/f$ (f — фокусное расстояние линзы). Из построения на рис. 1.6 легко получить соотношение $l_2/l_1 = b/a$, определяющее линейное поперечное увеличение линзы.

Кроме того, имеем $\operatorname{tg} u_1 = D/2a$ и $\operatorname{tg} u_2 = D/2b$, откуда находим $D = 2a \operatorname{tg} u_1 = 2b \operatorname{tg} u_2$. Тогда, принимая во внимание выражение для линейного увеличения линзы, получим $l_1 \operatorname{tg} u_1 = l_2 \operatorname{tg} u_2$, что совпадает с (1.4) при $n_1 = n_2$.

Уравнение Лагранжа — Гельмгольца применимо для любой идеальной оптической системы, образующей безаберрационное изображение, и в том числе для спектральных приборов. Следует заметить, что в случае сложных оптических систем уравнение Лагранжа — Гельмгольца применимо лишь тогда, когда в самой системе не происходит дополнительного ограничения сечения пучков (виньетирование), а u_1 и u_2 в (1.4) — углы между крайними

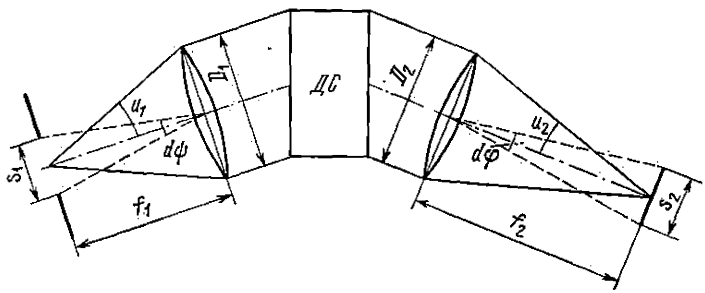


Рис. 1.7. Ход лучей в плоскости дисперсии.
ДС — диспергирующая система.

лучами пучков на входе и выходе, действительно участвующими в образовании изображения. Воспользуемся уравнением (1.4) при рассмотрении образования изображения щели в спектральном приборе в случае лучей, лежащих в плоскости дисперсии (рис. 1.7) и в перпендикулярной к ней плоскости (см. ниже рис. 1.9), проходящей через длинные стороны щели и ее изображения. Для простоты рассмотрим случай $\varepsilon = 90°$.

Для показанного на рис. 1.7 хода лучей имеем при $n_1 = n_2$

$$s_1 \operatorname{tg} u_1 = s_2 \operatorname{tg} u_2, \tag{1.5}$$

где

$$\operatorname{tg} u_1 = D_1/2f_1 \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} u_2 = D_2/2f_2. \tag{1.6}$$

Отсюда имеем

$$s_2 = s_1 \frac{f_2}{f_1} \frac{D_1}{D_2}. \tag{1.7}$$

Тогда, учитывая (1.1), находим, что угловое увеличение диспергирующей системы можно записать в виде

$$\Gamma = d\varphi/d\psi = D_1/D_2. \tag{1.8}$$

Из последнего соотношения следует, что угловое увеличение связано с изменением ширины параллельных пучков при прохождении через диспергирующую систему, что действительно имеет место как для призмы, так и для дифракционной решетки (рис. 1.8, *а*, *б*). При симметричном ходе параллельных пучков через диспергирующую систему, когда ширина пучков не изменяется ($D_1 = D_2$), угловое увеличение равно единице.

Отметим, что уравнение (1.8) можно переписать в виде

$$d\psi\, D_1 = d\varphi\, D_2. \qquad (1.9)$$

Это соотношение является инвариантом, и оно связывает угловые размеры предмета и изображения $d\psi'$ и $d\varphi$ с шириной входной

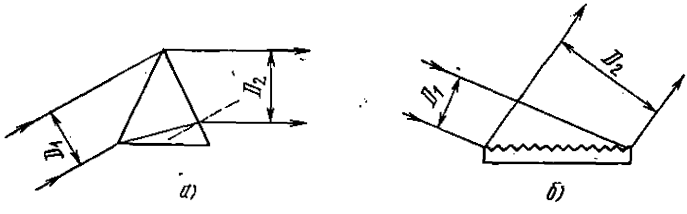


Рис. 1.8. Изменение ширины параллельных пучков при преломлении в призме (*а*) и при отражении от дифракционной решетки (*б*).

и выходной апертурных диафрагм (см. рис. 1.7). Уравнение (1.9) можно также представить в виде

$$\frac{s_1}{f_1} D_1 = \frac{s_2}{f_2} D_2, \qquad (1.10)$$

что непосредственно следует и из (1.7).

Вернемся к соотношению (1.8). Как уже отмечалось, при разложении излучения в спектр параллельные пучки различных длин волн выходят из диспергирующей системы под различными углами и, следовательно, они имеют различную ширину, т. е. ширина пучка D_2 является функцией длины волны. А поскольку ширина параллельного пучка D_1 спектрально неразложенного излучения постоянна для всех длин волн, то из (1.8) следует, что угловое увеличение также зависит от длины волны, т. е. $\Gamma = \Gamma(\lambda)$. Это и приводит к зависимости ширины изображения s_2 от длины волны. Если же фокальная плоскость не перпендикулярна к оптической оси объектива камеры ($\varepsilon < 90°$, см. рис. 1.5), то, как показывает (1.3), на ширину изображения s_2^* влияет зависимость от длины волны как Γ, так и f_2.

Рассмотрим теперь ход лучей в плоскости, в которой лежат длинные стороны щели и ее изображения (рис. 1.9).

Уравнение Лагранжа — Гельмгольца (1.4) для изображенного на рис. 1.9 хода лучей имеет вид

$$h_1 \operatorname{tg} u_1' = h_2 \operatorname{tg} u_2',$$

и поскольку $\operatorname{tg} u_1' = H/2f_1$ и $\operatorname{tg} u_2' = H'/2f_2$, то

$$h_2 = h_1 \frac{f_2}{f_1} \frac{H}{H'}. \tag{1.11}$$

Но, как уже указывалось, угловое увеличение в рассматриваемой плоскости всегда равно единице. Сопоставление (1.11) с (1.2) показывает, что $H' = H$ и равно высоте входной апертурной диафрагмы. Учитывая это, получим

$$\frac{h_1}{f_1} = \frac{h_2}{f_2}, \tag{1.12}$$

или $d\psi' = d\varphi'$, где $d\psi'$ и $d\varphi'$ — угловые размеры высоты щели и ее изображения (см. рис. 1.9). Мы видим, что угловые размеры изображения щели по ее высоте всегда равны угловым размерам самой

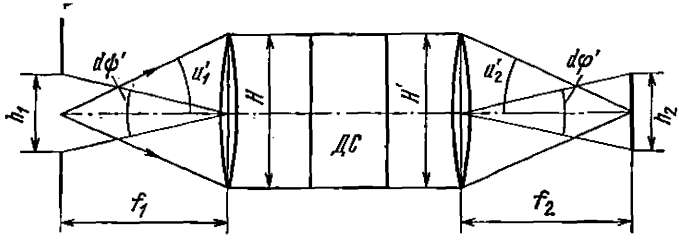


Рис. 1.9. Ход лучей в плоскости, в которой лежат длинные стороны щели и ее изображения.

щели и не зависят от длины волны, тогда как линейные размеры изображения в случае наклонной фокальной плоскости изменяются с длиной волны.

Напишем соотношение (1.11) в виде

$$h_1 \frac{H}{f_1} = h_2 \frac{H}{f_2}$$

и, умножив правую и левую его части соответственно на (1.10), найдем

$$s_1 h_1 \frac{D_1 H}{f_1^2} = s_2 h_2 \frac{D_2 H}{f_2^2}. \tag{1.13}$$

Но поскольку $D_1 H = \sigma_1$ и $D_2 H = \sigma_2$ — площади сечения параллельных пучков (см. рис. 1.2), то

$$\frac{D_1 H}{f_1^2} = \frac{\sigma_1}{f_1^2} = \Omega_1, \tag{1.14}$$

$$\frac{D_2 H}{f_2^2} = \frac{\sigma_2}{f_2^2} = \Omega_2, \tag{1.15}$$

где Ω_1 — пространственный телесный угол пучка, выходящего из щели и поступающего во входную апертурную диафрагму, а Ω_2 — телесный угол пучка, выходящего из камерного объектива.

Приняв во внимание (1.14) и (1.15), запишем (1.13) в виде

$$s_1 h_1 \Omega_1 = s_2 h_2 \Omega_2. \tag{1.16}$$

Это соотношение, вытекающее из уравнения Лагранжа — Гельмгольца, в дальнейшем будет нами широко использоваться при обсуждении фотометрических характеристик спектральных приборов.

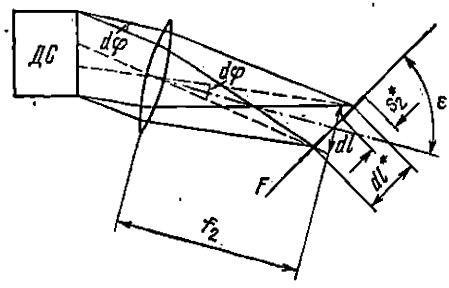


Рис. 1.10. К выводу выражения для линейной дисперсии.

Мы рассмотрели образование изображения щели в спектральном приборе при ее освещении монохроматическим излучением с длиной волны λ. Пусть теперь в излучении содержатся две близкие длины волны λ и $\lambda + d\lambda$. Тогда в фокальной плоскости камерного объектива образуются два смещенных друг относительно друга изображения щели в каждой из длин волн (рис. 1.10) шириной s_2^* (см. (1.3)). Если угол между параллельными пучками с длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$ по выходе из диспергирующей системы равен $d\varphi$, то $dl = f_2\, d\varphi$, а расстояние dl^* между центрами изображений щели в фокальной плоскости F равно $dl^* = dl/\sin\varepsilon = (f_2/\sin\varepsilon)\, d\varphi$. Разделив dl^* на $d\lambda$, получим

$$\frac{dl^*}{d\lambda} = \frac{f_2}{\sin\varepsilon}\frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.17}$$

Это отношение называется *линейной дисперсией* спектрального прибора. Входящая в (1.17) величина $d\varphi/d\lambda$, как отмечалось ранее, является угловой дисперсией диспергирующей системы. Для приборов, у которых фокальная плоскость перпендикулярна к оптической оси камерного объектива ($\varepsilon = 90°$), соотношение (1.17) переходит в

$$\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.18}$$

Величину dl обычно выражают в миллиметрах, а $d\lambda$ — в ангстремах (1 Å $= 10^{-10}$ м) или нанометрах (1 нм $= 10^{-9}$ м). Часто вместо линейной дисперсии $dl/d\lambda$ используют обратную ей величину, называемую *обратной линейной дисперсией*:

$$\frac{d\lambda}{dl} = \frac{1}{f_2}\frac{d\lambda}{d\varphi}. \tag{1.19}$$

Обратную линейную дисперсию выражают в Å/мм или нм/мм. Кроме того, вместо длин волн излучения λ, выражаемых в ангстремах или нанометрах, также пользуются обратными величинами — *волновыми числами* $\tilde{\nu} = 1/\lambda$, где длина волны λ выражается в сантиметрах, а $\tilde{\nu}$, следовательно, в см$^{-1}$. Поскольку $d\tilde{\nu} = -d\lambda/\lambda^2$, то легко установить переход от $dl/d\lambda$ к линейной дисперсии, выраженной в шкале волновых чисел, $dl/d\tilde{\nu}$:

$$\frac{dl}{d\tilde{\nu}} = -\lambda^2 \frac{dl}{d\lambda} \quad \text{и} \quad \frac{dl}{d\tilde{\nu}} = f_2 \frac{d\varphi}{d\tilde{\nu}}.$$

Линейная дисперсия является очень важной характеристикой спектрального прибора. Чем больше $dl/d\lambda$, тем больше расстояние в фокальной плоскости камерного объектива между центрами изображений щели Δl в заданных длинах волн λ_1 и λ_2:

$$\Delta l = (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{dl}{d\lambda}. \qquad (1.20)$$

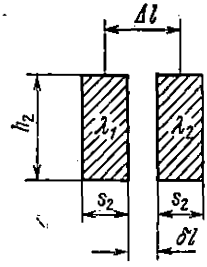


Рис. 1.11. Изображения щели в двух близких длинах волн λ_1 и λ_2.

Но чем больше расстояние Δl, тем с большей точностью оно может быть измерено, а следовательно, с большей точностью определена и разность длин волн $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

Расстояние между внутренними краями изображений щели, очевидно, равно $\delta l = \Delta l - s_2$ (рис. 1.11). Если при заданной разности длин волн $\lambda_2 - \lambda_1$ ширина изображения щели s_2 у данного спектрального прибора такова, что $s_2 < \Delta l$, то изображения щели не перекрываются ($\delta l > 0$); если же $s_2 > \Delta l$, то они перекрываются ($\delta l < 0$), т. е. сливаются в одну широкую полосу, и мы не можем точно определить расстояние между центрами этих изображений щели. Кроме того, даже если $\Delta l > s_2$, то точность определения расстояния между центрами изображений щели, а следовательно, и точность определения разности длин волн будет тем выше, чем меньше ширина изображения щели. Поэтому естественно, что для повышения точности измерения разности длин волн (и самих длин волн) необходимо стремиться к работе с возможно меньшей шириной изображения входной щели и, значит, с возможно меньшей шириной входной щели коллиматора s_1. Однако оказывается, что пропорциональность между s_2 (s_2^*) и s_1, установленная соотношениями (1.1) и (1.3), в действительности соблюдается только при широких щелях. Уменьшение s_1 приводит к уменьшению s_2 лишь до определенных значений ширин s_{10}. При дальнейшем уменьшении ширины щели ($s_1 < s_{10}$) ширина изображения s_{20} остается практически постоянной (рис. 1.12) и происходит лишь уменьшение освещенности изображения. Кро-

ме того, при ширинах входной щели, близких к s_{10}, распределение освещенности в изображении отличается от распределения яркости на входной щели, т. е. от прямоугольного распределения. Таким образом, при $s_1 \leqslant s_{10}$ изображение, образующееся в фокальной плоскости камерного объектива, уже не является собственно изображением входной щели, как оно понимается в теории идеальной оптической системы, а определяется дифракцией на апертурной диафрагме спектрального прибора. При отсутствии аберраций ширина входной щели s_{10}, соответствующая области перехода от линейной зависимости к зависимости $s_{20} = \text{const}$ на графике $s_2 = f(s_1)$ (см. рис. 1.12), называется *нормальной шириной входной щели*. Величина s_{10} определяется параметрами спектрального прибора. Чтобы установить связь между величиной s_{10} и этими параметрами, рассмотрим дифракционные явления, происходящие в спектральном приборе.

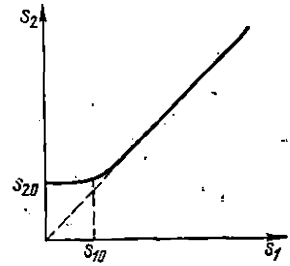


Рис. 1.12. Зависимость ширины изображения щели s_2 от ширины входной щели s_1.

§ 1.3. Дифракционные явления в спектральном приборе

Дифракционные явления в спектральных приборах с одномерной дисперсией играют очень важную роль. Они, как мы увидим, определяют предельную *) для данного спектрального прибора разрешающую способность. Поэтому эти явления мы рассмотрим подробно.

Как правило, апертурной диафрагмой спектрального прибора, ограничивающей сечения пучков, участвующих в образовании изображения щели, служит диспергирующая система. Поэтому необходимо рассмотреть дифракцию пучков, прошедших через коллиматор и падающих на эту систему.

Сначала ограничимся случаем бесконечно узкой щели ($s_1 \ll s_{10}$), освещенной монохроматическим излучением. Щель установлена в фокусе объектива коллиматора, и поэтому на входную грань диспергирующей системы (призмы, решетки) падает параллельный пучок, обычно под некоторым углом (скажем, ψ) к этой грани (рис. 1.13, *а*). В результате дифракции пучок за входной гранью становится непараллельным (расходящимся), с определенным — дифракционным — распределением интенсивности по углам. В дальнейшем нас будет интересовать лишь дифракционное распределение в плоскости дисперсии. Чтобы найти это распределе-

*) Часто предельную разрешающую способность называют также дифракционной или теоретической.

ние, нужно решить задачу о дифракции Фраунгофера [1.2] плоской волны на прямоугольном отверстии шириной L, равной длине входной грани диспергирующей системы (в плоскости дисперсии), при наклонном падении на нее (под углом ψ) параллельного пучка. Однако можно показать, что при $L \gg \lambda$ вместо задачи о дифракции на входной грани L можно рассмотреть задачу о дифракции плоской волны на перпендикулярной к параллельному пучку диафрагме шириной D_1, равной ширине этого пучка в плоскости дисперсии (рис. 1.13, *б*).

Проведем оси координат xy с началом в точке O на одном краю диафрагмы D_1; ось x нормальна к диафрагме, ось y лежит в плоскости отверстия диафрагмы. $Od = D_1$ — ширина диафрагмы в плоскости дисперсии.

Найдем интенсивность излучения за диафрагмой в некотором направлении, составляющем угол ψ' с нормалью к отверстию,

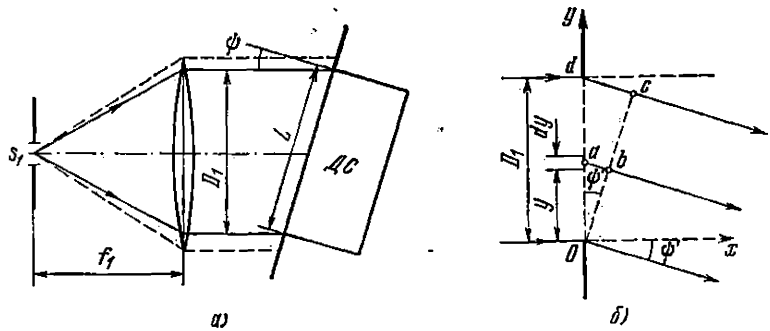


Рис. 1.13. К дифракции параллельного пучка на диспергирующей системе (*а*) и на диафрагме D_1 при нормальном падении (*б*).

используя принцип Гюйгенса — Френеля [1.2]. Согласно этому принципу каждую точку диафрагмы можно рассматривать как источник сферических волн, сложение которых определяет результирующую волну за диафрагмой. Чтобы найти уравнение результирующей волны, необходимо сложить излучения в заданном направлении от всех элементов dy отверстия диафрагмы с учетом их амплитуд и фаз. Пусть амплитуда падающей плоской волны, посылаемой единицей длины отверстия D_1, равна $\mathscr{E}_0$, а фаза плоской волны в начале координат есть θ. Рассмотрим элемент ширины отверстия dy, находящийся в точке a на расстоянии y от края отверстия O (см. рис. 1.13, *б*). Излучение в направлении ψ' от точки a отличается по фазе от излучения, испускаемого точкой O, на величину, определяемую разностью хода $ab = y \sin \psi'$. Тогда уравнение плоской волны, исходящей из элемента dy в точке a, можно представить в виде

$$d\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \exp\left[i\left(\omega t - \theta - ky \sin \psi'\right)\right] dy,$$

где $\omega = 2\pi\nu$ — циклическая частота света, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число *).

Для результирующей волны от всего отверстия шириной D_1 в направлении ψ' имеем

$$\mathscr{E}(\psi') = \mathscr{E}_0 \exp[i(\omega t - \theta)] \int_0^{D_1} \exp[-iky \sin\psi'] \, dy. \qquad (1.21)$$

Интеграл в (1.21) обычно называют *амплитудным дифракционным интегралом*, с которым мы в дальнейшем будем часто встречаться. Поэтому проведем его вычисление и преобразование.

Выполняя интегрирование в (1.21), получим

$$\mathscr{E}(\psi') = \mathscr{E}_0 \exp[i(\omega t - \theta)] \frac{D_1}{ik\tilde{\Delta}} [\exp(-ik\tilde{\Delta}) - 1], \qquad (1.22)$$

где введено обозначение

$$\tilde{\Delta} = D_1 \sin\psi'. \qquad (1.23)$$

Величина $\tilde{\Delta} = dc$ есть разность хода между крайними лучами параллельного пучка, выходящего из диафрагмы в направлении, составляющем угол ψ' с нормалью к диафрагме (см. рис. 1.13, *б*). Произведя элементарные преобразования, напишем (1.22) в виде

$$\mathscr{E}(\psi') = \mathscr{E}_0 D_1 \exp[i(\omega t - \theta - k\tilde{\Delta}/2)] \frac{1}{k\tilde{\Delta}/2} \left[\frac{\exp(-ik\tilde{\Delta}/2) - \exp(ik\tilde{\Delta}/2)}{2i}\right].$$

Последний сомножитель в квадратных скобках можно преобразовать по формуле Эйлера следующим образом:

$$\frac{1}{2i}\left[\exp\left(-\frac{ik\tilde{\Delta}}{2}\right) - \exp\left(\frac{ik\tilde{\Delta}}{2}\right)\right] = \sin\left(\frac{k\tilde{\Delta}}{2}\right).$$

Тогда выражение (1.22) можно переписать в виде

$$\mathscr{E}(\psi') = \mathscr{E}_0 D_1 \exp\left[i\left(\omega t - \theta - \frac{k\tilde{\Delta}}{2}\right)\right] \frac{\sin(k\tilde{\Delta}/2)}{k\tilde{\Delta}/2}. \qquad (1.24)$$

Наконец, выражение для интенсивности излучения в направлении, составляющем угол ψ' с нормалью к отверстию диафрагмы, получим умножением последнего соотношения на комплексно сопряженную величину:

$$J(\psi') = \mathscr{E}(\psi')\,\mathscr{E}^*(\psi') = \mathscr{E}_0^2 D_1^2 \left(\frac{\sin(k\tilde{\Delta}/2)}{k\tilde{\Delta}/2}\right)^2. \qquad (1.25)$$

Для сокращения введем обозначения

$$u = k\tilde{\Delta}/2 = \pi\tilde{\Delta}/\lambda. \qquad (1.26)$$

*) $k = 2\pi/\lambda$ также называют волновым числом; оно отличается от введенного ранее волнового числа $\tilde{\nu} = 1/\lambda$.

Далее, поскольку $\mathscr{E}_0$ — амплитуда волны, посылаемой единицей длины отверстия, то, очевидно, $\mathscr{E}_0 D_1$ есть полная амплитуда волны, проходящей через все отверстие диафрагмы шириной D_1. Вводя обозначение $\mathscr{E}_0^2 D_1^2 = J_0$ и используя его, а также (1.26), перепишем (1.25) в общей форме:

$$J(\psi') = J_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2. \tag{1.27}$$

Полученное выражение для распределения интенсивности по углам при дифракции на прямоугольном отверстии называется *дифракционным распределением*. Его график приведен на рис. 1.14.

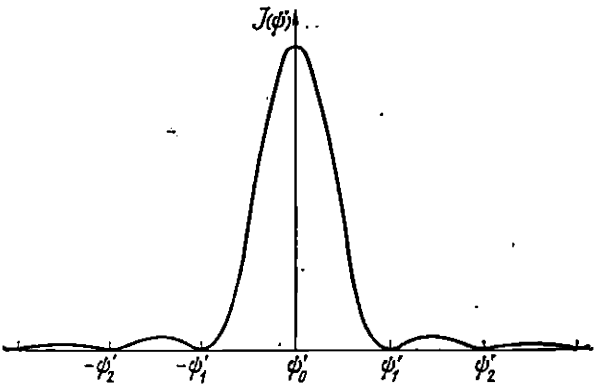


Рис. 1.14. График функции дифракционного распределения.

Рассмотрим свойства функции $(\sin u/u)^2$, входящей в (1.27). Она обращается в нуль при $u = N\pi$, где N — целое число (кроме $N = 0$). При $N = 0$ или $u = 0$ функция $(\sin u/u)^2$ становится неопределенной и ее раскрытие приводит к значению

$$\lim \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2_{u \to 0} = 1. \tag{1.28}$$

Следовательно, при $u = 0$ функция $J(\psi')$ имеет максимальное значение, равное

$$J(0) = J_0. \tag{1.29}$$

Между минимумами функции $J(\psi')$ находятся небольшие вторичные максимумы, которые расположены посередине между соседними минимумами, т. е. при $u = (N + 1/2)\pi$. Подставляя это значение u в (1.27) и принимая во внимание (1.29), получим выражение, определяющее величину вторичных максимумов:

$$J_N(\psi') \approx J_0 \frac{4}{\pi^2 (2N+1)^2}. \tag{1.30}$$

Отсюда легко найти относительную величину вторичных максимумов для $N = 1, 2, 3, \ldots$:

$$J_0 : J_1 : J_2 : J_3 : \ldots = 1 : 0{,}045 : 0{,}016 : 0{,}008 : \ldots$$

Как мы видим, величины вторичных максимумов малы по сравнению с центральным, или главным, максимумом и быстро уменьшаются с ростом N. Поэтому при дифракции Фраунгофера основная часть потока излучения, прошедшего через ограничивающую диафрагму (около 84%), концентрируется в области главного максимума, т. е. между первыми минимумами дифракционной функции с $N = \pm 1$ (см. рис. 1.14). Направление на центр главного максимума ψ_0' определяется из условия $u = 0$ или (с учетом (1.23) и (1.26)) $\psi_0' = 0$. Это означает, что направление на центр главного максимума совпадает с направлением параллельного пучка, падающего на диафрагму D_1. По обе стороны от этого направления симметрично располагаются минимумы и вторичные максимумы (см. рис. 1.14). Направления на минимумы определяются из условия

$$u = \pi\tilde{\Delta}_{\min}/\lambda = N\pi, \quad \text{или} \quad \tilde{\Delta}_{\min} = N\lambda, \quad \text{или} \quad D_1 \sin\psi'_{\min} = N\lambda. \quad (1.31)$$

Отсюда следует, что разность хода между крайними лучами параллельного пучка ($\tilde{\Delta} = dc$), идущего в направлении минимума интенсивности, равна целому числу длин волн.

Заметим, что если рассматривать дифракцию непосредственно на входной грани диспергирующей системы шириной L (см. рис. 1.13, *а*) при наклонном падении на нее параллельного пучка под углом ψ, то получается точно такое же дифракционное распределение (1.27), но разность хода в (1.26) равна $\tilde{\Delta} = L(\sin\psi - \sin\psi')$. При этом направлением на центр главного максимума, определяемым из условия $\tilde{\Delta} = 0$, будет $\psi_0' = \psi$, т. е. оно совпадает с направлением падающего параллельного пучка. Вообще можно показать, что при дифракции Фраунгофера на отверстии направление на центр главного максимума всегда определяется законами геометрической оптики.

Используя (1.31), найдем угловое расстояние между соседними минимумами и равное ему расстояние между центром главного максимума и первым минимумом $\Delta\psi_1' = \psi_1' - \psi_0'$. В случае спектральных приборов $D_1 \gg \lambda$ и, следовательно, величина $\Delta\psi_1'$ очень мала. Ее можно найти, переходя в (1.31) к конечным разностям и считая λ постоянной. Выполняя эту операцию, получим $D_1 \cos\psi_1' \, \Delta\psi_1' = \Delta N \lambda$, но, поскольку для соседних минимумов $\Delta N = 1$, окончательно найдем

$$\Delta\psi_1' = \frac{\lambda}{D_1 \cos\psi_1'}. \quad (1.32)$$

В силу малости $\Delta\psi_1'$ (при $D_1 \gg \lambda$) в последнем соотношении приближенно можно считать, что $\psi_1' \approx \psi_0' = 0$ и $\cos\psi_1' = 1$. Тогда

(1.32) переходит в

$$\Delta\psi_1' \approx \lambda/D_1. \tag{1.33}$$

В дальнейшем мы покажем, что угловая ширина главного дифракционного максимума на уровне $^1/_2 J_0$ приближенно равна $\Delta\psi_1' = \psi_1 - \psi_0'$, и поэтому выражение (1.33) обычно называют *угловой шириной главного дифракционного максимума.*

Итак, в результате дифракции на входной апертурной диафрагме (входной грани диспергирующей системы) в диспергирующую систему входит не параллельный, а расходящийся пучок с дифракционным распределением (1.27). Соответственно и при выходе из диспергирующей системы пучок также имеет дифракционное распределение, но величины всех углов его изменены в результате углового увеличения системы. В частности, угловая ширина главного дифракционного максимума будет определяться не (1.33), а соотношением

$$\Delta\varphi_1 = \Delta\psi_1'\Gamma = \Gamma\lambda/D_1. \tag{1.34}$$

Воспользовавшись (1.8), мы можем представить последнее выражение в виде

$$\Delta\varphi_1 = \lambda/D_2. \tag{1.35}$$

Но оно определяет угловую ширину главного дифракционного максимума при дифракции плоской волны при нормальном падении на диафрагму с шириной, равной ширине D_2 параллельного пучка (ср. с (1.33)), выходящего из диспергирующей системы (см. рис. 1.7).

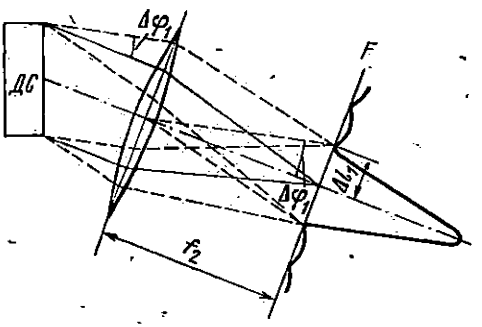


Рис. 1.15. Образование дифракционной картины в фокальной плоскости камерного объектива.

ДС — диспергирующая система.

Таким образом, при описании дифракционных явлений в спектральном приборе можно рассматривать дифракцию либо на отверстии с шириной падающего на диспергирующую систему параллельного пучка D_1, либо на отверстии с шириной выходящего из нее пучка D_2. Но в первом случае необходимо учитывать угловое увеличение диспергирующей системы (см. (1.34)).

Выходящий из диспергирующей системы пучок с дифракционным распределением попадает в камерный объектив, который образует в своей фокальной плоскости в направлении дисперсии пространственную дифракционную картину. На рис. 1.15 схематически (в увеличенном масштабе) изображен ход лучей при образо-

вании пространственного дифракционного распределения, когда фокальная плоскость F перпендикулярна к оптической оси камерного объектива ($\varepsilon = 90°$). Как мы видим, линейное расстояние между центром главного максимума и первым минимумом Δl_1 (см. рис. 1.15) с учетом (1.35) равно

$$\Delta l_1 = f_2 \Delta\varphi_1 = f_2 \lambda / D_2. \tag{1.36}$$

Если же фокальная плоскость F не перпендикулярна к оптической оси объектива и составляет с ней угол $\varepsilon \neq 90°$ (см. рис. 1.10), то, аналогично (1.17), получим для линейной ширины главного максимума выражение

$$\Delta l_1^* = \frac{f_2}{\sin \varepsilon} \frac{\lambda}{D_2}. \tag{1.37}$$

Дифракционное распределение (1.27), являющееся функцией угла ψ', также можно преобразовать в функцию линейного расстояния в фокальной плоскости камерного объектива.

Как уже отмечалось, в спектральных приборах $D_1 \gg \lambda$, и потому для небольших углов ψ' в окрестности главного максимума ($\psi'_0 = 0$) можно считать, что $\sin \psi' \approx \Delta\psi'$, где $\Delta\psi' = \psi' - \psi'_0$. Тогда выражение для $\widetilde{\Delta}$ (см. (1.23)) можно написать в виде $\widetilde{\Delta} = D_1 \Delta\psi'$. Подставив полученное выражение в (1.26), имеем

$$u = \pi\widetilde{\Delta}/\lambda = \pi D_1 \Delta\psi'/\lambda$$

и далее, воспользовавшись (1.8) и произведя замену $D_1 = \Gamma D_2$, найдем

$$u = \pi D_2 \Gamma \Delta\psi'/\lambda.$$

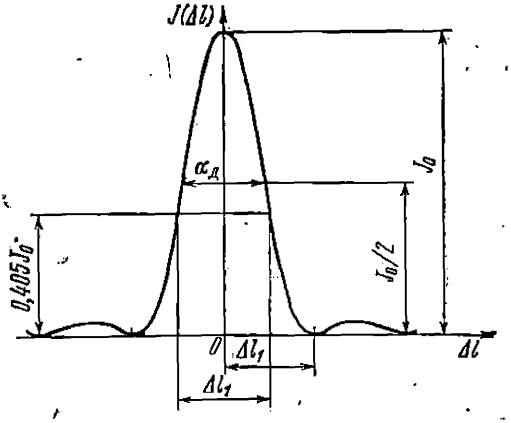


Рис. 1.16. Основные параметры главного дифракционного максимума.

Но, аналогично (1.34), здесь $\Gamma \Delta\psi' = \Delta\varphi$, и, значит, $u = \pi\Delta\varphi D_2/\lambda$. Наконец, умножая числитель и знаменатель на f_2 и учитывая, что $\Delta\varphi f_2 = \Delta l$ есть расстояние в фокальной плоскости (в направлении дисперсии), отсчитываемое от центра главного максимума (рис. 1.16), а согласно (1.36) $f_2\lambda/D_2 = \Delta l_1$, найдем окончательно

$$u = \pi\Delta l/\Delta l_1. \tag{1.38}$$

Подставляя (1.38) в (1.27), получим формулу для дифракционного распределения как функцию линейного расстояния Δl, выражен-

ного в единицах Δl_1 *):

$$J(\Delta l) = J_0 \left(\frac{\sin(\pi \Delta l / \Delta l_1)}{\pi \Delta l / \Delta l_1} \right)^2. \tag{1.39}$$

Как уже отмечалось, наибольшая часть энергии (около 84%) в дифракционном распределении концентрируется в главном дифракционном максимуме, т. е. между первыми минимумами функции (1.39) на участке длиной $2\Delta l_1$ (см. рис. 1.16). Поскольку в пределах главного максимума распределение энергии неоднородно, то его обычно характеризуют шириной $\alpha_д$ на уровне $\frac{1}{2} J_0$ (см. рис. 1.16), где сосредоточена основная доля энергии. Величина $\alpha_д = 2(\Delta l)_{1/2}$ определяется из равенства $J_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 = \frac{1}{2} J_0$, которое выполняется при $u = 1{,}39$. Подставляя это значение в (1.38), получим $(\Delta l)_{1/2} = 0{,}443 \Delta l_1$ и

$$\alpha_д = 2(\Delta l)_{1/2} = 0{,}886 \Delta l_1, \tag{1.40}$$

где Δl_1 определяется (1.36).

Отметим также, что на ширине главного максимума, равной Δl_1, его интенсивность равна $0{,}405 J_0$ (см. рис. 1.16). Это вытекает из (1.39), если положить $\Delta l = {}^1/_2 \Delta l_1$; тогда

$$J({}^1/_2 \Delta l_1) = J_0 \cdot 4/\pi^2 = 0{,}405 J_0. \tag{1.41}$$

Итак, мы нашли основные параметры дифракционного распределения, получающегося в фокальной плоскости камерного объектива, при бесконечно узкой входной щели. Рассмотрим теперь роль дифракционных явлений при образовании изображения щели конечной ширины.

Пусть входная щель спектрального прибора имеет конечную ширину $s_1 > s_{10}$ и освещена монохроматическим излучением с длиной волны λ. Тогда каждый бесконечно малый элемент щели по ее ширине, согласно принципу Гюйгенса — Френеля, является источником вторичных сферических волн. Эти волны, пройдя через фокусирующую оптику и диспергирующую систему, образуют в геометрически сопряженных точках фокальной плоскости камерного объектива соответствующие дифракционные распределения, аналогичные рассмотренным выше (см. (1.39)). В результате участок фокальной плоскости в направлении дисперсии с длиной, равной ширине геометрического изображения щели s_2, будет заполнен перекрывающимися дифракционными картинами. Результирующее распределение энергии в фокальной плоскости равно сумме всех дифракционных распределений, расположенных на участке длиной s_2. При этом следует принять во внимание фазовые

*) Численное значение этой функции приведено в Приложении 4.

соотношения между волнами, излучаемыми различными точками входной щели. Поскольку щель не является самосветящимся источником, распределение яркости и фаз по ее ширине зависит от способа освещения щели. Обычно она освещается широким конусом лучей, обеспечивающим полное заполнение входной апертурной диафрагмы, что позволяет считать, как можно показать, излучения, испускаемые различными точками щели, некогерентными,

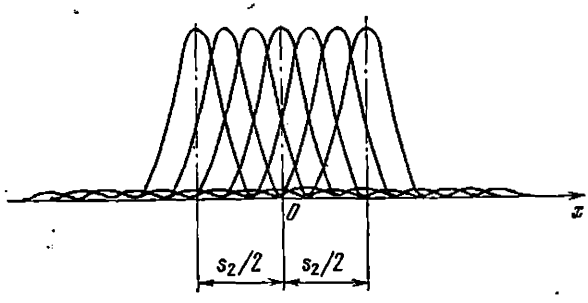


Рис. 1.17. Наложение дифракционных распределений (схема).

этом случае в фокальной плоскости камерного объектива происходит сложение интенсивностей, т. е. наложение дифракционных распределений вида (1.39). Схематически это изображено на рис. 1.17. В дальнейшем будем считать, что линия дисперсии совпадает с осью x, а начало координат расположено в середине геометрического изображения щели (см. рис. 1.17). Кроме того, в дифракционном распределении (1.39) вместо Δl введем координату ξ, отсчитываемую от центра соответствующего главного максимума. В результате наложения дифракционных распределений в каждой точке с координатой x происходит суммирование освещенности всех дифракционных картин, центры которых расположены в пределах геометрического изображения щели $\pm{}^1/_2 s_2$. На рис. 1.18 для наглядности изображено наложение только двух дифракционных распределений $J_1(\xi_1)$ и $J_2(\xi_2)$ вида (1.39), центры которых имеют координаты x_1' и x_2'. Тогда на малый элемент длины dx', отстоящий от начала координат на расстояние x_1 попадает энергия $J_1(\xi_1)\,dx'$ и $J_2(\xi_2)\,dx'$, где $\xi_1 = x - x_1'$, $\xi_2 = x - x_2'$ (см. рис. 1.18). Суммарная энергия при этих распреде-

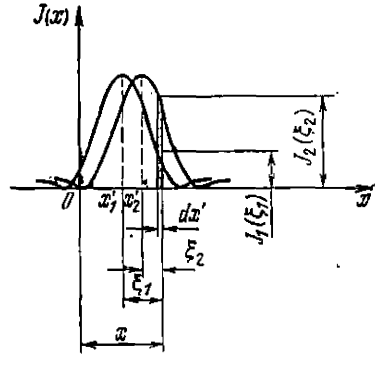


Рис. 1.18. Схема сложения двух дифракционных распределений.

лениях в точке x, очевидно, равна $J_1(x-x_1')\,dx' + J_2(x-x_2')\,dx' = \Delta I(x)$. Полную же энергию в точке x при всех дифракционных распределениях в пределах $\pm{}^1/_2 s_2$ можно записать в виде

$$I(x) = J_0 \int\limits_{-{}^1/_2 s_2}^{+{}^1/_2 s_2} \left[\frac{\sin \pi (x-x')/\Delta l_1}{\pi (x-x')/\Delta l_1}\right]^2 dx'. \tag{1.42}$$

Выражение (1.42) описывает форму результирующего распределения энергии. Она существенно зависит от соотношения между полной шириной главного дифракционного максимума $2\Delta l_1$ и пределами интегрирования, $\pm{}^1/_2 s_2$, а следовательно, зависит от ширины входной щели s_1.

Если $s_2 \gg \Delta l_1$, то в области $x \approx 0$ значение интеграла (1.42) приближенно равно

$$\int\limits_{-{}^1/_2 s_2}^{+{}^1/_2 s_2} \left[\frac{\sin \pi (x-x')/\Delta l_1}{\pi (x-x')/\Delta l_1}\right]^2 dx' \approx \approx \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin \xi}{\xi}\right)^2 d\xi = \pi,$$

т. е. постоянному значению. Это означает, что в центральной части результирующего распределения интенсивность постоянна, $I(x) = \text{const}$, и не зависит от ширины щели s_1. Вблизи же точек $|x| \approx {}^1/_2 s_2$, т. е. на краях результирующего распределения, интенсивность быстро уменьшается, так как уменьшается число перекрывающихся дифракционных картин; при $|x| > {}^1/_2 s_2$ она равна малой величине. Общий вид полученного распределения изображен на рис. 1.19, *а*, причем полная ширина результирующего распределения несколько больше s_2. При $s_2 \gg \Delta l_1$ дифракционные явления проявляются лишь в образовании малоинтенсивных «крыльев» за пределами геометрического изображения щели, шири-

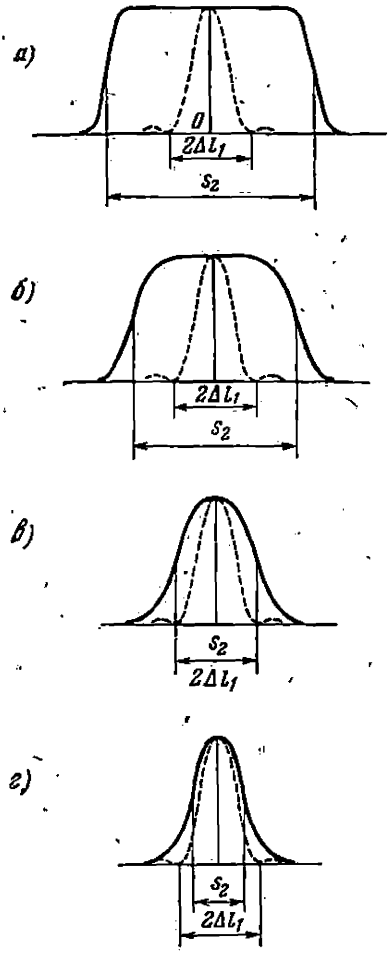


Рис. 1.19. Результирующее распределение $I(x)$, описываемое (1.42) [1.2].

а) $s_2 \gg \Delta l_1$; *b)* $s_2 = 4\Delta l_1$; *в)* $s_2 = 2\Delta l_1$; *г)* $s_2 = 1{,}25\ \Delta l_1$.

на которых мала по сравнению с s_2, а потому само результирующее распределение близко к прямоугольному с шириной s_2, определяемой (1.1), т. е. пропорциональной s_1.

При $s_2 > \Delta l_1$ относительная ширина крыльев соизмерима с s_2 и результирующее распределение заметно отличается от прямоугольного, т. е. от геометрического изображения щели (рис. 1.19, *б*, *в*, *г*). При $s_2 \leqslant \Delta l_1$ распределение (1.42) значительно отличается от геометрического изображения щели и близко к дифракционному распределению (1.27) с шириной $\alpha_д = 0{,}886\Delta l_1$, не зависящей от ширины входной щели s_1. Таким образом, дифракционное распределение можно назвать самым «узким» изображением щели шириной $\alpha_д$. Именно этими явлениями объясняется экспериментально наблюдаемая зависимость ширины изображения щели s_2 от ширины щели s_1 (см. рис. 1.12). Как уже отмечалось, ширина входной щели $s_1 \approx s_{10}$ в области перехода от линейной зависимости к постоянной величине $s_2 = s_{20}$ на рис. 1.12 называется нормальной шириной щели. Величину s_{10} можно определить из условия равенства геометрической ширины изображения щели s_2 ширине главного дифракционного максимума $\alpha_д$, т. е. из равенства $s_{20} = s_{10}\Gamma f_2/f_1 = \alpha_д = 0{,}886\Delta l_1$, откуда

$$s_{10} = \alpha_д \frac{f_1}{f_2}\frac{1}{\Gamma}. \tag{1.43}$$

Но, поскольку на кривой $s_2 = f(s_1)$ (см. рис. 1.12) точка перегиба s_{10} не является строго определенной и практически важно знать оценочное значение «нормальной» ширины щели, при нахождении величины s_{10} обычно полагают, что $\alpha_д \approx \Delta l_1 = f_2\lambda/D_2$ (см. (1.36)), и тогда (1.43) принимает вид

$$s_{10} = f_1 \frac{\lambda}{D_2}\frac{1}{\Gamma}, \tag{1.44}$$

или с учетом (1.8), — вид

$$s_{10} = f_1 \frac{\lambda}{D_1}. \tag{1.45}$$

Обычно для оценки s_{10} используется соотношение (1.45), где величина s_{10} выражена через параметры входного коллиматора.

В качестве примера оценим величину s_{10} для спектрографа ИСП-51. Для него $f_1 = 300$ мм, $D_1 = 50$ мм. Пусть $\lambda = 5000$ А. Тогда из (1.45) получим $s_{10} = 0{,}003$ мм.

Мы рассмотрели дифракционные явления, проявляющиеся в фокальной плоскости в направлении дисперсии. Но поскольку апертурная диафрагма имеет форму прямоугольника D_1H (см. рис. 1.2, *б*), близкого к квадрату, то аналогичные дифракционные явления возникают и в плоскости, перпендикулярной к плоскости дисперсии, т. е. в направлении h_2. Каждая точка щели (по ее высоте) также отображается в виде дифракционного распределения типа, показанного на рис. 1.16, причем поскольку $D_1 \approx H$, то

ширины дифракционных максимумов в обеих плоскостях примерно одинаковы. Наложение дифракционных распределений от различных точек щели по ее высоте и образует результирующее изображение щели высотой h_2. Но, поскольку h_2 порядка нескольких миллиметров (до 10—20 мм) и много больше ширины дифракционного максимума, дифракционными эффектами можно пренебречь и определять h_2 согласно (1.2).

§ 1.4. Разрешающая способность спектрального прибора. Аппаратная функция

Обычно под разрешающей способностью оптического прибора понимают способность различать (или разрешать) в изображении объекта два близких элемента — две близкие светящиеся точки в обычном оптическом приборе или две близкие монохроматические линии в спектре, полученном с помощью спектрального прибора. При таком определении разрешающей способности ее можно оценить количественно, используя те или иные критерии разрешения.

В случае спектрального прибора количественной характеристикой разрешающей способности является величина

$$\mathscr{R} = \lambda/\delta\lambda, \tag{1.46}$$

где $\delta\lambda$ — минимальная разность длин волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ двух близких монохроматических линий одинаковой интенсивности, еще различимых в спектре.

Однако спектроскопические исследования не всегда сводятся к обнаружению в спектре двух или нескольких близких спектральных линий, а ставят своей целью изучение распределения энергии в спектре излучения источника, определение формы и ширины отдельных линий излучения или поглощения, измерение относительной интенсивности отдельных линий и др. При такого рода исследованиях важно знать, в какой степени непосредственно измеренные спектроскопические характеристики соответствуют истинным характеристикам излучения.

Мы уже отмечали, что любой реальный спектральный прибор вносит искажения в регистрируемый спектр, в результате чего последний в той или иной степени отличается от истинного спектра излучения. Это означает, что измеренная зависимость энергии излучения от длины волны, форма и ширина спектральных линий и другие характеристики спектра отличаются от соответствующих характеристик истинного спектра излучения, поступающего в спектральный прибор.

Оказывается, что величина этих, как их часто называют, аппаратурных искажений и величина разрешающей способности, определяемой соотношением (1.46), связаны между собой. Чем больше

разрешающая способность, тем меньше аппаратурные искажения, т. е. тем ближе регистрируемый спектр к истинному. Далее мы покажем, что каждый реальный спектральный прибор можно характеризовать некой величиной, так называемой *аппаратной функцией*, которая определяет и степень аппаратурных искажений и разрешающую способность.

Аппаратурные искажения носят систематический характер и определяются параметрами спектрального прибора и регистрирующего устройства. Но кроме систематических искажений в регистрируемый спектр вносятся случайные ошибки, обусловленные различного рода флуктуационными процессами — шумами. Поэтому при рассмотрении вопросов, относящихся к общей оценке искажений регистрируемого спектра и разрешающей способности, необходим совместный учет систематических и случайных ошибок измерения (см. § 1.16).

Остановимся на систематических ошибках собственно спектрального прибора и определяющих их факторах.

Рассмотрим сначала обычный оптический прибор, например зрительную трубу или фотоаппарат. Оптический прибор можно назвать идеальным, если каждая точка предмета изображается прибором в виде точки. Тогда изображение предмета с точностью до масштаба подобно самому предмету. Однако в реальном оптическом приборе точка предмета изображается не точкой, а пятном, хотя и малых, но конечных размеров,— *пятном рассеяния*. Существование пятна рассеяния обусловлено дифракцией, аберрациями, связанными с несовершенством фокусирующей оптики, а при фотографировании изображения — с рассеянием света в фотоэмульсии. И если фокусирующую оптику можно рассчитать и изготовить так, чтобы аберрационное пятно рассеяния было мало по сравнению с дифракционным, то дифракционные явления на входной апертурной диафрагме останутся всегда, так как они обусловлены волновой природой света. Поэтому и в безаберрационном оптическом приборе точка предмета изображается дифракционным пятном конечных размеров. Это означает, что идеальный оптический прибор невозможен и, следовательно, в реальном оптическом приборе распределение освещенности в изображении всегда отличается от распределения яркости в предмете.

Аналогичные явления возникают и в спектральном приборе. Если бы при строго монохроматическом излучении и бесконечно узкой входной щели изображение — спектральная линия — имело бесконечно малую ширину, то такой спектральный прибор можно было бы назвать идеальным. Однако в реальном спектральном приборе из-за дифракции, остаточных аберраций фокусирующей системы и возможных дефектов оптических деталей спектральная линия (даже при бесконечно узкой входной щели и строго монохроматическом излучении) имеет конечную ширину с определен-

ным распределением энергии внутри некоторого интервала длины в фокальной плоскости камерного объектива. Выше мы показали (см. § 1.3), что в случае безаберрационной фокусирующей оптики и при хорошем качестве других оптических деталей это есть дифракционное распределение (1.39) с полушириной $\alpha_д$. При наличии аберраций происходит совместное действие дифракции и аберраций, причем в силу волновой природы света нельзя рассматривать порознь влияние дифракции и аберраций на распределение энергии в изображении. Если ширина чисто аберрационного пятна рассеяния $\alpha_а$ (рассчитанного без учета действия дифракции) много меньше $\alpha_д$, то аберрациями можно пренебречь, а распределение энергии близко к диффракционному. Если же, наоборот, $\alpha_а \gg \alpha_д$, то можно пренебречь дифракцией, а распределение энергии в изображении близко к аберрационному, отличающемуся от дифракционного. В случае $\alpha_а \approx \alpha_д$ расчет результирующего распределения энергии в изображении щели очень сложен, но ясно, что его ширина больше ширины дифракционного распределения $\alpha_д$ и отличается от последнего по форме. Наконец, если ширина входной щели s_1 значительно больше нормальной ширины ($s_1 \gg s_{10}$), то распределение энергии в изображении щели близко к прямоугольному с шириной s_2, определяемой согласно (1.1). Таким образом, в зависимости от ширины входной щели и соотношения между $\alpha_а$ и $\alpha_д$ распределение энергии в изображении щели при монохроматическом излучении может иметь различную форму и различную, но всегда *конечную ширину*. Распределение энергии в изображении монохроматической спектральной линии в фокальной плоскости камерного объектива называется *аппаратной функцией спектрального прибора* *).

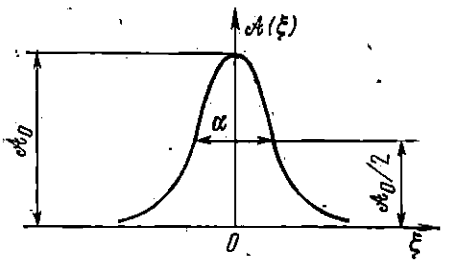


Рис. 1.20. Вид аппаратной функции спектрального прибора.

Отметим, что аберрационные и дифракционные уширения изображения точки, по существу, двумерны, т. е. они происходят как в плоскости дисперсии, так и в перпендикулярной к ней плоскости. Но далее нас будет интересовать распределение энергии в изображении лишь в направлении дисперсии, и поэтому мы будем считать аппаратную функцию зависящей только от одной координаты.

Аппаратная функция обычно обозначается через $\mathcal{A}(\xi)$ (рис. 1.20), где ξ — координата, отсчитываемая от точки, в кото-

*) Некоторые авторы называют это распределение «инструментальным контуром».

рой $\mathcal{A}(\xi) = \mathcal{A}(0) = \mathcal{A}_0$ имеет максимальное значение. Вводят понятие ширины аппаратной функции α, равной расстоянию между точками, где $\mathcal{A}(\xi) = \mathcal{A}_0/2 = \mathcal{A}(\alpha/2)$.

Следует подчеркнуть, что аппаратная функция представляет пространственное распределение энергии монохроматического излучения в направлении дисперсии, длина же волны во всех точках этого распределения одна и та же. Если же входная щель освещена излучением, имеющим сложный спектр с некоторой зависимостью от длины волны, например излучением спектральной линии конечной ширины, то каждая монохроматическая компонента этой линии отобразится в фокальной плоскости камерного объектива в виде аппаратной функции с конечной шириной α. Поэтому распределение энергии в спектральной линии отличается от истинного распределения яркости по длинам волн в спектральной линии

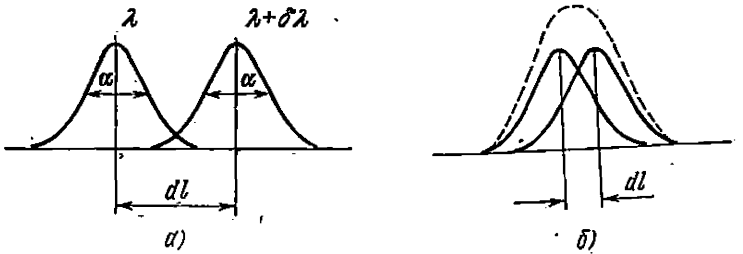


Рис. 1.21. Наложение аппаратных функций для двух линий с длинами волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ при $dl > \alpha$ (*а*) и $dl < \alpha$ (*б*).

источника. Таким образом, именно конечная ширина аппаратной функции приводит к отличию спектра, образованного реальным спектральным прибором, или наблюдаемого спектра, от истинного. В частности, ширина наблюдаемого спектра всегда больше ширины истинного.

Конечная ширина аппаратной функции реальных спектральных приборов также ограничивает возможность различения в спектре двух близких спектральных линий. Если длины волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ двух монохроматических линий отличаются значительно, так что расстояние между центрами их изображений (т. е. между центрами соответствующих аппаратных функций) больше ширины аппаратной функции, $dl > \alpha$ (рис. 1.21, *а*), то такие линии наблюдаются раздельно, т. е. уверенно разрешаются. Если же $\delta\lambda$ мало, так что $dl < \alpha$, то аппаратные функции для обеих линий в значительной своей части перекрываются (рис. 1.21, *б*) и в результирующем распределении мы не всегда сможем установить наличие двух линий — линии не будут разрешены. Таким образом, при определении разрешающей способности, по существу, речь идет о разрешении двух близких аппарат-

ных функций. Встает вопрос: насколько могут перекрываться аппаратные функции, соответствующие линиям с длинами волн λ и $\lambda + \delta\lambda$, чтобы мы могли различить, или разрешить, эти линии в спектре? Иначе говоря, нужно определить само понятие разрешения двух близких линий.

Существует несколько различных критериев разрешения. Мы не будем обсуждать все имеющиеся критерии, предложенные различными авторами (обзор таких критериев см., например, в [1.3]), а ограничимся рассмотрением наиболее простого и широко используемого на практике критерия, основанного на существовании

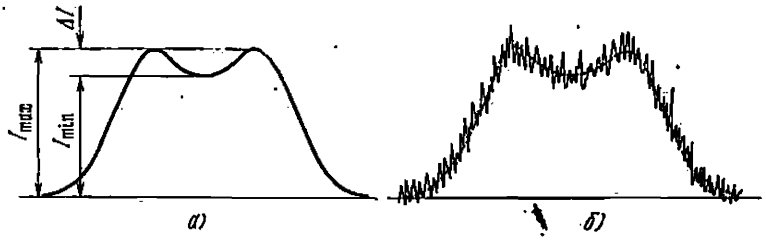


Рис. 1.22. Результирующее распределение энергии при частичном перекрытии аппаратных функций в отсутствие шумов (*а*) и при наличии шумов (*б*).

некоторого минимума — «провала» — в середине результирующего распределения энергии, возникающего при частичном наложении друг на друга аппаратных функций для двух монохроматических линий одинаковой интенсивности (рис. 1.22, *а*). Количественно «провал» обычно характеризуется выражаемой в процентах величиной

$$\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}} = \frac{\Delta I}{I_{max}}. \qquad (1.47)$$

Минимальная относительная величина провала, который можно реально обнаружить, зависит от чувствительности приемника, применяемого для измерения энергии в результирующем распределении. Кроме того, при оценке минимальной величины провала необходимо учитывать случайные ошибки измерения. Из-за существования последних измеренное результирующее распределение энергии является не «гладким» (как изображено на рис. 1.22, *а*), а «зубчатым» (рис. 1.22, *б*). Если уровень шумов значителен, то на их фоне не всегда возможно уверенно обнаружить существование провала при заданном $\delta\lambda$, т. е. считать эти линии разрешенными. Таким образом, нельзя строго установить величину минимально обнаруживаемого провала, а, следовательно, и разрешающую способность прибора без указания величины случайных ошибок, определяющих точность энергетических измерений.

Отметим также, что в рассмотренном выше критерии разрешения по провалу предполагается, что обе монохроматические линии имеют одинаковую интенсивность. Если же они отличаются по интенсивности, то при той же величине $\delta\lambda$ провал в результирующем распределении может иметь меньшую величину или вообще не будет наблюдаться, хотя и в последнем случае результирующее распределение несколько отличается от аппаратной функции. Легко понять, что если бы мы знали аппаратную функцию точно и могли бы измерять распределение энергии в спектре так же точно, то всякое отличие измеренного контура спектральной линии от аппаратной функции свидетельствовало бы о немонохроматичности излучения. Однако из-за существования случайных ошибок измерения мы сможем судить об указанном отличии лишь с точностью до этих ошибок.

Из сказанного выше следует, что при определении критерия разрешения необходимо задать число разрешаемых монохроматических линий и их интенсивность, аппаратную функцию спектрального прибора, приемник излучения (его чувствительность и шумовые характеристики) и метод регистрации спектра. Поэтому на практике, главным образом при сопоставлении разрешающей способности различных спектральных приборов, обычно используют критерий разрешения по существованию минимума, или провала, в центре результирующего распределения, образованного наложением только аппаратных функций от двух линий с близкими длинами волн одинаковой интенсивности, без учета свойств приемника (или считают приемник одинаковым для всех приборов и обладающим более высоким разрешением, чем спектральный прибор).

Можно условно считать две монохроматические линии λ и $\lambda + \delta\lambda$ одинаковой интенсивности разрешенными, если расстояние между центрами аппаратных функций dl равно ширине аппаратной функции α (рис. 1.23). Этот критерий, по существу, является методом оценки ширины аппаратной функции.

При таком определении разрешения из рис. 1.23 легко найти, что

$$I_{\min} = \mathcal{A}_0/2 + \mathcal{A}_0/2 = \mathcal{A}_0, \quad I_{\max} = \mathcal{A}_0 + \Delta I$$

и

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{\Delta I}{I_{\max}},$$

причем численная величина отношения $\Delta I/I_{\max}$ зависит от формы аппаратной функции.

Форма аппаратной функции реального спектрального прибора определяется рядом факторов, действующих одновременно: конечной шириной щели, аберрациями, дифракцией, различного рода дефектами оптических деталей, фотослоем (при фотографической регистрации). Но спектральные приборы часто используются

при таких условиях, когда основную роль играет какой-либо один из указанных факторов, а влиянием остальных можно пренебречь. В зависимости от природы основного фактора форму

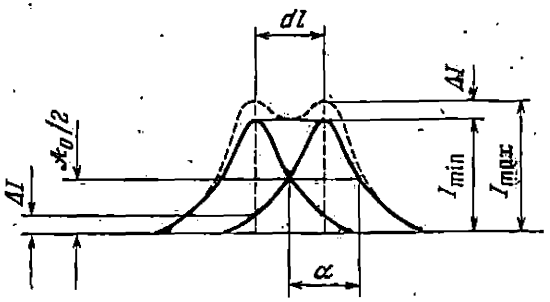


Рис. 1.23. Наложение аппаратных функций при $dl = \alpha$.

аппаратной функции можно с достаточной степенью точности аппроксимировать некоторыми простыми аналитическими выражениями.

Так, например, если работа производится с широкой входной щелью ($s_1 \gg s_{10}$), то влиянием дифракции и аберраций можно

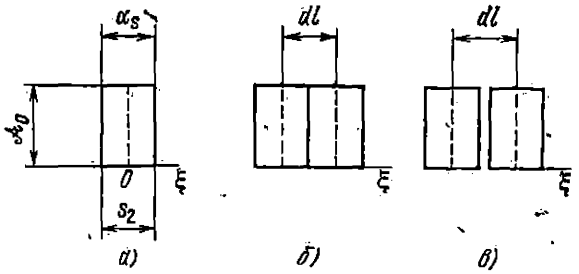


Рис. 1.24. Щелевая аппаратная функция (*а*), наложение двух щелевых аппаратных функций при $dl = \alpha_s$ (*б*) и при $dl > \alpha_s$ (*в*).

пренебречь. В этом случае аппаратная функция имеет прямоугольную форму (рис. 1.24, *а*) шириной $\alpha_s = s_2$, определяемой согласно (1.1) или (1.3), и называется *щелевой*.

Выражение для щелевой аппаратной функции имеет вид

$$\mathcal{A}(\xi) = 0 \text{ при } |\xi| > s_2/2, \quad \mathcal{A}(\xi) = \mathcal{A}_0 \text{ при } |\xi| \leqslant s_2/2. \quad (1.48)$$

Для щелевой аппаратной функции согласно принятому критерию разрешения $dl = \alpha_s = s_2$ имеем $\Delta I = 0$ и $\Delta I/I_{max} = 0$, т. е. провал в центре отсутствует (рис. 1.24, *б*). Но при dl, лишь незначительно превышающем s_2, $\Delta I = \mathcal{A}_0$ и $\Delta I/I_{max} = 100\%$ (рис. 1.24, *в*), т. е. аппаратные функции не перекрываются.

При использовании входных щелей малой ширины ($s_1 \ll s_{10}$) и в отсутствие аберраций аппаратная функция определяется только дифракцией (см. рис. 1.16) и с учетом (1.39) ее можно представить в виде

$$\mathscr{A}(\xi) = \mathscr{A}_0 \left(\frac{\sin \xi}{\xi}\right)^2 \qquad (1.49)$$

с шириной $\alpha_д = 0{,}886 \Delta l_1$. Расчет показывает, что при наложении двух дифракционных аппаратных функций и выполнении условия $dl = \alpha_д$ величина $\Delta I / I_{max} = 2\%$.

Отметим, что при ширинах щелей, близких к нормальной ($s_1 \approx s_{10}$), аппаратная функция имеет форму, промежуточную между дифракционной и щелевой, и ее трудно аппроксимировать простым аналитическим выражением.

В некоторых спектральных приборах (например, монохроматорах) аппаратную функцию при наличии аберраций можно аппроксимировать кривой Гаусса (рис. 1.25, *а*) вида

$$\mathscr{A}(\xi) = \mathscr{A}_0 \exp[-\xi^2/a^2] = \mathscr{A}_0 \exp[-4 \ln 2 (\xi^2/\alpha^2)], \qquad (1.50)$$

где a — параметр функции Гаусса — ее полуширина, определяемая из условия $\xi^2/a^2 = 1$ или $\mathscr{A}(a) = \mathscr{A}_0/e$. При этом $\alpha = 1{,}665a$. При выполнении условия $dl = \alpha$ величина $\Delta I / I_{max} = 3\%$.

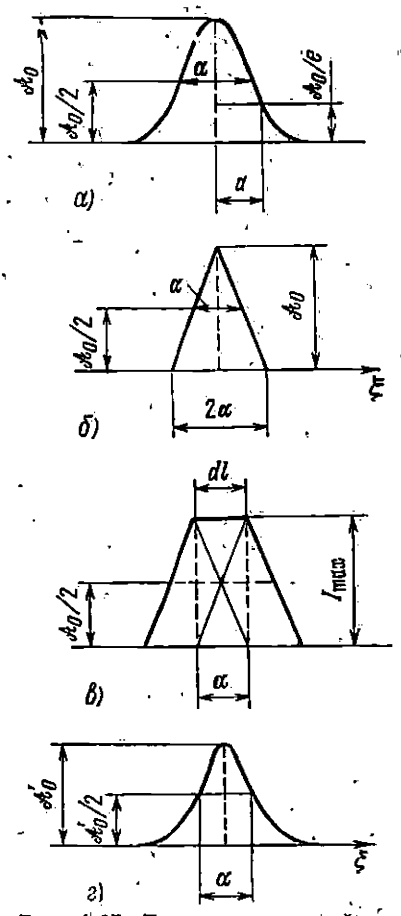


Рис. 1.25. Виды аппаратных функций.

а) Гауссовская аппаратная функция; *б*) треугольная аппаратная функция; *в*) наложение двух треугольных аппаратных функций при $dl = \alpha$; *г*) дисперсионная аппаратная функция.

У монохроматоров с широкими входной и выходной щелями равной величины s_2 аппаратная функция имеет треугольную форму (рис. 1.25, *б*) с шириной $\alpha = s_2$ и шириной основания 2α.

Треугольная аппаратная функция описывается уравнением

$$\mathscr{A}(\xi) = \mathscr{A}_0 (1 - |\xi|/\alpha) \quad \text{при} \quad |\xi| \leqslant \alpha,$$
$$\mathscr{A}(\xi) = 0 \quad \text{при} \quad |\xi| > \alpha. \qquad (1.50а)$$

Если $dl = \alpha$, то провал отсутствует, $\Delta I/I_{max} = 0$ и результирующее распределение имеет форму трапеции (рис. 1.25, *в*). Если же dl несколько превышает α, то в центральной части появляется провал, величина которого зависит от разности $dl - \alpha$, и тогда $\Delta I/I_{max} > 0$.

В других приборах, например в интерферометре Фабри — Перо, аппаратная функция описывается дисперсионной кривой (рис. 1.25, *г*) вида

$$\mathcal{A}(\xi) = \frac{\mathcal{A}_0}{\xi^2 + \alpha^2/4} \tag{1.51}$$

с более медленно спадающими «крыльями», чем у гауссовской кривой. Здесь при $\xi = 0$

$$\mathcal{A}(0) = 4\mathcal{A}_0/\alpha^2 = \mathcal{A}'_0.$$

При $dl = \alpha$ имеем $\Delta I/I_{max} = 17\%$.

Часто используемый критерий разрешения Релея является частным случаем рассмотренного нами более общего критерия, и он применим лишь к дифракционным аппаратным функциям. Согласно этому критерию две монохроматические линии с длинами волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ считаются разрешенными, если центр главного максимума одной аппаратной функции совпадает с первым минимумом другой аппаратной функции (рис. 1.26). Это означает, что здесь вместо условия $dl = \alpha_д$ принимается условие $dl = \Delta l_1 = f_2\lambda/D_2$. Тогда согласно (1.41) $I_{min} = 2\mathcal{A}(\Delta l_1/2) \approx 0{,}81\mathcal{A}_0$, $\Delta I/I_{max} = \Delta I/\mathcal{A}_0 \approx 20\%$.

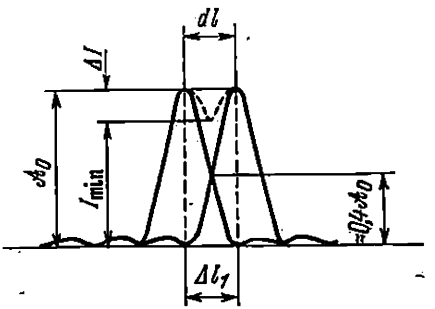


Рис. 1.26. К определению критерия разрешения Релея.

Поскольку любой вид дополнительных аппаратурных искажений, кроме дифракции, приводит к увеличению ширины результирующей аппаратной функции ($\alpha > \alpha_д$), то очевидно, что при дифракционной аппаратной функции данный спектральный прибор с одномерной дисперсией имеет максимальную разрешающую способность. Ее называют *предельной* или *теоретической*, а иногда *дифракционной* разрешающей способностью. При реальной аппаратной функции спектрального прибора, отличной от дифракционной, разрешающая способность меньше теоретической, и обычно ее называют *реальной* или *практической*. В частности, разрешающая способность, определяемая согласно критерию Релея, также является теоретической, ее иногда называют *релеевской разрешающей способностью*. Релеевская разрешающая способность коли-

чественно может быть выражена через некоторые параметры спектрального прибора, и поэтому она обычно используется при сравнении теоретической разрешающей способности спектральных приборов различных типов.

Каждой точке линии дисперсии можно приписать определенную длину волны или частоту, и поэтому линейную ширину аппаратной функции α можно выразить в спектральных единицах, например в длинах волн, хотя всем точкам аппаратной функции соответствует одна и та же длина волны.

Пусть в той части фокальной плоскости, где расположена аппаратная функция, обратная линейная дисперсия равна $d\lambda/dl$; тогда интервал длин волн на участке длины, равном ширине аппаратной функции α, равен

$$\delta\lambda = \alpha \frac{d\lambda}{dl}. \tag{1.52}$$

Величина $\delta\lambda$ называется *спектральной шириной аппаратной функции*.

Поскольку равенство $dl = \alpha$ (см. рис. 1.23) определяет условие разрешения двух аппаратных функций, то, очевидно, спектральная ширина аппаратной функции (1.52) численно равна интервалу длин волн разрешаемых монохроматических линий λ и $\lambda + \delta\lambda$. Тогда согласно определению (1.46) можно записать выражение для разрешающей способности в виде

$$\mathcal{R} = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{\alpha} \frac{dl}{d\lambda}. \tag{1.53}$$

Таким образом, разрешающая способность в общем случае определяется шириной аппаратной функции и линейной дисперсией.

В зависимости от факторов, определяющих вид аппаратной функции, и от типа спектрального прибора величины α и $dl/d\lambda$, входящие в (1.53), могут зависеть друг от друга, но могут быть и независимыми.

Так, например, если аппаратная функция чисто щелевая, то $\alpha = s_2 = s_1 (f_2/f_1)\,\Gamma$ и увеличение линейной дисперсии $dl/d\lambda = f_2\, d\varphi/d\lambda$ за счет увеличения f_2 не приводит к росту $\mathcal{R}$, так как и $dl/d\lambda$ и s_2 пропорциональны f_2. В то же время увеличение $dl/d\lambda$ за счет увеличения угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$ ведет к росту $\mathcal{R}$, так как s_2 не зависит от $d\varphi/d\lambda$. Если же аппаратная функция определяется в основном фотоэмульсией, то α не зависит от параметров спектрального прибора и увеличение $dl/d\lambda$ как за счет увеличения f_2, так и за счет $d\varphi/d\lambda$ приводит в некоторых пределах к росту практической разрешающей способности. Но, естественно, она во всех случаях не может быть сделана больше теоретической разрешающей способности данного спектрального прибора.

Заметим, что выражение (1.53) можно также записать в виде

$$\mathcal{R} = \frac{\lambda}{\alpha} f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

где α/f_2 — угловая ширина аппаратной функции.

Если аппаратная функция дифракционная, то, заменяя в (1.53) α на $\Delta l_1 = f_2\lambda/D_2$ (что соответствует выполнению критерия Релея) и учитывая, что $dl/d\lambda = f_2 d\varphi/d\lambda$, получим для теоретической разрешающей способности

$$\mathcal{R}_0 = D_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.54}$$

В это выражение входят только параметры диспергирующего элемента спектрального прибора — ширина апертурной диафрагмы и угловая дисперсия. Легко понять, почему именно данные параметры характеризуют теоретическую разрешающую способность. Величина D_2 определяет ширину дифракционной аппаратной функции (чем больше D_2, тем меньше Δl_1 и, следовательно, больше $\mathcal{R}_0$). Угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$ задает расстояние между центрами аппаратных функций dl без изменения их ширины, и потому увеличение $d\varphi/d\lambda$ также ведет к росту $\mathcal{R}_0$.

Выражение для теоретической разрешающей силы (1.54) является общим как для призменных, так и для различных дифракционных спектральных приборов. Сами же величины D_2 и $d\varphi/d\lambda$ зависят от геометрических и других параметров диспергирующих элементов, а также от способа установки диспергирующего элемента, т. е. от оптической схемы спектрального прибора. Эти зависимости мы рассмотрим позднее (см. § 2.4, 3.2) отдельно для призменных и дифракционных приборов.

В заключение следует подчеркнуть, что аппаратная функция спектрального прибора является наиболее полной характеристикой его информационной способности, определяющей разрешающую способность и систематические искажения, вносимые в измеряемый спектр. Количественная связь между истинным и наблюдаемым спектром и аппаратной функцией будет рассмотрена в § 1.12.

§ 1.5. Фотометрические характеристики спектральных приборов с одномерной дисперсией

Как известно, оптический диапазон значительно превышает видимую область спектра, а спектральная чувствительность приемников излучения отличается от спектральной чувствительности глаза. Поэтому в спектроскопических измерениях в большинстве случаев применяют не светотехнические единицы (люмен, люкс и др.), а энергетические (энергетический поток, энергетическая

освещенность и др.). Но в дальнейшем при описании методов энергетической фотометрии мы для сокращения будем опускать слово «энергетический», а применять обычную терминологию — поток, освещенность и др., но выражать эти величины в энергетических единицах (джоуль, эрг, ватт и др.).

Под *потоком излучения* $\Phi(\lambda)$ понимают количество энергии электромагнитного излучения, проходящее в единицу времени через заданную площадку, например через апертурную диафрагму. Поток излучения имеет размерность мощности и, как правило, измеряется в ваттах. В спектроскопических измерениях поток излучения обычно относят к единичному спектральному интервалу ($d\lambda = 1$ Å или $d\tilde{\nu} = 1$ см$^{-1}$) в тех единицах, которые применяются при измерениях в данной области спектра.

Освещенность E — поток излучения, приходящийся на единицу площади облучаемой поверхности, т. е. плотность потока излучения; она измеряется в ваттах на квадратный сантиметр.

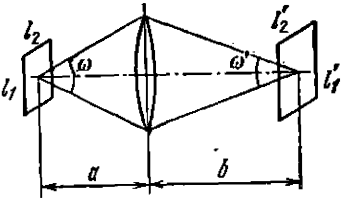


Рис. 1.27. К отображению источника линзой.
ω и ω' — телесные углы.

Источник излучения характеризуют *спектральной яркостью* $B(\lambda)$, под которой понимается поток излучения, испускаемый в единицу телесного угла с единицы поверхности источника и отнесенный к единичному спектральному интервалу. Единица измерения спектральной яркости — Вт/(см^2·ср).

Входная щель спектрального прибора чаще всего освещается с помощью специальной осветительной, или, как еще ее называют, конденсорной, системы, которая направляет излучение источника на щель таким образом, чтобы обеспечивалось полное заполнение апертурной диафрагмы. В простейшем случае роль конденсорной системы может выполнять простая линза.

Пусть мы имеем источник излучения со спектральной яркостью $B(\lambda)$, который отображается линзой на щель. Покажем, что яркость изображения на щели равна (или меньше при учете потерь при отражении от поверхностей линзы) яркости источника и не может быть больше последней.

Пусть источник представляет собой прямоугольник с линейными размерами l_1 и l_2 и площадью $Q = l_1 l_2$ (рис. 1.27), а размеры изображения равны соответственно l_1', l_2' и $Q' = l_1' l_2'$. Пусть, кроме того, источник перпендикулярен к оптической оси линзы. Поток излучения Φ, падающий на линзу от источника в пределах телесного угла $\omega = \sigma/a^2$, где σ — площадь линзы, равен

$$\Phi = BQ\omega.$$

Соответственно для потока Φ', выходящего из линзы и концентрирующегося в изображении, имеем

$$\Phi' = B'Q'\omega',$$

где B' — яркость изображения, а $\omega' = \sigma/b^2$. При проходе излучения через линзу часть энергии теряется в результате отражения от преломляющих поверхностей линзы, и поэтому выходящий из нее поток меньше падающего. Поэтому линзу или другую оптическую систему характеризуют коэффициентом пропускания $\tau_0 < 1$. Учитывая эти потери, мы можем написать

$$\Phi' = \tau_0\Phi$$

или, подставляя величины Φ и Φ',

$$B'Q'\omega' = \tau_0 BQ\omega.$$

Но легко показать, что $Q'\omega' = Q\omega$. Подставляя сюда вместо Q и ω их выражения и учитывая, что $l_1'/l_1 = b/a$ и $l_2'/l_2 = b/a$ — коэффициенты линейного увеличения (см. рис. 1.6), получим тождество

$$l_1'l_2'\sigma/b^2 \equiv l_1l_2\sigma/a^2,$$

и, следовательно, $Q'\omega' = Q\omega$ и

$$B' = \tau_0 B. \tag{1.55}$$

Поскольку $\tau_0 < 1$, то яркость изображения всегда меньше яркости источника.

Освещенность изображения E равна

$$E = \frac{\Phi'}{Q'} = \tau_0 B\omega.$$

Она пропорциональна яркости источника и телесному углу, который ограничивает поток энергии, концентрирующийся в изображении.

Установим связь между спектральной яркостью источника излучения и непосредственно измеряемой с помощью спектрального прибора фотометрической величиной. Этой величиной при фотографической регистрации является освещенность спектра, а при фотоэлектрической регистрации — поток излучения, концентрирующийся в нем. Коэффициент пропорциональности между яркостью источника и измеряемой фотометрической величиной называется *светосилой спектрального прибора*. В соответствии с измеряемой фотометрической величиной различают *светосилу по освещенности* и *светосилу по потоку*, так как они по-разному зависят от параметров спектрального прибора. Кроме того, светосила спектрального прибора зависит от соотношения между шириной спектра и шириной аппаратной функции. Рассмотрим сна-

чала два крайних случая: линейчатый спектр, когда ширина спектральной линии значительно меньше спектральной ширины аппаратной функции, и непрерывный спектр, когда ширина спектра много больше ширины аппаратной функции.

§ 1.6. Светосила по освещенности в случае линейчатого спектра

Как известно, в природе не существует источников, излучающих строго монохроматические спектральные линии. Спектральные линии всех реальных источников имеют конечную ширину, т. е. их спектральная яркость $B(\lambda)$ отлична от нуля в некоторой, хотя, быть может, и малой, области длин волн $\lambda_2 - \lambda_1$ (рис. 1.28). Введем понятие ширины спектральной линии $\Delta\lambda$, равной интервалу длин волн между точками ее контура, где яркость равна $^1/_2$ от максимального значения яркости B_{max}.

Введем также понятие интегральной яркости спектральной линии:

$$B_{\text{и}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, d\lambda. \qquad (1.56)$$

Спектральную яркость можно записать также в виде функции частоты $B(\nu)$:

$$B_{\text{и}} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} B(\nu)\, d\nu. \qquad (1.57)$$

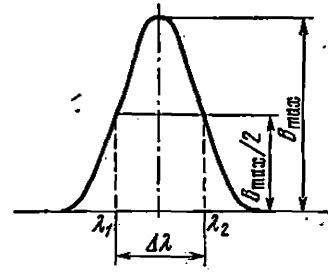


Рис. 1.28. Контур спектральной линии (схема).

Если излучение источника с линейчатым спектром направить на щель спектрального прибора, то каждая точка контура спектральной линии с ординатой $B(\lambda)$ отобразится в фокальной плоскости камерного объектива в виде аппаратной функции $\mathcal{A}(\xi)$, причем эти аппаратные функции вследствие дисперсии смещены друг относительно друга вдоль линии дисперсии. В результате образуется некоторое результирующее распределение энергии, ширина которого больше ширины аппаратной функции и зависит от ширины спектральной линии $\Delta\lambda$, поскольку смещение аппаратных функций равно $\Delta l = \Delta\lambda\, dl/d\lambda$. Если смещение мало по сравнению с шириной аппаратной функции, т. е. $\Delta l \ll \alpha$, то уширением вследствие дисперсии в системе можно пренебречь и такую спектральную линию (несмотря на ее конечную ширину) допустимо считать близкой к монохроматической — *квазимонохроматической*. Но обычно сравнивают не линейные размеры Δl и α, а спектральные ширины линии $\Delta\lambda$ и аппаратной функции $\delta\lambda = \alpha\, d\lambda/dl$. Спектральную линию ширины $\Delta\lambda$ можно считать близкой

к монохроматической, если $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$. Существенно, что в таком определении квазимонохроматичности фигурирует не сама ширина спектральной линии, а ее величина по сравнению с шириной аппаратной функции. В рассматриваемом случае весь поток энергии, сосредоточенный в излучаемой спектральной линии, распределяется на площадь изображения, ограниченного аппаратной функцией, и поэтому освещенность изображения будет пропорциональна интегральной яркости линии $B_и$.

Итак, пусть источник линейчатого спектра $\hat{l}$ с помощью линзы O отображается на щель спектрального прибора (рис. 1.29). Для простоты будем считать, что в (1.55) $\tau_0 \approx 1$, так как потери из-за

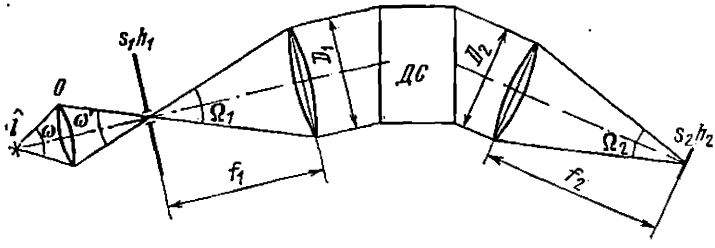


Рис. 1.29. Схема спектрального прибора.
К выводу выражения для освещенности.

отражения от поверхностей одной линзы относительно малы. Тогда поток излучения, поступающий в коллиматор, определяется спектральной яркостью изображения источника на щели $B'(\lambda) \approx \approx B(\lambda)$, площадью щели s_1h_1, играющей роль «источника» для коллиматора, и телесным углом Ω. Величину этого потока для бесконечно малого интервала длин волн $d\lambda$ можно представить в виде

$$d\Phi_1 = B(\lambda)\, s_1h_1\Omega\, d\lambda. \tag{1.58}$$

Для всей спектральной линии поток, поступающий в коллиматор, равен

$$\Phi_1 = s_1h_1\Omega \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} B(\lambda)\, d\lambda,$$

или, с учетом (1.56)

$$\Phi_1 = B_и s_1h_1\Omega. \tag{1.59}$$

В выражениях (1.58) и (1.59) Ω — телесный угол пучка в коллиматоре. Если осветительная система выбрана так, чтобы коллиматор был полностью заполнен светом, т. е. $\omega' = \Omega = \Omega_1 = \sigma_1/f_1^2$, то в выражении (1.59) под Ω следует понимать $\Omega_1 = \sigma_1/f_1^2$, где σ_1 —

площадь сечения пучка (см. рис. 1.2 и (1.14)), определяемая апертурной диафрагмой.

Если же коллиматор не заполнен светом, т. е. $\omega' = \Omega < \Omega_1$, то в выражении (1.59) вместо Ω должен стоять телесный угол ω'. Ясно, что в таком случае поток будет меньше. Наконец, если $\omega' = \Omega > \Omega_1$, т. е. коллиматор перезаполнен, то действующая величина потока (1.59) определяется лишь углом Ω_1. При этом часть пучка, который вошел в коллиматор через щель, не используется при образовании изображения щели и, попадая на внутренние стенки кожуха коллиматора, может создавать паразитный рассеянный фон.

В дальнейшем (если нет специальной оговорки) мы будем полагать, что осуществляется полное заполнение коллиматора, т. е. $\Omega = \Omega_1$.

Поток излучения, вошедший через щель в коллиматор, пройдя через его объектив, диспергирующую систему и объектив камеры, концентрируется в изображении щели в данной длине волны. При этом его величина несколько уменьшается за счет потерь на отражение от поверхностей коллиматорного и камерного объективов и диспергирующей системы, а также за счет поглощения и рассеяния в материале фокусирующей оптики и диспергирующей системы. Эти потери мы будем учитывать введением коэффициента пропускания оптической системы спектрального прибора $\tau_{сп}(\lambda) < 1$, зависящего от длины волны. Отметим, что у современных спектральных приборов величина $\tau_{сп}(\lambda)$ может колебаться в интервале от 0,3 до 0,7, причем она зависит от поляризации излучения.

Принимая во внимание сказанное выше, мы можем представить выражение для потока, выходящего из камерного объектива и концентрирующегося в спектральной линии — изображении щели, в виде

$$\Phi_2 = \tau_{сп}(\lambda)\,\Phi_1 = \tau_{сп}(\lambda)\,B_{п} s_1 h_1 \Omega_1. \qquad (1.60)$$

Распределение освещенности в спектральной линии зависит от формы аппаратной функции. Рассмотрим сначала случай широкой входной щели ($s_1 \gg s_{10}$) и безаберрационной фокусирующей оптики, т. е. случай чисто щелевой аппаратной функции (1.48) с шириной $\alpha_s = s_2^*$. Будем также считать, что яркость $B_{и}$ постоянна по ширине и высоте входной щели. Поскольку в нашем случае (см. рис. 1.29) на щель отображается источник при условии полного заполнения коллиматора, то это соответствует некогерентному освещению щели.

Наконец, отметим, что в случае щелевой аппаратной функции условие квазимонохроматичности спектральной линии $\delta\lambda \gg \Delta\lambda$ (где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина линии, а $\delta\lambda = s_2^*\,(d\lambda/dl)^* = s_2\,d\lambda/dl$ — спектральная ширина щелевой аппаратной функции)

при широких щелях ($s_1 \gg s_{10}$) легко реализовать даже при сравнительно большой величине $\Delta\lambda$.

При сделанных предположениях изображением щели в монохроматическом свете является прямоугольник шириной s_2^* и высотой h_2 с равномерным распределением потока по всей площади изображения.

Выражение для освещенности спектральной линии $E_л$ получим делением потока Φ_2 (см. (1.60)) на площадь изображения щели, равную

$$s_2^* h_2 = s_2 h_2 / \sin\varepsilon = s_1 h_1 (f_2/f_1)^2 \Gamma / \sin\varepsilon. \qquad (1.61)$$

Таким образом,

$$E_л = \frac{\Phi_2}{s_2^* h_2} = \frac{\tau_{сп}(\lambda) B_и s_1 h_1 \Omega_1}{s_2^* h_2} = \tau_{сп}(\lambda) B_и \frac{s_1 h_1 \Omega_1}{s_2 h_2} \sin\varepsilon.$$

Воспользовавшись, далее, уравнением Лагранжа — Гельмгольца в форме (1.16), преобразуем выражение для $E_л$ к виду

$$E_л = \tau_{сп}(\lambda) B_и \Omega_2 \sin\varepsilon. \qquad (1.62)$$

Отсюда следует, что освещенность монохроматической линии при широких входных щелях ($s_1 \gg s_{10}$) определяется телесным углом пучка, выходящего из камерного объектива Ω_2 (см. (1.15)), коэффициентом пропускания $\tau_{сп}(\lambda)$, наклоном фокальной плоскости ε и интегральной яркостью линии $B_и$ (см. (1.56)) и не зависит от ширины входной щели s_1.

В соответствии с введенным ранее определением светосилы спектрального прибора как коэффициента пропорциональности между $E_л$ и $B_и$ перепишем (1.62) в виде

$$E_л = P_л B_и,$$

где

$$P_л = E_л / B_и = \tau_{сп}(\lambda) \Omega_2 \sin\varepsilon. \qquad (1.63)$$

Здесь $P_л$ — светосила прибора по освещенности для монохроматической линии, равная освещенности при единичной интегральной яркости $B_и = 1$. Необходимо отметить, что $P_л$ является в общем случае достаточно сложной функцией длины волны λ, поскольку $\tau_{сп}(\lambda)$ и Ω_2 зависят от длины волны. Последнее следует из выражения для $\Omega_2 = D_2 H / f_2^2$, так как ширина пучка D_2 различна для различных длин волн. Кроме того, величина f_2, как уже отмечалось, при плоской фокальной поверхности и $\varepsilon \neq 90°$ также различна для разных длин волн, что приводит к дополнительной зависимости Ω_2 от λ. Поэтому вместо (1.63) следует написать

$$P_л(\lambda) = \tau_{сп}(\lambda) \Omega_2(\lambda) \sin\varepsilon(\lambda). \qquad (1.64)$$

В результате зависимости $P_л$ от λ относительная освещенность спектральных линий в различных длинах волн оказывается не рав-

ной отношению интегральных яркостей линий:

$$\frac{E_л(\lambda_1)}{E_л(\lambda_2)} = \frac{P_л(\lambda_1)}{P_л(\lambda_2)} \frac{B_и(\lambda_1)}{B_и(\lambda_2)} \neq \frac{B_и(\lambda_1)}{B_и(\lambda_2)}.$$

Это обстоятельство необходимо учитывать при измерении относительной интегральной яркости спектральных линий фотографическим методом.

Мы уже отмечали, что $E_л$ и $P_л$ при $s_1 \gg s_{10}$ не зависят от ширины входной щели s_1. Они не зависят и от высоты щели h_1 и фокусного расстояния коллиматорного объектива. Связано это с тем, что как поток, входящий в коллиматор Φ_1 (а следовательно, и Φ_2), так и произведение ширины s_2^* на высоту h_2 изображения щели пропорциональны произведению s_1h_1. Поэтому отношение $\Phi_2/s_2^*h_2$ (т. е. освещенность изображения) остается постоянным при изменении s_1 и h_1. Отсутствие влияния величины f_1 также легко объяснить. При изменении f_1 изменяется величина телесного угла Ω_1, а следовательно, и величина потока Φ_1, причем $\Phi_1 \sim 1/f_1^2$. Но площадь изображения щели $s_2^*h_2$ (см. (1.61)) также изменяется пропорционально $1/f_1^2$, что и оставляет освещенность неизменной.

Часто спектральные приборы с фотографической регистрацией спектра (спектрографы) снабжают сменными камерами с объективами различных фокусных расстояний f_2. При замене одной камеры другой изменяется величина телесного угла Ω_2 и, следовательно, изменяется светосила спектрального прибора. Поскольку объективы сменных камер обычно рассчитаны так, чтобы световое отверстие объективов не ограничивало площадь сечения пучков, выходящих из диспергирующей системы σ_2, то при замене камеры с f_2 на камеру с f_2' светосила прибора изменится в отношении

$$\frac{P_л'(\lambda)}{P_л(\lambda)} = \frac{\Omega_2'(\lambda)}{\Omega_2(\lambda)} = \left(\frac{f_2}{f_2'}\right)^2.$$

Так, например, при замене у спектрографа ИСП-51 камеры с $f_2 = 120$ мм на камеру с $f_2' = 800$ мм величина светосилы уменьшится примерно в 44 раза. Иными словами, для получения фотографии спектра с таким же почернением время экспозиции должно быть увеличено приблизительно в 44 раза.

Часто утверждается, что освещенность спектральных линий определяется светосилой камерного объектива, равной отношению σ_{20} — площади светового отверстия — к квадрату фокусного расстояния:

$$\Omega_{20} = \frac{\sigma_{20}}{f_2^2} = \frac{\pi}{4}\frac{D_0^2}{f_2^2},$$

где D_0 — диаметр светового отверстия объектива. Но, как уже отмечалось, в современных спектральных приборах диаметр светового отверстия объективов D_0 таков, что в это отверстие вписы-

вается сечение параллельных пучков, выходящих из диспергирующей системы, и, следовательно, $\sigma_2 < \sigma_{20}$. Поэтому величины действительных телесных углов Ω_2, определяющих светосилу прибора и освещенность спектральных линий в (1.62) и (1.63), меньше Ω_{20}, причем отличие Ω_2 от Ω_{20} может быть значительным. Кроме того, величина Ω_2 зависит от длины волны. Поэтому, строго говоря, нельзя считать, что освещенность линейчатого спектра определяется светосилой камерного объектива. Однако поскольку $\Omega_{20} \sim 1/f_2^2$ и $\Omega_2 \sim 1/f_2^2$, то при замене одной камеры другой (при равных диаметрах объективов) отношение освещенностей одних и тех же спектральных линий будет равно отношению светосил камер, или квадратов относительных отверстий объективов D_0/f_2:

$$\frac{E'_л}{E_л} = \left(\frac{f_2}{f'_2}\right)^2 = \frac{\Omega'_{20}}{\Omega_{20}} = \left(\frac{D_0}{f'_2}\right)^2 : \left(\frac{D_0}{f_2}\right)^2.$$

§ 1.7. Влияние дифракции и аберраций на освещенность монохроматических линий

Мы рассмотрели случай широких щелей ($s_1 \gg s_{10}$), безаберрационной фокусирующей оптики и пренебрегали дифракцией, т. е. имели дело с чисто щелевой аппаратной функцией. При ширинах щелей, близких к нормальной ($s_1 \gtrsim s_{10}$), а также при наличии аберраций аппаратная функция отличается от чисто щелевой, а ее полная ширина больше геометрической ширины s_2, определяемой (1.3).

Аналогичная картина наблюдается и при чисто щелевой аппаратной функции, но при фотографической регистрации спектра, если ширина оптического изображения соизмерима с шириной аппаратной функции фотослоя. В этом случае ширина фотографического изображения также больше ширины оптического. При наличии указанных выше «нещелевых» уширяющих факторов точный расчет ширины и формы аппаратной функции очень сложен, особенно в области ширин щелей s_1, при которых ширина чисто щелевой функции соизмерима с шириной «нещелевой» аппаратной функции.

Однако экспериментально наблюдаемую зависимость освещенности монохроматических линий от ширины входной щели при наличии нещелевых уширяющих факторов можно качественно объяснить, если предположить [1.4], что в первом приближении полная ширина s'_2 результирующего изображения и его высота h'_2 равны

$$s'_2 = \sqrt{s_2^2 + (\delta s_2)^2}, \quad h'_2 = \sqrt{h_2^2 + (\delta h_2)^2}, \tag{1.65}$$

где

$$(\delta s_2)^2 = \alpha_д^2 + \alpha_а^2 + \alpha_ф^2, \quad (\delta h_2)^2 = (\alpha'_д)^2 + (\alpha'_а)^2 + \alpha_ф^2 \tag{1.66}$$

Здесь s_2 и h_2 определяются чисто геометрически, $\alpha_д \approx \Delta l_1$ (см. (1.36)) и $\alpha'_д \approx \Delta l'_1 = f_2\lambda/H$ (см. § 1.2) — ширины дифракционной аппаратной функции в направлении ширины и высоты изображения соответственно, $\alpha_а$ и $\alpha'_а$ — ширины чисто аберрационных пятен рассеяния в тех же направлениях и $\alpha_ф$ — ширина аппаратной функции фотослоя. (Для упрощения выкладок в (1.65) предположим, что $\varepsilon = 90°$ и, следовательно, $s_2^* = s_2$.)

Относительная величина и роль отдельных нещелевых уширяющих членов в (1.66) зависит от ширины щели s_1, размеров диспергирующей системы (D_2), величины f_2, качества фокусирующей оптики ($\alpha_а$) и характеристики фотослоя ($\alpha_ф$). Мы рассмотрим сначала общий случай с учетом всех членов в (1.66).

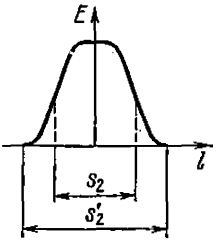


Рис. 1.30. Приближенная форма не чисто щелевой аппаратной функции.

При наличии нещелевых уширяющих факторов результирующая аппаратная функция имеет вид, изображенный схематически на рис. 1.30. Поскольку при такой аппаратной функции освещенность в различных точках спектральной линии неодинакова, то мы оценим среднюю освещенность. Уже из общих соображений ясно, что в результате увеличения полной ширины изображения средняя освещенность линии меньше, чем при чисто щелевой аппаратной функции и одной и той же величине потока, концентрирующегося в линии.

Преобразуем выражения (1.65) к виду

$$s'_2 = s_2\sqrt{1+(\delta s_2/s_2)^2}, \quad h'_2 = h_2\sqrt{1+(\delta h_2/h_2)^2}.$$

Площадь изображения равна

$$s'_2h'_2 = s_2h_2\sqrt{1+(\delta s_2/s_2)^2}\sqrt{1+(\delta h_2/h_2)^2}.$$

Поток, концентрирующийся в результирующем изображении, как и раньше, определяется соотношением (1.60), а для средней освещенности линии $\overline{E}_л$ получим вместо (1.62) выражение

$$\overline{E}_л = \frac{\Phi_2}{s'_2h'_2} = \frac{\tau_{сп}(\lambda)\,B_и\Omega_2}{\sqrt{1+(\delta s_2/s_2)^2}\sqrt{1+(\delta h_2/h_2)^2}}. \qquad (1.67)$$

Отсюда следует, что $\overline{E}_л$, в отличие от $E_л$, определяемой (1.62), зависит от ширины s_1 и высоты h_1 входной щели, так как s_2 и h_2 пропорциональны s_1 и h_1. При значениях s_2 и h_2, соизмеримых соответственно с δs_2 и δh_2, $\overline{E}_л < E_л$, и лишь при $\delta s_2 \ll s_2$ и $\delta h_2 \ll h_2$ выражение (1.67) переходит в (1.62).

Обычно высота щели h_1 много больше ее ширины (h_1 — миллиметры, s_1 — сотые миллиметра) и соответственно $h_2 \gg s_2$. При

дифракции, сферической аберрации, аберрации комы [1.1] линейные размеры пятен рассеяния в направлении ширины изображения щели $\alpha_д$, $\alpha_а$, $\alpha_ф$ того же порядка, что и в направлении высоты щели $\alpha'_д$, $\alpha'_а$, $\alpha_ф$ соответственно, и потому в (1.66) $\delta s_2 \approx \delta h_2$. Тогда при условии $h_2 \gg s_2$ величина $(\delta h_2/h_2)^2$ в (1.67) всегда меньше $(\delta s_2/s_2)^2$ и, если $(\delta s_2/s_2)^2 \lesssim 1$, то $(\delta h_2/h_2)^2 \ll 1$. Это означает, что $\sqrt{1+(\delta h_2/h_2)^2} \approx 1$ и $\overline{E}_л$ зависит только от ширины щели s_1. Однако при наличии у фокусирующей системы астигматизма [1.1] величина $\alpha'_а$ вдоль изображения щели по ее высоте может быть значительно больше $\alpha_а$ в перпендикулярном направлении и, следовательно, $\delta h_2 \gg \delta s_2$. В этом случае, несмотря на то что $h_2 \gg s_2$, отношения $\delta s_2/s_2$ и $\delta h_2/h_2$ в (1.67) могут быть одного порядка, и потому освещенность линии $\overline{E}_л$ зависит как от s_1, так и от h_1. Это действительно имеет место в астигматических спектральных приборах, например в приборах с вогнутой дифракционной решеткой (см. § 3.12).

Мы здесь ограничимся случаем, когда $\delta s_2 \approx \delta h_2$ и $h_2 \gg s_2$. Тогда $(\delta h_2/h_2)^2 \ll 1$ и (1.67) переходит в

$$\overline{E}_л = \frac{\tau_{сп}(\lambda) B_и \Omega_2}{\sqrt{1+(\delta s_2/s_2)^2}}. \tag{1.68}$$

Преобразуем входящий сюда член $\delta s_2/s_2$, заменив в нем s_2 согласно (1.1); получим

$$\frac{\delta s_2}{s_2} = \frac{\delta s_2 \frac{f_1}{f_2} \frac{1}{\Gamma}}{s_1} = \frac{s'_{10}}{s_1}.$$

Здесь введено обозначение

$$\delta s_2 \frac{f_1}{f_2} \frac{1}{\Gamma} = s'_{10},$$

где s'_{10} — такая ширина входной щели, при которой геометрическая ширина ее изображения

$$s'_{20} = s'_{10} \frac{f_2}{f_1} \Gamma$$

равна ширине суммарного пятна рассеяния, т. е. $s'_{20} = \delta s_2$. Иначе говоря, s'_{10} — такая ширина входной щели, при которой геометрическая ширина ее изображения (щелевая аппаратная функция) равна ширине нещелевой аппаратной функции. Напомним, что точно так же мы определяли нормальную ширину щели s_{10} (см. (1.43)), приравнивая $s_{20} = \alpha_д$. Аналогично определению нормальной ширины щели, мы можем назвать ширину щели, равную

$$s''_{10} = \delta s_2 \frac{f_1}{f_2} \frac{1}{\Gamma}, \tag{1.69}$$

оптимальной или *обобщенной нормальной шириной щели*, так как она определяется не только дифракцией, но и другими нещелевыми уширяющими факторами, входящими в (1.66).

Вернемся теперь к анализу формулы (1.68), заменив в ней член $\delta s_2/s_2$ на s'_{10}/s_1, после чего она принимает вид

$$\overline{E}_л = \frac{\tau_{сп}(\lambda)\, B_п \Omega_2}{\sqrt{1+(s'_{10}/s_1)^2}} = \tau_{сп}(\lambda)\, B_п \Omega_2 \frac{s_1/s'_{10}}{\sqrt{1+(s_1/s'_{10})^2}}. \qquad (1.70)$$

Как мы видим, средняя освещенность линии является функцией отношения s_1/s'_{10}. Сначала рассмотрим крайний случай широкой щели ($s_1 \gg s'_{10}$). Тогда (1.70) переходит в

$$\overline{E}_л \approx \tau_{сп}(\lambda)\, B_п \Omega_2 = \overline{E}_{л\infty} = \text{const}$$

и совпадает с формулой (1.62) (при $\sin\varepsilon = 1$), полученной для чисто щелевой аппаратной функции.

Обратимся к другому крайнему случаю, а именно случаю бесконечно узкой щели ($s_1 \ll s'_{10}$). Теперь формулу (1.70) можно приближенно представить в виде

$$\overline{E}_л \approx \tau_{сп}(\lambda)\, B_п \Omega_2 \frac{s_1}{s'_{10}} = \overline{E}_{л\infty} \frac{s_1}{s'_{10}}. \qquad (1.70а)$$

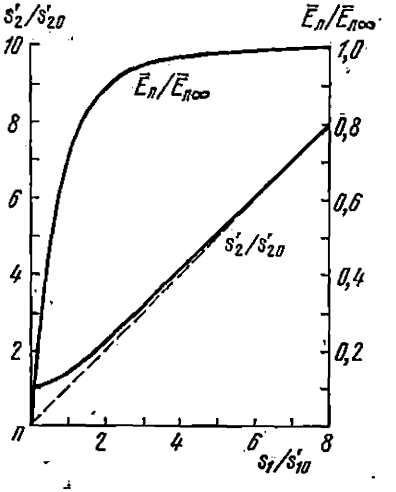


Рис. 1.31. Зависимость средней освещенности спектральной линии и ширины изображения линий от отношения s_1/s'_{10}.

Отсюда следует, что $\overline{E}_л$ линейно зависит от s_1. В промежуточной области ширин щелей $s_1 \gtrless s'_{10}$ происходит монотонный переход от $\overline{E}_л \sim s_1$ к $\overline{E}_л = \overline{E}_{л\infty}$. На рис. 1.31 приведена зависимость отношения $\overline{E}_л/\overline{E}_{л\infty}$ от отношения s_1/s'_{10}, рассчитанная по формуле (1.70). Полученная кривая показывает, что при увеличении ширины щели от $s_1 = 0$ до $s_1 \approx s'_{10}$ освещенность линии возрастает очень быстро и при $s_1 = s'_{10}$ составляет 0,7 от максимальной. При $s_1 = 2s'_{10}$ она равна $0{,}9\overline{E}_{л\infty}$. При дальнейшем увеличении ширины щели освещенность асимптотически приближается к постоянному значению $\overline{E}_{л\infty}$, соответствующему бесконечно широкой щели. Заметим, что кривая, приведенная на рис. 1.31, близка к реально наблюдаемой зависимости средней освещенности квазимонохроматических линий от ширины щели. Она обусловлена различной зависимостью ширины результирующей аппаратной функции и величины потока, входящего в коллиматор, от ширины щели s_1.

Из (1.65) следует, что при $s_1 \to 0$ (а следовательно, и $s_2 \to 0$) аппаратная функция имеет конечную ширину, равную $s_2' = \delta s_2 = s_{20}'$ и определяемую суммарным действием всех нещелевых уширяющих факторов. Ширина этой аппаратной функции является, очевидно, минимальной для данного спектрального прибора. Если аберрационное и фотографическое уширения соизмеримы с дифракционным, т. е. $\alpha_а \gtrsim \alpha_д$ и (или) $\alpha_ф \gtrsim \alpha_д$ в (1.66), то ширина суммарной нещелевой аппаратной функции может быть больше ширины чисто дифракционной аппаратной функции, а практическая разрешающая способность соответственно меньше предельной.

Естественно, что при широких щелях, когда в (1.65) $s_2 \gg \delta s_2$, аппаратная функция становится близкой к чисто щелевой с шириной $s_2' = s_2$, которая линейно связана с s_1.

Весь ход зависимости полной ширины аппаратной функции от s_1 удобно рассмотреть в виде зависимости безразмерного отношения $s_2'/s_{20}' = s_2'/\delta s_2$ от s_1/s_{10}', преобразовав (1.65) к виду

$$s_2'/\delta s_2 = \sqrt{1+(s_2/\delta s_2)^2} = \sqrt{1+(s_1/s_{10}')^2}. \qquad (1.71)$$

Кривая такой зависимости, рассчитанная по формуле (1.71), также приведена на рис. 1.31. Мы видим, что на участке от $s_1 = 0$ до $s_1 = s_{10}'$ ширина s_2' сначала растет очень медленно, оставаясь почти постоянной и близкой к s_{20}'. При дальнейшем увеличении ширины щели величина s_2' растет быстрее, а начиная с $s_1 \approx (2-3)\, s_{10}'$, зависимость s_2' от s_1 становится близкой к линейной.

Сопоставление обеих кривых, приведенных на рис. 1.31, показывает, что ширина щели s_{10}' является оптимальной по отношению к величине разрешающей способности и освещенности (светосилы). Действительно, при $s_1 < s_{10}'$ происходит значительное падение освещенности без заметного увеличения разрешающей способности, так как $s_{20}' \approx \text{const}$, а при $s_1 > s_{10}'$ разрешающая способность быстро уменьшается из-за увеличения ширины аппаратной функции, тогда как освещенность увеличивается очень мало.

Заметим, что почти линейная зависимость освещенности от s_1 (см. рис. 1.31) при $s_1 < s_{10}'$ связана с тем, что здесь аппаратная функция почти чисто нещелевая и ее ширина мало меняется, тогда как величина потока, концентрирующегося в изображении, пропорциональна ширине щели s_1.

В действительности при очень узких щелях ($s_1 \ll s_{10}'$) наблюдается отступление от линейной зависимости освещенности от ширины щели s_1 в результате дифракции на входной щели. Если при широких щелях ($s_1 > s_{10}'$) коллиматор был заполнен, т. е. $\omega = \Omega_1$ (см. рис. 1.29), то при очень узких щелях ($s_1 \ll s_{10}'$) из-за дифракции на щели происходит увеличение телесного угла пучка, входящего в коллиматор, и часть потока излучения не участвует в образовании изображения щели, что приводит к дополнительному уменьшению освещенности. Это является лишним подтверждением

того, что работать с ширинами щелей, меньшими s'_{10} нецелесообразно.

Следует подчеркнуть, что величина оптимальной нормальной ширины щели s'_{10} (см. (1.69)) определяется совокупным действием всех нещелевых уширяющих факторов данного спектрального прибора и она может быть значительно больше нормальной ширины щели s_{10} (см. (1.45)), определяемой лишь дифракцией на апертурной диафрагме. Так, например, при фотографической регистрации спектра с использованием светосильных камер практическая разрешающая способность обычно определяется фотослоем и в этом случае величина s'_{10} может быть в несколько раз больше s_{10} (см. § 1.14).

§ 1.8. Светосила спектрального прибора по освещенности в случае непрерывного спектра

В § 1.6, 1.7 обсуждалась светосила спектрального прибора для линейчатого спектра, спектральная ширина линий которого много меньше спектральной ширины аппаратной функции ($\Delta\lambda \ll \delta\lambda = \alpha\,(d\lambda/dl)$), так что дисперсионным уширением изображения щели можно было пренебречь. Теперь рассмотрим другой крайний случай — случай непрерывного спектра, спектральная ширина которого много больше спектральной ширины аппаратной функции. У непрерывного спектра спектральная яркость отлична от нуля и непрерывно изменяется в широком интервале длин волн, причем можно считать, что изменение яркости на участке длин волн, значительно превышающем спектральную ширину аппаратной функции, носит монотонный характер. Пусть источник непрерывного спектра отображен на щель спектрального прибора, причем конденсорная система осуществляет полное заполнение апертурной диафрагмы. Выделим в любой части неперерывного спектра некоторый, вообще говоря, произвольный интервал длин волн $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$, но такой, чтобы его ширина была много больше спектральной ширины аппаратной функции, т. е. $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$. Тогда поток излучения, входящий в коллиматор через щель, для бесконечно малого интервала длин волн $d\lambda$ внутри $\Delta\lambda$ равен, как и в случае линейчатого спектра (см. (1.58)),

$$d\Phi_1 = B(\lambda)\, s_1 h_1 \Omega_1\, d\lambda,$$

а для полного потока от всего интервала $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ имеем

$$\Phi_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\Phi_1 = s_1 h_1 \Omega_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, d\lambda.$$

Применяя теорему о среднем значении для рассматриваемого интервала спектра, преобразуем входящий в Φ_1 интеграл к виду

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda)\, d\lambda = \overline{B}(\lambda_2 - \lambda_1) = \overline{B}\,\Delta\lambda,$$

где $\overline{B}$ — средняя спектральная яркость непрерывного спектра на интервале $\lambda_2 - \lambda_1$. Таким образом, мы заменили площадь между ординатами $B(\lambda_1)$ и $B(\lambda_2)$, ограниченную сверху кривой $B(\lambda)$ (рис. 1.32), на площадь прямоугольника высотой $\overline{B}$ и основанием $\Delta\lambda$. Очевидно, $\overline{B}\,\Delta\lambda = B_и$, где $B_и$ — интегральная яркость непрерывного спектра в интервале $\Delta\lambda$. Заменяя в выражении для Φ_1 интеграл на $\overline{B}\,\Delta\lambda$, получим

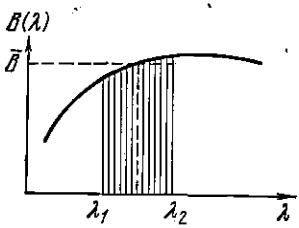


Рис. 1.32. К определению яркости непрерывного спектра.

$$\Phi_1 = \overline{B} s_1 h_1 \Omega_1 \Delta\lambda. \qquad (1.72)$$

Тогда для спектрального интервала $\Delta\lambda$ поток, выходящий из камерного объектива, как и в случае линейчатого спектра, равен

$$\Phi_2 = \tau_{сп}(\lambda)\,\Phi_1 = \tau_{сп}(\lambda)\,\overline{B} s_1 h_1 \Omega_1 \Delta\lambda. \qquad (1.73)$$

Этот поток концентрируется в изображении в рассматриваемом интервале длин волн в фокальной плоскости камерного объектива. Чтобы найти выражение для освещенности такого изображения, необходимо определить его площадь.

Вследствие дисперсии спектральный интервал $\Delta\lambda$ растягивается в фокальной плоскости в полосу, в которой расстояние Δl^* между центрами аппаратных функций для линий с крайними длинами волн интервала λ_1 и λ_2 (рис. 1.33) определяется величиной $\Delta\lambda$ и линейной дисперсией для данного участка спектра. Но поскольку линейная дисперсия зависит от λ, то при определении величины Δl^* возьмем среднюю линейную дисперсию на этом интервале длин волн $\overline{dl^*/d\lambda}$ (см. (1.17)). Тогда выражение для Δl^* мы можем переписать (для случая $\varepsilon \neq 90°$) в виде

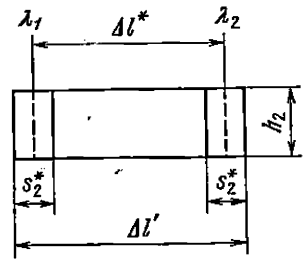


Рис. 1.33. Изображение участка спектра $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$ в фокальной плоскости камерного объектива.

$$\Delta l^* = \Delta\lambda \overline{\frac{dl^*}{d\lambda}}. \qquad (1.74)$$

Для определенности примем, что ширина щели s_1 больше нормальной s'_{10}, т. е. что аппаратная функция чисто щелевая и имеет ширину s_2^*. Тогда полная длина, занимаемая участком спектра $\Delta\lambda$ в фокальной плоскости, равна (см. рис. 1.33)

$$\Delta l' = \Delta l^* + s_2^*.$$

Высота же изображения, как и в случае монохроматических линий, равна h_2.

Примем теперь во внимание сделанные нами ранее допущения. А именно, пусть величина $\Delta\lambda$ настолько велика, а ширина s_1 столь мала (хотя $s_1 > s'_{10}$), что $\Delta l^* \gg s_2^*$ и, следовательно, с большой степенью точности выполняется приближенное равенство $\Delta l' \approx \approx \Delta l^*$. Это и означает, что растяжение участка спектра вследствие дисперсии много больше ширины аппаратной функции. Для непрерывного спектра этому условию всегда можно удовлетворить соответствующим выбором интервала $\Delta\lambda$. С учетом вышесказанного мы можем написать выражение для площади рассматриваемого участка спектра $\Delta\lambda$ в виде

$$\Delta l^* h_2 = h_2 \Delta\lambda \overline{\frac{dl^*}{d\lambda}}. \qquad (1.75)$$

Освещенность $E_н$ этого участка спектра найдем, разделив поток (1.73) на площадь (1.75):

$$E_н = \frac{\Phi_2}{\Delta l^* h_2} = \frac{\tau_{сп}(\lambda)\,\overline{B}(\lambda)\,s_1 h_1 \Omega_1 \Delta\lambda}{h_2 \Delta\lambda\,(\overline{dl^*/d\lambda})}.$$

Полученное выражение умножим и разделим на $s_2^* = s_2/\sin\varepsilon$, сократим $\Delta\lambda$ и, используя теорему Лагранжа — Гельмгольца (1.16), преобразуем $E_н$ к виду

$$E_н = \tau_{сп}(\lambda)\,\overline{B}(\lambda)\,\Omega_2 s_2^* \overline{\frac{d\lambda}{dl^*}} \sin\varepsilon = \tau_{сп}(\lambda)\,\overline{B}(\lambda)\,\Omega_2 \delta\lambda \sin\varepsilon, \qquad (1.76)$$

где

$$\delta\lambda = s_2^* \overline{\frac{d\lambda}{dl^*}}$$

— спектральная ширина щелевой аппаратной функции (см. (1.52)).

Выражение для $\delta\lambda$, входящее в (1.76), преобразуем, заменив s_2^* и $\overline{\frac{d\lambda}{dl^*}}$ в соответствии с (1.3) и (1.17). Тогда имеем

$$\delta\lambda = s_2^* \overline{\frac{d\lambda}{dl^*}} = \frac{s_1}{f_1\,(\overline{d\varphi/d\lambda})}\,\Gamma. \qquad (1.77)$$

Подставляя (1.77) в (1.76), получим окончательное выражение для освещенности непрерывного спектра в виде

$$E_н = \tau_{сп}(\lambda)\,B(\lambda)\,\Omega_2 \sin\varepsilon \frac{s_1}{f_1\,(d\varphi/d\lambda)}\,\Gamma. \qquad (1.78)$$

Здесь мы опустили знак среднего у угловой дисперсии и $B(\lambda)$. В дальнейшем мы покажем, что в действительности усреднение величин $B(\lambda)$ и $dl^*/d\lambda$ нужно проводить лишь на участке спектра, равном спектральной ширине щели $\delta\lambda$. Но, в силу относительной малости $\delta\lambda$ и медленности изменений $B(\lambda)$ и $dl^*/d\lambda$ с длиной волны, средние значения $\overline{B}(\lambda)$ и $\overline{dl^*/d\lambda}$ можно с достаточной степенью точности заменить на их значения $B(\lambda)$ и $dl^*/d\lambda$.

Сравним выражение для $E_н$ (1.78) с формулой для освещенности линейчатого спектра $E_л$ (1.62). Мы видим, что $E_н$ отличается от $E_л$ множителем $\delta\lambda = \frac{s_1}{f_1(d\varphi/d\lambda)}$, откуда прежде всего следует, что $E_н$ зависит от ширины щели s_1. Это легко понять, так как поток Φ_1 (см. (1.72)), входящий в коллиматор, пропорционален ширине входной щели s_1, тогда как площадь изображения непрерывного спектра (1.75) практически не зависит от ширины щели и потому $E_н \backsim s_1$.

Из уравнения (1.78) также следует, что $E_н$ зависит от f_1 и $d\varphi/d\lambda$, а именно: $E_н \backsim 1/f_1$ и $E_н \backsim \frac{1}{d\varphi/d\lambda}$.

Обратная пропорциональность $E_н$ и f_1 возникает потому, что величина телесного угла Ω_1 (см. (1.14)), входящего в выражение (1.72) для потока Φ_1, обратно пропорциональна f_1^2, а высота спектра h_2 и, следовательно, и площадь изображения спектра (см. (1.75)) обратно пропорциональны первой степени f_1.

Наконец, зависимость $E_н \backsim \frac{1}{d\varphi/d\lambda}$ также легко объяснить, поскольку увеличение угловой дисперсии приводит к увеличению полной длины спектра, что в свою очередь вызывает увеличение площади изображения и, следовательно, уменьшение освещенности.

Отметим еще, что, в отличие от освещенности линейчатого спектра $E_л$, освещенность непрерывного спектра $E_н$ не зависит от углового увеличения Γ, так как произведение $\Omega_2\Gamma$, входящее в (1.78), как легко показать, равно D_1H/f_2^2, а D_1 одинаково для всех длин волн.

Итак, мы нашли, что освещенность непрерывного спектра $E_н$ при $s_1 > s'_{10}$ пропорциональна ширине щели s_1. Но в силу того, что длина спектра определяется лишь дисперсией и не зависит от ширины аппаратной функции, выражение для $E_н$ справедливо и для $s_1 < s'_{10}$, т. е. и для нещелевой аппаратной функции. Таким образом, освещенность непрерывного спектра $E_н$ является линейной функцией ширины щели s_1 как при $s_1 < s'_{10}$, так и при $s_1 > s'_{10}$ (рис. 1.34). В действительности при $s_1 \ll s'_{10}$ появится нелинейная зависимость $E_н$ от s_1 из-за дополнительной потери потока излучения в результате дифракции на щели, как и в случае линейчатого спектра (см. § 1.7).

Используя выражения (1.76) и (1.78), найдем выражение для светосилы по освещенности $P_н$ в случае непрерывного спектра. Согласно определению светосилы имеем

$$P_н = \frac{E_н}{B(\lambda)} = \tau_{сп}(\lambda)\,\Omega_2 \sin\varepsilon\,\delta\lambda = \tau_{сп}(\lambda)\,\Omega_2 \sin\varepsilon \frac{s_1}{f_1\,(d\varphi/d\lambda)}\Gamma. \qquad (1.79)$$

Сравнивая последнее соотношение с формулой (1.64), выражающей светосилу для линейчатого спектра $P_л$, мы видим, что $P_н$ отличается от $P_л$ множителем $\delta\lambda$, определенным (1.77), и зависит не только от $\tau_{сп}(\lambda)$, ε и геометрических факторов (Ω_2, s_1, f_1), но и от спектроскопического параметра $d\varphi/d\lambda$ — угловой дисперсии. Отметим еще, что в рамках принятого определения светосилы $P_н$ и $P_л$ отличаются по размерности, так как отличаются по размерности величины $B_н$ и $B(\lambda)$.

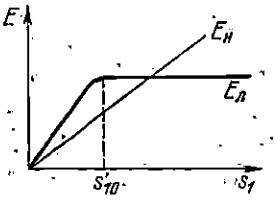


Рис. 1.34. Зависимость освещенности непрерывного и линейчатого спектра от ширины щели s_1.

Кроме того, из выражения (1.79) следует, что величину $P_н$ данного спектрального прибора можно увеличить за счет увеличения ширины входной щели s_1. Однако это приводит к уменьшению практической разрешающей способности и так называемой «чистоты» непрерывного спектра (см. § 1.9). Поскольку спектральная ширина аппаратной функции $\delta\lambda$, входящая в формулу (1.79), определяет практическую разрешающую способность $\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda$, то эту формулу можно записать в виде

$$P_н = \tau_{сп}(\lambda)\,\Omega_2 \sin\varepsilon\,(\lambda/\mathcal{R});$$

отсюда следует, что светосила обратно пропорциональна разрешающей способности.

При исследовании линейчатых спектров фотографическим методом часто на фотографии спектра вместе со спектральными линиями присутствует и непрерывный спектр. Если интенсивность непрерывного спектра соизмерима с интенсивностью линий, то точность измерения относительной интенсивности спектральных линий уменьшается. Но поскольку зависимость освещенности линейчатого и непрерывного спектра от параметров спектрального прибора различна, то изменением некоторых из них можно изменять относительную интенсивность линий на фоне непрерывного спектра. Из формул (1.62) и (1.78) для $E_л$ и $E_н$ легко найти, что

$$\frac{E_л}{E_н} = \frac{B_н}{B(\lambda)} \frac{f_1\,(d\varphi/d\lambda)}{s_1\Gamma}.$$

Для заданного спектрального прибора увеличение отношения $E_л/E_н$ можно получить за счет уменьшения ширины входной щели

s_1 или за счет замены коллиматора на другой с бо́льшим фокусным расстоянием f_1. Однако это заключение справедливо лишь для ширины щели s_1, превышающей оптимальную ее ширину s'_{10}, где зависимость $E_л$ и $E_н$ от s_1 различна (см. рис. 1.34). В области же ширин щелей $s_1 < s'_{10}$ освещенность линейчатого спектра (1.70а), так же как и непрерывного (1.78), пропорциональна s_1, и потому отношение $E_л/E_н$ оказывается практически не зависящим от ширины щели. Необходимо также учитывать, что сами величины s'_{10} и s_{10} пропорциональны f_1, и потому увеличение f_1 приводит к росту s'_{10} и s_{10}.

Увеличения отношения $E_л/E_н$ можно также достигнуть использованием прибора, обладающего большей угловой дисперсией, например заменой призменного прибора на дифракционный.

§ 1.9. «Чистота» непрерывного спектра

При образовании непрерывного спектра в фокальной плоскости камерного объектива происходит наложение друг на друга аппаратных функций от каждой монохроматической составляющей спектра источника. Схематически это изображено на рис. 1.35, *а*.

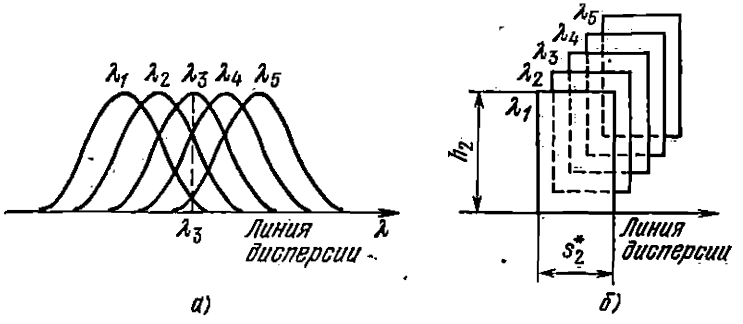


Рис. 1.35. Переналожение аппаратных функций для различных длин волн (*а*) и переналожение изображений щели в различных длинах волн (*б*).

В результате такого наложения в каждую точку плоскости дисперсии попадают излучения различных длин волн и образовавшийся спектр становится спектрально нечистым. Так, например, в точку, соответствующую максимуму аппаратной функции для линии с λ_3, на рис. 1.35, *а* попадают излучения с длинами волн λ_1, λ_2, λ_4 и λ_5. Из рисунка ясно, что чем шире аппаратная функция, тем больше длин волн попадает в данную точку результирующего спектра.

Чтобы оценить величину интервала длин волн и найти его связь с шириной аппаратной функции, рассмотрим для простоты щелевую аппаратную функцию. В этом случае в каждой точке

плоскости спектра происходит переналожение монохроматических изображений входной щели шириной s_2^*, смещенных вдоль линии дисперсии. На рис. 1.35, *б* перекрывающиеся изображения щели для наглядности смещены в направлении, перпендикулярном к линии дисперсии. Предположим, что яркость отдельных монохроматических составляющих, изображения которых перекрываются в данной точке спектра, практически постоянна, т. е. $B(\lambda) = \text{const}$, и что линейная дисперсия на ширине изображения щели также постоянна, $dl/d\lambda = \text{const}$. Оба эти условия обычно выполняются, так как ширина изображения щели мала, а изменение $B(\lambda)$ у непрерывного спектра и $dl/d\lambda$ у большинства спектральных приборов на участке $\delta\lambda$ незначительно. Найдем интервал длин волн, попадающих в некоторую точку спектра — для определенности в середину изображения щели в длине волны λ. На рис. 1.36 приведена развертка сечений изображений щели шириной s_2^* в различных длинах волн, которые накладываются на середину изображения щели в длине волны λ. Из рис. 1.36 видно, что в этом месте перекрываются изображения щели в длинах волн от λ_1 до λ_2 (слева и справа от λ), у которых края изображений щели в этих длинах волн совпадают с серединой изображения щели в длине волны λ. Центры изображений щелей в этих крайних длинах волн расположены на расстоянии $s_2^*/2 + s_2^*/2 = s_2^*$ друг от друга. Искомый интервал длин волн $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ мы найдем, выразив расстояние между центрами изображений щели в λ_1 и λ_2, т. е. выразив s_2^* в длинах волн. Согласно определению

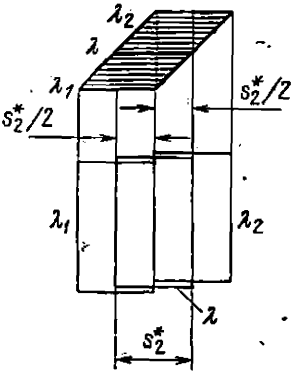


Рис. 1.36. Развертка сечений изображений щели, перекрывающихся в середине изображения щели в длине волны λ.

$$\delta\lambda = s_2^* \frac{d\lambda}{dl^*} = \frac{s_1}{f_1 (d\varphi/d\lambda)} \Gamma.$$

Таким образом, интервал длин волн, попадающий в каждую точку непрерывного спектра и определяющий его «чистоту», равен спектральной ширине щелевой аппаратной функции $\delta\lambda$ и зависит от s_1, f_1, $d\varphi/d\lambda$ и Γ. Следует отметить, что такое рассуждение можно провести для любой точки непрерывного спектра.

Существенно в наших выводах то обстоятельство, что спектральная ширина аппаратной функции $\delta\lambda$, определяющая «чистоту» непрерывного спектра, входит и в выражения (1.76) для освещенности непрерывного спектра $E_н$, и это не случайно. В самом деле, величина $\tau_{сп}(\lambda)\,\overline{B}\Omega_2 \sin\varepsilon$, входящая в выражение для $E_н$, равна освещенности монохроматической линии $E_л$ (см. (1.62)), а $\delta\lambda$

совпадает с интервалом длин волн, попадающим в данную точку непрерывного спектра. Следовательно, произведение $E_л\delta\lambda$ определяет освещенность в данной точке спектра как сумму освещенностей отдельных монохроматических излучений в интервале длин волн $\delta\lambda$, т. е. $E_л\delta\lambda = E_н$.

Становится понятной и зависимость освещенности непрерывного спектра от ширины щели. Чем шире щель, тем большее число монохроматических изображений щели перекрывается в каждой данной точке спектра. Вместе с тем мы видим, что возрастание освещенности непрерывного спектра при увеличении ширины входной щели сопровождается уменьшением «чистоты» спектра — увеличением интервала длин волн $\delta\lambda$ в каждой точке спектра. Таким образом, существует определенная зависимость между освещенностью непрерывного спектра и его «чистотой».

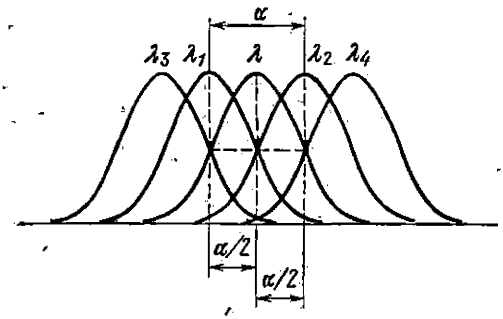


Рис. 1.37. К определению «чистоты» непрерывного спектра при нещелевой аппаратной функции.

Выше мы получили выражение для «чистоты» непрерывного спектра $\delta\lambda$ в случае чисто щелевой аппаратной функции шириной $\alpha = s_2^*$, в пределах которой освещенность монохроматических составляющих постоянна и равна $E_л$. В случае же нещелевой аппаратной функции освещенность в различных точках ее непостоянна. Существование крыльев, превышающих ее ширину α, приводит к тому, что интервал длин волн, попадающий в каждую точку спектра, оказывается больше спектральной ширины аппаратной функции $\delta\lambda = \alpha\,(d\lambda/dl)$ и зависит от формы последней. Для иллюстрации на рис. 1.37 приведено наложение аппаратных функций произвольной формы, причем центры аппаратных функций для λ_1 и λ_2 отстоят на расстояние $\pm\alpha/2$ от центра аппаратной функции для длины волны λ. Из рис. 1.37 видно, что в центре аппаратной функции для длины волны λ перекрываются не только аппаратные функции для длин волн в интервалах $\lambda - \lambda_1$ и $\lambda_2 - \lambda$, как это имело место в случае щелевой аппаратной функции, но и аппаратные функции для других длин волн, отстоящих на расстояние, большее $\pm\alpha/2$, от центра аппаратной функции для λ. Поэтому интервал длин волн, попадающий в центр аппаратной функции для λ, больше спектральной ширины аппаратной функции $\delta\lambda > \alpha\,(d\lambda/dl)$. Однако относительный вклад освещенности отдельных монохроматических составляющих в результирующую освещен-

ность непрерывного спектра тем меньше, чем дальше центр аппаратной функции для данной длины волны отстоит от центра аппаратной функции для рассматриваемой длины волны λ. И хотя полный интервал длин волн, попадающий в каждую точку спектра, в этом случае больше спектральной ширины аппаратной функции, но для оценки эффективной «чистоты» непрерывного спектра в случае нещелевой аппаратной функции можно считать, что $\delta\lambda = \alpha\,(d\lambda/dl)$ есть спектральная ширина аппаратной функции.

В § 1.6, 1.8 мы рассмотрели два крайних случая: освещенность спектра при бесконечно узкой спектральной линии и при непрерывном спектре. Мы получили, что освещенность линейчатого спектра $E_л = \text{const}$ при $s_1 \gg s_{10}$ (см. (1.62)) и $E_л \backsim s_1$ при $s_1 \ll s'_{10}$ (см. (1.70а)), а освещенность непрерывного спектра $E_н \backsim s_1$ (см. (1.78)) при всех значениях s_1.

Очевидно, что для ограниченного участка непрерывного спектра или спектральных линий конечной ширины со спектральной шириной, соизмеримой со спектральной шириной аппаратной функции, полученные соотношения в общем случае окажутся несправедливыми. Однако можно ожидать, что при $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$ освещенность спектра (в центральной его части) также пропорциональна ширине входной щели, как и в случае непрерывного спектра. Наоборот, при $\delta\lambda \gg \Delta\lambda$ освещенность спектра не зависит от ширины щели, как и в случае монохроматической линии. Если же $\delta\lambda \approx \Delta\lambda$, то освещенность спектра более сложно зависит от ширины щели. Строго эти вопросы будут рассмотрены в § 1.12.

§ 1.10. Светосила по потоку в случае линейчатого спектра

При исследовании спектров фотоэлектрическими методами непосредственно измеряемой величиной является поток излучения, падающий на чувствительную поверхность приемника излучения. Фотоэлектрическая установка, схема которой приведена на рис. 1.38, состоит из источника исследуемого спектра $\tilde{l}$, осветительной системы O, собственно спектрального прибора — монохроматора M, конденсорной системы O', направляющей поток излучения, выходящий из монохроматора, на приемник излучения $\mathscr{D}$, и усилительно-регистрирующего устройства: усилителя A, измерительного или регистрирующего прибора C.

Монохроматор M представляет собой спектральный прибор с одномерной дисперсией, у которого в фокальной плоскости установлена выходная щель шириной s'_2 и высотой h'_2. Через эту щель выходит поток излучения определенного спектрального состава, который, попадая на приемник излучения, вызывает в последнем электрический сигнал. Величина сигнала, появляющегося в приемнике (фотоэлементе, фотоэлектронном умножителе ФЭУ

или тепловом приемнике), определяется полным количеством световых квантов, падающих на чувствительный элемент приемника, т. е. полным световым потоком, выходящим из монохроматора. Сигнал, непосредственно возникающий в приемнике, обычно имеет небольшую величину, и поэтому он усиливается с помощью соответствующего электронного усилителя и далее либо измеряется с помощью электроизмерительного прибора, либо подается на регистрирующий прибор. Соответствующим подбором параметров приемно-усилительного тракта можно добиться того, чтобы

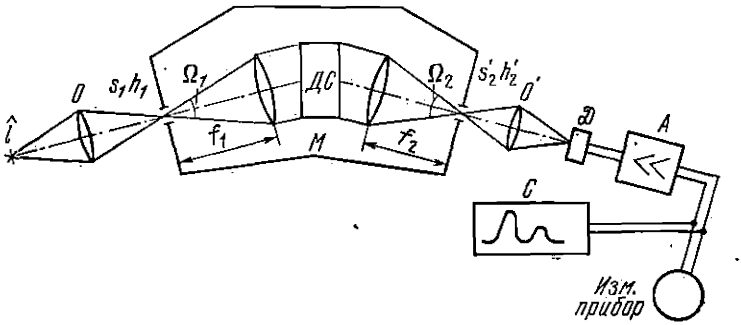


Рис. 1.38. Схема установки для регистрации спектров фотоэлектрическим методом.

показания измерительного прибора или перемещение пера регистратора были пропорциональны величине потока излучения, падающего на приемник.

Перемещая выходную щель относительно спектра вдоль линии дисперсии и измеряя величину сигнала на выходе усилителя, можно найти зависимость величины потока излучения, выходящего из монохроматора, от длины волны. Существенное отличие указанного метода регистрации спектра от фотографического состоит в том, что здесь спектр регистрируется не одновременно. Различные его участки измеряются в различные моменты времени, или, как говорят, осуществляется *сканирование спектра*. Сканирование может производиться непрерывно путем перемещения выходной щели относительно спектра с постоянной скоростью, и тогда измеряемый сигнал является функцией времени. Можно также выполнять сканирование скачкообразно, последовательно перемещая щель на некоторое расстояние или совмещая выходную щель с тем или иным участком спектра или отдельными спектральными линиями.

Существуют монохроматоры с несколькими выходными щелями и соответствующим числом приемников излучения. Эти щели устанавливаются в определенных участках спектра, что позволяет

одновременно производить измерения в различных областях длин волн без сканирования. Такие многощелевые монохроматоры часто называют *полихроматорами*. Наиболее широко полихроматоры используются в установках, предназначенных для количественного спектрального анализа. В этом случае выходные щели устанавливаются в местах расположения в спектре линий анализируемых элементов. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением обычного монохроматора с одной выходной щелью.

Величина измеряемого потока на выходе монохроматора, как и при фотографической регистрации, по-разному зависит от параметров спектрального прибора при регистрации линейчатого и непрерывного спектра. Поэтому здесь также мы будем рассматривать сначала два крайних случая: линейчатый и непрерывный спектры.

Найдем сначала зависимость потока, выходящего из выходной щели монохроматора, от параметров спектрального прибора для случая линейчатого спектра при $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$.

Пусть ширина входной щели велика ($s_1 \gg s_{10}$), а фокальная плоскость выходного коллиматора перпендикулярна к оптической оси, т. е. $\varepsilon = 90°$, что в монохроматорах обычно всегда имеет место. В этом случае спектральной линией (как показано в § 1.2) является изображение щели шириной s_2 и высотой h_2 с постоянной освещенностью $E_л$ (см. (1.62)). Поток энергии, сосредоточенный в этом изображении, очевидно равен

$$\Phi_{2л} = E_л s_2 h_2 = \tau_{сп}(\lambda) B_и \Omega_2 s_2 h_2.$$

Чтобы весь поток, концентрирующийся в изображении щели, смог выйти через выходную щель, ее размеры должны быть равны или несколько больше размеров изображения входной щели, т. е. $s_2' \geqslant s_2$ и $h_2' \geqslant h_2$. В этом случае выходящий из монохроматора поток излучения определяется $\Phi_{2л}$ (см. (1.60)).

Преобразуем выражение для потока $\Phi_{2л}$, вводя вместо $s_2\,\delta\lambda = s_2\,(d\lambda/dl)$ и учитывая (1.15):

$$\Phi_{2л} = \tau_{сп}(\lambda) B_и \sigma_2 \frac{h_2}{f_2}\,\delta\lambda\,\frac{d\varphi}{d\lambda}. \qquad (1.80)$$

Здесь $\sigma_2 = D_2 H$ — площадь сечения пучка, выходящего из диспергирующего элемента, а h_2/f_2 — угловые размеры высоты изображения щели.

И, наконец, в (1.80) вместо спектральной ширины щелевой аппаратной функции $\delta\lambda$ введем определяемую ею практическую разрешающую способность $\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda$. Тогда окончательно имеем

$$\Phi_{2л} = \tau_{сп}(\lambda) B_и \sigma_2 \frac{h_2}{f_2}\,\frac{\lambda}{\mathcal{R}}\,\frac{d\varphi}{d\lambda}. \qquad (1.81)$$

Полученное выражение для $\Phi_{2л}$ позволяет записать светосилу по потоку для линейчатого спектра в виде

$$\mathcal{F}_л = \frac{\Phi_{2л}}{B_и} = \tau_{сп}(\lambda)\,\sigma_2\,\frac{h_2}{f_2}\,\frac{\lambda}{\mathcal{R}}\,\frac{d\varphi}{d\lambda}. \qquad (1.82)$$

Отсюда следует, что светосила по потоку зависит от ряда геометрических (σ_2, h_2/f_2) и спектроскопических ($\mathcal{R}$, $d\varphi/d\lambda$) параметров спектрального прибора и коэффициента пропускания $\tau_{сп}(\lambda)$. Крайне существенно здесь то, что светосила прибора обратно пропорциональна его практической разрешающей способности. Это означает, во-первых, что нельзя говорить о светосиле спектрального прибора без указания величины разрешающей способности. Последнее обстоятельство особенно важно при сопоставлении светосилы различных спектральных приборов. Во-вторых, при заданных параметрах спектрального прибора ($\tau_{сп}(\lambda)$, σ_2, h_2/f_2, $d\varphi/d\lambda$) нельзя одновременно увеличить и светосилу и разрешающую способность: увеличение одной из них приводит к уменьшению другой. В частности, при малой разрешающей способности легко получить большую светосилу, например, за счет увеличения ширин щелей.

Увеличение $\mathcal{R}$ при заданной величине $\mathcal{F}_л$ (или увеличение $\mathcal{F}_л$ при заданной $\mathcal{R}$) возможно лишь за счет увеличения указанных параметров монохроматора. Но, поскольку σ_2 и $d\varphi/d\lambda$ определяются диспергирующей системой, увеличение этих параметров практически означает замену одной диспергирующей системы другой или иногда изменение условий ее работы. Вместе с тем угловую высоту щели $h_2/f_2 = h_1/f_1$ можно в принципе увеличить при любой заданной диспергирующей системе. Таким образом, кажется естественным, что для увеличения светосилы или практической разрешающей силы *данного* спектрального прибора следует применять возможно более высокие входную и выходную щели.

Однако в действительности увеличение высоты щели возможно лишь до некоторого предела, определяемого качеством объективов входного и выходного коллиматоров. Известно [1.1], что при отображении точек, удаленных от оптической оси объектива, начинают сказываться внеосевые аберрации (кома и астигматизм), причем величины обусловленных ими пятен рассеяния тем больше, чем больше угол, под которым данная точка видна из центра объектива. Поэтому при увеличении высоты щели изображения ее точек, удаленных от оптической оси, оказываются дополнительно уширенными из-за внеосевых аберраций. Таким образом, результирующая ширина изображения щели в этих точках может быть больше геометрической ширины s_2 и различной в разных точках изображения щели по ее высоте. Кроме того, и результирующая высота изображения щели также может оказаться больше геомет-

рической h_2. Схематически это изображено на рис. 1.39, где s_2'' — ширина изображения щели на ее концах, а h_2'' — полная высота изображения щели. Если для выходной щели $s_2' = s_2$ и $h_2' = h_2$, то поток, выходящий через эту щель, меньше (на поток через заштрихованную часть на рис. 1.39) полной энергии, сосредоточенной во всем изображении. При выходной щели с размерами s_2'' и h_2'' (см. рис. 1.39) весь поток энергии, сосредоточенный в изображении, выйдет из монохроматора, но спектральная ширина щелевой аппаратной функции становится больше, а разрешающая способность меньше.

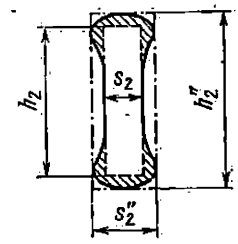


Рис. 1.39. Влияние внеосевых аберраций на изображение щели (схема).

Допустимую высоту щели можно определить из требования постоянства ширины аппаратной функции для всех точек изображения щели по ее высоте. Если, например, для точек щели вдоль длинной ее стороны, близких к оптической оси, аппаратная функция чисто щелевая, т. е. дифракционное уширение и уширение, вызванное сферической аберрацией, малы по сравнению с геометрической шириной s_2, то и при максимально допустимой высоте щели уширение изображения ее концов из-за внеосевых аберраций также должно быть мало по сравнению с s_2.

Таким образом, максимально допустимые угловые размеры высоты щели определяются качеством фокусирующей оптики монохроматора. Чем лучше исправлена фокусирующая оптика на внеосевые аберрации, тем большую светосилу монохроматора можно получить при заданной разрешающей силе.

Отметим, что поскольку при постоянных отношении h/f и разрешающей силе $\mathcal{R}$ светосила монохроматора, определенная (1.82), не зависит от относительного отверстия объективов коллиматоров, то в реальных монохроматорах обычно используют объективы со сравнительно небольшими относительными отверстиями (1 : 20; 1 : 10 и редко 1 : 4,5) — их легче рассчитать и легче устранить в них основные аберрации. Поэтому в качестве фокусирующей оптики в монохроматорах часто применяются простые двухкомпонентные объективы или зеркала с достаточно большими фокусными расстояниями ($f_1 = f_2 \approx 100$—50—30 см) и пользуются соответственно высокими щелями ($h_1 = h_2 \approx 30$—20—15 мм).

При обсуждении светосилы монохроматора и оценке допустимой угловой высоты щели мы считали, что изображение входной щели имеет форму удлиненного прямоугольника площадью s_2h_2. Однако в действительности диспергирующая система с одномерной дисперсией — как призма, так и дифракционная решетка — обладает специфической аберрацией, проявляющейся в искривлении изображения входной щели. При прямой входной щели, параллель-

ной преломляющему ребру призмы или штрихам решетки, изображение щели имеет форму отрезка параболы (рис. 1.40,*а*), кривизна которой в вершине зависит от длины волны, параметров диспергирующей системы и фокусного расстояния объектива выходного коллиматора. Детально вопрос о кривизне спектральных линий будет рассмотрен в § 2.2 и 3.6. Здесь лишь отметим, что искривление линий обусловлено тем, что изображение точек щели, удаленных вверх и вниз от оптической оси вследствие наклонного хода лучей по отношению к главной плоскости, оказывается смещенным вдоль линии дисперсии по сравнению с осевыми точками щели.

Если изображение щели искривлено, то при использовании прямолинейной выходной щели шириной $s_2' = s_2$ не весь поток, концентрирующийся в изображении щели (заштрихованная на рис. 1.40,*а* часть потока через щель не пройдет), выйдет из монохроматора; иными словами, светосила монохроматора будет меньше. Если же использовать выходную щель такой ширины $s_2' > s_2$, чтобы в ее пределы «вписывалось» все искривленное изображение (рис. 1.40,*б*), то потери в светосиле не будет, но разрешающая способность уменьшится, поскольку спектральная ширина выходной щели стала больше. Это означает, что в выходную щель может пройти излучение не только от рассматриваемой линии, но и от других линий с близкими длинами волн. В частности, если в спектре кроме спектральных линий присутствует и непрерывный спектр (фон), то он дает дополнительный вклад в поток, выходящий из щели, и тем самым вносит ошибку в измеряемый поток. Естественно, что для исключения указанных эффектов необходимо применять искривленную выходную щель шириной $s_2' = s_2$ с радиусом кривизны, равным радиусу кривизны измеряемых спектральных линий (рис. 1.40,*в*). Но поскольку он зависит от длины волны, то при измерении потоков от различных спектральных линий должен соответствующим образом изменяться и радиус кривизны выходной щели. Однако конструктивное осуществление выходной щели с переменным радиусом кривизны крайне сложно. Поэтому в большинстве монохроматоров используются либо выходная щель с одним определенным радиусом кривизны, либо сменные щели с различными радиусами кривизны, обеспечивающие компенсацию кривизны спектральных линий, расположенных в средней части исследуемого спектра (см. также § 2.2).

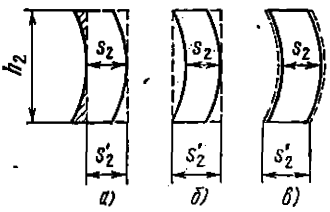


Рис. 1.40. Наложение искривленного изображения щели на прямую выходную щель.

Выходная щель изображена пунктиром.

В заключение остановимся на роли угловой дисперсии при исследовании линейчатых спектров фотоэлектрическим методом.

Из выражений (1.81) и (1.82) следует, что при заданных $\tau_{сп}(\lambda)$, σ_2, h_2/f_2 и $\mathscr{R}$ (или $\delta\lambda$) величина потока $\Phi_{2л}$ или светосила $\mathscr{P}_л$ монохроматора пропорциональны угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$. На первый взгляд такая зависимость кажется непонятной, так как в случае линейчатого спектра увеличение угловой дисперсии приводит лишь к увеличению расстояния между спектральными линиями. Однако следует иметь в виду, что величина практической разрешающей силы определяется *спектральной шириной* аппаратной функции $\delta\lambda$, которая в свою очередь зависит от угловой дисперсии:

$$\delta\lambda = s_2 \frac{d\lambda}{dl} = \frac{s_2}{f_2}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)^{-1}.$$

Отсюда следует, что, увеличивая $d\varphi/d\lambda$ и оставляя $\delta\lambda$ (или $\mathscr{R}$) постоянной, мы должны увеличить геометрическую ширину s_2 изображения входной щели, а следовательно, и ширину входной щели s_1. Но поскольку величина потока излучения, входящего в коллиматор, пропорциональна s_1 (см. (1.59)), то это и ведет к увеличению потока или светосилы.

Таким образом, увеличение светосилы монохроматора за счет увеличения угловой дисперсии при заданной разрешающей способности обусловлено увеличением *геометрических* размеров ширин входной (s_1) и выходной ($s_1' = s_2$) щелей монохроматора.

Поэтому применение в монохроматорах диспергирующих систем с большой угловой дисперсией позволяет, при прочих равных условиях, получить бо́льшую светосилу по потоку. В этом отношении монохроматоры с дифракционными решетками обладают преимуществом по сравнению с призменными монохроматорами при равной разрешающей способности.

§ 1.11. Светосила по потоку в случае непрерывного спектра

Рассмотрим другой крайний случай — случай непрерывного спектра, ширина которого много больше спектральной ширины щели, а яркость спектра относительно медленно изменяется с длиной волны. Найдем выражение для потока, выходящего из монохроматора, а также величину выходящего из него спектрального интервала и распределение энергии в его пределах.

Указанные величины необходимо знать при использовании монохроматора собственно для монохроматизации излучения, т. е. выделения из непрерывного спектра отдельных узких участков спектра с заданной величиной спектрального интервала. Их также необходимо знать при исследовании спектров поглощения, где используется источник непрерывного спектра, а также при изучении спектров излучения источников с конечной шириной спектральных линий.

Определим сначала величину потока, выходящего из выходной щели монохроматора.

Мы нашли ранее, что освещенность непрерывного спектра в фокальной плоскости выходного коллиматора (при $\varepsilon = 90°$) равна (см. (1.76))

$$E_н = \tau_{сп}(\lambda)\,\bar{B}\Omega_2\delta\lambda.$$

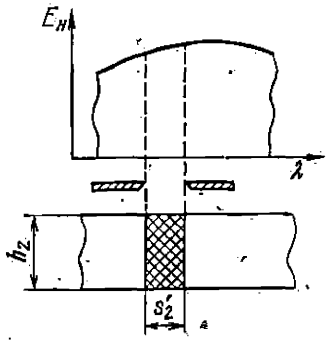


Рис. 1.41. Наложение непрерывного спектра на выходную щель.

Будем считать, что $\bar{B} = B(\lambda)$, а линейная дисперсия постоянна в пределах спектральной ширины изображения щели $\delta\lambda$. В большинстве практических случаев оба условия выполняются, так как обычно используются относительно небольшие ширины щелей. Если ширина выходной щели монохроматора s_2', а ее высота $h_2' = h_2$, то поток излучения, выходящий через эту щель, равен

$$\Phi_{2н} = E_н s_2' h_2 = \tau_{сп}(\lambda)\,B(\lambda)\,\Omega_2 s_2' h_2 \delta\lambda, \tag{1.83}$$

где $E_н$ — освещенность непрерывного спектра (рис. 1.41) в месте расположения выходной щели.

Преобразуем (1.83), заменяя ширину выходной щели s_2' ее спектральной шириной

$$(\delta\lambda)' = s_2'\,(d\lambda/dl) \tag{1.84}$$

и учитывая (1.15). Тогда имеем

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda)\,B(\lambda)\,\sigma_2 \frac{h_2}{f_2}\,\delta\lambda\,(\delta\lambda)'\,\frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.85}$$

Отсюда следует, что для заданного монохроматора (заданных $\tau_{сп}(\lambda)$, σ_2, h_2/f_2 и $d\varphi/d\lambda$) выходящий из него поток пропорционален произведению спектральных ширин выходной щели $\delta\lambda$ и изображения входной щели $(\delta\lambda)'$.

Заменяя в (1.83) $\delta\lambda$ на $s_2(d\lambda/dl)$, имеем

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda)\,B(\lambda)\,\Omega_2 s_2' s_2 h_2 \frac{d\lambda}{dl}. \tag{1.86}$$

Учитывая (1.16), перепишем последнюю формулу в виде

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda)\,B(\lambda)\,\Omega_1 s_1 s_2' h_1\,(d\lambda/dl). \tag{1.87}$$

Отсюда следует, что поток $\Phi_{2н}$ пропорционален произведению геометрических ширин входной и выходной щелей монохроматора.

Далее покажем, что оптимальным условием использования монохроматора является условие $s_2' = s_2$. Заметим, что при выпол-

нении этого условия ширина входной щели s_1 может быть и не равна ширине выходной щели s_2', так как

$$s_2 = s_1 \frac{f_2}{f_1} \Gamma$$

Лишь при $f_1 = f_2$ и $\Gamma = 1$ условие $s_2' = s_2$ одновременно означает, что и $s_2' = s_1$. У большинства современных монохроматоров $f_1 = f_2$, и они часто построены по такой схеме, что в области спектра, совпадающей с выходной щелью, выполняется условие $\Gamma = 1$.

Итак, пусть $s_2' = s_2$; тогда $(\delta\lambda)' = \delta\lambda$ и выражения (1.85) и (1.86) принимают вид

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \sigma_2 \frac{h_2}{f_2} (\delta\lambda)^2 \frac{d\varphi}{d\lambda}, \tag{1.88}$$

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \Omega_2 \frac{h_2}{f_2} s_2^2 \frac{d\lambda}{d\varphi}. \tag{1.89}$$

Введя в формулу (1.88) вместо $\delta\lambda$ величину практической разрешающей способности $\mathscr{R} = \lambda/\delta\lambda$, находим

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \sigma_2 \frac{h_2}{f_2} \frac{\lambda^2}{\mathscr{R}^2} \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.90}$$

Может возникнуть вопрос: нужно ли говорить о разрешающей способности при рассмотрении непрерывного спектра? Далее мы покажем, что $\mathscr{R}$ и $\delta\lambda$ определяют не только поток, выходящий из монохроматора, но и выделяемый последним спектральный интервал, т. е. степень монохроматизации. Кроме того, величины $\mathscr{R}$ и $\delta\lambda$ задают ширину аппаратной функции монохроматора, а последняя в свою очередь характеризует систематическую ошибку при регистрации спектров поглощения и спектральных линий конечной ширины.

Воспользовавшись формулами (1.88) — (1.90), мы можем написать соответствующие выражения для светосилы по потоку в виде

$$\mathscr{P}_н = \frac{\Phi_{2н}}{B(\lambda)} = \tau_{сп}(\lambda) \sigma_2 \frac{h_2}{f_2} (\delta\lambda)^2 \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{1.91}$$

Сравнивая выражения для светосилы монохроматора при линейчатом (см. (1.82)) и непрерывном (см. (1.91)) спектрах, мы видим, что коэффициент пропускания $\tau_{сп}(\lambda)$, геометрические параметры σ_2 и h_2/f_2, а также угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$ входят в обоих случаях одинаковым образом. Различие состоит лишь в том, что в (1.91) спектральная ширина изображения щели $\delta\lambda$ входит во второй степени и, следовательно, зависимость светосилы от разрешающей способности более резкая ($\mathscr{P}_н \sim 1/\mathscr{R}^2$), чем в случае линейчатого спектра.

Выбор параметров монохроматора $\tau_{сп}(\lambda)$, σ_2, h_2/f_2, $d\varphi/d\lambda$ должен определяться, как и в случае линейчатого спектра, из условия

получения максимальной светосилы при заданном разрешении $\delta\lambda$ или получения минимальной величины $\delta\lambda$ при заданной светосиле. В частности, для данного монохроматора с определенными параметрами $\tau_{сп}(\lambda)$, σ_2, $d\varphi/d\lambda$ и разрешением $\delta\lambda$ светосилу можно увеличить лишь за счет увеличения угловых размеров высоты щели $h_2/f_2 = h_1/f_1$. Здесь также возможное увеличение отношения h_2/f_2 лимитируется качеством фокусирующей оптики монохроматора — величиной внеосевых аберраций. И в случае непрерывного спектра всякое дополнительное увеличение ширины изображения щели за счет возрастания внеосевых аберраций приводит к увеличению спектральной ширины аппаратной функции, т. е. к уменьшению разрешающей способности. По той же причине необходимо применять искривленные выходные щели (при прямой входной) для компенсации кривизны изображения входной.

Остановимся на роли угловой дисперсии. Из формулы (1.88) следует, что при заданном разрешении $\delta\lambda = \text{const}$ увеличение угловой дисперсии (например, при замене одной диспергирующей системы на другую) ведет к увеличению потока $\Phi_{2н}$. Это, как мы показали ранее (см. § 1.10), обусловлено увеличением геометрических размеров щелей монохроматора при сохранении постоянства $\delta\lambda$. Если же геометрические размеры щелей оставить неизменными ($s_2' = s_2 = \text{const}$), то, в соответствии с (1.89), увеличение угловой дисперсии приводит к уменьшению потока. Это связано с тем, что при увеличении угловой дисперсии увеличивается полная длина непрерывного спектра и через выходную щель неизменной ширины s_2' пройдет меньший поток. Вместе с тем спектральная ширина щелей при этом уменьшится, так как

$$\delta\lambda = \frac{s_2}{f_2}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)^{-1},$$

и, следовательно, возрастет разрешающая способность. Таким образом, в данном случае поток уменьшится за счет увеличения разрешающей способности.

Наиболее часто использование монохроматоров с большой угловой дисперсией ставит своей целью увеличение практической разрешающей способности или степени монохроматизации при неизменной величине потока излучения, т. е. при постоянном отношении сигнал/шум. Полагая величину потока $\Phi_{2н}$ в (1.88) постоянной, или $(\delta\lambda)^2 \frac{d\varphi}{d\lambda} = \text{const}$, найдем, что замена диспергирующей системы с угловой дисперсией $(d\varphi/d\lambda)_1$ на систему с угловой дисперсией $(d\varphi/d\lambda)_2$, причем $(d\varphi/d\lambda)_2 > (d\varphi/d\lambda)_1$, позволяет получить выигрыш в разрешении в отношении

$$\frac{(\delta\lambda)_2}{(\delta\lambda)_1} = \sqrt{\frac{(d\varphi/d\lambda)_1}{(d\varphi/d\lambda)_2}}.$$

Определим теперь величину интервала длин волн, выделяемого монохроматором при заданных ширинах входной и выходной щелей.

Мы показали (см. § 1.9), что в случае непрерывного спектра в каждой точке фокальной плоскости выходного коллиматора происходит наложение пространственно смещенных вдоль линии дисперсии монохроматических изображений входной щели. Интервал длин волн в каждой точке спектра равен спектральной ширине изображения входной щели $\delta\lambda$. Если же в фокальной плоскости выходного коллиматора установлена щель шириной s_2', то ясно, что интервал длин волн, который пройдет через эту щель, больше $\delta\lambda$. Чтобы найти величину этого интервала и распределение энергии в его пределах, сделаем развертку изображений входной щели по длинам волн и рассмотрим наложение их на выходную щель (рис. 1.42). Пусть сначала $s_1 \gg s_{10}'$ и $s_2' = s_2$.

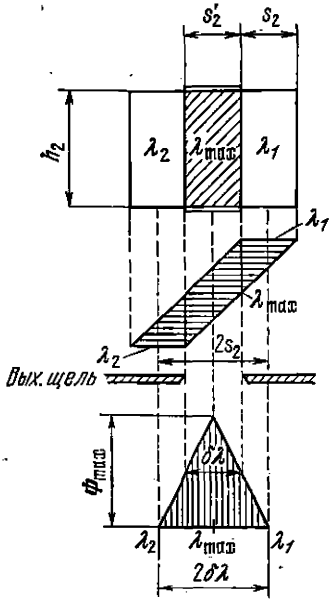


Рис. 1.42. К определению интервала длин волн, выделяемого монохроматором; случай $s_2 = s_2'$.
а) Наложение изображений щели в разных длинах волн на выходную щель; *б*) развертка изображений щели; *в*) распределение энергии по длинам волн.

Из рис. 42,*а* видно, что через выходную щель пройдут потоки энергии, локализуемые во всех монохроматических изображениях щели, которые в той или иной степени накладываются на выходную щель. При $s_2' = s_2$ только одно из этих изображений (оно заштриховано на рис. 1.42,*а*) полностью совпадает с выходной щелью, а остальные изображения (изображения в других длинах волн) накладываются частично и в различной степени. Рассмотрим изображение щели в такой длине волны λ_{max}, в которой оно полностью совпадает с выходной щелью. Тогда весь поток излучения, сосредоточенный в этом изображении и равный

$$\Phi_{max} = E_л s_2' h_2 = \tau_{сп}(\lambda) B_и \Omega_2 s_2' h_2, \qquad (1.92)$$

пройдет через выходную щель. Величины потоков энергии, локализуемых в изображениях щелей в других длинах волн, расположенных по обе стороны от λ_{max}, линейно убывают (рис. 1.42,*б*) до граничных длин волн λ_1 и λ_2, для которых поток равен нулю.

Эти граничные длины волн определяются положениями тех изображений щелей, которые лишь соприкасаются краями с выходной щелью (см. рис. 1.42,*а*). Расстояние между серединами изображений щелей в λ_1 и λ_2, очевидно, равно $2s_2$, а разность длин волн $\lambda_2 - \lambda_1 = 2s_2 d\lambda/dl = 2\delta\lambda$.

Таким образом, через выходную щель пройдет интервал длин волн, равный удвоенной спектральной ширине изображения щели. Распределение энергии по длинам волн внутри этого интервала имеет форму треугольника (рис. 1.42,*в*) с основанием $\lambda_2 - \lambda_1 = 2\delta\lambda$, полушириной $\delta\lambda$ и высотой Φ_{max}. При этом $\lambda_1 = \lambda_{max} - \delta\lambda$ и $\lambda_2 = \lambda_{max} + \delta\lambda$. Зная распределение энергии по длинам волн, можно определить полный поток энергии, выходящий через выходную щель монохроматора:

$$\Phi_{2н} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi(\lambda)\, d\lambda.$$

Но интеграл численно равен площади треугольника на рис. 1.42,*в*, и поэтому

$$\Phi_{2н} = \Phi_{max}\delta\lambda = \tau_{сп}(\lambda)\, B(\lambda)\, \Omega_2 s_2 h_2 \delta\lambda,$$

что совпадает с (1.83).

Мы видим, что спектральная ширина щели $\delta\lambda$, которая входит в выражение для полного потока $\Phi_{2н}$ (1.83), определяет полуширину спектрального интервала длин волн, выходящего из монохроматора, т. е. степень монохроматизации.

Таким образом, если барабан длин волн монохроматора установлен на некоторую длину волны λ_{max}, то это означает, что изображение щели в этой длине волны совпадает с выходной щелью и вся энергия, концентрирующаяся в данном изображении, выходит через щель. Однако через выходную щель проходит, кроме длины волны λ_{max}, спектральный интервал от $\lambda_1 = \lambda_{max} - \delta\lambda$ до $\lambda_2 = \lambda_{max} + \delta\lambda$ с распределением энергии в форме треугольника. Изменяя ширины щелей монохроматора, мы изменяем степень монохроматизации $\delta\lambda$, но одновременно изменяется и полная величина потока, выходящего из монохроматора, так как $\Phi_{2н} \sim \delta\lambda\, s_2$.

Теперь рассмотрим случай $s_2' > s_2$. Наложение изображений щели на выходную щель и развертка изображений щели приведены на рис. 1.43. В этом случае распределение энергии по длинам волн имеет форму трапеции (рис. 1.43,*в*). Монохроматические изображения щелей, центры которых лежат внутри участка $s_2' - s_2$ в пределах ширины выходной щели (рис. 1.43,*а*), полностью проходят через щель. Поэтому поток на участке $s_2' - s_2$ постоянен и равен потоку энергии, локализованному в отдельных монохро-

матических изображениях, т. е. $\Phi_{max} = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \Omega_2 s_2 h_2$, как и в (1.92).

Изображения щелей с центрами вне участка $s_2' - s_2$ налагаются на выходную щель частично, и поэтому величина потока линейно уменьшается до нуля для длин волн λ_1 и λ_2 (см. рис. 1.43,*а*,*б*), в которых изображения щелей лишь краями соприкасаются с краями выходной щели. Расстояние между центрами этих изображений составляет $s_2' + s_2$ и равно нижнему основанию трапеции. Разность длин волн

$$\lambda_2 - \lambda_1 = (s_2' + s_2)\frac{d\lambda}{dl} = s_2'\frac{d\lambda}{dl} + s_2\frac{d\lambda}{dl} = (\delta\lambda)' + \delta\lambda$$

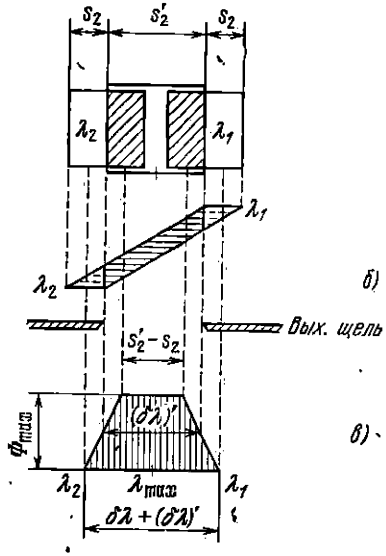


Рис. 1.43. К определению интервала длин волн, выходящего из монохроматора; случай $s_2' > s_2$. *а*) Наложение изображений щели s_2' на выходную щель s_2; *б*) развертка изображений щели; *в*) распределение энергии по длинам волн.

определяет величину полного спектрального интервала, выделяемого монохроматором. Поскольку длина верхнего основания трапеции равна $s_2' - s_2$, или в спектральных единицах $(\delta\lambda)' - \delta\lambda$, то полуширина трапеции равна s_2', или $(\delta\lambda)' = s_2' d\lambda/dl$. Полный поток, выходящий из выходной щели монохроматора, как и в случае $s_2 = s_2'$, равен сумме потоков энергии, локализованных во всех монохроматических составляющих на интервале $(\delta\lambda)' + \delta\lambda$, причем изменение потока происходит по закону трапеции. Этот суммарный поток численно равен площади трапеции, т. е.

$$\Phi_{2н} = \Phi_{max}(\delta\lambda)' = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \Omega_2 s_2 h_2 (\delta\lambda)' = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda) \sigma_2 \frac{h_2}{f_2} \delta\lambda (\delta\lambda)' \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

что совпадает с полученным ранее выражением (1.85).

Если длину волны, соответствующую середине интервала $\lambda_2 - \lambda_1 = (\delta\lambda)' + \delta\lambda$, обозначить через λ_{max}, то, очевидно,

$$\lambda_1 = \lambda_{max} + \frac{(\delta\lambda)' + \delta\lambda}{2}, \quad \lambda_2 = \lambda_{max} - \frac{(\delta\lambda)' + \delta\lambda}{2}.$$

Рассмотрим, наконец, случай $s_2' < s_2$. Развертка изображений входной щели по длинам волн и наложение этих изображений

на выходную щель приведены на рис. 1.44. Этот случай отличается тем, что поскольку $s_2 > s_2'$, то ни одно из монохроматических изображений щели s_2 не совпадает полностью с выходной щелью s_2'. Но из рис. 1.44,*а*,*б* видно, что изображения щелей, центры которых лежат на расстоянии от середины выходной щели, равном $\pm\,{}^1/_2\,(s_2 - s_2')$, т. е. занимают участок шириной $s_2 - s_2'$, накладываются на выходную щель одинаково, и поэтому величина выходящего потока на этом участке постоянна и равна

$$\Phi^*_{\max} = E_л s_2' h_2 = \tau_{сп}(\lambda)\, B(\lambda)\, \Omega_2 s_2' h_2.$$

Вне интервала $s_2 - s_2'$ степень наложения изображений щели на выходную щель меньше и убывает линейно, в результате чего распределение энергии по длинам волн в выходящем потоке имеет форму трапеции (рис. 1.44,*в*). Верхнее ее основание $s_2 - s_2'$, а нижнее $s_2 + s_2'$ определяется максимальным расстоянием между центрами изображений щели, которые своими внутренними краями соприкасаются с краями выходной щели.

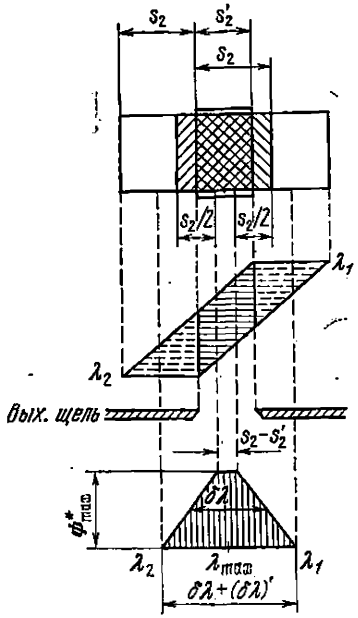


Рис. 1.44. К определению интервала длин волн, выходящего из монохроматора; случай $s_2' < s_2$.
а) Наложение изображений щели s_2 на выходную щель s_2'; *б*) развертка изображений щели; *в*) распределение энергии по длинам волн.

Полуширина трапеции в этом случае равна s_2, а ее спектральная ширина $\delta\lambda = s_2 d\lambda/dl$. Полная ширина спектрального интервала длин волн, выходящего из монохроматора, составляет

$$\lambda_2 - \lambda_1 = (s_2 + s_2')\frac{d\lambda}{dl} = \delta\lambda + (\delta\lambda)',$$

причем $\delta\lambda > (\delta\lambda)'$.

Максимальный поток $\Phi^*_{\max}$ на участке $s_2 - s_2'$ в силу неравенства $s_2' < s_2$ меньше полного потока энергии, локализованного в отдельной монохроматической линии, что имеет место при $s_2 \leqslant s_2'$. Написанное выше выражение для $\Phi^*_{\max}$ легко преобразовать к виду

$$\Phi^*_{\max} = \tau_{сп}(\lambda)\, B(\lambda)\, \Omega_2 s_2 h_2 \frac{s_2'}{s_2} = \Phi_{\max}\frac{s_2'}{s_2},$$

откуда следует очевидное равенство $\Phi^*_{max}/\Phi_{max} = s_2'/s_2$. Полный поток энергии, выходящий из выходной щели монохроматора для всего спектрального интервала $\delta\lambda + (\delta\lambda)'$, численно равен площади трапеции, т. е.

$$\Phi_{2н} = \Phi^*_{max}\delta\lambda = \tau_{сп}(\lambda)(B)(\lambda)\Omega_2 s_2' h_2 \delta\lambda.$$

Заменяя здесь ширину s_2' ее спектральной шириной $(\delta\lambda)' = s_2' d\lambda/dl$ и произведя элементарные преобразования, получим для $\Phi_{2н}$ выражение

$$\Phi_{2н} = \tau_{сп}(\lambda) B(\lambda)\sigma_2 \frac{h_2}{f_2}\delta\lambda(\delta\lambda)'\frac{d\varphi}{d\lambda},$$

что совпадает с (1.85).

Резюмируем все рассмотренные нами случаи $s_2 = s_2'$ и $s_2 \gtrless s_2'$.

При $s_2 = s_2'$ распределение энергии по длинам волн в потоке, выходящем из монохроматора, имеет форму треугольника со

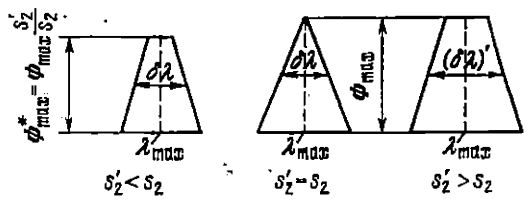


Рис. 1.45. Распределение энергии по длинам волн в потоке, выходящем из монохроматора, при установке барабана длин волн на длину волны λ_{max}.

спектральной полушириной $\delta\lambda = s_2\frac{d\lambda}{dl}$, спектральной «длиной» основания $\lambda_2 - \lambda_1 = 2\delta\lambda$ и высотой, т. е. потоком в максимуме Φ_{max}, равным потоку энергии, концентрирующемуся в отдельной монохроматической линии (см. (1.92)). Суммарный поток при этом определяется выражением (1.88).

Если же $s_2 \neq s_2'$, то распределение энергии по длинам волн имеет форму трапеции со спектральной полушириной, равной наибольшей спектральной ширине $\delta\lambda$ или $(\delta\lambda)'$, и полной спектральной шириной $\delta\lambda + (\delta\lambda)'$. Максимальная величина потока при этом распределении в случае $s_2' < s_2$ равна $\Phi^*_{max} = \Phi_{max}(s_2'/s_2)$; она меньше, чем в случае $s_2' > s_2$ (рис. 1.45).

Сравнение найденных выше распределений показывает, что случай $s_2' = s_2$ является оптимальным, так как мы получаем наименьшую полуширину спектрального интервала $\delta\lambda$ при наибольшей величине максимального потока Φ_{max} для средней длины

волны λ_{max} этого интервала. Поэтому при использовании монохроматоров для монохроматизации излучения, а также при регистрации спектров поглощения наиболее часто реализуют случай $s_2 = s_2'$.

Заметим, что распределение энергии по длинам волн в выходящем из монохроматора потоке часто называют *функцией пропускания монохроматора*. Функция пропускания треугольной формы оптимальна.

Итак, мы рассмотрели (как и в случае фотографической регистрации спектра) два крайних случая: случай монохроматической линии ($\Delta\lambda \ll \delta\lambda$) и случай непрерывного спектра ($\Delta\lambda \gg \delta\lambda$). В первом случае выходящий из монохроматора поток $\Phi_{2л}$ пропорционален интегральной яркости линии $B_л$, а во втором — среднему значению яркости $\overline{B}(\lambda)$ по ширине щели, которое при $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$ близко к истинному значению яркости на длине волны λ, и поэтому $\Phi_{2н} \backsim B(\lambda)$.

В случае спектральных линий конечной ширины, соизмеримой с шириной аппаратной функции, полученные выражения для потоков Φ_2 неприменимы и измеренная величина потока не пропорциональна ни $B_л$, ни $B(\lambda)$.

Если ширина спектральной линии $\Delta\lambda$ относительно невелика, то можно установить такие ширины щелей, чтобы выполнялось условие $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$, т. е. условие квазимонохроматичности. Тогда становится справедливым выражение для потока, полученное нами для монохроматической линии, и $\Phi_2 \backsim B_л$, но уменьшается разрешающая способность.

Но можно было бы поступить наоборот — уменьшить ширины щелей настолько, чтобы выполнялось условие $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$, и тогда измеряемый поток (как и в случае непрерывного спектра) был бы пропорционален $B(\lambda)$. Сканируя спектр при этих условиях, можно было бы измерить истинный контур спектральной линии. К сожалению, в реальных условиях не всегда можно удовлетворить требованию $\Delta\lambda \gg \delta\lambda$, так как с уменьшением ширин щелей уменьшается и величина измеряемого потока ($\Phi_{2н} \backsim s^2$, см. (1.89)), что приводит в свою очередь к уменьшению отношения сигнал/шум и, следовательно, к возрастанию случайных ошибок. Кроме того, уменьшать щели можно до определенного предела, так как нецелесообразно использовать щели с шириной меньше нормальной s_{10}', так как это привело бы к уменьшению выходящего потока без изменения разрешающей способности.

При $\Delta\lambda \approx \delta\lambda$ регистрируемая кривая отличается от истинного контура спектральной линии. Однако существует определенная связь между истинным контуром спектральной линии, аппаратной функцией и регистрируемым, или наблюдаемым, контуром. Рассмотрению этой связи посвящен следующий параграф.

§ 1.12. Истинный и наблюдаемый контур спектральных линий. Систематические аппаратурные искажения. Уравнение свертки

Выше уже указывалось (см. § 1.6), что все спектральные линии имеют конечную ширину. Это означает, что энергия электромагнитного излучения отлична от нуля и изменяется по определенному закону в некотором интервале длин волн или частот. Поэтому можно говорить об истинном контуре спектральной линии, т. е. об определенной для данной линии зависимости энергии излучения от длины волны.

Пусть на бесконечно малый интервал длин волн $d\lambda$ электромагнитного излучения, испускаемого в единицу времени с единицы площади источника в единичный телесный угол, приходится энергия $d\mathcal{Y} = B(\lambda)\, d\lambda$, где $B(\lambda)$ — яркость источника. Тогда кривая $B(\lambda) = d\mathcal{Y}/d\lambda$, описывающая зависимость энергии излучения, приходящейся на единичный интервал длин волн, от длины волны, представляет *истинный контур спектральной линии*. Контур спектральной линии можно также представить в виде зависимости от частоты энергии, приходящейся на единичный интервал частот, $B(\nu) = d\mathcal{Y}/d\nu$. Естественно, что контур линии $B(\nu)$ отличается от контура $B(\lambda)$, поскольку $\nu = c/\lambda$.

В практике и теории спектроскопии наиболее часто используется выражение для контура спектральных линий в зависимости от частоты ν. Это обусловлено тем, что частота излучения является физически более определенной и независимой величиной, непосредственно связанной с энергией фотона $h\nu$ и другими характеристиками атома, тогда как длина волны зависит, например, от свойств среды, в которой распространяется излучение. Кроме того, контур спектральных линий как функцию частоты в ряде случаев удается достаточно точно аппроксимировать рядом относительно простых аналитических функций.

Форма контура спектральных линий определяется как физическими свойствами излучающего атома или молекулы, так и свойствами окружающей среды, например температурой плазмы, ее плотностью, природой окружающих частиц и др. Поэтому, зная истинный контур спектральных линий и их ширину, можно сделать определенные заключения о физических процессах, происходящих в источнике излучения.

Обычно контур спектральных линий представляют в виде функции разности ($\nu - \nu_0$ или $\lambda - \lambda_0$) между частотой ν (или длиной волны λ) и частотой ν_0 (или λ_0), соответствующей максимуму спектральной линии. Так, например, контур ряда спектральных линий можно достаточно точно аппроксимировать дисперсионной функцией вида

$$B(\nu) = \frac{\mathcal{D}}{(\nu-\nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2}, \tag{1.93}$$

где $\Delta\nu$ — ширина спектральной линии на уровне $B(\Delta\nu/2) = {}^1/_2 B_0$ (рис. 1.46,*а*) и $B_0 = 4\mathcal{D}/(\Delta\nu)^2$ — максимальная яркость линии при $\nu = \nu_0$, $\mathcal{D}$ — константа. Дисперсионную форму имеют контуры некоторых линий излучения при больших давлениях окружающей среды, а также ряд линий комбинационного рассеяния света и др.

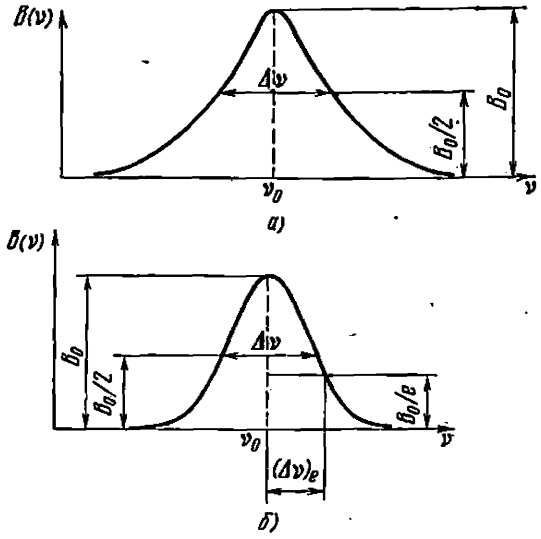


Рис. 1.46. Контур спектральной линии дисперсионной (*а*) и гауссовской (*б*) форм.

Контур спектральных линий высокотемпературных источников низкого давления имеет форму, близкую к форме кривой Гаусса (рис. 1.46,*б*):

$$B(\nu) = B_0 \exp\left[-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{(\Delta\nu)_e^2}\right] = B_0 \exp\left[-4\ln 2\,\frac{(\nu-\nu_0)^2}{(\Delta\nu)^2}\right], \quad (1.94)$$

где $(\Delta\nu)_e$ — гауссовская полуширина линии на уровне

$$B(\Delta\nu_e) = B_0 e^{-1},$$

а $\Delta\nu$ — ширина линии на уровне

$$B(\Delta\nu/2) = B_0, \quad \Delta\nu = 2\sqrt{\ln 2}\,(\Delta\nu)_e.$$

Кривая Гаусса, в отличие от дисперсионной кривой, имеет более резко спадающие «крылья». Заметим, что контуры реальных спектральных линий могут иметь и более сложную форму, которую не удается достаточно точно аппроксимировать аналитическими функциями. Кроме того, контуры некоторых линий могут быть несимметричными относительно частоты ν_0.

В дальнейшем мы будем представлять контуры спектральных линий в виде функций частоты $B(\nu)$.

Поскольку такой контур определяется зависимостью от частоты энергии, приходящейся на единичный интервал частот, т. е. $B(\nu) = d\mathcal{Y}/d\nu$, то полная энергия, заключенная в спектральной линии, т. е. ее интегральная спектральная яркость, численно равна площади, ограниченной контуром линии:

$$B_{\text{и}} = \mathcal{Y} = \int B(\nu)\, d\nu.$$

Встает вопрос: в каких пределах следует вычислять написанный интеграл в случае реальных спектральных линий? Мы уже отмечали, что не существует таких реальных спектральных линий, у которых яркость отличалась бы от нуля только в строго ограниченном интервале частот, как мы для простоты полагали ранее (см. (1.57)). У реальных линий яркость постепенно уменьшается по мере удаления от максимума, лишь асимптотически приближаясь к нулю. Поэтому, строго говоря, при вычислении интегральной яркости необходимо интегрировать в достаточно широких пределах (относительно частоты ν_0 в максимуме линии). Естественно, что если контур спектральной линии с достаточно высокой степенью точности можно аппроксимировать аналитической функцией, определенной в пределах $\pm\infty$, то и при вычислении интегральной яркости интегрирование можно производить в пределах $\pm\infty$. Тогда

$$B_{\text{и}} = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu)\, d\nu.$$

Если же контур спектральной линии не удается точно аппроксимировать известной функцией, то при определении $B_{\text{и}}$ можно ограничиться конечными пределами интегрирования, в качестве которых обычно принимают 10-кратную ширину линии. Возникающая ошибка зависит от формы контура. При контуре линии с быстро спадающими крыльями (кривая типа гауссовской) эта ошибка мала, а при медленно спадающих крыльях (кривая типа дисперсионной) пределы интегрирования можно несколько увеличить и сделать больше $\pm 10\Delta\nu$. На практике обычно ограничиваются пределами $\pm 10\ \Delta\nu$. Мы же при дальнейшем изложении будем принимать в качестве пределов интегрирования $\pm\infty$.

Аппаратурные искажения в спектрографе. Уравнение свертки. Найдем распределение энергии в спектральной линии в фокальной плоскости камерного объектива спектрального прибора с одномерной дисперсией.

Пусть излучение спектральной линии с истинным контуром $B(\nu)$ и шириной $\Delta\nu$ направлено на щель спектрального прибора.

Тогда каждая монохроматическая компонента спектральной линии (назовем ее *ординатой* истинного контура линии) отобразится в фокальной плоскости камерного объектива в виде аппаратной функции конечной ширины α. При этом аппаратные функции различных монохроматических компонент смещены друг относительно друга из-за дисперсии. Наложение аппаратных функций от всех монохроматических составляющих линии образует новое наблюдаемое, или регистрируемое, распределение энергии, контур которого отличается от истинного контура спектральной линии. Поэтому говорят, что спектральный прибор искажает истинный контур, или вносит систематическую ошибку. Ясно, что величина этих искажений зависит от соотношения между шириной истинного контура и шириной аппаратной функции. Чем меньше ширина аппаратной функции по сравнению с шириной истинного контура, тем ближе наблюдаемый контур к истинному. В предельном случае — при бесконечно узкой аппаратной функции — наблюдаемый контур совпадает с истинным. В другом предельном случае — при бесконечно узкой спектральной линии, т. е. при строго монохроматическом излучении — наблюдаемый контур совпадает с аппаратной функцией.

Найдем количественное соотношение между истинным контуром спектральной линии, аппаратной функцией конечной ширины и наблюдаемым контуром.

Допустим сначала, что мы имеем идеальный спектральный прибор с бесконечно узкой аппаратной функцией при бесконечно малой ширине входной щели. Если в такой прибор направить излучение спектральной линии с истинным контуром $B(\nu)$ и шириной $\Delta\nu$, то распределение освещенности в изображении этой линии в фокальной плоскости камерного объектива будет таким же, как и в самой спектральной линии, так как каждая ордината истинного контура отобразится в виде бесконечно узкой площадки. Освещенность такой площадки зависит от величины $B(\nu)$ и светосилы спектрального прибора. Поток энергии, заключенной в бесконечно малом интервале частот $d\nu$, выходящий из камерного объектива, равен, как и ранее (см. (1.60)) (λ заменена на ν),

$$d\Phi_2(\nu) = \tau_{сп}(\nu)\, B(\nu)\, \Omega_1 s_1 h_1\, d\nu. \qquad (1.95)$$

Поскольку каждой точке фокальной плоскости камерного объектива в направлении дисперсии соответствует определенное значение частоты ν или длины волны λ, то получающееся в данной плоскости распределение энергии в изображении спектральной линии можно представить зависящим от любой из этих величин — линейной координаты, ν или λ. Здесь только важно, чтобы все рассматриваемые функции зависели от одной и той же величины (в случае необходимости можно сделать переход от одной переменной к другой).

При решении поставленной задачи оказывается практически более удобным принять в качестве переменной линейную величину x, изменяющуюся вдоль линии дисперсии, с началом отсчета в точке максимума распределения, т. е. в точке, соответствующей частоте ν_0. Тогда расстояние между точками с частотами ν и ν_0 будем обозначать через x, а сам контур будем выражать как функцию x, поскольку он обычно задается как функция разности $\nu-\nu_0$. Выбор в качестве переменной линейной величины x оправдан еще и тем, что и сама аппаратная функция отражает пространственное распределение освещенности при неизменной частоте, а «воздействие» аппаратной функции на спектр также сводится к перераспределению энергии вдоль линии дисперсии.

Итак, перейдем от спектроскопических единиц ν к линейным. Тогда бесконечно малый интервал частот $d\nu$ имеет протяженность вдоль линии дисперсии $dx = d\nu\,(dl/d\nu)$, где $dl/d\nu = dx/d\nu$ — линейная дисперсия спектрального прибора в месте расположения элемента длиной dx. Полная площадь изображения этого элемента равна, как и ранее, dxh_2, где h_2 — высота изображения спектра.

Заменив в (1.95) $d\nu$ на $(d\nu/dl)\,dx$ и принимая в качестве независимой переменной x, можно написать выражение для потока энергии, заключенной в площадке шириной dx, в виде

$$d\Phi_2(x) = \tau_{\text{сп}}(x)\,B(x)\,\Omega_1 s_1 h_1 \frac{d\nu}{dl}\,dx. \tag{1.96}$$

Поскольку нас интересует только распределение энергии вдоль линии дисперсии, будем рассматривать лишь поток, приходящийся на единицу длины изображения щели по ее высоте, считая, что поток по высоте щели h_2 распределен равномерно. Введем обозначение

$$d\mathcal{Y} = d\Phi_2(x)/h_2. \tag{1.97}$$

Тогда

$$d\mathcal{Y} = \tau_{\text{сп}}(x)\,B(x)\,\Omega_1 \frac{s_1 h_1}{h_2}\frac{d\nu}{dl}\,dx = \omega(x)\,dx, \tag{1.98}$$

где

$$\omega(x) = \tau_{\text{сп}}(x)\,B(x)\,\Omega_1 \frac{s_1 h_1}{h_2}\frac{d\nu}{dl}, \tag{1.99}$$

описывает распределение энергии в фокальной плоскости камерного объектива вдоль линии дисперсии при бесконечно узкой входной щели и бесконечно узкой аппаратной функции.

Если величины $\tau_{\text{сп}}(x)$ и $dl/d\nu$ считать постоянными на участке спектра, где расположена спектральная линия (т. е. практически на участке $\pm 10\Delta\nu$), то пространственное распределение энергии вдоль линии дисперсии, как показывает выражение (1.98), определяется только зависимостью от x (или соответственно от $\nu-\nu_0$) величины $B(x)$. Следовательно, функция $\omega(x) = d\mathcal{Y}(x)/dx$ и определяет истинный контур спектральной линии.

Заметим, что для относительно узких линий требование постоянства $\tau_{сп}(x)$ и $dl/d\nu$ на участке, где расположено изображение спектральной линии, выполняется достаточно хорошо для большинства спектральных приборов, так как $\tau_{сп}(x)$ и $dl/d\nu$ сравнительно мало зависят от частоты.

Если спектральная ширина истинного контура линии (в источнике) есть $\Delta\nu$, то ее линейная ширина в изображении равна

$$\Delta x = \Delta\nu\, dl/d\nu = \beta. \qquad (1.100)$$

В дальнейшем мы будем обозначать ее через β и называть *шириной истинного контура спектральной линии* (в спектре).

Итак, распределение энергии в фокальной плоскости идеального спектрального прибора определяет истинный контур спектральной линии $\omega(x)$. Примем теперь во внимание, что реальный спектральный прибор обладает аппаратной функцией $\mathcal{A}(\xi)$ конечной ширины α. Тогда монохроматическая составляющая в каждой точке контура $\omega(x)$, отстоящей на расстояние x от максимума, заменится пространственным распределением, определяемым аппаратной функцией, а именно распределением $\omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)$, где координата ξ отсчитывается от точки максимума $\mathcal{A}(\xi)$, т. е. от точки x (рис. 1.47). Величина $\omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)$ представляет ординату нового распределения как функцию ξ вместо ординаты $\omega(x)$ истинного контура. В результате действия аппаратной функции малая область истинного контура $\omega(x)$, лежащая в интервале от x до $x + dx$ и заключающая в себе энергию $d\mathcal{Y} = \omega(x)\,dx$, превращается в более широкую область, ограниченную контуром аппаратной функции с ординатами $\omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)$. Тогда энергия, заключенная в бесконечно малом интервале dx вновь найденного распределения, в точке, отстоящей на расстояние ξ от точки x и соответствующей некоторой частоте ν' (координата x'), очевидно равна

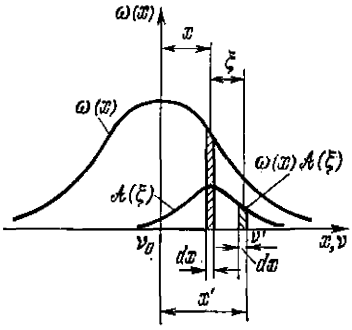


Рис. 1.47. Действие аппаратной функции на истинный контур линии.

Для наглядности площадь, ограниченная контуром аппаратной функции, увеличена.

$$dI(x') = \omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)\,dx.$$

Заменим в полученном выражении координату ξ на координату x, отсчитываемую от точки ν_0, и, используя очевидное равенство $x' = x + \xi$, находим

$$dI(x') = \omega(x)\,\mathcal{A}(x' - x)\,dx.$$

Однако в точку ν', соответствующую координате x', попадает энергия не только в результате пространственного «размазывания» монохроматической составляющей $\omega(x)\,dx$ истинного контура в какой-либо одной точке x, но также вследствие «размазывания» всех остальных монохроматических составляющих истинного контура. На рис. 1.48 схематически изображено наложение двух аппаратных функций с максимумами в точках x_1 и x_2.

Чтобы найти полную энергию в точке x', нужно произвести суммирование энергии по всем точкам истинного контура $\omega(x)$, т. е.

$$I(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x)\,\mathcal{A}(x'-x)\,dx. \qquad (1.101)$$

Очевидно, функция $I(x')$ описывает образовавшееся результирующее распределение энергии, т. е. наблюдаемый, или непосредственно измеряемый, контур спектральной линии шириной γ

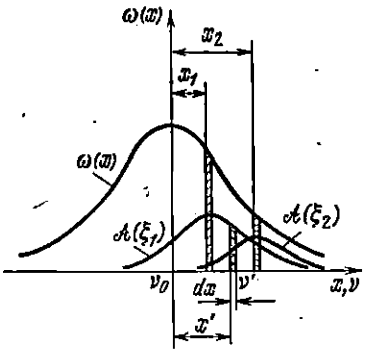


Рис. 1.48. К выводу уравнения свертки. Наложение двух аппаратных функций $\mathcal{A}(\xi_1)$ и $\mathcal{A}(\xi_2)$.

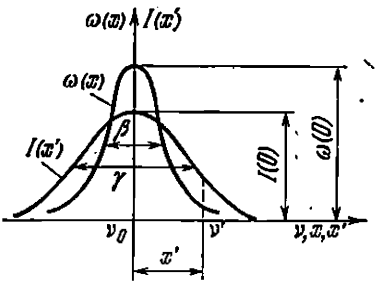


Рис. 1.49. Параметры истинного и наблюдаемого контуров β, γ, $\omega(0)$, $I(0)$ ($\gamma > \beta$, $I(0) < \omega(0)$).

(рис. 1.49). Следует подчеркнуть, что в действительности в каждую точку плоскости дисперсии с координатой x' в результате наложения аппаратных функций от различных монохроматических составляющих истинного контура попадают излучения различных частот. Таким образом, в каждой точке наблюдаемого контура излучение не монохроматично, т. е. спектр не является «чистым». Частота ν' не единственная частота излучения в точке x', а соотв тствует лишь определенной частоте в плоскости дисперсии. Очевидно, что спектр наблюдаемого распределения будет «чистым» лишь при бесконечно малой ширине аппаратной функции, т. е. когда наблюдаемый контур совпадает с истинным.

Заметим, что при выводе уравнения (1.101) мы предположили, что аппаратная функция остается неизменной в области расположения спектральной линии. В большинстве спектральных приборов это условие выполняется, так как $\mathcal{A}(\xi)$ мало зависит от частоты.

Поскольку действие аппаратной функции сводится лишь к пространственному перераспределению энергии в направлении линии дисперсии, то, очевидно, площадь, ограниченная наблюдаемым контуром, должна равняться площади, ограниченной истинным контуром. Поэтому, интегрируя $I(x')$ в (1.101), получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x')\,dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x)\,dx \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(x'-x)\,dx'.$$

Однако с учетом сказанного выше должно соблюдаться равенство

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x')\,dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x)\,dx, \tag{1.102}$$

откуда следует, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(x'-x)\,dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(\xi)\,d\xi = 1. \tag{1.103}$$

Последнее равенство математически означает нормировку аппаратной функции. Вместе с тем отсюда следует, что аппаратная функция лишь перераспределяет энергию, локализованную в спектральной линии, но не изменяет ее полной энергии, т. е. соблюдается закон сохранения энергии.

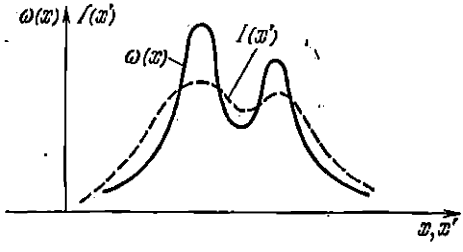


Рис. 1.50. Трансформация сложного контура.

Ширина наблюдаемого контура γ всегда больше ширины истинного контура β, и поэтому из равенства (1.102) вытекает, что значение функции $I(x')$ в максимуме $I(0)$ всегда меньше $\omega(0)$, равного величине функции $\omega(x)$ в максимуме (см. рис. 1.49). Физически это обусловлено «перекачкой» энергии из точек истинного контура вблизи его максимума в соседние участки контура с меньшей энергией и увеличением ширины наблюдаемого контура.

В частности, если истинный контур имеет сложную структуру с минимумами и максимумами (рис. 1.50), то в результате действия аппаратной функции энергия из максимумов «перекачивается» в минимумы, в результате чего глубина минимумов становится меньше. В целом максимумы и минимумы становятся менее резкими, как бы сглаживаются.

Вернемся к анализу уравнения (1.101), называемого *уравнением свертки*. Оно устанавливает связь между истинным контуром спектральной линии $\omega(x)$, наблюдаемым контуром $I(x')$ и аппаратной функцией $\mathcal{A}(\xi)$ реального спектрального прибора. Определение истинного контура спектральной линии $\omega(x)$ по измеренному контуру $I(x')$ и известной аппаратной функции $\mathcal{A}(\xi)$ сводится к решению интегрального уравнения, ядром которого является искомый истинный контур. Часто в литературе операцию определения $\omega(x)$ по $I(x')$ и $\mathcal{A}(\xi)$ называют операцией исключения аппаратной функции или редукцией к идеальному спектральному прибору [1.3]; иными словами, определяется распределение энергии в спектре, которое имело бы место в идеальном спектральном приборе с бесконечно узкой аппаратной функцией $\mathcal{A}(\xi) = \delta(\xi)$, поскольку по определению δ-функции

$$I(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x)\,\delta(x)\,dx = \omega(x).$$

Если же ширина аппаратной функции α конечна, но $\alpha \ll \beta$, то и в этом случае наблюдаемый контур близок к истинному.

Доказано (см., например, [1.3]), что если функции $I(x')$ и $\mathcal{A}(\xi)$ известны точно, то уравнение свертки (1.101) можно решить относительно $\omega(x)$ однозначно и единственным способом. Следовательно, зная $I(x')$ и $\mathcal{A}(\xi)$, мы, казалось бы, всегда можем определить $\omega(x)$ — истинный контур спектральной линии. Однако реально измеренные распределения $I(x')$ и реальные аппаратные функции $\mathcal{A}(\xi)$ часто имеют достаточно сложный вид, и поэтому решение уравнения свертки связано с большими практическими трудностями. Поэтому на практике при определении истинного контура линий часто применяют приближенные аналитические или графические методы решения. Среди них наибольшее распространение получили аналитические методы, в которых измеренные кривые $I(x')$ и $\mathcal{A}(\xi)$ аппроксимируются некоторыми аналитическими функциями, позволяющими решать уравнение свертки достаточно простыми математическими методами. Особенно плодотворно в решении подобного рода задач применение методов фурье-анализа, в которых функции $I(x')$, $\mathcal{A}(\xi)$ и $\omega(x)$ заменяются их фурье-трансформантами (см. [1.3]).

В этом случае уравнение свертки можно решить в общем виде. Пусть функции $I(x')$, $\omega(x)$ и $\mathcal{A}(\xi)$, входящие в уравнение

свертки, представлены в виде разложения в интегралы Фурье:

$$I(x') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega}) e^{ix'\widetilde{\Omega}} d\widetilde{\Omega},$$

$$\omega(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{F}(\widetilde{\Omega}) e^{ix\widetilde{\Omega}} d\widetilde{\Omega},$$

$$\mathscr{A}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{a}(\widetilde{\Omega}) e^{i\xi\widetilde{\Omega}} d\widetilde{\Omega},$$

где $\widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega})$, $\widetilde{F}(\widetilde{\Omega})$ и $\widetilde{a}(\widetilde{\Omega})$ — фурье-трансформанты функций $I(x')$, $\omega(x)$ и $\mathscr{A}(\xi)$, определяемые следующим образом:

$$\widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x') e^{-i\widetilde{\Omega}x'} dx',$$

$$\widetilde{F}(\widetilde{\Omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega(x) e^{-i\widetilde{\Omega}x} dx,$$

$$\widetilde{a}(\widetilde{\Omega}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{A}(\xi) e^{-i\widetilde{\Omega}\xi} d\xi.$$

Умножим исходное уравнение свертки (1.101) на $e^{-i\widetilde{\Omega}x'}$ и проинтегрируем по x' в пределах $\pm\infty$. Получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x') e^{-i\widetilde{\Omega}x'} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) dx \mathscr{A}(x'-x) e^{-i\widetilde{\Omega}x'} dx'.$$

Введем замену переменных $x' - x = \xi$; тогда $dx' = d\xi$. Меняя порядок интегрирования, найдем в новых переменных

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(x') e^{-i\widetilde{\Omega}x'} dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) e^{-i\widetilde{\Omega}x} dx \int_{-\infty}^{+\infty} \mathscr{A}(\xi) e^{-i\widetilde{\Omega}\xi} d\xi,$$

или

$$\widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega}) = \widetilde{F}(\widetilde{\Omega})\,\widetilde{a}(\widetilde{\Omega}), \quad \text{или} \quad \widetilde{F}(\widetilde{\Omega}) = \widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega})/\widetilde{a}(\widetilde{\Omega}).$$

Таким образом, интегральное уравнение преобразовалось в алгебраическое уравнение для фурье-трансформант. Тогда

$$\omega(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\widetilde{\Phi}(\widetilde{\Omega})}{\widetilde{a}(\widetilde{\Omega})} e^{i\widetilde{\Omega}x} d\widetilde{\Omega}. \tag{1.104}$$

Последнее соотношение является общим решением уравнения свертки для истинного контура спектральной линии. Для некоторых видов функций $I(x')$ и $\mathscr{A}(\xi)$ фурье-трансформанты вычисляются легко, и тогда относительно просто определить и $\omega(x)$.

В настоящее время для решения уравнений свертки (как (1.101), так и (1.104)) широко используются электронно-вычислительные машины. Существуют спектральные приборы, в которых при регистрации спектров фотоэлектрическим методом измеряемый сигнал непосредственно вводится в ЭВМ, которая производит операцию исключения аппаратной функции. Вместе с тем в ряде частных случаев применяются и простые приближенные графические методы определения параметров $\omega(x)$.

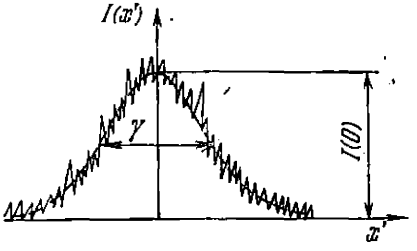


Рис. 1.51. Реально измеренное распределение энергии в спектральной линии.

Мы уже отмечали, что уравнение свертки можно решить однозначно относительно $\omega(x)$, если функции $I(x')$ и $\mathscr{A}(\xi)$ известны точно. В действительности же измеренное распределение $I(x')$ содержит не только систематические ошибки, связанные с действием аппаратной функции, но и случайные ошибки, обусловленные шумами. Это проявляется в том, что реально измеренный контур спектральной линии имеет не гладкую, а «зубчатую» форму (рис. 1.51), и, следовательно, функция $I(x')$ нам известна со случайными ошибками. В этом случае, как показывает анализ (см., например, [1.3]), из уравнения свертки невозможно однозначно определить истинный контур линии по наблюдаемому: при заданной величине случайной ошибки при измерении наблюдаемого контура ошибка в определяемом контуре может быть произвольной. Практически это означает, что при исключении аппаратной функции в определяемом контуре может появиться некоторая ложная структура. Чтобы устранить указанную неопределенность при редукции, на практике обычно используется следующий прием. На измеренных кривых со случайными ошибками (типа изображенной на рис. 1.51) предварительно производится (в том числе и с помощью ЭВМ) усреднение последних методом наименьших квадратов или даже «на глаз». Полученный усредненный «гладкий» контур и аппаратная функция аппроксимируются наиболее близкими аналитическими функциями, и затем тем или иным методом решается уравнение свертки, т. е. исключается аппаратная функция. Естественно, что даже при точном решении уравнения свертки найденное решение оказывается приближенным из-за возможной ошибки при усреднении и аппроксимации.

Приведем в качестве примера два частных случая определения основных параметров истинного контура линии, когда уравнение свертки решается аналитически.

Мы уже отмечали, что истинный контур целого ряда спектральных линий, а также контур некоторых аппаратных функций можно достаточно точно аппроксимировать дисперсионными (см. (1.93) и (1.51)) и гауссовскими (см. (1.94) и (1.50)) функциями. Для таких функций уравнение свертки (1.101) решается элементарно. Пусть, например, истинный контур спектральной линии имеет дисперсионную форму (см. (1.93)). Производя в соотношении (1.93) замены

$$\nu-\nu_0=x\frac{d\nu}{dl} \quad \text{и} \quad \Delta\nu=\beta\frac{d\nu}{dl},$$

получим

$$B(x)=\frac{\mathscr{D}'}{x^2+\beta^2/4}, \quad \text{где} \quad \mathscr{D}'=\mathscr{D}\left(\frac{dl}{d\nu}\right)^2. \tag{1.105}$$

Тогда выражение (1.99) можно записать в виде

$$\omega(x)=G\frac{\mathscr{D}'}{x^2+\beta^2/4}, \tag{1.106}$$

где

$$G=\tau_{\text{сп}}(x)\,\Omega_1\,\frac{s_1h_1}{h_2}\,\frac{d\nu}{dl}; \tag{1.107}$$

кроме того, легко показать, что $\omega(0)=G\cdot 4\mathscr{D}'/\beta^2$. Пусть аппаратная функция также имеет дисперсионную форму (1.51) (см. рис. 1.25,*г*):

$$\mathscr{A}(\xi)=\frac{\mathscr{A}_0}{\xi^2+\alpha^2/4}.$$

Входящий в это выражение коэффициент $\mathscr{A}_0$ определяется из условия нормировки аппаратной функции (1.103):

$$\mathscr{A}_0\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\xi}{\xi^2+\alpha^2/4}=\mathscr{A}_0\frac{2\pi}{\alpha}=1,$$

откуда

$$\mathscr{A}_0=\alpha/2\pi.$$

Подставляя выражения для $\omega(x)$ и $\mathscr{A}(\xi)$ в уравнение свертки (1.101) и произведя интегрирование, найдем наблюдаемый контур спектральной линии:

$$I(x')=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{G\mathscr{D}'}{x^2+\beta^2/4}\,\frac{\mathscr{A}_0\,dx}{(x'-x)^2+\alpha^2/4}=\frac{2\pi(\alpha+\beta)}{\alpha\beta}\,\frac{\mathscr{A}_0G\mathscr{D}'}{(x')^2+(\alpha+\beta)^2/4}.$$

Как мы видим, в этом случае наблюдаемый контур также имеет дисперсионную форму с шириной $\gamma=\alpha+\beta$, равной сумме ширин

истинного контура и аппаратной функции. Измерив ширину наблюдаемого контура линии γ и зная ширину аппаратной функции, можно определить ширину истинного контура спектральной линии $\beta = \gamma - \alpha$. Полагая в выражении для $I(x')\ x' = 0$, подставляя в него значение $\mathscr{A}$ и учитывая (1.106) при $x=0$, получим

$$I(0)\,\gamma = \omega(0)\,\beta.$$

Таким образом, мы нашли, что в соответствии с (1.102) площадь, ограниченная истинным контуром, равна площади, ограниченной наблюдаемым контуром.

Определив $\omega(0)$ и используя (1.107), можно найти $\mathscr{D}'$ — параметр функции $B(x)$ в (1.105).

Величина относительной аппаратурной ошибки измерения δ_α в максимуме линии равна

$$\delta_\alpha = \frac{\omega(0) - I(0)}{\omega(0)} = 1 - \frac{I(0)}{\omega(0)} = 1 - \frac{\beta}{\gamma},$$

или, так как $\gamma = \beta + \alpha$, то

$$\delta_\alpha = 1 - \frac{1}{1 + \alpha/\beta}.$$

При $\alpha < \beta$

$$\delta_\alpha \approx \alpha/\beta.$$

Оценим величину δ_α при различных α/β. При $\alpha/\beta = 0{,}1$ $\delta_\alpha = 9\%$; при $\alpha/\beta = 0{,}2$ $\delta_\alpha = 17\%$; при $\alpha/\beta = 0{,}5$ $\delta_\alpha = 33\%$, и при $\alpha/\beta = 1$ $\delta_\alpha \approx 50\%$.

Другой частный случай: истинный контур и аппаратная функция описываются гауссовскими функциями (1.94) и (1.50). Тогда

$$\omega(x) = \omega(0)\exp\left[-4\ln 2\,\frac{x^2}{\beta^2}\right], \quad \mathscr{A}(\xi) = \mathscr{A}_0 \exp\left[-4\ln 2\,\frac{\xi^2}{\alpha^2}\right];$$

кроме того, легко показать, что $\omega(0) = GB_0$.

Из требования нормировки аппаратной функции получим:

$$\mathscr{A}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-4\ln 2\,\frac{\xi^2}{\alpha^2}\right] d\xi = \frac{\sqrt{\pi}\,\alpha}{2\sqrt{\ln 2}}\,\mathscr{A}_0 = 1,$$

откуда

$$\mathscr{A}_0 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\,\alpha}.$$

Наблюдаемый контур найдем из уравнения свертки

$$I(x') = \mathcal{A}_0 \omega(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-4\ln 2 \frac{x^2}{\beta^2}\right] \exp\left[-4\ln 2 \frac{(x'-x)^2}{\alpha^2}\right] dx =$$

$$= \mathcal{A}_0 \omega(0) \frac{\sqrt{\pi}\,\alpha\beta}{2\sqrt{\ln 2}\,\gamma} \exp\left[-4\ln 2 \frac{(x')^2}{\gamma^2}\right],$$

где $\gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2$.

Как мы видим, в этом случае наблюдаемый контур также имеет гауссовскую форму с шириной $\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$, зная которую можно определить и ширину истинного контура $\beta = \sqrt{\gamma^2 - \alpha^2}$. И в

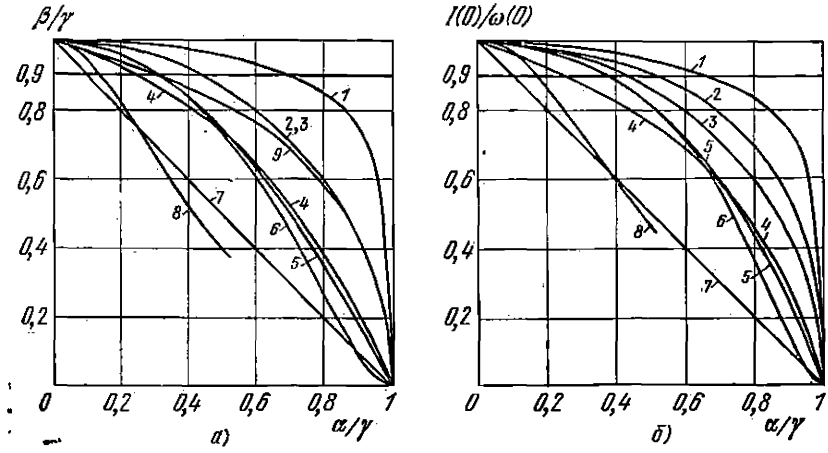


Рис. 1.52. Графики, зависимости β/γ от α/γ (*а*) и $I(0)/\omega(0)$ от α/γ (*б*) для различных функций $\mathcal{A}(\xi)$ и $\omega(x)$.

1 — прямоугольная аппаратная функция α и дифракционный истинный контур β, *2* — щелеобразная и дисперсионная функции, *3* — гауссовская и гауссовская, *4* — дифракционная и дисперсионная, *5* — гауссовская и дисперсионная, *6* — треугольная и дисперсионная, *7* — дисперсионная и дисперсионная, *8* — экспоненциальная и дисперсионная, *9* — гауссовская и треугольная.

данном случае легко показать, что $I(0)\gamma = \omega(0)\beta$, откуда

$$\omega(0) = \frac{\gamma}{\beta} I(0).$$

Относительная аппаратурная ошибка в этом случае равна

$$\delta_\alpha = \frac{\omega(0) - I(0)}{\omega(0)} = 1 - \frac{\beta}{\gamma} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\alpha/\beta)^2}}.$$

При $\alpha < \beta$ $\delta_\alpha \approx {}^1/_2 (\alpha/\beta)^2$. Оценим величину δ_α. При $\alpha/\beta = 0{,}1$ $\delta_\alpha = 0{,}5\%$; при $\alpha/\beta = 0{,}2$ $\delta_\alpha = 2\%$; при $\alpha/\beta = 0{,}5$ $\delta_\alpha = 11\%$, и при $\alpha/\beta = 1$ $\delta_\alpha = 29\%$. Мы видим, что для гауссовских конту-

ров аппаратурная ошибка значительно меньше, чем для дисперсионных.

Но если истинный контур имеет гауссовскую форму, а аппаратная функция — дисперсионную форму (или наоборот), то интеграл

$$I(x') = \omega(0)\mathcal{A}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-4\ln 2(x^2/\beta^2)]}{(x'-x)^2+\alpha^2/4}\,dx$$

аналитически вычислить нельзя. В этом случае наблюдаемый контур $I(x')$ описывается так называемой функцией Фойхта, которая протабулирована. Таблицы этой функции можно найти, например, в [1.5].

Для оценки величины систематических аппаратурных искажений при других видах истинных контуров $\omega(x)$ и аппаратных функций $\mathcal{A}(\xi)$ на рис. 1.52 приведены зависимости отношений ширин истинного и наблюдаемого контуров β/γ и отношений $I(0)/\omega(0)$ от отношения α/γ, взятые из [1.3].

Из рис. 1.52 видно, что для большинства приведенных комбинаций форм истинных контуров и аппаратных функций (за исключением дисперсионная — дисперсионная, кривая 7, и экспоненциальная — дисперсионная, кривая 8) при $\alpha/\gamma < 0{,}2$ аппаратурные искажения невелики: $\beta/\gamma > 0{,}9$ и $I(0)/\omega(0) > 0{,}9$.

§ 1.13. Аппаратурные искажения при щелевой аппаратной функции

Рассмотрим практически важный случай систематических искажений спектральных линий при работе с широкой щелью, ширина которой много больше нормальной ширины ($s_1 \gg s'_{10}$), т. е. случаи чисто щелевой аппаратной функции. Щелевая аппаратная функция, как уже отмечалось, имеет форму прямоугольника (см. рис. 1.24,*а*) с шириной основания s_2 и описывается уравнениями (1.48). Входящий во второе из них коэффициент $\mathcal{A}_0$ находится из условия нормировки (1.103):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(\xi)\,d\xi = \int_{-s_2/2}^{+s_2/2} \mathcal{A}_0 d\xi = \mathcal{A}_0 s_2 = 1,$$

откуда $\mathcal{A}_0 = 1/s_2$.

Таким образом, уравнение щелевой аппаратной функции можно представить в виде

$$\mathcal{A}(\xi) = \begin{cases} 1/s_2 & \text{при } |\xi| \leqslant s_2/2, \\ 0 & \text{при } |\xi| > s_2/2. \end{cases}$$

Общее уравнение свертки (1.101) при щелевой аппаратной функции можно записать в несколько ином виде, так как эта функция определена в конечных пределах $\pm s_2/2$. Рассмотрим опять какую-либо спектральную линию, которая создает в идеальном спектральном приборе с бесконечно узкой щелью распределение энергии $\omega(x)$ (см. (1.99)), совпадающее с истинным контуром спектральной линии. При входных щелях конечной ширины $s_1 \gg s'_{10}$ каждая ордината контура $\omega(x)$ трансформируется в прямоугольную аппаратную функцию шириной s_2 (рис. 1.53,*а*). Далее будем рассуждать так же, как и при выводе уравнения свертки в общем виде (см. рис. 1.47). Мы можем написать, что энергия, заключенная в бесконечно малом интервале длины dx, в точке ν' с координатой x' равна

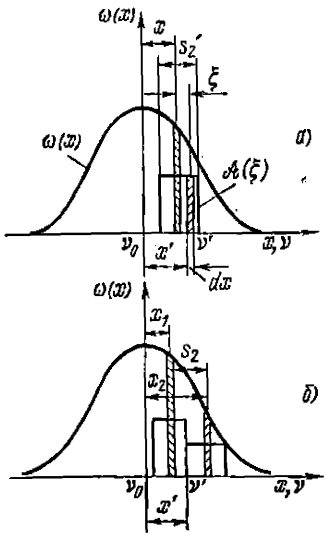


Рис. 1.53. К выводу уравнения свертки при щелевой аппаратной функции.

$$dI(x') = \omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)\,dx = \\ = \omega(x)\,\mathcal{A}(x'-x)\,dx.$$

Но теперь вклад энергии, приходящийся на элемент длины dx, обуславливается лишь теми аппаратными функциями, расстояния между центрами которых заключены в конечном интервале $x_2 - x_1$ (рис. 1.53,*б*). Этот интервал определяется из условия соприкосновения в точке x' краев аппаратных функций с центрами в точках $x_1 = x' - s_2/2$ и $x_2 = x' + s_2/2$. При $x > x_2$ и $x < x_1$ ординаты соответствующих аппаратных функций не касаются друг друга в точке x'. Поэтому при вычислении полной энергии, приходящей в точку x', нужно суммировать лишь в пределах $x_2 - x_1$. Выражение для полной энергии в данном случае, т. е. ордината наблюдаемого распределения, имеет вид

$$I(x') = \int_{x_1}^{x_2} \omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)\,dx = \int_{x'-s_2/2}^{x'+s_2/2} \omega(x)\,\mathcal{A}(\xi)\,dx.$$

Но поскольку значение щелевой аппаратной функции в пределах $\pm s_2/2$ равно $\mathcal{A}_0 = 1/s_2$, то окончательное выражение для наблюдаемого контура принимает вид

$$I(x') = \frac{1}{s_2} \int_{x'-s_2/2}^{x'+s_2/2} \omega(x)\,dx. \qquad (1.108)$$

В отличие от (1.101), наблюдаемый контур при щелевой аппаратной функции зависит от пределов интегрирования и, естественно, от ширины щели. Решение уравнения (1.108) позволяет по наблюдаемому контуру $I(x')$ и ширине изображения входной щели s_2 спектрографа определить функцию $\omega(x)$, а следовательно, и истинный контур спектральной линии. Уравнение (1.108) широко используется в спектрометрии для определения относительной интенсивности спектральных линий (см. § 4.4).

Это соотношение применимо только в случае чисто щелевой аппаратной функции. При ширинах щелей, близких к нормальной, $s_1 \approx s_{10}$, аппаратная функция отличается от щелевой, и в этом случае следует пользоваться общим уравнением свертки (1.101). Наконец, при $s_1 < s_{10}$ и в отсутствие аберраций аппаратная функция близка к чисто дифракционной (1.49), и уравнение свертки (1.101) в этом случае принимает вид

$$I(x') = \mathcal{A}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) \left(\frac{\sin(x'-x)}{x'-x}\right)^2 dx.$$

При наличии аберраций аппаратная функция отличается от дифракционной и имеет более сложный вид.

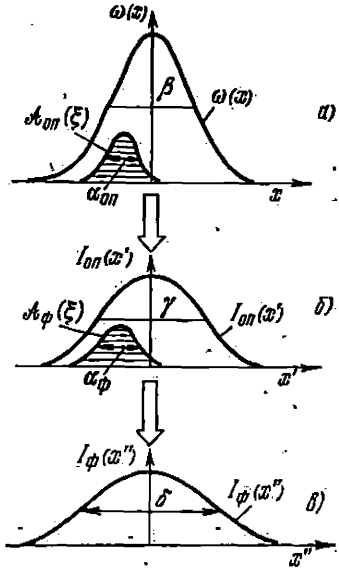


Рис. 1.54. Последовательное действие оптической $\mathcal{A}_{оп}(\xi)$ (*а*) и фотографической $\mathcal{A}_ф(\xi)$ (*б*) аппаратных функций на истинный контур спектральной линии $\omega(x)$ (*в*) ($\gamma > \beta$ и $\delta > \gamma$).

§ 1.14. Аппаратурные искажения при фотографической регистрации спектра

До сих пор рассматривались аппаратурные искажения, вызываемые собственно спектральным прибором. Они относились к оптическому изображению спектральной линии, т. е. к распределению энергии (освещенности) в фокальной плоскости камерного объектива. Поэтому уравнение свертки (1.101) следовало бы написать в виде

$$I_{оп}(x') = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) \mathcal{A}_{оп}(x'-x)\, dx, \qquad (1.109)$$

где $\mathcal{A}_{оп}(\xi)$ — оптическая аппаратная функция (рис. 1.54,*а*) и $I_{оп}(x')$ — наблюдаемый контур линии в оптическом изображении (рис. 1.54,*б*).

При фотографической регистрации спектра оптическое изображение, попадая на фотоэмульсию, преобразуется в фотографическое изображение. Но поскольку фотослой обладает аппаратной функцией конечной ширины $\alpha_ф$, то каждый бесконечно малый элемент длины dx' оптического изображения преобразуется в аппаратную функцию фотослоя $\mathcal{A}_ф(\xi)$ (см. рис. 1.54,*б*). В результате этого фотографическое изображение с контуром $I_ф(x'')$ отличается от оптического и, в частности, ширина фотографического изображения спектральной линии δ больше γ (рис. 1.54,*в*).

Пространственное распределение почернения в фотографическом изображении спектральной линии определяется сверткой оптического изображения $I_{оп}(x')$ и аппаратной функцией фотослоя $\mathcal{A}_ф(\xi)$ и имеет вид

$$I_ф(x'') = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{оп}(x')\,\mathcal{A}_ф(x''-x')\,dx'.$$

Подставляя сюда (1.109), получим

$$I_ф(x'') = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}_{оп}(x'-x)\,\mathcal{A}_ф(x''-x')\,dx\,dx',$$

или

$$I_ф(x'') = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega(x)\,\mathcal{A}_{сп}(x''-x)\,dx, \qquad (1.110)$$

где

$$\mathcal{A}_{сп}(x''-x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}_{оп}(x'-x)\,\mathcal{A}_ф(x''-x')\,dx' \qquad (1.111)$$

— аппаратная функция спектрографа в целом. Она представляет собой свертку оптической и фотографической аппаратных функций. Исходя из общего определения аппаратной функции, мы можем сказать, что аппаратная функция спектрографа в целом представляет распределение почернения в фотографическом изображении монохроматической спектральной линии. Тогда уравнение свертки (1.110) дает распределение почернения в фотографическом изображении спектральной линии конечной ширины — наблюдаемый контур в фотографическом изображении.

Из уравнения (1.111) следует, что если ширина аппаратной функции фотослоя $\alpha_ф$ соизмерима с шириной оптической аппаратной функции $\alpha_{оп}$, то ширина аппаратной функции прибора в целом $\alpha_{сп}$ всегда больше $\alpha_{оп}$, и, следовательно, $\mathcal{A}_{сп}$ определяется совместным действием $\mathcal{A}_{оп}$ и $\mathcal{A}_ф$. В частности, если $\mathcal{A}_{оп}$ является дифракционной, а $\alpha_ф > \alpha_{оп} = \alpha_д$, то теоретическая разрешающая

способность спектрографа не достигается, а практическая разрешающая сила определяется в основном фотослоем.

Условием реализации теоретической разрешающей способности спектрального прибора при фотографической регистрации спектра является неравенство $\alpha_ф \ll \alpha_д$. В этом случае из (1.111) следует, что $\mathcal{A}_{сп} \approx \mathcal{A}_{оп} = \mathcal{A}_д$. Неравенство $\alpha_ф \ll \alpha_д$ может выполняться при соответствующем выборе некоторых параметров спектрального прибора. В самом деле, аппаратная функция фотослоя, обусловленная в основном рассеянием света в фотоэмульсии, представляет пространственное распределение почернения при отображении на фотоэмульсию бесконечно узкой светящейся полоски, и ширина ее изображения $\alpha_ф$ определяется только свойствами эмульсии, тогда как ширина оптической аппаратной функции $\alpha_д$ зависит от f_2 (см. (1.36) и (1.40)). Поэтому, увеличивая фокусное расстояние камерного объектива, в принципе всегда можно выполнить неравенство $\alpha_ф \ll \alpha_д$. Подставляя в него выражение для $\alpha_д = f_2\lambda/D_2$, получим условие реализации теоретической разрешающей способности, которое ограничивает величину относительного отверстия камерного объектива:

$$\frac{D_2}{f_2} \ll \frac{\lambda}{\alpha_ф}. \qquad (1.112)$$

Оценим величину $\lambda/\alpha_ф$ для различных длин волн и наиболее широко используемых фотоэмульсий.

Разрешающая способность фотоэмульсий обычно выражается числом штрихов $\mathcal{N}$, приходящихся на 1 мм, еще различаемых в фотографическом изображении испытательной таблицы «миры», состоящей из эквидистантных черно-белых штрихов. Тогда $\alpha_ф \approx \approx 1/\mathcal{N}$ мм. Для средних сортов эмульсий $\mathcal{N} \approx 50$—100 штр/мм

ТАБЛИЦА 1.1

	$\alpha_ф$	Длина волны, Å			
		7000	5000	4000	2000
$\frac{\lambda}{\alpha_ф}$	0,01	1 : 15	1 : 20	1 : 25	1 : 50
	0,02	1 : 30	1 : 40	1 : 50	1 : 100

и, соответственно, $\alpha_ф = 0{,}01$—$0{,}02$ мм. В табл. 1.1 приведены значения $\lambda/\alpha_ф$ для указанных величин $\alpha_ф$ и различных длин волн.

Из таблицы следует, что теоретическая разрешающая способность спектрографа может быть реализована лишь при использовании камерных объективов с малыми относительными отверстиями, меньшими указанных в таблице, и, следовательно, с малой светосилой. Вместе с тем, поскольку величина D_2 определяет

величину теоретической разрешающей способности (см. (1.54)), то необходимое уменьшение отношения D_2/f_2 в (1.112) при заданной величине разрешающей способности может быть достигнуто лишь за счет увеличения f_2.

У светосильных спектрографов, у которых отношение $D_2/f_2 \gtrsim \lambda/\alpha_ф$, разрешающая способность определяется фотослоем, а не оптикой прибора. В этом случае целесообразно работать с оптимальной нормальной шириной щели s'_{10}, задаваемой соотношением (1.69). Поскольку у таких приборов $\alpha_ф > \alpha_д$, то $s'_{10} > s_{10}$ и для очень светосильных приборов s'_{10} оказывается значительно больше s_{10}. Так, для спектрографа ИСП-51 с камерой $f_2 = 270$ мм ($f_1 = 300$ мм, $D_1 = 50$ мм и $\lambda = 5000$ Å) при использовании эмульсии с $\alpha_ф = 0{,}02$ мм $s'_{10} = 22 \cdot 10^{-3}$ мм, тогда как $s_{10} = 3 \cdot 10^{-3}$ мм, т. е. $s'_{10} = 7s_{10}$. При использовании же более светосильной камеры с $f_2 = 120$ мм $s'_{10} \approx 17s_{10}$. При таких камерных объективах величина практической разрешающей способности спектрографа $\mathcal{R}$, определяемая соотношением (1.53), невелика и значительно меньше теоретической.

В заключение отметим, что уменьшение дополнительных искажений спектральных линий, вызываемых фотослоем, за счет увеличения фокусного расстояния камерного объектива, т. е. за счет уменьшения его светосилы, приводит к необходимости увеличить время экспозиции при фотографировании спектра. Иначе говоря, получение более полной информации о спектре достигается за счет увеличения времени регистрации.

§ 1.15. Аппаратурные искажения при фотоэлектрической регистрации спектра

При фотоэлектрической регистрации спектра также возникают аппаратурные искажения, т. е. регистрируемый контур спектральных линий отличается от истинного. Связь между истинным и регистрируемым контурами и аппаратной функцией определяется общим уравнением свертки вида (1.101). Отличие от уравнения (1.101) состоит лишь в том, что здесь вместо величины $I(x')$, характеризующей распределение освещенности, определяют величину непосредственно измеряемого при сканировании спектра потока $\Phi_{изм}(x'')$ как функцию расстояния x'' от середины выходной щели s'_2 до максимума линии (см. ниже), а вместо $\omega(x)$ — поток $\Phi(x')$, измеряемый при идеальном монохроматоре, т. е. при бесконечно узкой аппаратной функции:

$$\Phi_{изм}(x'') = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x')\,\mathcal{A}_м(x''-x')\,dx', \qquad (1.113)$$

где $\mathcal{A}_м(\xi)$ — аппаратная функция монохроматора.

Действие выходной щели монохроматора можно пояснить следующим образом. Пусть оптическое изображение спектральной линии в фокальной плоскости выходного коллиматора накладывается на выходную щель ширины s_2' (рис. 1.55, *а*), середина которой отстоит на расстояние x'' от максимума линии. Тогда через щель будет проходить поток излучения, определяемый всеми ординатами распределения освещенности $I(x')$ в интервале $x'' \pm s_2'/2$ (заштрихованная часть на рис. 1.55, *а*). Выходящий из щели суммарный поток при данном положении щели определит ординату потока $\Phi_{изм}(x'')$ (рис. 1.55, *б*) при сканировании спектра. Очевидно,

$$\Phi_{изм}(x'') = h_2' \int_{x''-s_2'/2}^{x''+s_2'/2} I(x')\,dx'.$$

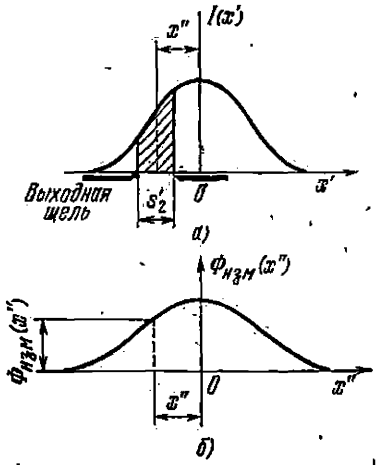


Рис. 1.55. К объяснению аппаратурных искажений монохроматора.

Поэтому искажающее действие монохроматора можно рассматривать как последовательное действие на истинный контур аппаратной функции собственно спектрального прибора $\mathcal{A}_{оп}$ и выходной щели.

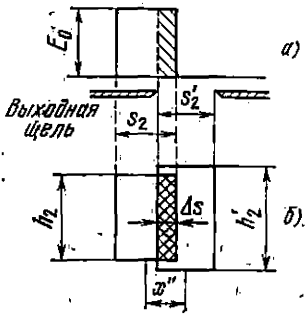


Рис. 1.56. К определению аппаратной функции монохроматора.

а) Распределение освещенности в изображении щели; *б*) частичное наложение изображения входной щели на выходную щель. Для наглядности h_2' сделано больше h_2.

Найдем аппаратную функцию монохроматора $\mathcal{A}_м(\xi)$. По определению аппаратной функцией монохроматора называется регистрируемая кривая изменения монохроматического потока, выходящего из монохроматора при сканировании, т. е. при перемещении монохроматического изображения входной щели относительно выходной. Найдем вид этой кривой.

Пусть входная щель широка ($s_1 > s_{10}'$). Тогда распределение энергии в изображении щели имеет форму прямоугольника с высотой $E_0 = \tau_{сп}(\lambda) B_и \Omega_2$ (см. (1.62)) (рис. 1.56, *а*). Пусть, далее, ширина и высота выходной щели равны ширине и высоте изображения входной щели. Рассмотрим случай частичного наложения изображения входной щели на выходную щель, причем ширина перекрывающегося участка равна Δs (штриховка на рис. 1.56, *б*).

Тогда поток, проходящий через выходную щель, очевидно, равен $\Phi_{изм} = E_0 h_2 \Delta s$.

Если x'' — расстояние между серединами выходной s_2' и изображением входной s_2 щелей, то из рис. 1.56, *б* легко найти, что $\Delta s = s_2 - |x''|$, и выражение для потока примет вид

$$\Phi_{изм}(x'') = E_0 h_2 s_2 \left(1 - \frac{|x''|}{s_2}\right). \qquad (1.114)$$

Отсюда легко увидеть, что при сканировании поток $\Phi_{изм}(x'')$ имеет форму треугольника при $|x''| < s_2$ и $\Phi_{изм}(x'') = 0$ при $|x''| > s_2$ (рис. 1.57). Основание треугольника равно $2s_2$, его полуширина на уровне $\Phi(x'') = \Phi_{max}/2$ равна s_2, а высота при $x'' = 0$ $(\Phi_{изм}(0) = \Phi_{max} = E_0 s_2 h_2 = \tau_{сп}(\lambda) B_н \Omega_2 s_2 h_2)$ равна интегральному потоку, концентрирующемуся во всем изображении монохроматической спектральной линии. Поскольку нас интересует лишь зависимость регистрируемого потока от величины x'', то, полагая освещенность изображения щели по высоте постоянной, будем в дальнейшем рассматривать поток, отнесенный к единичной высоте щели, т. е.

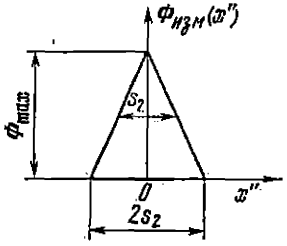


Рис. 1.57. Аппаратная функция монохроматора при $s_2' = s_2$.

$$\Phi_1 = \frac{\Phi}{h_2} = \Phi_{1max}\left(1 - \frac{|x''|}{s_2}\right),$$

где

$$\Phi_{1max} = \frac{\Phi_{max}}{h_2} = E_0 s_2. \qquad (1.115)$$

Полученное выражение, очевидно, и представляет собой уравнение аппаратной функции монохроматора при $s_2 = s_2'$ (см. рис. 1.57) и с точностью до обозначений совпадает с общим выражением для треугольной аппаратной функции, причем $s_2 = \alpha_м$ и $\mathcal{A}_0 = \Phi_{1max}$. Величина $\mathcal{A}_0$ определяется из условия нормировки, т. е. из равенства единице площади треугольника: $1 = \mathcal{A}_0 s_2$, откуда $\mathcal{A}_0 = 1/s_2$, и уравнение аппаратной функции принимает вид

$$\mathcal{A}(\xi) = \frac{1}{s_2}\left(1 - \frac{|\xi|}{s_2}\right). \qquad (1.116)$$

Спектральная ширина аппаратной функции монохроматора равна

$$(\delta\lambda)_м = s_2 d\lambda/dl.$$

Сравним форму аппаратной функции монохроматора при $s_2 = s_2'$ (см. рис. 1.57) с формой распределения энергии по длинам волн в потоке, выходящем из монохроматора, при источнике непрерывного спектра (см. рис. 1.42, *в*), т. е. с функцией пропускания монохроматора. Мы видим, что форма этих кривых одна и та же — треугольник со спектральной полушириной $\delta\lambda = s_2 d\lambda/dl$.

Указанное формальное тождество рассматриваемых кривых связано с тем, что их форма в обоих случаях обусловлена наложением смещенных изображений входной щели на выходную щель, т. е. сверткой двух щелевых аппаратных функций. Вместе с тем физически здесь имеется существенное различие. Действительно, при сканировании монохроматической линии происходит последовательное во времени наложение монохроматического изображения входной щели шириной s_2 (в одной и той же длине волны λ) на выходную щель шириной s_2'. При этом величина выходящего монохроматического потока изменяется во времени по закону (1.115).

В случае же функции пропускания (в отсутствие сканирования) происходит одновременное наложение смещенных вследствие дисперсии изображений входной щели в различных длинах волн на выходную щель. Величина потока постоянна во времени и определяется (1.88), но здесь мы имеем дело с суммарным потоком в различных длинах волн с полушириной выходящего из монохроматора спектрального интервала $\delta\lambda$ (см. (1.84)).

Можно показать, что указанное формальное тождество в формах аппаратной функции и функции пропускания монохроматора выполняется не только при $s_2' = s_2$, но и при $s_2' \neq s_2$. Как и в случае функции пропускания, аппаратная функция монохроматора при $s_2' \neq s_2$ имеет форму трапеции с шириной нижнего основания $s_2 + s_2'$, и спектральными полуширинами $\delta\lambda$ при $s_2 > s_2'$ и $(\delta\lambda)'$ при $s_2 < s_2'$ (см. рис. 1.43, *в*, 1.44, *в*). Отметим, что подобие форм аппаратной функции и функции пропускания монохроматора *) можно использовать для определения формы и ширины аппаратной функции путем измерения функции пропускания с источником непрерывного спектра.

Как и для функции пропускания, условие $s_2 = s_2'$ (т. е. треугольная форма) оказывается оптимальным и для аппаратной функции монохроматора и потому наиболее часто используется на практике.

Однако при $s_2 = s_2'$ аппаратная функция монохроматора имеет форму точного треугольника с полушириной s_2 (см. рис. 1.57) только в случае широких щелей ($s_1 \gg s_{10}'$), безаберрационной фокусирующей оптики и точной компенсации кривизны изображения щели. При использовании же узких щелей ($s_1 \approx s_{10}'$), что, как мы знаем, представляет практический интерес, поскольку при этом меньше аппаратурные искажения, форма аппаратной функции уже отлична от треугольника. В результате влияния дифракционных и аберрационных уширений она имеет форму, близкую к гауссовской (см. (1.50)), с шириной $\alpha_M \approx s_2$.

*) Следует отметить, что указанное подобие форм функции пропускания и аппаратной функции монохроматора имеет место лишь в предположении о постоянстве линейной дисперсии и яркости непрерывного спектра на ширине $2\delta\lambda$.

Практика показывает, что и в случае относительно широких щелей ($s_1 > s'_{10}$) аппроксимация аппаратной функции монохроматора функцией Гаусса при расчетах аппаратурных искажений дает результаты, близкие к данным расчета с треугольной аппаратной функцией. При такой аппроксимации площади гауссовской и треугольной функций полагают равными, а параметр $\mathscr{A}_0$ гауссовской функции (1.50) — равным высоте нормированного треугольника, $\mathscr{A}_0 = 1/s_2$; тогда

$$\alpha_г = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} s_2 \approx 0{,}94 s_2.$$

Поскольку расчеты с аппаратной функцией в форме кривой Гаусса проще, чем с тругольной, то на практике часто за аппаратную функцию монохроматора принимают функцию Гаусса с указанными выше параметрами.

Следует отметить, что и в случае широких щелей ($s_1 > s'_{10}$), но в отсутствие точной компенсации кривизны изображения щели выходной щелью (см. рис. 1.40) аппаратная функция монохроматора отличается от треугольной: появляются плавно спадающие крылья, вершина становится закругленной, сам контур оказывается несимметричным, а ширина его увеличивается [1.6]. Отсюда вытекает важность точной компенсации кривизны изображения входной щели выходной щелью.

§ 1.16. Аппаратурные искажения, вносимые приемно-усилительной частью спектрометра

При сканировании спектра с постоянной скоростью v мм/с величина потока, выходящего из монохроматора, изменяется во времени, причем закон ее изменения соответствует измеряемому контуру спектральной линии, определяемому уравнением свертки (1.113). Поэтому измерение контура линии сводится к измерению сигнала, изменяющегося во времени, — временного импульса.

Пусть мы имеем истинную спектральную линию с яркостью $B(\nu)$ и шириной $\Delta\nu$. При использовании идеального монохроматора с $\mathscr{A}(\xi) = \delta(\xi)$ или $\delta\nu \ll \Delta\nu$ мы, по определению, получили бы поток $\Phi(x')$ (см. (1.113)), т. е. контур линии, совпадающий с истинным контуром с линейной шириной $\beta = \Delta\nu\, dl/d\nu$. При использовании же реального монохроматора с конечной шириной аппаратной функции $\alpha_м$ каждая монохроматическая составляющая контура $\Phi(x')$ преобразуется в аппаратную функцию $\mathscr{A}_м(\xi)$ и, следовательно, весь контур $\Phi(x')$ преобразуется в контур $\Phi_{изм}(x'')$ с большей шириной $\gamma > \beta$, где $\gamma = \Delta\nu' dl/d\nu$, а $\Delta\nu'$ — спектральная ширина измеренного контура линии. Выходящий из монохроматора при сканировании поток изменяется во времени и представляет собой временной импульс $\Phi_{изм}(t)$ (рис. 1.58) с длительностью

на уровне $^1/_2\Phi_0$, равной

$$\Delta t = \frac{\gamma}{v} = \frac{\Delta\nu'}{v}\frac{dl}{d\nu} = \frac{\Delta\nu'}{d\nu/dt}, \qquad (1.117)$$

где $d\nu/dt$ — скорость сканирования, выраженная в единицах изменения спектральных величин в единицу времени, например $см^{-1} \cdot с^{-1}$. Выходящий из монохроматора поток направляется на приемник излучения $\mathscr{D}$ (см. рис. 1.38), где возникает электрический сигнал $V_с$, амплитуда которого пропорциональна падающему потоку, т. е. $V_с(t) \sim \Phi_{изм}(t)$. Далее сигнал поступает на вход электронного усилителя и после усиления измеряется или регистрируется как функция времени $V_{изм}(t)$ (поскольку нас интересует лишь изменение формы сигнала, то будем полагать, что коэффициент усиления усилителя равен единице). Однако приемник излучения и усилительно-регистрирующая система обладают инерционностью, характеризуемой временной аппаратной функцией $\mathscr{A}_{\tilde{\tau}}$ с постоянной времени $\tilde{\tau}$, в результате действия которой форма измеряемого сигнала $V_{изм}(t)$ может дополнительно искажаться. Связь между $V_{изм}(t)$, $V_с(t)$ и $\mathscr{A}_{\tilde{\tau}}$ определяется уравнением свертки вида

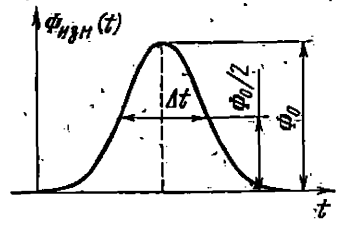


Рис. 1.58. Временной импульс при сканировании линии конечной ширины.

$$V_{изм}(t) = \int_{t=-\infty}^{t} V_с(t')\,\mathscr{A}_{\tilde{\tau}}(t-t')\,dt'. \qquad (1.118)$$

Величины этих искажений зависят (как и в случае искажений, вызываемых спектральным прибором) от соотношения между длительностью импульса Δt и постоянной времени $\tilde{\tau}$, определяющей ширину временной аппаратной функции. Они малы, если $\Delta t \gg \tilde{\tau}$. Обычно в измерительных системах используются такие приемники излучения, у которых постоянная времени удовлетворяет условию $\Delta t \gg \tilde{\tau}_{пр}$, и, следовательно, вносимые приемником искажения малы. Выбор же постоянной времени усилительной схемы $\tilde{\tau}_у$ определяется из требования необходимого уменьшения уровня регистрируемых шумов*) (и, следовательно, увеличения

*) Здесь и далее под уровнем регистрируемых шумов будем понимать амплитуду шумовых выбросов, определяемую средним квадратичным значением

$$\Delta V_ш = \sqrt{\overline{\Delta V_ш^2}}.$$

отношения сигнал/шум) за счет уменьшения ширины полосы пропускания частот электрического фильтра усилителя Δf, которая пропорциональна $1/\tilde{\tau}_у$ (см. ниже).

Фильтр усилительной системы можно представить в виде простой интегрирующей цепочки, содержащей сопротивление R и емкость C (рис. 1.59, *а*); его действие описывается аппаратной (или переходной) функцией (рис. 1.59, *б*) вида

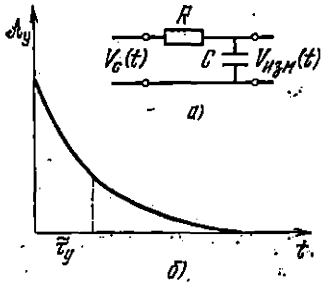


Рис. 1.59. Интегрирующий RC-фильтр (*а*) и его аппаратная функция (*б*).

$$\mathcal{A}_у(t) = \frac{1}{\tilde{\tau}_у} \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}_у}\right), \qquad (1.119)$$

где $\tilde{\tau}_у = RC$ (R измеряется в омах, C — в фарадах, $\tilde{\tau}_у$ — в секундах).

В обычных реальных спектрометрических установках и особенно при регистрации спектров малоинтенсивных источников величина $\tilde{\tau}_у$ может изменяться в очень широких пределах (от 10^{-3} до 10^2 с), и поэтому при заданной скорости сканирования величины Δt и $\tilde{\tau}_у$ в ряде случаев могут оказаться соизмеримыми. При этом регистрируемая кривая содержит значительные инерционные искажения, а ее форма описывается уравнением свертки (1.118), которое при аппаратной функции (1.119) имеет вид

$$V_{изм}(t) = \frac{1}{\tilde{\tau}_у} \int\limits_{t'=-\infty}^{\infty} V_c(t') \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tilde{\tau}_у}\right] dt'. \qquad (1.120)$$

Это уравнение было решено рядом авторов (см., например, [1.7]) для некоторых видов функции $V_c(t)$. Результаты одного из таких решений мы приведем в качестве примера.

Пусть истинный контур спектральной линии имеет гауссовскую форму с шириной β, а аппаратная функция монохроматора также описывается кривой Гаусса с шириной $\alpha_м \approx s_2$. Тогда и спектрально наблюдаемый контур линии, как свертка двух гауссовских контуров, в соответствии с (1.113) имеет гауссовскую форму:

$$\Phi(x'') = \Phi_0 \exp\left[-4 \ln 2 \frac{(x'')^2}{\gamma^2}\right],$$

с шириной $\gamma = \sqrt{\beta^2 + \alpha_м^2}$. При сканировании с постоянной скоростью v $x'' = vt$ и временной импульс также имеет гауссовскую форму с длительностью $\Delta t = \gamma/v$ (см. рис. 1.58).

Если постоянная времени приемника излучения $\tilde{\tau}_{пр}$ значительно меньше длительности импульса ($\tilde{\tau}_{пр} \ll \Delta t$), то возникающий

в приемнике электрический сигнал имеет ту же форму:

$$V_c(t) = V_c(0)\exp\left[-4\ln 2\left(\frac{vt}{\gamma}\right)^2\right].$$

Решение уравнения свертки (1.120) при такой форме сигнала показывает, что измеряемая кривая $V_{изм}(t)$ в общем случае отличается от $V_c(t)$. Их различие состоит в уменьшении амплитуды в максимуме, $V_{изм}(0) < V_c(0)$ (рис. 1.60), в асимметричном увеличении длительности (ширины) импульса, $\Delta t' > \Delta t$, и общем смещении всего контура импульса в направлении сканирования на $\Delta_{\tilde{\tau}}$. Как и в случае аппаратурных искажений, вносимых монохроматором, величина инерционных искажений также зависит от соотношения между Δt и $\tilde{\tau}_у$. На рис. 1.60 приведены взятые из [1.8] кривые для случая $\Delta t \gg \tilde{\tau}_у$ (кривая *а*), когда инерционные искажения практически отсутствуют и $V_{изм}(t) \approx V_c(t)$, и для случая $\Delta t = \tilde{\tau}_у$ (кривая *б*), когда эти искажения значительны. Непосредственный расчет показывает, что при $\Delta t = \tilde{\tau}_у$ $V_{изм}(0) = 0{,}54V_c(0)$, $\Delta t' = 1{,}61\,\Delta t$ и $\Delta_{\tilde{\tau}} = 0{,}47\,\gamma$.

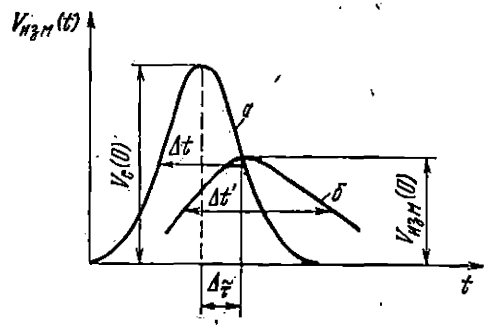


Рис. 1.60. Инерционные искажения регистрируемого контура при $\Delta t \gg \tilde{\tau}_у$ (*а*) и при $\Delta t \approx \tilde{\tau}_у$ (*б*).

Если Δt больше $\tilde{\tau}_у$, то инерционные искажения невелики и при $\Delta t/\tau_у > 6$ их величины можно оценить с помощью следующих эмпирических соотношений [1.9]:

$$\frac{V_{изм}(0)}{V_c(0)} \approx 1 - 4\ln 2\left(\frac{\tilde{\tau}_у}{\Delta t}\right)^2 = 1 - 2{,}77\left(\frac{\tilde{\tau}_у}{\Delta t}\right)^2,$$

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = 1 + 4\ln 2\left(\frac{\tilde{\tau}_у}{\Delta t}\right)^2, \quad \Delta_{\tilde{\tau}} = v\tilde{\tau}_у \text{ или } \frac{\Delta_{\tilde{\tau}}}{\gamma} = \frac{\tilde{\tau}_у}{\Delta t},$$

а относительная величина инерционных искажений равна

$$\delta_{\tilde{\tau}} = \frac{V_c(0) - V_{изм}(0)}{V_c(0)} = 4\ln 2\left(\frac{\tilde{\tau}_у}{\Delta t}\right)^2 = 4\ln 2\left(\frac{\tilde{\tau}_у v}{\gamma}\right)^2. \quad (1.121)$$

Естественно, что увеличение ширины измеряемой, регистрируемой, кривой приводит и к дополнительному уменьшению величины практической разрешающей способности.

Отметим также, что при $\Delta t/\tilde{\tau}_у > 6$ сохраняется площадь, ограниченная временными импульсами: $V_с(0)\,\Delta t = V_{изм}(0)\,\Delta t'$, тогда как при $\Delta t \approx \tilde{\tau}_у$ это не имеет места.

Расчет по приведенным выше формулам показывает, что при $\Delta t/\tilde{\tau}_у = 6$ $V_{изм}(0) = 0{,}92\,V_с(0)$,

$$\Delta t' = 1{,}08\,\Delta t \quad \text{и} \quad \Delta_{\tilde{\tau}}/\gamma = 1/6 \approx 0{,}17.$$

Поскольку величина $\Delta t = \gamma/v$ для спектральных линий заданной ширины γ зависит от скорости сканирования v, то, изменяя последнюю, можно изменять и величину инерционных искажений при постоянной $\tilde{\tau}_у$. Задаваясь их допустимой величиной, можно рассчитать необходимую скорость сканирования. Так, например, если потребовать, чтобы относительная величина искажений не превышала 1% ($\delta_{\tilde{\tau}} < 0{,}01$), то $\Delta t/\tilde{\tau}_у = \gamma/v\tilde{\tau}_у < 17$, откуда $v < \gamma/17\tilde{\tau}_у$.

Рассмотренные выше инерционные искажения для спектральных линий гауссовской формы, в общем, имеют такой же характер и для линий другой формы, например для линий дисперсионной формы, хотя в количественном отношении имеется некоторое различие. Аналогичные инерционные искажения возникают и при регистрации линий поглощения.

§ 1.17. Взаимосвязь ошибок измерения при фотоэлектрической регистрации спектра

Как мы видели, инерционные искажения можно уменьшить за счет уменьшения скорости сканирования v, что, однако, ведет к увеличению общего времени регистрации спектра. Если же полное время регистрации, а следовательно, и скорость сканирования заданы, то уменьшение инерционных искажений может быть достигнуто за счет уменьшения постоянной времени усилителя $\tilde{\tau}_у$ (см. (1.121)). Однако $\tilde{\tau}_у$ определяет не только инерционные искажения, но и величину регистрируемых шумов, т. е. величину случайной ошибки измерения. Нетрудно показать [1.7], что среднее квадратичное значение регистрируемых шумов равно

$$\Delta V_ш = \sqrt{\Delta \overline{V}_ш^2} = \varepsilon_1 \sqrt{\Delta f} = \varepsilon_1 (\tilde{\tau}_у)^{-1/2},$$

где $\Delta f = 1/\tilde{\tau}_у$ — ширина полосы частот, пропускаемых электрическим фильтром усилителя, а ε_1 — уровень шумов при единичной полосе пропускания ($\Delta f = 1$). Величина ε_1 зависит от типа и некоторых параметров приемника и от природы шумов. Так, например, для шумов сопротивления $\sqrt{\Delta \overline{V}_ш^2} = \sqrt{4kTR_i\Delta f}$ и $\varepsilon_1 =$

$= \sqrt{4kTR}$, т. е. ε_1 зависит от температуры приемника T и его сопротивления R.

Предположим, что регистрируемый шум определяется только приемником и не зависит от величины потока излучения, падающего на приемник *). В этом случае относительный уровень регистрируемых шумов, т. е. случайная ошибка $\delta_ш$ в максимуме линии, равен

$$\delta_ш = \frac{\sqrt{\overline{\Delta V_ш^2}}}{V_{изм}(0)} = \frac{\varepsilon_1}{V_{изм}(0)\sqrt{\tilde{\tau}_у}}.$$

Здесь величина $V_{изм}(0)$ пропорциональна потоку излучения, выходящему из монохроматора, который при $s_2' = s_2 = s$ и $\alpha_м = s_2 < \beta$, в соответствии с (1.89), имеет вид

$$\Phi_{изм}(0) = \tau_м(\lambda)\, B(\lambda)\, \Omega_2 h_2 s^2 \frac{d\lambda}{dl}.$$

Выделяя зависимость $V_{изм}(0)$ от ширины щелей монохроматора s, запишем $V_{изм}(0) = qs^2$; тогда для $\delta_ш$ имеем

$$\delta_ш = \frac{\varepsilon_1}{q}\frac{1}{\sqrt{\tilde{\tau}_у}\, s^2} = \frac{1}{Qs^2\sqrt{\tilde{\tau}_у}}, \qquad (1.122)$$

где $Q = q/\varepsilon_1$ — величина, зависящая от параметров монохроматора (его светосилы по потоку, равной $\tau_м(\lambda)\,\Omega_2 h_2 d\lambda/dl$), яркости источника $B(\lambda)$ и параметра приемника излучения ε_1.

Таким образом, при фотоэлектрической регистрации спектра мы имеем дело с двумя систематическими и одной случайной ошибками измерения, зависящими различным образом от ширины щелей s монохроматора, скорости сканирования v и постоянной времени усилителя $\tilde{\tau}_у$. Для наглядности все эти ошибки ($\Phi(0) - \Phi_{изм}(0)$, $V_с(0) - V_{изм}(0)$ и $\Delta V_ш$) схематически изображены на рис. 1.61. Для более удобного их сопоставления приведем выражения для их относительных величин **) (1.121),

---

*) Это справедливо для тепловых приемников, фотоэлектрических приемников с внутренним фотоэффектом, применяемых обычно в инфракрасной области, а также для фотоэлементов и ФЭУ, используемых в видимой области, если не приняты специальные меры к снижению собственных шумов (см. § 4.1).

**) Формула для δ_α в случае гауссовских функций, выраженных через освещенности, приведена в § 1.12.

(1.122):

$$\delta_\alpha = \frac{\Phi(0) - \Phi_{\text{изм}}(0)}{\Phi(0)} = \frac{1}{2}\frac{s^2}{\beta^2},$$

$$\delta_{\tilde{\tau}} = \frac{V_c(0) - V_{\text{изм}}(0)}{V_c(0)} = 4\ln 2\left(\frac{v\tilde{\tau}_y}{\gamma}\right)^2,$$

$$\delta_{\text{ш}} = \frac{\sqrt{\Delta V_{\text{ш}}^2}}{V_{\text{изм}}(0)} = \frac{1}{Q}\frac{1}{s^2\sqrt{\tilde{\tau}_y}}.$$

Мы видим, что систематические и случайные ошибки измерения связаны между собой, причем так, что, уменьшая систематические ошибки δ_α и $\delta_{\tilde{\tau}}$ за счет уменьшения s или $\tilde{\tau}_y$, мы одновременно увеличиваем случайную ошибку $\delta_{\text{ш}}$ и наоборот. Зависимость этих ошибок от s и $\tilde{\tau}_y$ схематически приведена на рис. 1.62.

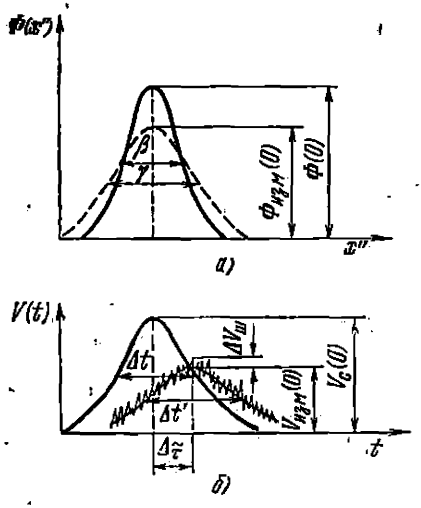


Рис. 1.61. К определению ошибок измерения при фотоэлектрической регистрации.

а) Аппаратурные ошибки монохроматора; б) инерционные и случайные ошибки.

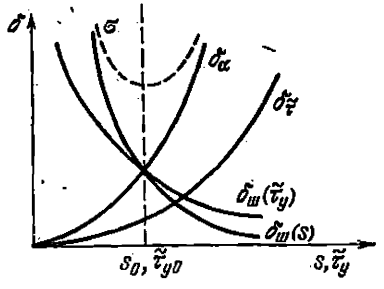


Рис. 1.62. К выбору оптимальных условий измерения.

Поскольку каждая из рассматриваемых ошибок не имеет минимума, то обычно определяют оптимальные условия измерения в отношении величин этих ошибок; практически более обоснованно определение оптимальных условий измерения из требования минимума p (см. [1.3]) или σ (см. [1.9]), определяемых как

$$p^2 = (\delta_\alpha + \delta_{\tilde{\tau}})^2 + \delta_{\text{ш}}^2, \quad \sigma = \delta_\alpha + \delta_{\tilde{\tau}} + \delta_{\text{ш}}.$$

Мы в дальнейшем будем исходить из требования минимума величины σ (пунктирная кривая на рис. 1.62), как более простой, а получающиеся условия оптимума, как показано в [1.9], оказываются близкими в обоих случаях.

Из условия минимума величины σ

$$\frac{\partial\sigma}{\partial s}=\frac{2}{s}\delta_\alpha-\frac{2}{s}\delta_ш=0,\quad \frac{\partial\sigma}{\partial\tilde{\tau}_у}=\frac{2}{\tilde{\tau}_у}\delta_{\tilde{\tau}}-\frac{1}{2\tilde{\tau}_у}\delta_ш=0$$

находим

$$\delta_\alpha=\delta_ш,\quad \delta_\alpha=4\delta_{\tilde{\tau}},\quad \sigma_{min}=9\delta_{\tilde{\tau}}. \tag{1.123}$$

Подставляя сюда соответствующие выражения для δ_α, а также для $\delta_{\tilde{\tau}}$ и $\delta_ш$ из (1.121), (1.122), можно получить оптимальные значения s_0 и τ_{y0} при заданной скорости сканирования v:

$$s_0=1{,}38\left(\frac{\beta^5 v}{Q^2\gamma}\right)^{1/9},\quad \tilde{\tau}_{y0}=0{,}21\frac{s_0\gamma}{\beta v},\quad \sigma_{min}=2{,}16\left(\frac{v}{Q^4\beta^8\gamma}\right)^{1/9}.$$

Последнее выражение показывает, что суммарная ошибка измерения σ_{min} тем меньше, чем меньше скорость сканирования v и соответственно чем больше время регистрации спектра $\Delta t = \gamma/v$. Кроме того, она тем меньше, чем больше светосила монохроматора (множитель Q), влияющая на отношение сигнал/шум, и чем больше истинная ширина спектральной линии. Зависимость σ_{min} от β приводит, в частности, к различию относительных интенсивностей регистрируемых спектральных линий с разной истинной шириной.

Обратимся еще раз к соотношениям (1.123).

Равенство $\delta_\alpha = 4\delta_{\tilde{\tau}}$ показывает, что при оптимальных условиях измерения инерционные ошибки должны быть в четыре раза меньше ошибок, обусловленных аппаратной функцией монохроматора. Это обстоятельство связано с различной зависимостью величины $\delta_ш$ от s и $\tilde{\tau}_у$ в (1.122). Вместе с тем величина случайных ошибок оказывается равной ошибкам из-за аппаратной функции ($\delta_\alpha = \delta_ш$). Это означает, что в оптимальном режиме измерения, соответствующем σ_{min}, в регистрируемом спектре должны присутствовать случайные ошибки — шумы. Отсюда вытекает практически важный вывод: если заранее известно, что ширина аппаратной функции монохроматора ненамного меньше истинной ширины спектральной линии ($\beta > \alpha = s$) и, следовательно, спектр содержит конечную аппаратурную ошибку δ_α, но регистрируемый контур гладкий (без шумов), то режим измерения отличен от оптимального. В этом случае необходимо установить такие ширины щелей монохроматора, чтобы в регистрируемом контуре появились шумы. Подобный режим регистрации окажется ближе к оптимальному, и поэтому усредненный по шумам контур линии будет ближе к истинному, чем при регистрации гладкого, «красивого» контура.

Конечно, величина регистрируемых шумов не должна быть слишком большой, т. е. не должно заметно нарушаться условие $\delta_\alpha = \delta_ш$, так как иначе может возникнуть значительная ошибка

в процессе усреднения шумовых выбросов. Заметим, что при оценке уровня шумов можно воспользоваться соотношением $\sqrt{\Delta \overline{V_{\text{ш}}^2}} = {}^1/_5 \Delta V_{\max}$, справедливым при большом числе шумовых выбросов ($\Delta V_{\max}$ — амплитуда максимального шумового выброса).

Мы детально рассмотрели оптимальные условия измерения интенсивности в максимуме спектральной линии гауссовской формы.

Аналогичным образом можно установить оптимальные условия измерения ширин контуров и для линий другой формы, например дисперсионной [1.9, 1.10]. Получающиеся при этом условия оказываются близкими (с небольшим отличием в численных коэффициентах).

§ 1.18. Конструктивные элементы спектральных приборов с одномерной дисперсией

Рассмотрим требования, предъявляемые к фокусирующей оптике спектральных приборов. Линзовая фокусирующая оптика в принципе может использоваться в области спектра 1100 Å — 54 мкм, для которой в настоящее время имеются различные прозрачные и достаточно однородные оптические материалы для изготовления объективов. Практически же линзовая оптика используется лишь в области 2000 Å — 3 мкм, так как для длин волн длиннее 3 мкм и короче 2000 Å трудно изготовлять сложные объективы из-за ограниченного числа имеющихся оптических материалов и их гигроскопичности. В настоящее время в качестве фокусирующей оптики обычно используют не простые линзы, а специально рассчитанные, достаточно сложные объективы, у которых исправлены те или иные аберрации и, в первую очередь, аберрации в направлении дисперсии, влияющие на разрешающую способность спектрального прибора. Мы лишь кратко остановимся на этом вопросе (подробности см. в [1.11]).

Объектив коллиматора спектрографа. Основным назначением коллиматорного объектива является формирование параллельного пучка для рабочей области длин волн, и поэтому он должен быть исправлен на сферическую и хроматическую аберрации, т. е. он должен иметь общий фокус для всех длин волн. К исправлению внеосевых аберраций (комы и астигматизма) требования значительно ниже, так как в спектрографах максимальные высоты щелей обычно невелики (10—12 мм), а относительные отверстия объективов не превышают 1 : 4,5. В качестве объективов коллиматоров спектрографов часто используются склеенные двухлинзовые объективы, состоящие из положительной и отрицательной линз, изготовленных из различных материалов, хотя такие объективы имеют небольшую остаточную хроматическую аберрацию.

Камерный объектив. У камерных объективов исправляется сферическая аберрация, а также кома и астигматизм, так как из диспергирующей системы в объектив камеры входят параллельные пучки различных длин волн под различными углами. Кроме того, эти объективы должны быть рассчитаны так, чтобы поверхность изображений щели была близка к плоскости. Поэтому камерные объективы (а особенно светосильные) всегда очень сложны и состоят из большого числа (до семи) линз. Часто для исправления кривизны поля изображения спектра перед фотопластинкой устанавливаются специальные полевые линзы. Относительное отверстие камерных объективов варьируют в очень широких пределах — от 1 : 100 до 1 : 0,7. Последние применяются в спектрографах, которые используются для исследования спектров малоинтенсивных источников, например спектров свечения ночного неба. Светосильные объективы с относительным отверстием более 1 : 3 можно рассчитать и изготовить только для видимой области спектра, так как существует большое число различных марок стекла, пригодных для создания компонент таких объективов.

Отметим также, что для устранения виньетирования пучков различных длин волн камерный объектив должен располагаться возможно ближе к выходной поверхности диспергирующей системы.

Объективы коллиматоров монохроматора. Мы показали ранее (см. § 1.10), что допустимая угловая высота входной и выходной щелей монохроматора $h_1/f_1 = h_2/f_2$, входящая в (1.82) и (1.91), лимитируется внеосевыми аберрациями фокусирующей оптики. Поэтому у объективов входного и выходного коллиматоров должны быть, кроме сферической аберрации, возможно лучше исправлены кома и астигматизм. Хроматическую аберрацию в принципе можно не исправлять, но тогда потребовалось бы производить переюстировку коллиматоров для различных длин волн в процессе сканирования, что, однако, связано с большими трудностями, особенно при работе в невидимых глазом областях спектра. Поэтому у объективов монохроматоров исправляется также и хроматическая аберрация. Большей частью в монохроматорах используются двухлинзовые объективы из различных материалов, имеющие одинаковые фокусные расстояния, $f_1 = f_2$, причем, как уже отмечалось ранее, относительные отверстия этих объективов обычно невелики (1 : 10, 1 : 20).

Зеркальная фокусирующая оптика. В настоящее время нельзя изготовить совершенно ахроматический линзовый объектив. У лучших из них — апохроматов удается сделать равными фокусные расстояния лишь для трех длин волн в видимой области спектра. Поэтому для работы в широкой области длин волн линзовые объективы не всегда пригодны. В то же время вогнутые зеркала, как известно, абсолютно ахроматичны, т. е. их фокусные расстоя-

ния не зависят от длины волны. Это важное свойство вогнутых зеркал, или, как их обычно называют, зеркальных объективов, используется при создании ряда спектральных приборов с зеркальной фокусирующей оптикой. Такими приборами можно пользоваться практически во всей оптической области: от 10 Å до 1—2 мкм. Преимущество приборов с зеркальными объективами состоит еще и в том, что, будучи отъюстированы в видимой области, они сохраняют юстировку и в других областях спектра, что особенно важно для монохроматоров, применяемых в инфракрасной и ультрафиолетовой областях.

Вместе с тем использование зеркальных объективов в спектральных приборах связано с рядом особенностей. Одна из них

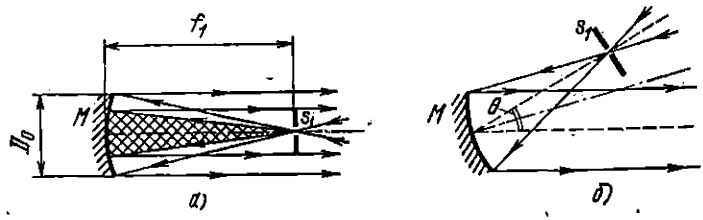


Рис. 1.63. Схемы зеркальных коллиматоров.

M — вогнутое зеркало, s_1 — щель. *а*) Щель на оси зеркала (неиспользуемая часть входящего пучка показана двойной штриховкой); *б*) щель вне параллельного пучка, наклонное падение.

заключается в том, что у них, в отличие от линзовых объективов, щель и отраженный параллельный пучок находятся по одну сторону от отражающей поверхности зеркала. Поэтому нельзя, например, в зеркальных коллиматорах устанавливать входную щель в фокусе на оси зеркала, так как при этом щечки щели и ее оправа закрывают (виньетируют) центральную часть отраженного от зеркала параллельного пучка (рис. 1.63, *а*). Если же щель сместить с оси зеркала так, чтобы она не закрывала параллельный пучок (рис. 1.63, *б*), то в результате наклонного падения лучей на зеркало возникнут внеосевые аберрации: кома ($\sim\theta$) и астигматизм ($\sim\theta^2$), которые искажают отраженный от зеркала пучок (он становится не строго параллельным). Можно уменьшить виньетирующее действие щели при установке ее на оптической оси зеркала, если использовать комбинацию из вогнутого и вспомогательного плоского зеркал, которая позволяет пространственно разделить пучок, идущий из щели, и отраженный параллельный пучок. На рис. 1.64, *а* приведено схематическое изображение комбинации зеркального коллиматора и большого плоского зеркала M', отклоняющего параллельный пучок в сторону. На рис. 1.64, *б* показана схема с маленьким плоским зеркалом M' и щелью, установленной за пределами параллельного пучка, что, однако, эквивалентно установке щели в фокусе на оси.

Обычное сферическое вогнутое зеркало обладает сферической аберрацией, величина которой может быть значительной при больших относительных отверстиях D_0/f_1 (D_0 — диаметр зеркала, f_1 — фокусное расстояние, причем $f_1 = {}^1/_2R$, где R — радиус кривизны сферической поверхности). Поэтому в схемах, приведенных на рис. 1.64, *а*, *б*, можно применять лишь сферические зеркала с небольшой светосилой, $D_0/f_1 < 1:10 - 1:20$. При использовании более светосильных сферических зеркал параллельность

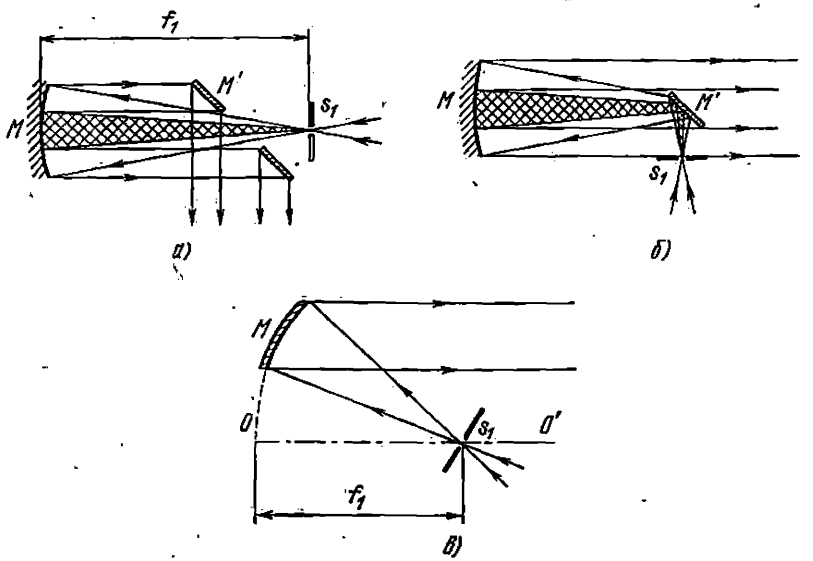


Рис. 1.64. Схемы зеркальных коллиматоров.

а), *б*) Коллиматоры с вспомогательными плоскими зеркалами *M'* (двойная штриховка показывает неиспользуемую часть входящего через щель пучка); *в*) коллиматор с внеосевым параболическим зеркалом *M*. *O* — *O'* — ось параболического зеркала.

отраженного пучка нарушается. По этой причине в светосильных коллиматорах вместо сферических зеркал применяют параболические вогнутые зеркала, свободные от сферической аберрации. Однако основная внеосевая аберрация — кома у параболического зеркала такая же, как и у сферического, и поэтому использование параболических зеркал в схемах с наклонным падением пучка (см. рис. 1.63, *б*) также нецелесообразно. Вместе с тем параболическое зеркало позволяет осуществить коллиматор со щелью, установленной в фокусе зеркала на его оси, но вне отраженного параллельного пучка (рис. 1.64, *в*). В этой схеме используется не все параболическое зеркало, а лишь небольшая, внеосевая его часть. Такие параболические зеркальные объективы обычно называют *объективами с вынесенной оптической осью* (off axis). Поскольку изготовление параболических зеркал с вынесенной

осью связано с большими трудностями, они применяются относительно редко, лишь в высококачественных светосильных монохроматорах. Более широко используются обычные сферические зеркала, но с небольшими относительными отверстиями D_0/f_1. Подобные зеркала часто применяются в коллиматорах с наклонным падением пучка (см. рис. 1.63, *б*), так как угол θ можно сделать небольшим (не больше нескольких градусов) и, значит, будут малы и внеосевые аберрации. Так, например, такого рода зеркальный коллиматор используется в широко распространенных спектрографах ИСП-28(30), где $\theta = 2°17'$, а действующее относительное отверстие равно 1 : 23.

В призменных спектрографах зеркалами сравнительно редко пользуются в качестве камерных объективов. В приборах же с дифракционными решетками и особенно с длиннофокусными камерами зеркальные камерные объективы применяются часто (см. § 3.8). В таких спектрографах фокальная плоскость вследствие ахроматичности зеркального объектива представляет собой сферическую поверхность с радиусом кривизны, равным f_2. В этом случае удобнее фотографировать спектр на фотопленку, помещенную в специальную искривленную кассету. Но часто фокальную плоскость «выпрямляют» и делают плоской, устанавливая перед фотопластинкой специально рассчитанную полевую линзу.

В силу упомянутой выше специфики использования зеркальной оптики при наклонном падении пучков зеркальный камерный объектив располагается достаточно далеко от диспергирующей системы. Поэтому для устранения виньетирования зеркалом расходящегося из диспергирующей системы веера параллельных пучков различных длин волн линейные размеры камерного зеркала в направлении дисперсии должны быть больше действующей высоты зеркала.

Мы уже отмечали, что при использовании зеркальной оптики с наклонным падением световых пучков (см. рис. 1.63, *б*) проявляются внеосевые аберрации — наиболее важная из них, кома, вызывает уширение, «расплывание», изображения точки в направлении дисперсии. Однако в системе из двух одинаковых зеркал при наклонном падении пучков возможна такая взаимная ориентация зеркал, при которой удается компенсировать меридиональную кому (зависящую от знака углов θ_1 и θ_2, рис. 1.65, *а*) [1.12]. Такая схема расположения зеркальной фокусирующей оптики с $f_1 = f_2$ и $\theta_1 = \theta_2$ обычно называется Z-схемой или схемой Черни. Остальные аберрации системы, астигматизм и сферическая аберрация, в Z-схеме не компенсируются, и они больше, чем у одиночного зеркала.

Отметим, что в симметричной схеме (рис. 1.65, *б*) при равных параметрах зеркал и углах ($\theta_1 = \theta_2$) кома и остальные аберрации не компенсируются.

Благодаря значительным преимуществам Z-схемы она в настоящее время широко применяется как в призменных, так и в дифракционных спектрографах и монохроматорах.

Зеркальные объективы используются также в качестве конденсоров, направляющих излучение от источника на входную

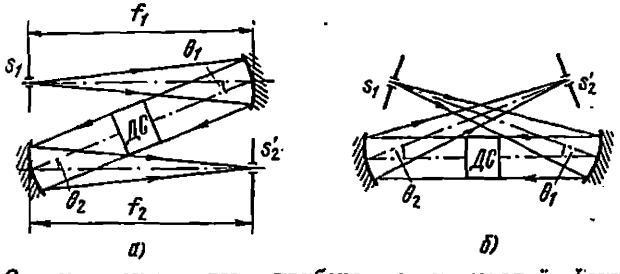


Рис. 1.65. Схемы спектральных приборов с зеркальной фокусирующей оптикой.

а) Z-схема ($\theta_1 = \theta_2$, $f_1 = f_2$, кома компенсирована); *б*) симметричная схема.

щель коллиматора спектрографов и монохроматоров, и в качестве конденсоров, концентрирующих поток, выходящий из монохроматоров, на чувствительный элемент приемников излучения (см. § 4.11, 4.12).

Спектрографы. При фотографировании спектров поверхность фотоэмульсии фотопластинки или пленки должна совпадать с фокальной плоскостью камерного объектива. Если же это не так, то на фотографии спектра все линии оказываются дополнительно уширенными и возможно их переналожение. Если, например, поверхность фотоэмульсии F' (рис. 1.66) смещена относительно фокальной плоскости F камерного объектива на величину z вдоль оптической оси, то каждая точка входной щели изобразится на фотоэмульсии пятном, ширина которого в плоскости дисперсии равна

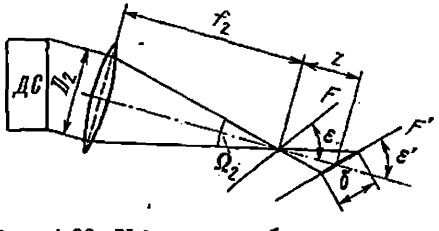


Рис. 1.66. Уширение изображения точки при дефокусировке.

$$\delta = z\frac{D_2}{f_2 \sin \varepsilon'}.$$

Допустимая величина дефокусировки z определяется из условия $\delta < \alpha_ф$ ($\alpha_ф$ — аппаратная функция фотослоя) и зависит от величины отношения D_2/f_2 и, следовательно, от величины телесного угла Ω_2 при условии полного заполнения апертурной диафрагмы спектрографа. Так, при $D_2/f_2 = 1 : 4{,}5$ и $\alpha_ф = 0{,}01$ мм

($\varepsilon' = 90°$) $z < \alpha_ф f_2/D_2 = 4{,}5 \cdot 10^{-2}$ мм, а при $D_2/f_2 = 1 : 100$ $z < 1$ мм.

Совмещение плоскости фотоэмульсии с фокальной плоскостью $z = 0$ обычно производится путем перемещения объектива камеры, положение которого фиксируется с помощью специальной шкалы, позволяющей производить отсчет с необходимой степенью точности. Кроме того, в камере имеется механизм поворота кассетной части для изменения наклона плоскости фотоэмульсии ε' (см. рис. 1.66) и совмещения ее с фокальной плоскостью F во всех частях регистрируемого спектра ($\varepsilon = \varepsilon'$). Ось вращения перпендикулярна к плоскости дисперсии и проходит через плоскость фотоэмульсии, а поворот фиксируется с помощью шкалы.

В коллиматорах с линзовой оптикой часто предусмотрено перемещение входной щели вдоль оптической оси для установки щели в фокусе для той или иной длины волны (обычно для длины волны средней части исследуемого спектра).

Операции установки щели коллиматора и плоскости фотоэмульсии обычно называются *юстировкой спектрографа*. Юстировка спектрографа производится путем фотографирования серии спектров источника, содержащих большое число узких спектральных линий (обычно спектров железа), при различных положениях фокусирующего, обычно камерного объектива (у некоторых спектрографов — коллиматорного объектива). При этом ширина входной щели должна быть близка к оптимальной нормальной ширине s'_{10}. Сначала производится установка на резкость линий в области спектра, лежащей вблизи оси вращения кассетной части камеры. Затем при установке объектива, соответствующей наибольшей резкости линий в этой части спектра, производится фотографирование серии спектров при различных поворотах кассетной части.

О качестве юстировки обычно судят по резкости линий на снимках спектра или по разрешению близких спектральных линий при рассматривании спектров через лупу. При работе в видимой области спектра сначала производится визуальная юстировка, причем в кассету вместо фотопластинки помещают матовое стекло и наблюдают спектр с помощью лупы.

Заметим, что в выражении для δ (см. рис. 1.66) величина D_2/f_2 относится к действительному ходу лучей при образовании изображения точки, поэтому для повышения точности юстировки необходимо обеспечить полное заполнение коллиматора.

В спектрографах с длиннофокусными камерными объективами ($f_2 = 2 - 4$ м) полная длина спектра (например, области 2000—6000 Å) имеет значительную величину (до 1 м) и превышает максимальную длину (не более 24 см) фотопластинки. В таких приборах фотографирование спектров производится по частям при соответствующей юстировке. В современных спектрографах юсти-

ровка производится автоматически с помощью специальных кулачковых механизмов.

Рассеянный свет в спектрографах. Свет, отраженный от поверхностей линз и призм, а также свет, рассеянный на неоднородностях (пыли), попадает на внутренние стенки кожуха спектрографа и, отражаясь от них, может попасть на фотопластинку, создавая на снимке спектрально неразложенный фон — засветку. Интенсивность этого фона может быть соизмерима с интенсивностью слабых спектральных линий, так как она определяется полным потоком излучения, вошедшим через входную щель в коллиматор, и поэтому может быть достаточно большой. Наличие же фона на снимке спектра снижает контраст спектральных линий и увеличивает ошибку измерения.

Для уменьшения интенсивности фона внутренние стенки кожуха спектрального прибора обычно покрываются черной матовой краской, а в ряде приборов внутри кожуха (а также внутри труб входного коллиматора и камеры) устанавливаются специальные диафрагмы и экраны, которые препятствуют попаданию на фотопластинку отраженного и рассеянного света. В частности, в кассетной части спектрографа непосредственно перед фотопластинкой устанавливается щелевая диафрагма, которая оставляет открытой только непосредственно экспонируемую часть фотопластинки.

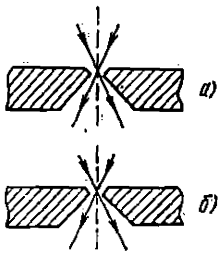


Рис. 1.67. Профили ножей входной (*а*) и выходной (*б*) щелей.

Для уменьшения фона (засветки) необходимо также периодически очищать поверхности линз и диспергирующих элементов от пыли.

Монохроматоры. У большинства монохроматоров фокусные расстояния объективов входного и выходного коллиматоров делаются одинаковыми ($f_1 = f_2$). Кроме того, часто используются оптические схемы монохроматоров, у которых угловое увеличение Г при сканировании равно единице или близко к единице. Поэтому ширина выходной щели, в соответствии с (1.1), оказывается равной ширине входной щели ($s_2' = s_1$). При этих условиях $s_2' = s_2$ и аппаратная функция имеет форму треугольника со спектральной шириной $\delta\lambda = s_2\, d\lambda/dl$.

Ножи, или щечки, входной и выходной щелей имеют скошенные грани (рис. 1.67) с почти острыми ребрами, образующими щель. Излучение должно падать на щель со стороны, противоположной скосам ножей, так как в противном случае через щель могут проходить пучки других длин волн, отраженные скошенными гранями ножей. Поэтому входная щель обращена скосами внутрь прибора, а выходная — наружу (см. рис. 1.67, *а*; *б*). Механизм изменения ширины щелей должен обеспечивать симметричное

движение ножей и одинаковую ширину щели по всей ее высоте. Поскольку ширина щели определяет ширину аппаратной функции монохроматора, отсчетный барабан механизма щели должен позволять определять ее с высокой степенью точности. Правильность показаний отсчетного барабана проверяется непосредственным измерением ширины щели с помощью горизонтального микроскопа, снабженного окуляр-микрометром. Изменение ширин входной и выходной щелей может производиться независимо, но у большинства современных монохроматоров это изменение осуществляется одновременно с помощью одного барабана.

Для компенсации кривизны изображения щели одна из щелей монохроматора должна быть искривленной, с соответствующим радиусом кривизны. Практически оказывается более удобным использовать искривленную входную щель и прямую выходную.

В монохроматорах с линзовой фокусирующей оптикой, имеющей остаточный хроматизм, предусмотрено перемещение щелей (или объективов) вдоль оптической оси для необходимой юстировки коллиматоров в каждом участке спектра. Несовпадение изображения входной щели с выходной щелью приводит к увеличению ширины аппаратной функции или увеличению ширины функции пропускания. В некоторых приборах такая юстировка в процессе сканирования производится автоматически с помощью специального механизма, непосредственно связанного с механизмом сканирования.

Сканирование спектра обычно осуществляется поворотом диспергирующей системы или специального плоского зеркала при неподвижных входном и выходном коллиматорах. Сканирование производится с помощью специального механизма, снабженного отсчетным устройством, который в зависимости от типа этого механизма позволяет получить линейную шкалу по длинам волн, волновым числам (см$^{-1}$) или углам поворота сканирующего элемента. Само отсчетное устройство может быть выполнено в форме барабана, линейной шкалы или цифрового отсчетного механизма. Показание отсчетного устройства соответствует длине волны монохроматического изображения щели, совпадающего с выходной щелью, или длине волны λ_{max} середины выделяемого интервала длин волн (см. рис. 1.45).

При практическом использовании монохроматоров в спектрометрических установках могут реализоваться следующие два режима сканирования: поддержание постоянства спектральной ширины аппаратной функции $\delta\lambda$ (см. (1.77)) или разрешающей силы во всей регистрируемой области спектра и поддержание постоянства полного потока Φ, выходящего из монохроматора, т. е. постоянства отношения сигнал/шум, или постоянства точности измерений, связанной со случайной ошибкой. В первом случае должно

выполняться условие

$$\delta\lambda = \frac{s_2'}{f_2}\frac{d\lambda}{d\varphi} = \text{const}.$$

Легко видеть, что при постоянной ширине щелей монохроматора ($s_1 = s_2' = \text{const}$) величина $\delta\lambda$ изменяется с длиной волны, так как угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$ зависит от λ. Это, в свою очередь, означает, что величина систематической аппаратурной ошибки различна в разных участках спектра. Таким образом, для сохранения постоянства $\delta\lambda$ в процессе сканирования необходимо изменять геометрические ширины щелей по закону, совпадающему с законом изменения угловой дисперсии, т. е.

$$s_2' = s_1 = \delta\lambda f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda} = \Psi(\lambda).$$

Такое изменение ширин щелей иногда производится автоматически с помощью кулачковых механизмов (см., например, [1.13]).

Однако при выполнении условия $\delta\lambda = \text{const}$ величина потока излучения, выходящего из монохроматора, не остается постоянной. В самом деле, в случае источника с непрерывным спектром она равна (см. (1.88))

$$\Phi_{\text{м}}(\lambda) = \tau_{\text{м}}(\lambda) B(\lambda) \sigma_2 \frac{h_2}{f_2} (\delta\lambda)^2 \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

а при том же условии $\delta\lambda = \text{const}$ величина потока при сканировании изменяется в результате изменения $d\varphi/d\lambda$, $B(\lambda)$ и $\tau_{\text{м}}(\lambda)$.

Осуществления второго режима сканирования — сохранения постоянства потока ($\Phi_{\text{м}}(\lambda) = \text{const}$) — можно также достичь таким изменением ширин щелей монохроматора, чтобы компенсировать изменение всех величин, входящих в выражение для потока и зависящих от длины волны λ. Для этого удобнее рассмотреть выражение для потока, записанное в виде (1.89), т. е.

$$\Phi_{\text{м}}(\lambda) = \tau_{\text{м}}(\lambda) B(\lambda) \Omega_2 \frac{h_2}{f_2} s_2'^2 \frac{d\lambda}{d\varphi}.$$

Постоянство потока означает постоянство произведения

$$\tau_{\text{м}}(\lambda) B(\lambda) \frac{d\lambda}{d\varphi} s_2'^2 = \text{const} = C.$$

Отсюда следует, что ширина щелей $s_2' = s_1$ должна изменяться по закону

$$s_2' = \sqrt{\frac{C\, d\varphi/d\lambda}{\tau_{\text{м}}(\lambda) B(\lambda)}} = \chi(\lambda).$$

В случае источников непрерывного спектра, например тепловых величина $B(\lambda)$ зависит от λ по закону, близкому к закону

излучения абсолютно черного тела, и при работе в широкой области спектра величина $B(\lambda)$, а следовательно, и s_2' изменяются значительно.

Необходимое изменение величины $s_2' = \chi(\lambda)$ осуществляется обычно также автоматически с помощью специально рассчитанных для данного монохроматора и источника кулачковых механизмов. Кроме того, в некоторых спектрометрах необходимое изменение ширины производится автоматически с помощью следящих систем, поддерживающих постоянную величину потока, выходящего из монохроматора.

Но при постоянстве потока ($\Phi(\lambda) = \text{const}$) величина $\delta\lambda$ не остается постоянной. Это видно из соотношения

$$\delta\lambda = \frac{s_2'}{f_2}\frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{1}{f_2}\sqrt{\frac{C}{\tau_{\text{м}}(\lambda)\,B(\lambda)\,d\varphi/d\lambda}} = \eta(\lambda),$$

полученного при подстановке $\chi(\lambda)$ в выражение для $\delta\lambda$.

Таким образом, с помощью монохроматора не удается в процессе сканирования одновременно обеспечить постоянство разрешающей силы ($\delta\lambda = \text{const}$) и постоянство потока (постоянство отношения сигнал/шум) в широкой области спектра.

Рассеянный свет в монохроматоре. Коэффициент пропускания монохроматоров $\tau_{\text{м}}(\lambda)$ всегда меньше единицы, а в случае призменных монохроматоров он составляет 0,3—0,5. Значительная часть потерь излучения при прохождении через монохроматор обусловлена отражением и рассеянием на поверхностях оптических деталей. Поэтому пространство внутри корпуса монохроматора, включая коллиматоры, «заполнено» спектрально неразложенным или частично разложенным рассеянным светом. Часть рассеянного света при этом проходит через выходную щель, в результате чего действительный спектральный интервал излучения, выходящий из монохроматора, оказывается значительно больше величины $\delta\lambda$, определяемой функцией пропускания. Полный поток излучения $\Phi_{\text{п}}$, выходящий из монохроматора, можно представить в виде суммы

$$\Phi_{\text{п}} = \Phi_{\delta\lambda}(\lambda) + \Phi_{\text{р}},$$

где $\Phi_{\delta\lambda}(\lambda)$ — поток, определяемый функцией пропускания и согласно (1.88) пропорциональный $B(\lambda)$, $\Phi_{\text{р}}$ — поток рассеянного (паразитного) излучения, который обычно пропорционален полному потоку излучения, входящему в монохроматор через входную щель, и, следовательно, $\Phi_{\text{р}} \sim \int_{-\infty}^{+\infty} B(\lambda)\,d\lambda$. При работе в тех областях спектра, где спектральная яркость источника $B(\lambda)$ относительно мала, поток рассеянного излучения, выходящего из монохроматора, может быть соизмерим и даже больше потока,

определяемого функцией пропускания, $\Phi_p \gg \Phi_{\delta\lambda}(\lambda)$. В этих условиях точность фотометрических измерений снижается, а проведение ряда экспериментов становится вообще совершенно невозможным.

Для уменьшения потока рассеянного света Φ_p перед входной щелью монохроматора следует установить светофильтр, пропускающий только исследуемую область спектра и «срезающий» ту область его, которая в основном определяет рассеянный свет. Для этих целей могут применяться так называемые «отсекающие» или «обрезающие» светофильтры и узкополосные светофильтры с максимумом пропускания в рабочей области длин волн (рис. 1.68). Наиболее часто такие светофильтры используются при работе в инфракрасной области спектра, где в качестве источников излучения применяются тепловые источники, излучение которых близко к излучению черного тела с температурой 1000—1500 К. Действие светофильтра, отсекающего коротковолновую область спектра, иллюстрируется рис. 1.69. При отсутствии светофильтра освещенность, обусловленная рассеянным светом, в фокальной плоскости выходного коллиматора E_p пропорциональна $\int B(\lambda)\,d\lambda$ и практически постоянна во всех ее точках вдоль l (рис. 1.69, *б*). Поэтому величина потока рассеянного света, выходящего через щель площадью $s_2'h_2'$, равна $\Phi_p = E_p s_2' h_2'$ и пропорциональна $\int B(\lambda)\,d\lambda$. Если в отсутствие светофильтра $\Phi_p > \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$, то при установке светофильтра с функцией пропускания $T(\lambda)$ (см. рис. 1.68, *а*) $E_p' \sim \int T(\lambda) B(\lambda)\,d\lambda$, $E_p' \ll E_p$ и, значит, $\Phi_p' \ll \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$ (рис. 1.69, *г*, *д*), тогда как $E \sim B(\lambda_0)$ и $\Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$ остаются практически неизменными.

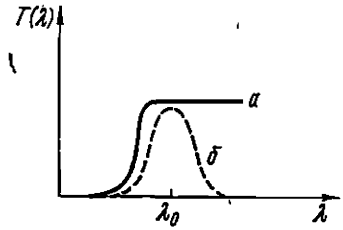


Рис. 1.68. Виды функций пропускания светофильтров.

а — «отсекающий», или «обрезающий», фильтр, *б* — узкополосный фильтр, λ_0 — средняя длина волны рабочей области длин волн.

Однако при использовании светофильтров возникают некоторые трудности. Например, при работе в широкой области длин волн необходимо иметь набор светофильтров с различной границей пропускания и заменять их в процессе сканирования. Кроме того, реальные светофильтры не имеют резкой границы пропускания; их коэффициент пропускания изменяется относительно медленно с длиной волны. Последнее обстоятельство особенно существенно при исследовании линейчатых спектров и наличии вблизи измеряемых линий небольшой интенсивности очень интенсивных линий. В этом случае паразитный рассеянный свет может

в основном определяться именно интенсивными, близко расположенными линиями *).

Наиболее совершенным методом уменьшения интенсивности паразитного рассеянного света является применение так называемых двойных монохроматоров или, точнее, монохроматоров с двойным разложением излучения в спектр.

Двойные монохроматоры. Двойной монохроматор состоит из двух последовательно действующих монохроматоров. Он имеет четыре

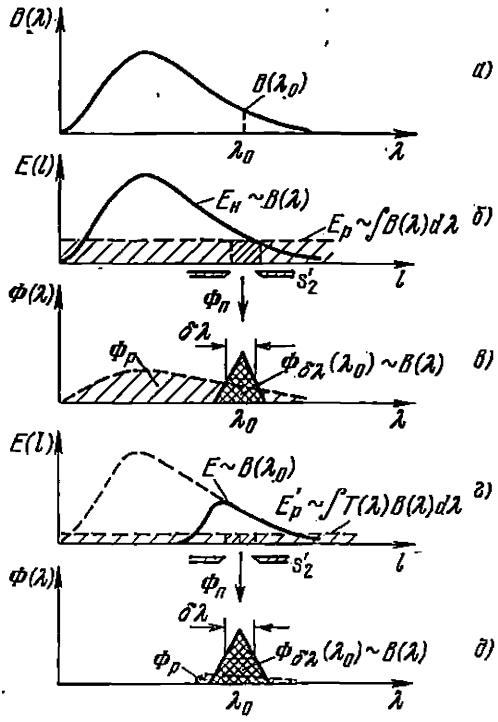


Рис. 1.69. Схема действия «отсекающего» светофильтра.

а) Спектральная яркость источника; *б*) распределение освещенности в фокальной плоскости выходного коллиматора вдоль линии дисперсии l без светофильтра ($E_p \approx$ const), s_2' — выходная щель; *в*) поток, выходящий из s_2' ($\Phi_p > \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$), без светофильтра; *г*) распределение освещенности при наличии светофильтра ($E_p' \ll E_p$); *д*) поток, выходящий из s_2', при наличии светофильтра.

коллиматора (рис. 1.70), две диспергирующие системы и три щели, одна из которых — общая (средняя) — служит выходной щелью

*) Это, например, имеет место при исследовании линий комбинационного рассеяния малых частот, расположенных вблизи интенсивных линий возбуждающего излучения.

первого и входной щелью второго монохроматора. Обычно фокусные расстояния объективов всех коллиматоров равны ($f_1 = f_2 = f_2' = f_3$), диспергирующие системы строго одинаковы, а $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 1$.

Существуют две оптические схемы двойных монохроматоров. Схема с двойной дисперсией, где дисперсии обоих монохроматоров складываются (тип *II*), и схема с нулевой дисперсией, где дисперсия второго монохроматора компенсирует дисперсию первого

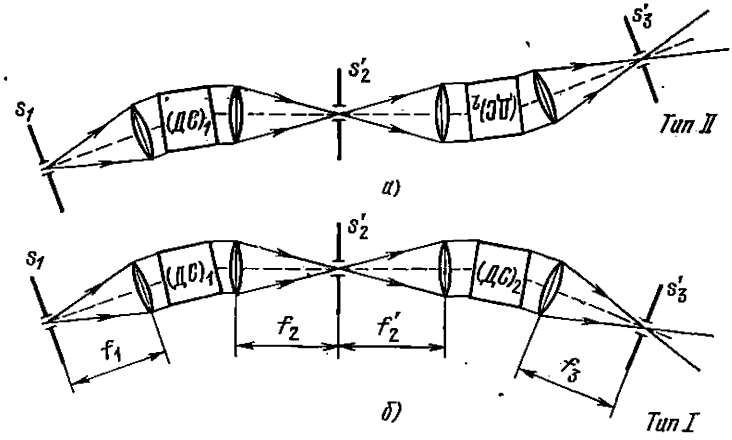


Рис. 1.70. Схемы двойных монохроматоров.
Тип *II* с двойной дисперсией; *б*) тип *I* с нулевой дисперсией; $(ДС)_1$ и $(ДС)_2$— диспергирующие системы.

(тип *I*). Обычные монохроматоры, образующие двойной, будем для краткости называть первым и вторым плечами двойного монохроматора.

Рассмотрим действие двойного монохроматора при его использовании для монохроматизации излучения, т. е. для выделения из непрерывного спектра небольших участков, определяемых функцией пропускания. В этом случае в плоскости средней щели s_2' в монохроматорах обоих типов имеет место спектральное разложение, т. е. изображения входной щели s_1 в различных длинах волн смещены вдоль линии дисперсии, образуя непрерывный спектр, как и в обычном монохроматоре. Через щель s_2' пройдет интервал длин волн $\delta\lambda$, определяемый функцией пропускания первого монохроматора, который далее попадет на диспергирующую систему $(ДС)_2$ второго монохроматора. Но поскольку на щели s_2' изображения щели s_1 в различных длинах волн смещены вдоль линии дисперсии, то углы падения пучков с этими длинами волн на $(ДС)_2$ оказываются различными.

В монохроматоре типа *II* диспергирующая система $(ДС)_2$ установлена по отношению к $(ДС)_1$ так, что в результате ее действия расходимость лучей различных длин волн увеличивается, т. е. дисперсия возрастает. При идентичности обоих плеч линейная дисперсия в плоскости выходной щели s_3' в два раза больше, чем на щели s_2'. Если линейную дисперсию первого плеча обозначить через $(dl/d\lambda)_1$, то результирующая линейная дисперсия двойного монохроматора типа *II* равна $(dl/d\lambda)_{II} = 2\,(dl/d\lambda)_1$.

В монохроматоре типа *I* (рис. 1.70, *б*) ориентация диспергирующей системы $(ДС)_2$ такова, что в результате дисперсии в ней расходимость лучей различных длин волн уменьшается. При тождественности обоих плеч монохроматора дисперсия системы $(ДС)_1$ компенсируется обратной по знаку дисперсией системы $(ДС)_2$. В результате этого пространственно разделенные на щели s_2' изображения щели s_1 в разных длинах волн во втором плече сводятся на щели s_3' вместе и идут по одному направлению. Таким образом, результирующая дисперсия монохроматора тип *I* равна нулю, а интервал длин волн $\delta\lambda$, выходящий из щели s_3', определяется только функцией пропускания первого плеча монохроматора. Иначе говоря, разложение излучения в спектр в монохроматоре типа *I* происходит только в первом плече, и потому линейная дисперсия его равна $(dl/d\lambda)_I = (dl/d\lambda)_1$.

Все сказанное выше относительно различия в величине результирующей дисперсии монохроматоров типа *I* и типа *II* справедливо лишь для спектрально разложенного излучения, выходящего из щели s_2'. Но в этой плоскости, как мы знаем, имеется также спектрально неразложенный паразитный рассеянный свет, создающий освещенность $E_р$ (см. рис. 1.69, *б*). Поток рассеянного света, выходящего через щель s_2', равен, как и в обычном монохроматоре,

$$\Phi_р = s_2' h_2' E_р, \text{ где } E_р \sim \int B(\lambda)\,d\lambda.$$

Для спектрально неразложенного света второе плечо монохроматоров как типа *I*, так и типа *II* является обычным монохроматором, который разлагает паразитный свет в спектр в плоскости выходной щели s_3'. Кроме того, в плоскости щели s_3' также образуется паразитный рассеянный свет, но создаваемая им освещенность значительно меньше, чем в первом плече, так как теперь $E_р' \sim \int \Phi_р d\lambda$. Поэтому и поток рассеянного света, выходящего через щель s_3', равный $\Phi_р' = E_р' s_3' h_3'$, много меньше потока $\Phi_р$, выходящего через среднюю щель s_2'. Иначе говоря, второе плечо двойного монохроматора является как бы перестраиваемым узкополосным светофильтром для рассеянного света. Если в суммарном потоке $\Phi_р + \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$, выходящем из щели s_2', $\Phi_р \gg \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$, то в потоке, выходящем из щели s_3', $\Phi_р' \ll \Phi_{\delta\lambda}(\lambda_0)$.

При идентичности обоих плеч двойного монохроматора и при $s_1 = s_2' = s_3' = s$ функция пропускания монохроматора имеет форму треугольника с полушириной $\delta\lambda = s\,(d\lambda/dl)_{2м}$, а поток спектрально разложенного излучения, выходящий из s_3', равен

$$\Phi_{2м} = \tau_{2м}\widetilde{C}s^2\,(d\lambda/dl)_{2м} = \tau_{2м}\widetilde{C}'\,(\delta\lambda)^2\,(dl/d\lambda)_{2м},$$

аналогично (1.88) и (1.89), где $\widetilde{C}$ и $\widetilde{C}'$ — константы, определяемые параметрами монохроматора и яркостью источника.

Сравним величины потоков Φ и спектральные ширины функции пропускания двойных монохроматоров типа *I* и типа *II*.

Поскольку $(dl/d\lambda)_{II} = 2\,(dl/d\lambda)_1$, а $(dl/d\lambda)_I = (dl/d\lambda)_1$, то при равных геометрических ширинах щелей ($s_I = s_{II}$) из приведенных выше формул следует, что $\Phi_{II} = {}^1/_2\Phi_I$ и $(\delta\lambda)_{II} = {}^1/_2\,(\delta\lambda)_I$. Иными словами, у монохроматора с двойной дисперсией при $s_I = s_{II}$ поток в два раза меньше, чем у монохроматора с нулевой дисперсией, но вместе с тем в два раза выше степень монохроматизации (в два раза меньше $\delta\lambda$).

При равных же спектральных ширинах функции пропускания ($(\delta\lambda)_I = (\delta\lambda)_{II}$), что достигается за счет различия геометрических ширин щелей ($s_{II} = 2s_I$), величина потока, выходящего из монохроматора с двойной дисперсией, в два раза больше, чем для монохроматора с нулевой дисперсией ($\Phi_{II} = 2\Phi_I$).

Заметим также, что поскольку кривизна изображения щели $1/r$ пропорциональна линейной дисперсии ($1/r \sim dl/d\lambda$, см. § 2.5, 3.6), то в монохроматоре с нулевой дисперсией (тип *I*) вместе с компенсацией дисперсии происходит компенсация кривизны изображения щели. При прямой входной щели s_1 изображение спектральных линий на щели s_3' также оказывается прямым ($r_I = \infty$), и это выполняется для всех длин волн. Такое свойство монохроматора с нулевой дисперсией является его известным практическим преимуществом. Кривизна же спектральных линий монохроматора с двойной дисперсией в два раза больше, чем у обычного.

Коэффициент пропускания $\tau_{2м}$, входящий в выражение для $\Phi_{2м}$, равен $\tau_{1м}^2$ ($\tau_{1м}$ — коэффициент пропускания каждого плеча двойного монохроматора), и так как $\tau_{1м} < 1$, то величина $\tau_{2м}$ мала. Двойной монохроматор типа *II* имеет бо́льшую светосилу, чем обычный (при равных параметрах и равных $\delta\lambda$), если $\tau_{1м}^2\widetilde{C}'\,(\delta\lambda)^2 2\,(dl/d\lambda)_I > \tau_{1м}\widetilde{C}'\,(\delta\lambda)^2\,(dl/d\lambda)_1$, что выполняется лишь при $\tau_{1м} > 0{,}5$.

В заключение обсудим действие двойного монохроматора при исследовании линейчатого спектра в случае, когда паразитный рассеянный свет в основном определяется интенсивной близко расположенной спектральной линией с длиной волны $\lambda_п$.

Рассмотрим две спектральные линии с длинами волн $\lambda_п$ и λ_0, причем $B_н(\lambda_0) \ll B_н(\lambda_п)$. Освещенность этих линий $E(\lambda_0)$

и $E(\lambda_п)$ в плоскости щели s_2' пропорциональна соответственно $B_н(\lambda_0)$ и $B_н(\lambda_п)$ (рис. 1.71, *а*), а освещенность $E_р(\lambda_п)$, обусловленная паразитным рассеянным светом с длиной волны $\lambda_п$, пропорциональна $B_н(\lambda_п)$. Через щель s_2', совпадающую с изображением линии λ_0, полностью пройдет поток, концентрирующийся в этой линии, $\Phi(\lambda_0)$, а также часть потока паразитного света с длиной волны $\lambda_п$, равная $\Phi_р(\lambda_п)$ (рис. 1.71, *б*). При этом может оказаться, что $\Phi_р(\lambda_п) \geqslant \Phi(\lambda_0)$, и измерение $\Phi(\lambda_0)$ будет невозможным. Во втором плече монохроматора, в плоскости выходной щели s_3', образуются изображения спектральных линий в длинах волн λ_0 и $\lambda_п$, причем $E'(\lambda_п) \sim \Phi_р(\lambda_п)$, а освещенность в длине волны λ_0 $E'(\lambda_0)$ с точностью до потерь во втором плече останется неизменной, т. е. $E'(\lambda_0) \approx E(\lambda_0)$ (см. рис. 1,71, *а* и *в*). Кроме того, на щель s_3' также попадает рассеянный свет с длиной волны $\lambda_п$, но обусловленная им освещенность $E_р'(\lambda_п) \sim \Phi_р'(\lambda_п)$ значительно меньше, чем освещенность на щели s_2': $E_р'(\lambda_п) < E_р(\lambda_п)$. Поэтому величина паразитного потока $\Phi_р'(\lambda_п)$, выходящего из щели s_3', оказывается значительно меньше потока измеряемого излучения $\Phi'(\lambda_0)$ ($\Phi_р'(\lambda_п) < \Phi'(\lambda_0)$) (рис. 1.71, *г*) и ошибка в измерении величины $\Phi'(\lambda_0)$ становится меньше.

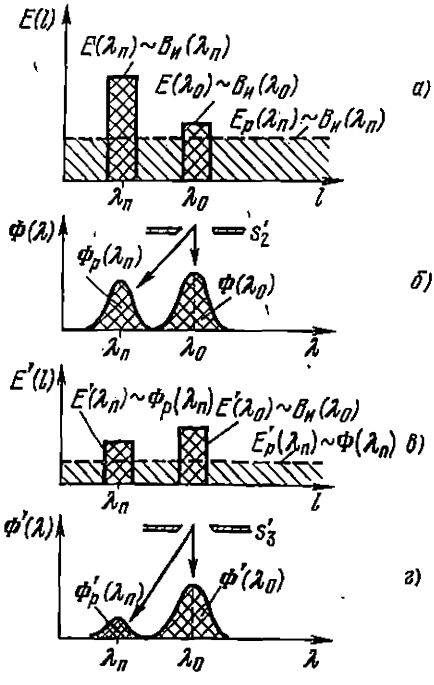


Рис. 1.71. К объяснению действия двойного монохроматора.

а) Распределение освещенности на щели s_2' вдоль линии дисперсии; *б*) потоки, выходящие из s_2'; *в*) освещенность на щели s_3'; *г*) потоки, выходящие из s_3'.

Однако отношение измеряемого потока к потоку рассеянного излучения $\Phi'(\lambda_0)/\Phi_р'(\lambda_п)$ зависит от отношения интегральных яркостей линий λ_0 и $\lambda_п$, и, следовательно, ошибка в измерении величины $\Phi'(\lambda_0)$ может оказаться все же достаточно большой.

С целью дальнейшего уменьшения паразитного рассеянного света в последнее время созданы монохроматоры тройного разложения, представляющие собой систему из трех последовательно действующих обычных монохроматоров.

При практическом использовании двойных, а тем более тройных монохроматоров большую роль играет идентичность элементов всех плеч монохроматора и строгая синхронность при поворотах диспергирующих систем в процессе сканирования, т. е. через выходную щель и все промежуточные щели должно проходить излучение одной и той же длины волны. Для обеспечения этого диспергирующие системы устанавливаются иногда на одном и том же поворотном столике или располагаются на одной и той же оси поворота и пр.

Отдельные монохроматоры, образующие двойной (или тройной) монохроматор, могут быть построены по различным оптическим схемам. Они могут иметь как зеркальную, так и линзовую фокусирующую оптику, причем в последнем случае необходима перефокусировка монохроматоров в процессе сканирования. В качестве диспергирующих систем используются как преломляющие призмы, так и дифракционные решетки. Некоторые конкретные схемы таких монохроматоров будут рассмотрены в § 2.8, § 3.8.

ГЛАВА 2

ПРИЗМЕННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Призменные спектральные приборы являются приборами с одномерной дисперсией. Оптическая схема такого прибора приведена на рис. 1.1. Основное назначение призменной системы — обеспечение дисперсии, т. е. пространственного разложения излучения по длинам волн. Вместе с тем призма как оптический элемент обладает рядом других свойств, которые играют определенную роль в работе спектрального прибора. Поэтому вначале мы остановимся на некоторых свойствах преломляющей призмы как оптического элемента. Будем при этом рассматривать не одну призму, а несколько, так как ряд свойств призмы неаддитивен.

§ 2.1. Преломление пучка света в главном сечении системы призм

Рассмотрим систему призм с параллельными преломляющими ребрами. Плоскость, перпендикулярная к преломляющим ребрам, называется *главным сечением* или главной плоскостью. Рассмотрим сначала преломление призмой луча света, лежащего в главном сечении, что соответствует преломлению параллельного пучка, лучи которого параллельны главному сечению.

Напишем законы преломления луча на всех гранях системы призм. Преломляющие углы призм обозначим через α_m, углы падения — через i_j, углы преломления — через i'_j, углы отклонения луча при преломлении на каждой грани — через φ_j (j — номер преломляющей грани призмы, m — номер призмы).

Для облегчения записи формул введем правило знаков для углов i_j, i'_j, φ_j и α_m. Угол между падающим, отраженным или преломленным лучом и нормалью к поверхности в точке падения луча будем считать положительным, если для его образования (раскрытия) нужно поворачивать луч от нормали по часовой стрелке, и отрицательным — при повороте против часовой стрелки. Схематически это правило иллюстрируется рис. 2.1, *а*.

Угол отклонения φ_j луча при преломлении будем считать положительным, если луч отклоняется от направления продолжения падающего луча по часовой стрелке, и отрицательным, если он отклоняется против часовой стрелки (см. рис. 2.1, *а*).

Угол α_m между двумя преломляющими плоскостями будем считать положительным, если для его образования (раскрытия)

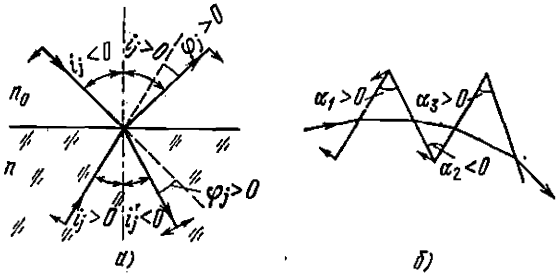


Рис. 2.1. Схема правила знаков для падающего, отраженного и преломленного лучей (*а*) и для преломляющих плоскостей (*б*).

нужно первую плоскость поворачивать вокруг ребра относительно второй плоскости по часовой стрелке, и отрицательным, если ее

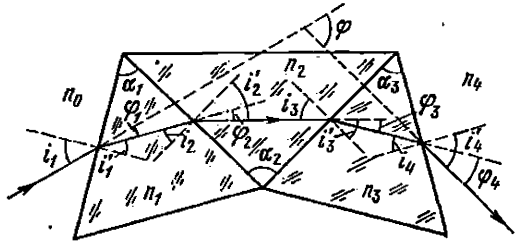


Рис. 2.2. Ход монохроматического луча через сложную систему призм.

нужно поворачивать против часовой стрелки (рис. 2.1, *б*). Первая и вторая плоскости считаются при этом по ходу светового луча.

Принятые правила знаков позволяют написать законы преломления и другие соотношения между углами α_m, i_j, i'_j и φ_j единообразно.

Рассмотрим для определенности систему призм, ограниченную четырьмя преломляющими плоскостями ($j = 1, 2, 3, 4$), с преломляющими углами каждой α_1, α_2 и α_3 (рис. 2.2) соответственно; пусть показатели преломления сред, в которых находятся призмы, и самих призм равны n_0, n_1, n_2, n_3, n_4.

В соответствии с принятым правилом знаков в такой системе $\alpha_1 > 0$, $\alpha_3 > 0$, $\alpha_2 < 0$. Все углы отклонения для изображенного

хода лучей положительны ($\varphi_j > 0$), углы i_1, i'_1, i_3, $i'_3 < 0$, i_2, i'_2, i_4, $i'_4 > 0$.

Для изображенной на рис. 2.2 сложной призмы запишем три системы уравнений:

I — систему, выражающую законы преломления для каждой плоскости; II — соотношения между углами отклонения, падения и преломления; III — геометрические соотношения между углами α_j и углами падения и преломления внутри каждой призмы.

Эти системы уравнений имеют следующий вид:

$$\begin{array}{c|c|c} \text{I} & \text{II} & \text{III} \\ n_0 \sin i_1 = n_1 \sin i'_1, & \varphi_1 = -i_1 + i'_1, & \alpha_1 = -i'_1 + i_2, \\ n_1 \sin i_2 = n_2 \sin i'_2, & \varphi_2 = -i_2 + i'_2, & \alpha_2 = -i'_2 + i_3, \\ n_2 \sin i_3 = n_3 \sin i'_3, & \varphi_3 = -i_3 + i'_3, & \alpha_3 = -i'_3 + i_4. \\ n_3 \sin i_4 = n_4 \sin i'_4, & \varphi_4 = -i_4 + i'_4; & \end{array} \qquad (2.1)$$

Или в общей форме:

$$\begin{array}{c|c|c} \text{I} & \text{II} & \text{III} \\ n_{j-1} \sin i_j = n_j \sin i'_j, & \varphi_j = -i_j + i'_j, & \alpha_j = -i'_j + i_{j+1}, \\ j = 1, 2, 3, 4; & j = 1, 2, 3, 4; & j = 1, 2, 3. \end{array} \qquad (2.1а)$$

Заметим, что здесь знаки углов не учтены, и для определения действительных знаков углов отклонения или преломления следует приписать углам i_j и i'_j знаки в соответствии с ходом луча. Так, например, чтобы определить знак угла φ_1, следует учесть, что $i_1 < 0$ и $i'_1 < 0$; тогда $\varphi_1 = i_1 - i'_1$, что действительно имеет место (см. рис. 2.2). Аналогично для определения знака α_2 следует учесть, что $i'_2 > 0$, а $i_3 < 0$; тогда $\alpha_2 = -(i'_2 + i_3) < 0$ в соответствии с принятым обозначением.

Найдем теперь полный угол отклонения монохроматического луча φ всей призменной системой (см. рис. 2.2). Для этой цели суммируем систему уравнений II. Имеем

$$\varphi = \sum_{j=1}^{4} \varphi_j = -\sum_{j=1}^{4} i_j + \sum_{j=1}^{4} i'_j.$$

Далее суммируем систему уравнений III:

$$\sum_{j=1}^{3} \alpha_j = -\sum_{j=1}^{3} i'_j + \sum_{j=2}^{4} i_j.$$

Прибавляя и вычитая отсюда величины i_1 и i'_4, получим

$$\sum_{j=1}^{3} \alpha_j = +i'_4 - i_1 - \sum_{j=1}^{4} i'_j + \sum_{j=1}^{4} i_j.$$

Сумма последних двух членов равна полному углу отклонения φ, и, следовательно,

$$\varphi = -i_1 + i_4' - \sum_{j=1}^{3} \alpha_j. \tag{2.2}$$

Здесь сумма $\sum_{j=1}^{3} \alpha_j$ для данной призменной системы является величиной постоянной, а значение угла i_4' зависит от угла i_1, причем связь между углами i_4' и i_1 задается системой уравнений I. Таким образом, для заданной призменной системы (α_m, n_j) полный угол отклонения луча φ зависит от угла падения луча i_1 на первую преломляющую грань, т. е. $\varphi = \varphi(i_1)$. Анализ показывает, что эта функция имеет минимум при некотором значении угла $i_1 = i_{1мо}$, называемом *углом падения для минимума отклонения*.

Дифференцируя (2.2), найдем условие минимума отклонения:

$$\frac{d\varphi}{di_1} = \frac{di_4'}{di_1} - 1 = 0,$$

откуда

$$\frac{di_4'}{di_1} = 1, \quad \text{или} \quad di_4' = di_1. \tag{2.3}$$

Легко видеть, что выражение di_4'/di_1 представляет собой угловое увеличение системы для лучей, лежащих в главной плоскости, или *меридиональное угловое увеличение*, т. е. $di_4'/di_1 = \Gamma_м$ (см. § 1.1 и (1.8)). Таким образом, призменная система как оптический элемент обладает угловым увеличением, равным единице, при ходе луча в системе, соответствующем минимуму отклонения. Но при $i_1 \neq i_{1мо}$ $\Gamma_м \neq 1$.

Угловое увеличение призмы и системы призм. Найдем, как $\Gamma_м$ выражается через углы падения и преломления. Для этой цели продифференцируем системы уравнений I и III в (2.1а) при постоянных значениях n_j, так как мы рассматриваем преломление монохроматического луча. После дифференцирования получим

$$n_{j-1} \cos i_j \, di_j = n_j \cos i_j' \, di_j', \qquad j = 1, 2, 3, 4;$$

$$0 = -di_j' + di_{j+1}, \qquad j = 1, 2, 3.$$

Перемножив правые и левые части первой системы для значений $j = 1, 2, 3, 4$ и сократив n_j, с учетом равенства $di_j' = di_{j+1}$ находим окончательно

$$\Gamma_м = \frac{di_4'}{di_1} = \frac{n_0}{n_4} \frac{\cos i_1 \cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}{\cos i_1' \cos i_2' \cos i_3' \cos i_4'} = \frac{n_0}{n_4} \prod_{j=1}^{4} \frac{\cos i_j}{\cos i_j'}. \tag{2.4}$$

Если система призм находится в однородной среде, например в воздухе, то $n_0 = n_4$ и

$$\Gamma_м = \prod_{j=1}^{4} \frac{\cos i_j}{\cos i'_j}.$$

Найдем ход лучей в отдельных призмах системы (см. рис. 2.2) при условии минимума отклонения, т. е. при $\Gamma_м = 1$, но сначала рассмотрим ход лучей в одной призме, находящейся в однородной среде (рис. 2.3). Выражение для углового увеличения одной призмы получим из (2.4), положив $j = 1, 2$:

$$\Gamma_м = \frac{di'_2}{di_1} = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}. \qquad (2.5)$$

Условию $\Gamma_м = 1$ удовлетворяет $|i_1| = |i'_2|$ и $|i_2| = |i'_1|$, что соответствует симметричному ходу луча в призме (см. рис. 2.3).

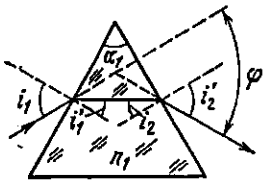


Рис. 2.3. Ход лучей в одной призме.

Поскольку $\alpha_1 = -i'_1 + i_2$ (см. (2.1)) и $i'_1 < 0$, то $\alpha_1 = i'_1 + i_2 = 2i_2$, или $i'_1 = i_2 = {}^1/_2\alpha_1$.

Для угла отклонения $\varphi = i'_2 - i_1 - \alpha_1$ при $i_1 < 0$ получим

$$\varphi_{min} = 2i_{1мо} - \alpha_1.$$

Вернемся к нашей системе с четырьмя преломляющими гранями (см. рис. 2.2) при $n_0 = n_4$. Условию $\Gamma_м = 1$ можно удовлетворить в следующих двух частных случаях.

Случай 1. $i_1 = i'_2$, $i'_1 = i_2$, $i_3 = i'_4$, $i'_3 = i_4$. При учете этих равенств из системы уравнений I и III (см. (2.1)) следует, что

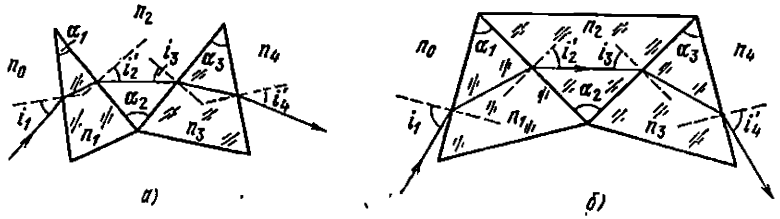


Рис. 2.4. Ход лучей в минимуме отклонения в системе из двух произвольных призм в однородной среде (*а*) и в минимуме отклонения в симметричной системе из трех призм (*б*).

$n_2 = n_4 = n_0$, $i'_1 = {}^1/_2\alpha_1$ и $i'_3 = {}^1/_2\alpha_3$. Это означает, что условию $\Gamma_м = 1$ можно удовлетворить, если призмы с преломляющими углами α_1 и α_3 и показателями преломления n_1 и n_3 находятся в однородной среде (в воздухе) и в каждой из них осуществляется симметричный ход луча (рис. 2.4, *а*), причем преломляющие углы

этих призм α_1 и α_3 и показатели преломления последних могут быть произвольными, но угол α_2 должен быть вполне определенным и равным $\alpha_2 = -i_2' + i_3$.

Итак, если имеется несколько произвольных призм на воздухе и в каждой из них луч проходит в условиях минимума отклонения, то можно осуществить такое их взаимное расположение, чтобы отклонение луча во всей системе тоже было минимальным.

Случай 2. $i_1 = i_4'$, $i_1' = i_4$, $i_2 = i_3'$, $i_2' = i_3$. При выполнении этих равенств из систем I и III (см. (2.1)) следует, что $n_0 = n_4$, $n_1 = n_3$, $\alpha_1 = \alpha_3$, n_2 может иметь любое значение и $i_3 = {}^1/_2\alpha_2$. Иными словами, материалы и преломляющие углы первой и третьей призм должны быть одинаковыми, а вторая призма может быть

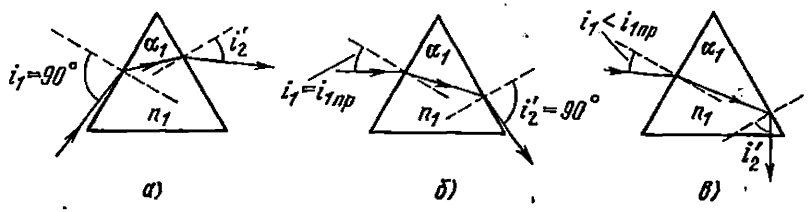


Рис. 2.5. Предельные углы падения луча на призму.

любой, но в ней должен осуществляться симметричный ход лучей, т. е. она должна находиться в условиях минимума отклонения. Ход лучей в первой и третьей призмах может быть несимметричным, но он должен быть таким, чтобы осуществлялся симметричный ход лучей во всей системе в целом, т. е. чтобы $i_1 = i_4'$ (рис. 2.4, *б*).

Полученные для системы призм с четырьмя преломляющими поверхностями выражения для угла полного отклонения (см. (2.2)), углового увеличения (см. (2.4)) и условия минимума отклонения (см. (2.3)) можно обобщить для случая произвольного числа k преломляющих поверхностей. По аналогии с (2.2) — (2.4) напишем

$$\varphi = -i_1 + i_k' - \sum_{j=1}^{k-1} \alpha_j, \tag{2.6}$$

$$\Gamma_м = \frac{di_k'}{di_1} = \frac{n_0}{n_k} \prod_{j=1}^{k} \frac{\cos i_j}{\cos i_j'}, \tag{2.7}$$

$$\Gamma_м = \frac{di_k'}{di_1} = 1. \tag{2.8}$$

При преломлении луча в одной трехгранной призме угол падения i_1 на первую грань может изменяться лишь в определенном интервале от $i_1 = 90°$ (рис. 2.5, *а*) до некоторого предельного

значения $i_1 = i_{1пр}$, при котором луч после выхода из второй грани призмы образует с нормалью к ней угол $i_2' = 90°$ (рис. 2.5, *б*). Если $i_1 < i_{1пр}$, то на второй грани луч претерпевает полное внутреннее отражение и не проходит через нее (рис. 2.5, *в*). Значение предельного угла падения зависит от преломляющего угла призмы α_1 и показателя преломления материала призмы n_1. Величину $i_{1пр}$ можно определить из решения систем уравнений I и III (см. (2.1)) для одной призмы при требовании $i_2' = 90°$. Легко найти, что

$$\sin i_{1пр} = \cos \alpha_1 - \sin \alpha_1 \sqrt{(n_1/n_0)^2 - 1}.$$

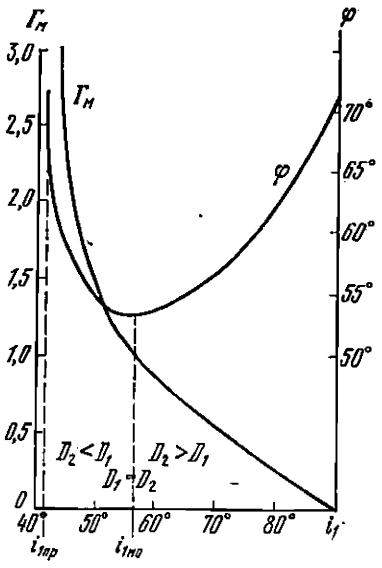


Рис. 2.6. Зависимость углового увеличения $\Gamma_м$ одной призмы и угла отклонения φ от угла падения луча i_1 на входную грань призмы.

В зависимости от значений α_1 и n_1 величина $i_{1пр}$ может быть как отрицательной, так и положительной (в соответствии с принятым правилом знаков), а может равняться нулю. Так, для $n_1 = 1{,}7$ $i_{1пр} = 0$ при $\alpha_1 = 36°40'$. При большем угле α_1 $i_{1пр} < 0$ (т. е. падающий луч проходит слева от нормали), а при меньшем α_1 $i_{1пр} > 0$ (т. е. луч проходит справа от нормали). Так как обычно $\alpha_1 \approx 60°$, то $i_1 < 0$ и для $\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}7$ получаем $i_{1пр} = 41°20'$.

Зависимость углового увеличения призмы от угла падения. В соответствии с (2.5) имеем $\Gamma_м = 0$ при $i_1 = 90°$ и $\Gamma_м = \infty$ при $i_1 = i_{1пр}$ ($i_2' = 90°$). Как мы видим, угловое увеличение призмы изменяется в очень широких пределах: $0 \leqslant \Gamma_м \leqslant \infty$. График зависимости $\Gamma_м$ от угла i_1 приведен *) на рис. 2.6. На рис. 2.6 изображен также график зависимости угла отклонения φ от i_1 для той же призмы, для которой $i_{1мо} = 56°46'$ и $i_{1пр} = 41°25'$.

В призменном спектральном приборе лучи всех длин волн, выходящие из коллиматора, падают на входную грань призмы под одним и тем же углом $i_1 = \text{const}$. Но вследствие дисперсии углы i_1', i_2 и i_2' для разных длин волн различны, а потому $\Gamma_м$ и угол отклонения φ оказываются различными для разных длин волн.

*) Здесь и далее для иллюстрации приводятся графики, рассчитанные для призм из стекла марки ТФ-2 с $n_1 = 1{,}673$ и $\alpha_1 = 60°$.

Пусть, например, мы имеем две длины волны $\lambda_{кр}$ и $\lambda_ф$ ($\lambda_{кр} > \lambda_ф$). Обычно $n_ф > n_{кр}$, и, значит, угол i_1' для фиолетовых лучей меньше, а углы i_2 и i_2' больше, чем для красных (рис. 2.7).

Непосредственный расчет углового увеличения показывает, что влияние изменения углов i_1' и i_2 на $\Gamma_м$ относительно невелико, а основную роль играет изменение угла i_2'. Поскольку угол i_2' для фиолетовых лучей больше, чем для красных, то $\Gamma_м(ф) > \Gamma_м(кр)$. Это означает, что ширина изображения щели s_2 в фиолетовых лучах больше, чем в красных. В § 1.2 мы установили

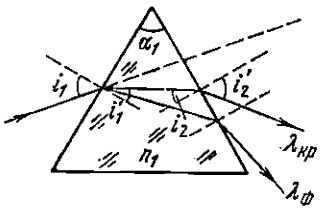


Рис. 2.7. Преломление лучей с различными длинами волн.

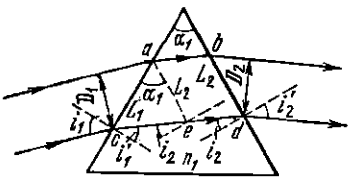


Рис. 2.8. К выводу соотношения $D_1 di_1 = D_2 di_2'$.

связь между угловым увеличением и шириной параллельного пучка, падающего на диспергирующую систему и выходящего из нее (см. (1.8), (1.9) и рис. 1.8). Для используемых здесь обозначений углов соотношение (1.8) имеет вид

$$\Gamma_м = \frac{di_2'}{di_1} = \frac{D_1}{D_2}. \qquad (2.9)$$

В случае призмы данное соотношение легко получить непосредственно из законов преломления.

Пусть на призму (рис. 2.8) падает параллельный пучок и его ширина в главном сечении равна D_1, а после преломления в призме — D_2. Эти пучки отсекают на преломляющих гранях призмы отрезки L_1 и L_2 длиной

$$L_1 = \frac{D_1}{\cos i_1} \quad и \quad L_2 = \frac{D_2}{\cos i_2'}.$$

Проведем из точки a (см. рис. 2.8) линию, параллельную второй преломляющей грани. Тогда для треугольника ace запишем

$$\frac{L_1}{\sin(90° - i_2)} = \frac{L_2}{\sin(90° - i_1')}, \quad или \quad \frac{L_1}{\cos i_2} = \frac{L_2}{\cos i_1'}.$$

Подставляя выражения для L_1 и L_2 и учитывая (2.5), получим

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i_1' \cos i_2'} = \Gamma_м = \frac{di_2'}{di_1},$$

что совпадает с (2.9).

Выражение (2.9) можно обобщить на систему с любым числом призм, установленных в различных средах:

$$\Gamma_{\text{м}}' = \frac{di_k'}{di_1} = \frac{n_0 D_1}{n_k D_k}, \quad \text{или} \quad n_0 D_1\, di_1 = n_k D_k\, di_k', \tag{2.10}$$

где n_0 и n_k — показатели преломления среды, граничащей с входной и выходной гранями системы соответственно, D_k — ширина параллельного пучка, выходящего из последней грани призменной системы, $\Gamma_{\text{м}}$ — угловое увеличение всей системы.

Заметим, что соотношения (2.9) и (2.10) справедливы лишь в том случае, когда при прохождении параллельного пучка через призменную систему не происходит дополнительного ограничения пучка. Это условие не всегда выполняется для призмы и особенно для системы призм.

Вернемся к рассмотрению преломления в одной призме. Поскольку при изменении угла i_1 угловое увеличение призмы $\Gamma_{\text{м}}$ изменяется в пределах от 0 до ∞ (см. рис. 2.6), то из (2.9) следует, что и отношение ширин параллельных пучков D_1/D_2 также изменяется в широких пределах. В области изменения угла i_1 $i_{1\text{пр}} < i_1 < i_{1\text{мо}}$ $\Gamma_{\text{м}} > 1$ и $D_2 < D_1$; в области $i_{1\text{мо}} < i_1 < 90°$ $\Gamma_{\text{м}} < 1$ и $D_2 > D_1$. При $i_1 = i_{1\text{мо}}$ $\Gamma_{\text{м}} = 1$, $D_1 = D_2$ (см. рис. 2.6). Но уравнение (2.9) строго выполняется лишь в случае, если параллельный пучок не заполняет всю призму, как, например, изображено на рис. 2.8. В большинстве же современных спектральных приборов призма служит апертурной диафрагмой, ограничивающей действующую ширину параллельного пучка. Тогда оказывается, что для некоторых длин волн возможно дополнительное ограничение ширины пучка, вошедшего через входную грань призмы, и поэтому $D_1/D_2 \neq \Gamma_{\text{м}}$. Это связано с тем, что у призмы (в отличие от дифракционной решетки) входная и выходная апертурные диафрагмы не совпадают друг с другом.

Обычно в спектральном приборе призменная система устанавливается в положении минимума отклонения для длин волн в средней области спектра. Для нее $\Gamma_{\text{м}} = 1$ и параллельный пучок полностью заполняет призму — его крайние лучи проходят через вершину призмы и вдоль основания призмы (рис. 2.9). Тогда пучки с длинами волн в остальных областях спектра проходят через призму не в минимуме отклонения: для более коротковолновой части спектра $\Gamma_{\text{м}} > 1$, а для более длинных волн $\Gamma_{\text{м}} < 1$. Это означает, что ширины изображений щели коллиматора и соответственно светосила по освещенности (см. (1.64)) различны для различных длин волн. Кроме того, для более коротковолновой части спектра в призме возникает дополнительное уменьшение светосилы за счет виньетирования выходной гранью призмы. В самом деле, пусть, например, на призму падает параллельный пучок шириной D_1, содержащий излучения трех длин волн: λ_1,

λ_2 и λ_3, причем $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ и соответственно $n_1 < n_2 < n_3$. Пусть призма установлена в положение минимума отклонения для λ_2. Для этой длины волны $\Gamma_м(\lambda_2) = 1$, $D_2(\lambda_2) = D_1(\lambda_2)$ (см. рис. 2.9) и призма полностью заполнена. Поскольку $n_1 < n_2$, то на входной грани угол преломления i_1' пучка излучения с λ_1 больше, чем для пучка с λ_2, и поэтому выходная грань призмы не вся освещена. Действующая ширина пучка $D_2(\lambda_1)$ определяется входной гранью L_1 призмы, и соотношение $D_1(\lambda_1)/D_2(\lambda_1)' = \Gamma_м$ выполняется. Для пучка излучения с λ_3 угол преломления i_1' на входной грани призмы меньше, чем для пучка с λ_2 (так как

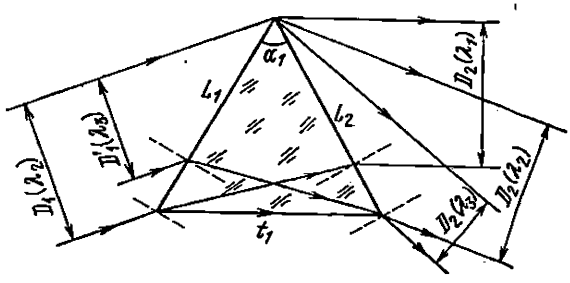


Рис. 2.9. Виньетирование параллельного пучка выходной гранью L_2 призмы. $D_1'(\lambda_3) < D_1(\lambda_2)$.

$n_3 > n_2$), в результате чего часть параллельного пучка попадает на основание призмы и не выходит через вторую грань призмы. В этом случае происходит уменьшение действующей ширины входного пучка вследствие его ограничения выходной гранью L_2 призмы ($D_1'(\lambda_3) < D_1(\lambda_2)$). Для рассмотренного хода лучей, очевидно,

$$\frac{D_1'(\lambda_3)}{D_2(\lambda_3)} = \Gamma_м(\lambda_3) \neq \frac{D_1(\lambda_3)}{D_2(\lambda_3)}.$$

Уменьшение действующей ширины входного пучка приводит к дополнительному уменьшению светосилы прибора.

Для одной призмы этот эффект, как показывает расчет, относительно мал, но для системы из нескольких призм одинаковых размеров, изготовленных из материала с большой дисперсией, он может быть заметным при большой разности длин волн. Для системы призм и в более длинноволновой области спектра также наступает виньетирование вследствие ограничения ширины пучка входными гранями последующих призм.

Указанные выше эффекты следует иметь в виду при спектрофотометрических измерениях.

§ 2.2. Преломление в призме луча, не лежащего в главном сечении. Кривизна изображения щели

Пусть ось параллельного после прохождения объектива коллиматора пучка лучей, выходящего из центральной точки o щели, лежит в главном сечении; тогда оси пучков лучей, выходящих из всех других точек щели, например a и $б$ (рис. 2.10), образуют с главным сечением некоторый угол θ_1. Максимальное его значение определяется из равенства

$$\operatorname{tg}\theta_1 = \frac{h_1}{2f_1}. \tag{2.11}$$

Найдем соотношения, описывающие ход в одной призме лучей, не лежащих в главном сечении. Пусть луч a_1A (рис. 2.11), падающий на входную грань призмы, составляет с нормалью в точке

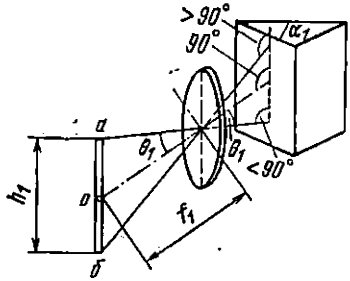


Рис. 2.10. Ход в призме лучей, выходящих из крайних точек щели a и $б$.

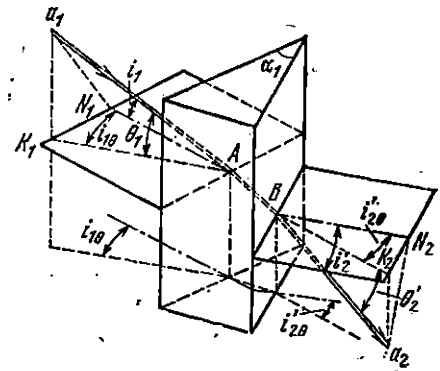


Рис. 2.11. Преломление в призме луча, лежащего вне главного сечения.

a_1A — падающий луч, AN_1 — нормаль в точке A, AK_1 — проекция луча aA на главное сечение, Ba_2 — выходящий из призмы луч, BN_2 — нормаль в точке B, BK_2 — проекция луча Ba_2 на главное сечение.

падения A угол i_1 и не лежит в главном сечении призмы. Согласно законам преломления падающий луч, преломленный луч и нормаль в точке падения лежат в одной плоскости, и для углов i_1 и i_1', где i_1' — угол преломления, выполняется равенство

$$n_0 \sin i_1 = n_1 \sin i_1'. \tag{2.12}$$

Спроектируем падающий a_1A и преломленный AB лучи *) на главное сечение призмы, в котором лежит нормаль N_1A в точке падения (см. рис. 2.11).

*) На рис. 2.11 для простоты показаны проекции только луча, падающего на призму, и луча, выходящего из призмы.

Углы, образованные лучами a_1A и AB и их проекциями на главное сечение, обозначим через θ_1 и θ_1' соответственно, а углы между проекциями тех же лучей и нормалями в точках падения — через $i_{1\theta}$ и $i_{1\theta}'$ (см. рис. 2.11).

Найдем законы преобразования углов θ_1 и θ_1', а также $i_{1\theta}$ и $i_{1\theta}'$. Из построения следует, что углы i_1 и i_1', входящие в (2.12), связаны с углами θ_1 и θ_1', $i_{1\theta}$ и $i_{1\theta}'$ следующими соотношениями:

$$\cos i_1 = \cos\theta_1 \cos i_{1\theta}, \quad \cos i_1' = \cos\theta_1' \cos i_{1\theta}', \tag{2.13}$$

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_1'} = \frac{\sin\theta}{\sin\theta_1'}, \tag{2.14}$$

$$\frac{\operatorname{tg} i_1}{\operatorname{tg} i_1'} = \frac{\operatorname{tg} i_{1\theta}}{\operatorname{tg} i_{1\theta}'}. \tag{2.15}$$

Используя (2.12) и (2.14), легко увидеть, что

$$n_0 \sin\theta_1 = n_1 \sin\theta_1'. \tag{2.16}$$

Это означает, что углы между лучами и их проекциями удовлетворяют соотношению, которое напоминает обычный закон преломления для углов i_1' и i_1 (2.12).

Далее, используя (2.12), (2.13) и (2.15), найдем

$$n_0 \cos\theta_1 \sin i_{1\theta} = n_1 \cos\theta_1' \sin i_{1\theta}'. \tag{2.17}$$

Аналогичным образом можно рассмотреть преломление луча на второй грани призмы и перейти от обычного закона преломления $n_1 \sin i_2 = n_0 \sin i_2'$ к законам преобразования углов θ_2 и θ_2' между падающим и преломленным лучами и их проекциями на главное сечение, а также к законам преобразования углов $i_{2\theta}$ и $i_{2\theta}'$ между проекциями этих лучей и нормалью в точке B — точке выхода луча из второй грани. Получим

$$n_1 \sin\theta_2 = n_0 \sin\theta_2', \tag{2.18}$$

$$n_1 \cos\theta_2 \sin i_{2\theta} = n_0 \cos\theta_2' \sin i_{2\theta}'. \tag{2.19}$$

Поскольку углы $i_{1\theta}$, $i_{1\theta}'$, $i_{2\theta}$ и $i_{2\theta}'$ лежат в главном сечении, где лежит и угол α_1 призмы, то, как и в системе III (см. (2.1)), имеет место равенство

$$\alpha_1 = i_{2\theta} - i_{1\theta}'. \tag{2.20}$$

Углы θ_1' и θ_2, образованные лучом AB, проходящим внутри призмы, и его проекциями на любые два главных сечения, лежат в одной и той же плоскости и относятся к одному и тому же лучу, и поэтому из построения непосредственно следует, что

$$\theta_1' = \theta_2. \tag{2.21}$$

Используя (2.16), (2.18) и (2.21), легко найти, что

$$\theta_1 = \theta_2. \tag{2.22}$$

Равенство (2.22) показывает, что угол между падающим лучом и его проекцией на главное сечение после преломления в призме не изменяется. Это означает, что в сагиттальном сечении призмы, т. е. в сечении, перпендикулярном к главному сечению, призма действует как плоскопараллельная пластинка. Из (2.22) также следует, что $d\theta_1 = d\theta_2'$, или

$$\frac{d\theta_2'}{d\theta_1} = \Gamma_c = 1, \tag{2.23}$$

где Γ_c — *сагиттальное угловое увеличение призмы*, причем Γ_c, в отличие от $\Gamma_м$, не зависит от угла падения луча на призму.

Вернемся к законам преобразования углов $i_{1\theta}$, $i_{1\theta}'$, $i_{2\theta}$ и $i_{2\theta}'$.

Учитывая (2.21) и (2.22), выражения (2.17) и (2.19) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sin i_{1\theta} &= n^* \sin i_{1\theta}', \\ \sin i_{2\theta}' &= n^* \sin i_{2\theta}, \end{aligned} \tag{2.24}$$

где

$$n^* = \frac{n_1 \cos\theta_2}{n_0 \cos\theta_2'} = \frac{n_1 \cos\theta_1'}{n_0 \cos\theta_1}. \tag{2.25}$$

Соотношения (2.24) напоминают обычные законы преломления в призме для луча, лежащего в главном сечении, а n^* играет роль условного показателя преломления, зависящего от угла θ_1. Преобразуем (2.25), выразив n^* только через θ_1.

Из (2.16) и (2.25) путем элементарных преобразований можно получить

$$n^* = \frac{n_1}{n_0}\sqrt{1 + \frac{n_1^2 - n_0^2}{n_1^2}\operatorname{tg}^2\theta_1}.$$

Поскольку максимальное значение $\operatorname{tg}\theta_1 = h_1/2f_1$ (см. (2.11)) много меньше единицы, то приближенно

$$n^* \approx n_1 + \frac{1}{2}\frac{n_1^2 - 1}{n_1}\operatorname{tg}^2\theta_1. \tag{2.26}$$

Здесь мы положили, что $n_0 = 1$ (призма в воздухе).

Выражение (2.26) показывает, что $n^* > n_1$ и возрастает с увеличением θ_1. В зависимости n^* от θ_1 и лежит причина искривления изображения щели: чем больше n^*, тем больше, в соответствии с (2.24), угол $i_{2\theta}'$, т. е. тем больше смещается изображение точки щели в фокальной плоскости камерного объектива (рис. 2.12, *а*). Для верхней и нижней точек входной щели *а* и *б* по ее высоте $\theta_1 > 0$ и $n^* > n_1$. Поэтому в плоскости изображения щели проекции этих точек a' и $б'$ смещены от точки o' на величину dl.

Кривизна изображения щели. Чтобы найти выражение для кривизны изображения щели, необходимо установить связь между

приращениями углов $d\theta_1$ и $di'_{2\theta}$. Это можно сделать, если продифференцировать выражения (2.24), учитывая, что в случае прямой входной щели, параллельной преломляющему ребру призмы,

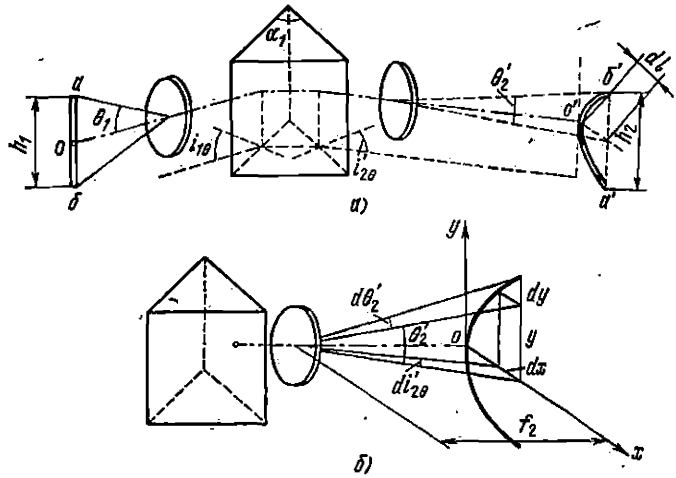


Рис. 2.12. К объяснению искривления изображения щели (*а*) и к определению радиуса кривизны ее изображения (*б*).

угол $i_{1\theta}$ = const, т. е. имеет постоянное значение для всех точек щели по ее высоте, и поэтому $di_{1\theta} = 0$.

Преобразуя предварительно выражение (2.24), учитывая (2.20) и произведя дифференцирование, получим после элементарных преобразований

$$di'_{2\theta} = dn^* \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_{1\theta} \cos i'_{2\theta}}.$$

Дифференцируя далее (2.26), считая n_1 = const и $dn_1 = 0$ (монохроматическое излучение), найдем

$$dn^* = \frac{n_1^2 - 1}{n_1} \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\cos^2 \theta_1} d\theta_1;$$

подставляя dn^* в выражение для $di'_{2\theta}$, получим окончательно

$$di'_{2\theta} = \frac{n_1^2 - 1}{n_1} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_{1\theta} \cos i'_{2\theta}} \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\cos^2 \theta_1} d\theta_1. \qquad (2.27)$$

Мы видим, что $di'_{2\theta}$ не пропорционально $d\theta_1$, так как коэффициент при $d\theta_1$ зависит от угла θ_1. Это означает, что изображение щели искривлено, и в первом приближении, при относительно небольших значениях θ_1, его можно считать имеющим форму окружности. Вычислим радиус ее кривизны.

На рис. 2.12, *б* схематически изображен ход лучей при образовании искривленного изображения щели. Здесь плоскость xy — фокальная плоскость камерного объектива с фокусным расстоянием f_2. Ось y параллельна преломляющему ребру призмы, ось x — параллельна линии дисперсии. $d\theta_2'$ — приращение угла θ_2 в сагиттальной, $di_{2\theta}'$ — приращение угла $i_{2\theta}'$ в меридиональной плоскостях, обусловленные изменением угла θ_1 на $d\theta_1$ в фокальной плоскости входного коллиматора. При этом $\theta_2' = \theta_1$ (см. (2.22)), $d\theta_2' = d\theta_1$, а связь между $di_{2\theta}'$ и $d\theta_1$ дается выражением (2.27).

Пусть искривленное изображение щели описывается уравнением окружности вида

$$r^2 = (x - x_0)^2 + y^2,$$

где r — радиус кривизны изображения с центром на оси x. Поскольку угловая высота щели обычно невелика, а радиус кривизны велик, т. е. $r \gg y$, то, дифференцируя уравнение окружности, найдем

$$\frac{dx}{dy} = \frac{y}{x - x_0} \approx \frac{y}{r}.$$

Вместе с тем из рис. 2.12, *б* следует, что $dx = f_2 di_{2\theta}'$ и $y/f_2 = \operatorname{tg} \theta_2'$. Тогда $dy = f_2\, d\theta_2'/\cos^2 \theta_2'$. Подставляя величины dx и dy в предыдущее соотношение, получим

$$\frac{y}{r} = \cos^2 \theta_2' \frac{di_{2\theta}'}{d\theta_2'}.$$

Учитывая, что $\theta_2' = \theta_1$ и $d\theta_2' = d\theta_1$, и производя сокращения, находим из (2.27) окончательное выражение для кривизны изображения щели:

$$\frac{1}{r_{\text{п}}} = \frac{n_1^2 - 1}{f_2 n_1} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_{1\theta}' \cos i_{2\theta}'}. \qquad (2.28)$$

Поскольку обычно углы θ_1 малы, то в знаменателе (2.28) углы $i_{1\theta}'$ и $i_{2\theta}'$ можно заменить на углы i_{10}' и i_{20}', т. е. углы отклонения лучей, лежащих в главной плоскости при $\theta_1 = 0$.

Проведем анализ выражения (2.28). Мы уже указывали, что с увеличением угла θ_1 угол отклонения $i_{2\theta}'$ также увеличивается. Это означает, что выпуклость искривленного изображения обращена в сторону более длинных волн (см. рис. 2.12, *а*, *б*). Далее, поскольку при заданном угле падения $i_{1\theta}$ угол отклонения $i_{2\theta}'$ значительно возрастает с уменьшением длины волны и, кроме того, показатель преломления n_1 также возрастает с уменьшением длины волны, то из выражения (2.28) следует, что радиус кривизны уменьшается с уменьшением длины волны. Схематически эффект зависимости радиуса кривизны от длины волны изображен

на рис. 2.13. Если призма установлена в положении минимума отклонения для луча, лежащего в главном сечении при $\theta_1 = 0$, то $i_{10} = i'_{20}$, $i'_{10} = i_{20} = {}^1/_2\alpha_1$ (симметричный ход луча) и выражение для кривизны изображений щели (2.28) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{r_п} = \frac{2}{f_2}\,\frac{n_1^2-1}{n_1}\,\frac{\sin(\alpha_1/2)}{\sqrt{1-n_1^2\sin^2(\alpha_1/2)}}. \qquad (2.29)$$

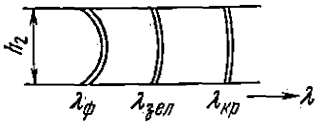


Рис. 2.13. Схематическое представление искривленных изображений щели для различных длин волн видимого спектра.

В полученном выражении величина $1/r_п$ зависит только от α_1 и n_1, и поэтому оно обычно используется для оценки величины $r_п$.

В качестве примера оценим величину $r_п$ при $\alpha_1 = 60°$, $n_1 = 1{,}6$. Расчет по (2.29) дает $r_п = 0{,}61 f_2$. Если $f_2 = 300$ мм, то $r_п = 183$ мм.

В дальнейшем (см. ниже § 2.5) мы покажем, что для диспергирующей системы, состоящей из нескольких призм, результирующая кривизна в общем случае не равна сумме кривизн, вызванных отдельными призмами. Лишь в случае, когда все призмы установлены в положении минимума отклонения, кривизна изображения, созданного системой призм, равна сумме кривизн, вызванных отдельными призмами.

§ 2.3. Астигматизм призмы

Если на идеальную призму падает строго параллельный пучок света, то после преломления в призме он останется параллельным, так как любой его луч преломляется на всех гранях призмы одинаково. Если же на призму падает сходящийся или расходящийся гомоцентрический пучок, то после преломления в призме он становится не гомоцентрическим, т. е. его лучи или их продолжения (в случае расходящегося первоначального пучка) не пересекаются в одной точке. Иначе говоря, сферическая волна после преломления в призме перестает быть сферической — возникает астигматизм. Он проявляется в том, что после преломления в призме точки пересечения лучей пучка образуют два взаимно перпендикулярных отрезка — астигматические фокусы [1.1, 1.2]. Возникновение астигматизма связано с тем, что законы преобразования пучков лучей при преломлении на границе сред различны для лучей, расположенных в сагиттальной и меридиональной плоскостях.

Поскольку наличие астигматизма приводит к искажению изображения щели, то, казалось бы, для устранения астигматизма всегда следует посылать на призму строго параллельный пучок света. Но практически это не всегда возможно при использова-

нии линзовых объективов коллиматора из-за наличия остаточного хроматизма. Хорошо известно, что нельзя рассчитать и изготовить линзовый объектив, свободный от хроматической аберрации, т. е. объектив с фокусным расстоянием, одинаковым для всех длин волн. При наличии хроматической аберрации входная щель коллиматора может быть установлена строго в фокусе лишь для какой-либо одной длины волны, а для других длин волн он окажется либо ближе, либо дальше соответствующего фокуса. В результате этого из объектива коллиматора выйдет строго параллельным пучок лишь какой-либо одной длины волны, а для других длин волн пучки будут либо сходящимися, либо расходящимися. На рис. 2.14 изображен случай, когда входная щель установлена в фокусе для зеленых лучей $f_{зел}$, а $f_{кр} > f_{зел}$ и $f_{син} < f_{зел}$. Тогда пучок зеленых лучей выйдет из объектива параллельным, синих — сходящимся, а красных — расходящимся. После преломления в призме пучок зеленых лучей останется параллельным, а пучки синих и красных лучей будут астигматическими. Количественно астигматизм обычно оценивается по величине астигматической разности δ_{ast}, т. е. по расстоянию между меридиональными и сагиттальными фокусами пучка. Структура астигматического пучка, выходящего из призмы, схематически изображена на рис. 2.15, *а*. Мы видим, что один из астигматических отрезков параллелен преломляющему ребру призмы и, следовательно, перпендикулярен к главному сечению, а другой лежит в этом сечении.

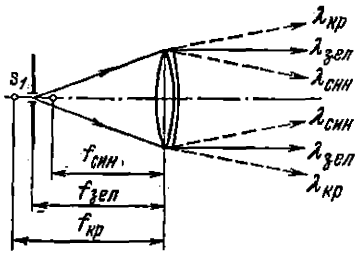


Рис. 2.14. Влияние хроматической аберрации объектива коллиматора на структуру выходящего из него пучка.

Не приводя довольно сложных выкладок [1.1], запишем общее выражение для возникающей астигматической разности при падении на призму бесконечно узкого сходящегося пучка, ось которого расположена в главном сечении:

$$\delta_{ast} = t\left(\frac{1}{\Gamma_м^2} - 1\right) - \frac{d}{n_1}\left[\left(\frac{\cos i_2'}{\cos i_2}\right)^2 - 1\right], \qquad (2.30)$$

где t — расстояние от точки падения пучка на призму до точки схождения продолжения лучей в падающем гомоцентрическом пучке, d — длина пути в призме для осевого луча (рис. 2.15, *б*), $\Gamma_м$ — меридиональное угловое увеличение призмы (см. (2.5)).

Из (2.30) мы видим, что астигматическая разность состоит из двух членов: $\delta_{ast} = \delta_1 - \delta_2$, которые зависят от угла падения пучка на призму i_1. Первый член, $\delta_1 = t\,(1/\Gamma_м^2 - 1)$, содержащий

величину $\Gamma_м^{-2}$, значительно изменяется при изменении угла i_1: от $+\infty$ при $i_1 = 90°$ ($\Gamma_м = 0$) до $-t$ при $i_1 = i_{1пр}$ ($\Gamma_м = \infty$). При угле минимума отклонения $i_1 = i_{1мо}$ $\Gamma_м = 1$ и $\delta_1 = 0$. Второй член, $\delta_2 = \frac{d}{n_1}\left[\left(\frac{\cos i_2'}{\cos i_2}\right)^2 - 1\right]$, зависит от величины d — пути, проходимого пучком в призме, и не обращается в нуль при угле

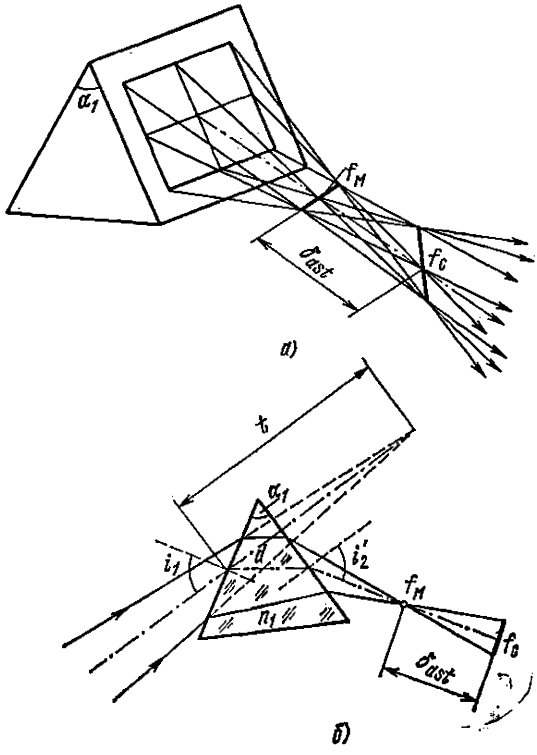


Рис. 2.15. Структура астигматического пучка после преломления в призме (*а*) и ход лучей в главной плоскости при преломлении в призме сходящегося пучка (*б*).

минимума отклонения. По абсолютной величине он мал лишь у призм с малым преломляющим углом α_1 (малое значение d). В призмах же относительно больших размеров с преломляющим углом $\alpha \approx 60°$ величина d существенно изменяется от вершины призмы к основанию, и поэтому результирующий астигматизм оказывается значительным даже при ходе лучей в минимуме отклонения. Величина астигматической разности резко возрастает при незначительном выводе призмы из положения минимума отклонения, главным образом за счет увеличения абсолютной величины члена δ_1.

На рис. 2.16 приведен график зависимости от i_1 величины δ_{ast}, рассчитанный по (2.30) для призмы с $\alpha_1 = 60°$, $n_1 = 1{,}675$, $d = 34$ мм и $t = 200$ мм. Из графика мы видим, что хотя при $i_1 = i_{1мо}$ $\delta_{ast} \neq 0$, но все же близ этого угла астигматическая разность относительно невелика. Сравнительно небольшое ее значение при положении призмы в минимуме отклонения, по-видимому, является одной из причин, почему в большинстве призменных спектральных приборов призменная система обычно устанавливается в положение минимума отклонения для центральной части спектра. Однако для крайних участков спектра, лучи которых идут вне минимума отклонения, астигматизм может иметь заметную величину.

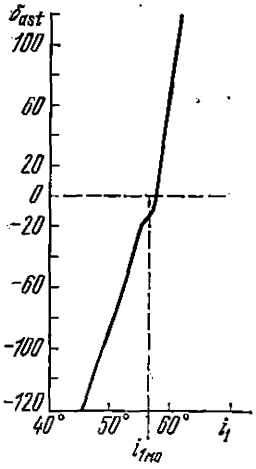


Рис. 2.16. Зависимость астигматической разности δ_{ast} от угла падения пучка i_1 на входную грань призмы.

Рассмотрим теперь, в чем проявляется астигматизм в призменном спектральном приборе *).

Пусть входная щель освещена равномерно по высоте и установлена не в фокусе объектива коллиматора, а, например, дальше фокуса. Пусть также объективы коллиматора и камеры свободны от аберраций. Тогда от каждой точки щели (по ее высоте) из объектива коллиматора выйдут сходящиеся пучки, которые после преломления в призме станут астигматическими (рис. 2.17, *а*). В результате каждая точка щели отобразится камерным объективом в виде двух взаимно перпендикулярных фокальных отрезков, смещенных друг относительно друга вдоль оси пучка на величину δ_{ast}.

В сагиттальной плоскости фокальные отрезки l_a (параллельные высоте щели), соответствующие различным точкам щели по ее высоте, накладываются друг на друга, в результате чего в фокусе меридиональных лучей $f_м$ образуется удлиненное изображение щели с высотой, большей h_2. В меридиональной же плоскости (в фокусе сагиттальных лучей f_c) фокальные отрезки образуют в результате «растягивания» каждой точки изображения в перпендикулярном направлении широкую размазанную полосу (см. рис. 2.17, *а*).

Из-за наложения фокальных отрезков в сагиттальной плоскости распределение освещенности по высоте изображения щели имеет в общем случае форму трапеции и полная высота изображе-

*) Астигматизм также играет очень большую роль спектральных приборах с вогнутой дифракционной решеткой (см. ниже § 3.12).

ния равна $h_2 + l_a$. Это легко видеть из приведенной на рис. 2.17, *б* развертки налагающихся друг на друга фокальных отрезков. В дальнейшем (см. § 3.12) мы покажем, что при $h_2 > l_a$ освещенность центральной части изображения щели E_{max} (высота трапеции) такая же, как и при стигматическом изображении. Если же $h_2 < l_a$, то распределение освещенности также имеет форму трапеции (с длиной большого основания $h_2 + l_a$ и малого $l_a - h_2$),

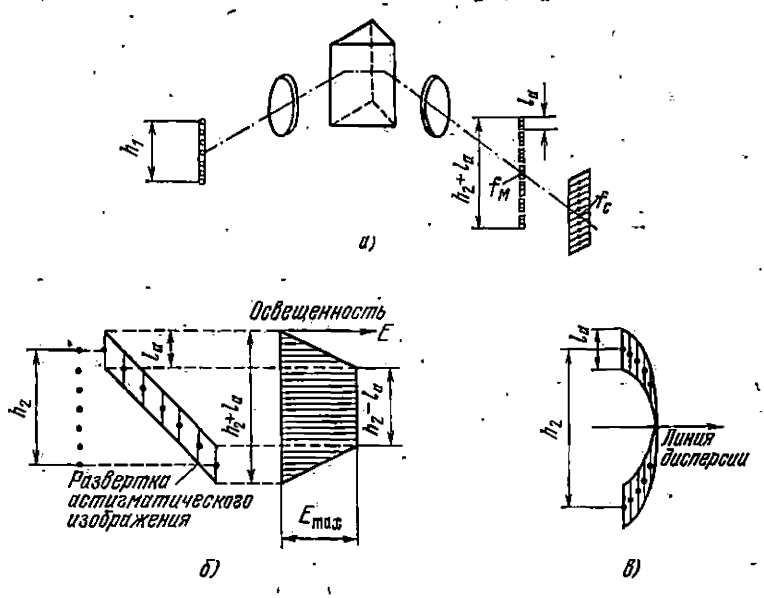


Рис. 2.17. К исследованию астигматизма призмы.

а) Отображение входной щели при наличии астигматизма; *б*) распределения освещенности E по высоте изображения щели при наличии астигматизма; *в*) вид искривленной спектральной линии при наличии астигматизма.

но освещенность в центральной части E_{max} меньше, чем при стигматическом изображении. При $h_2 = l_a$ распределение освещенности имеет форму треугольника. Поскольку $h_2 \sim h_1$, при наличии астигматизма распределение освещенности по высоте изображения щели и величина освещенности в максимуме E_{max} зависят от высоты входной щели h_1. Концы изображения щели оказываются нерезкими, так как освещенность их постепенно уменьшается по линейному закону до нуля. Этот признак позволяет судить о наличии астигматизма в том или ином спектральном приборе. Если, например, концы спектральных линий в зеленой области спектра резко ограничены по высоте, а концы линий в красной и фиолетовой областях спектра «размазаны», то это указывает на наличие хроматической аберрации коллиматорного объектива

и на то, что щель установлена строго в фокусе для зеленой области спектра.

В действительности же влияние астигматизма на изображение щели более сложно, чем показано на рис. 2.17, *а*, *б*. Как мы знаем, изображение щели в призменном спектральном приборе искривлено (см. § 2.2), и поэтому преобразование каждой точки изображения в астигматический отрезок приводит не только к увеличению общей высоты изображения щели $h_2 + l_a$, но и к увеличению ширины (вдоль линии дисперсии) внеосевых участков ее результирующего изображения. Схематически это изображено на рис. 2.17, *в*.

При наличии астигматизма также возникают некоторые трудности в проведении ряда спектрометрических работ (см. ниже § 4.5).

Мы рассмотрели астигматизм призмы при преломлении элементарного гомоцентрического пучка, ось которого лежит в главном сечении призмы. При преломлении же гомоцентрических пучков с конечными телесными углами, оси которых образуют некоторые углы с главным сечением,— пучков, идущих от внеосевых точек щели, аберрационные искажения изображения щели становятся более сложными.

Наконец, отметим, что при рассмотрении астигматизма призмы мы предполагали, что фокусирующая оптика спектрального прибора свободна от аберраций. Если же объективы коллиматора и камеры имеют внеосевые аберрации — кóму и астигматизм, то они также приведут к искажению изображения внеосевых точек щели, даже если осевая ее точка установлена строго в фокусе. При смещении щели из фокуса искажения ее изображения определяются аберрациями как фокусирующей оптики, так и призмы.

§ 2.4. Дисперсия призмы и системы призм

До сих пор мы рассматривали ход монохроматического луча через призму и поэтому считали показатель преломления вещества призмы постоянным. Но, как уже указывалось, вещество призмы обладает дисперсией, т. е. показатель преломления его зависит от длины волны. В результате этого углы преломления и отклонения оказываются различными для различных длин волн, и, следовательно, осуществляется пространственное разложение излучения по длинам волн.

Найдем зависимость приращения угла выхода луча из призменной системы при изменении длины волны от λ до $\lambda + d\lambda$, т. е. выражение для угловой дисперсии. Поскольку угловая дисперсия не является величиной аддитивной, т. е. дисперсия системы призм не равна в общем случае сумме дисперсий отдельных призм, то, как и ранее, будем рассматривать систему призм.

Однако вывод выражения для угловой дисперсии системы призм оказывается достаточно сложным, и поэтому сначала рассмотрим одну призму, чтобы проиллюстрировать некоторые преобразования, которые используются при выводе необходимой формулы.

Угловая дисперсия призмы. Итак, пусть мы имеем призму в воздухе с преломляющим углом α_1 и показателем преломления n_1 (см. рис. 2.7).

Уравнения (2.1) для одной призмы в воздухе ($n_0 = 1$) имеют вид

$$\sin i_1 = n_1 \sin i_1',$$

$$n_1 \sin i_2 = \sin i_2', \quad \varphi = -i_1 + i_2' - \alpha_1, \quad \alpha_1 = -i_1' + i_2.$$

Продифференцируем соотношения, выражающие законы преломления, и перенесем члены с приращением углов в левую сторону, а с приращением dn_1 — в правую. Получим

$$\cos i_1\, di_1 - n_1 \cos i_1'\, di_1' = dn_1 \sin i_1',$$

$$n_1 \cos i_2\, di_2 - \cos i_2'\, di_2' = -dn_1 \sin i_2.$$

Умножим второе из полученных уравнений на $\cos i_1'/\cos i_2$, сложим левые и правые части и, объединив члены с n_1 и dn_1, найдем

$$\cos i_1\, di_1 + n_1 \left[\cos i_2 \frac{\cos i_1'}{\cos i_2}\, di_2 - \cos i_1'\, di_1'\right] - \cos i_2' \frac{\cos i_1'}{\cos i_2}\, di_2' =$$

$$= \frac{dn_1}{\cos i_2} (\cos i_2 \sin i_1' - \sin i_2 \cos i_1').$$

Учитывая, что $di_1' = di_2$, мы видим, что выражение в квадратных скобках обращается в нуль. Кроме того, поскольку для члена в круглых скобках можно написать $\sin i_1' \cos i_2 - \sin i_2 \cos i_1' = \sin (i_1' - i_2) = -\sin \alpha_1$, то после некоторых преобразований имеем

$$di_2' = di_1 \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i_1' \cos i_2'} + \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'}\, dn_1.$$

Поделив обе части этого соотношения на $d\lambda$, получим окончательно выражение для угловой дисперсии призмы:

$$\frac{di_2'}{d\lambda} = \frac{di_1}{d\lambda} \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i_1' \cos i_2'} + \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda}. \tag{2.31}$$

Рассмотрим отдельные его части.

Здесь величина $di_1/d\lambda$ — начальная дисперсия падающего на призму пучка, если на ее входную грань пучки с различными длинами волн падают под различными углами $i_1 = i_1(\lambda)$. Это имеет место, если на призму падает пучок света из какой-либо другой диспергирующей системы: призмы, дифракционной решетки. Поскольку в (2.31) множитель $\frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i_1' \cos i_2'}$ равен угловому уве-

личению призмы $\Gamma_м$ (см. (2.5)), то первый член выражения (2.31) представляет собой начальную дисперсию после преломления в призме и показывает, что она изменяется призмой.

Если параллельные пучки всех длин волн падают на рассматриваемую призму под одним и тем же углом (например, непосредственно из коллиматора), то $i_1 = \text{const}$ и начальная дисперсия падающего пучка равна нулю. В этом случае выражение для угловой дисперсии принимает вид

$$\frac{di_2'}{d\lambda} = \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

Легко видеть, что при $i_1 = \text{const}$ изменение угла полного отклонения $\varphi = -i_1 + i_2' - \alpha_1$ равно изменению угла преломления i_2', так как $di_1 = 0$, и потому $\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{di_2'}{d\lambda}$. Воспользовавшись этим равенством, мы можем написать выражение для угловой дисперсии в виде

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{di_2'}{d\lambda} = \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda}. \qquad (2.32)$$

Отсюда следует, что угловая дисперсия призмы пропорциональна $dn_1/d\lambda$ — величине дисперсии материала призмы, а также $\sin\alpha_1$. Однако, как мы увидим далее (см. § 2.7), преломляющий угол призмы α_1 целесообразно увеличивать лишь до определенного предела. При больших значениях α_1 и при установке призмы в положение минимума отклонения углы падения лучей на входную (i_1) и выходную (i_2) грани призмы велики, что приводит к большим потерям света в результате отражения на этих гранях. Вследствие этого происходит значительное уменьшение коэффициента пропускания $\tau_{сп}$, который входит во все выражения для светосилы спектрального прибора (см. (1.63), (1.79), (1.82)).

Из (2.32) следует, что угловая дисперсия зависит от углов i_1' и i_2', а следовательно, и от угла падения лучей на призму i_1. Эту зависимость мы рассмотрим позднее, а теперь получим выражение для угловой дисперсии системы из трех призм, ограниченных четырьмя преломляющими гранями (см. рис. 2.2), находящейся в воздухе ($n_0 = n_4 = \text{const} = 1$, $dn_0 = dn_4 = 0$).

Угловая дисперсия системы призм. Ход лучей в такой системе описывается уравнениями (2.1).

Продифференцируем систему уравнений I в (2.1а), считая $dn_0 = dn_4 = 0$, и перенесем в левые части члены с приращением углов di_j, а в правые — с приращением dn_j. Получим

$$n_{j-1} \cos i_j \, di_j - n_j \cos i_j' \, di_j' = dn_j \sin i_j' - dn_{j-1} \sin i_j.$$

Для упрощения дальнейших преобразований умножим строчки

с $j = 2$, $j = 3$ и $j = 4$ соответственно на

$$\frac{\cos i_1'}{\cos i_2}, \quad \frac{\cos i_1' \cos i_2'}{\cos i_2 \cos i_3} \text{ и } \frac{\cos i_1' \cos i_2' \cos i_3'}{\cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}.$$

Затем сложим левые и правые части, группируя члены с di_1, di_2, di_3, di_4, dn_1, dn_2 и dn_3 и учитывая равенства $di_j' = di_{j+1}$, которые следуют из уравнений III в (2.1а). Поступая, как и в случае одной призмы, и используя преобразования вида

$$\sin i_j' \cos i_{j+1} - \cos i_j' \sin i_{j+1} = \sin (i_j' - i_{j+1}) = -\sin \alpha_j,$$

получим выражение для di_4' и далее, поделив на $d\lambda$, найдем окончательно

$$\frac{di_4'}{d\lambda} = \frac{di_1}{d\lambda} \frac{\cos i_1 \cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}{\cos i_1' \cos i_2' \cos i_3' \cos i_4'} + \frac{dn_1}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{\cos i_3 \cos i_4}{\cos i_3' \cos i_4'} +$$
$$+ \frac{dn_2}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_2}{\cos i_2' \cos i_3'} \frac{\cos i_4}{\cos i_4'} + \frac{dn_3}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_3}{\cos i_3' \cos i_4'} \ldots \qquad (2.33)$$

Здесь члены вида $\frac{\sin \alpha_j}{\cos i_j' \cos i_{j+1}'} \frac{dn_j}{d\lambda}$ аналогичны (2.32) и представляют собой собственно угловые дисперсии отдельных призм. Как мы видим, дисперсия системы призм не равна сумме дисперсий отдельных призм.

Выражение (2.33) можно обобщить на систему призм, ограниченных любым числом преломляющих поверхностей k. В общем виде запишем его следующим образом:

$$\frac{di_k'}{d\lambda} = \frac{di_1}{d\lambda} \cdot \prod_{j=1}^{k} \frac{\cos i_j}{\cos i_j'} + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{dn_j}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_j}{\cos i_j' \cos i_{j+1}'} \prod_{\nu=j+2}^{k} \frac{\cos i_\nu}{\cos i_\nu'}. \qquad (2.34)$$

Здесь, как и в случае одной призмы (см. (2.31)), величина $di_1/d\lambda$ представляет собой начальную дисперсию пучка, падающего на входную грань призменной системы, а $\prod_{j=1}^{k} \frac{\cos i_j}{\cos i_j'} = \Gamma_м$ — меридиональное угловое увеличение всей призменной системы (см. (2.4)). Если система призм в целом находится в положении минимума отклонения, то $\Gamma_м = 1$ и начальная дисперсия складывается с дисперсией призм. Если же на входную грань системы падает параллельный пучок для всех длин волн, то $i_1 = \text{const}$, $di_1 = 0$, $d\varphi = di_k'$ (см. (2.2)) и выражение для угловой дисперсии принимает вид

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{di_k'}{d\lambda} = \sum_{j=1}^{k-1} \frac{dn_j}{d\lambda} \frac{\sin \alpha_j}{\cos i_j' \cos i_{j+1}'} \prod_{\nu=j+2}^{k} \frac{\cos i_\nu}{\cos i_\nu'}. \qquad (2.35)$$

Последнее соотношение позволяет рассчитать угловую дисперсию любой системы призм, например составных со склеенными гранями (см. рис. 2.2) или системы отдельных призм, установленных на воздухе в однородной среде (см. рис. 2.4, *а*).

Составные склеенные призмы в настоящее время применяются сравнительно редко, например, в ручных спектроскопах прямого зрения (рис. 2.18). Крайние призмы изготовляются из стекла с малой дисперсией (крон), а средняя — из тяжелого флинта с большой дисперсией. Грани этих призм склеивают канадским бальзамом. Углы призм рассчитаны так, чтобы лучи, принадлежащие средней части видимого спектра (обычно близ желтой линии натрия), после выхода из системы были параллельны падающему на призму пучку, т. е. чтобы для них полный угол отклонения был равен нулю ($\varphi = 0$). Тогда лучи остальных длин волн отклоняются по обе стороны от центрального — желтого.

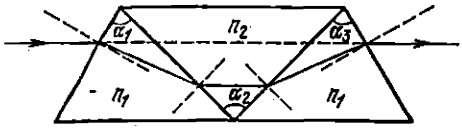


Рис. 2.18. Ход луча в составной призме прямого зрения.

В настоящее время в качестве диспергирующей системы призменных спектральных приборов используется одна, две, чаще всего три отдельных призмы (не склеенные).

Используя формулу (2.35), напишем выражение для угловой дисперсии одной призмы, а также для системы, состоящей из двух и трех последовательно установленных отдельных призм.

Одна призма в воздухе; $k = 2$, максимальное значение $j = 2$. Положив в общей формуле (2.35) $n_2 = n_0 = 1$, $dn_2 = 0$, получим

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 = \frac{di_2'}{d\lambda} = \frac{dn_1}{d\lambda}\,\frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1'\cos i_2'},$$

что совпадает с (2.32).

Если призма установлена в положении минимума отклонения, то выражение (2.32) можно преобразовать следующим образом:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1\text{мо}} = \frac{dn_1}{d\lambda}\,\frac{2\sin(\alpha_1/2)}{\sqrt{1-n_1^2\sin^2(\alpha_1/2)}}, \qquad (2.36)$$

или

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1\text{мо}} = \frac{dn_1}{d\lambda}\,\frac{2}{n_1}\,\mathrm{tg}\,i_{1\text{мо}}.$$

Оба выражения, и особенно (2.36), удобны для оценки величины угловой дисперсии по данным α_1, n_1, $dn_1/d\lambda$.

Две призмы в воздухе; $k = 4$ (см. рис. 2.4, *а*). Выражение для угловой дисперсии получим из (2.35), положив

$n_0 = n_2 = n_4 = 1,\ dn_0 = dn_2 = dn_4 = 0$:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3} = \frac{di'_4}{d\lambda} = \frac{dn_1}{d\lambda}\,\frac{\sin\alpha_1}{\cos i'_1\cos i'_2}\,\frac{\cos i_3\cos i_4}{\cos i'_3\cos i'_4} + \frac{dn_3}{d\lambda}\,\frac{\sin\alpha_3}{\cos i'_3\cos i'_4}.$$

В этом выражении члены

$$\frac{dn_1}{d\lambda}\,\frac{\sin\alpha_1}{\cos i'_1\cos i'_2} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 \quad \text{и} \quad \frac{dn_3}{d\lambda}\,\frac{\sin\alpha_3}{\cos i'_3\cos i'_4} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_3$$

представляют собой угловые дисперсии первой и второй призм, а член $\frac{\cos i_3\cos i_4}{\cos i'_3\cos i'_4} = \Gamma_м(3) = \Gamma_з$ — угловое увеличение второй призмы. Введя приведенные обозначения для дисперсий отдельных призм и углового увеличения, можно написать выражение для угловой дисперсии двух призм в виде

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 \Gamma_з + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_3. \qquad (2.37)$$

Мы видим, что дисперсия первой призмы умножается на угловое увеличение второй и к полученному произведению прибавляется дисперсия второй призмы. Здесь дисперсия первой призмы является как бы начальной дисперсией пучка, падающего на вторую призму.

Угловое увеличение системы из двух отдельных призм согласно (2.7) можно представить в виде произведения угловых увеличений отдельных призм:

$$\Gamma_{1,3} = \frac{\cos i_1\cos i_2}{\cos i'_1\cos i'_2}\,\frac{\cos i_3\cos i_4}{\cos i'_3\cos i'_4} = \Gamma_1\Gamma_3. \qquad (2.38)$$

Три призмы в воздухе; $k = 6$. При $n_0 = n_2 = n_4 = n_6 = 1$, $dn_0 = dn_2 = dn_4 = dn_6 = 0$ получим из (2.35)

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,5} = \frac{di'_6}{d\lambda} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 \Gamma_3\Gamma_5 + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_3 \Gamma_5 + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_5. \qquad (2.39)$$

Из (2.7) имеем

$$\Gamma_{1,3,5} = \Gamma_1\Gamma_3\Gamma_5. \qquad (2.40)$$

Выражения (2.39) и (2.40) можно обобщить на систему из любого числа призм в воздухе m, для которой число преломляющих граней равно $k = 2m - 1$ (k — нечетное число). Получим

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,\ldots,k} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 \Gamma_{3,5,\ldots,k} + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_3 \Gamma_{5,7,\ldots,k} + \ldots + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_k. \qquad (2.41)$$

Таким образом, угловая дисперсия системы из m отдельных призм равна сумме, число членов которой равно числу призм, а каждый член суммы равен угловой дисперсии отдельной призмы,

умноженной на угловое увеличение всех последующих призм, считая по ходу луча.

Угловое увеличение всей системы равно произведению угловых увеличений отдельных призм:

$$\Gamma_{1,\,3,\,5,\,\ldots,\,k} = \prod_{j=1}^{k} \Gamma_j. \qquad (2.42)$$

Выражение (2.41) показывает, что угловая дисперсия является величиной неаддитивной. Но если каждая из призм системы установлена для какой-то длины волны в положение минимума отклонения, то $\Gamma_j = 1$, $\Gamma_{1,\,3,\,5,\,\ldots,\,k} = 1$ и угловая дисперсия системы

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,\,3,\,5,\,\ldots,\,k} = \sum_{j=1}^{k} \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_j$$

равна (для данной области длин волн) сумме угловых дисперсий отдельных призм.

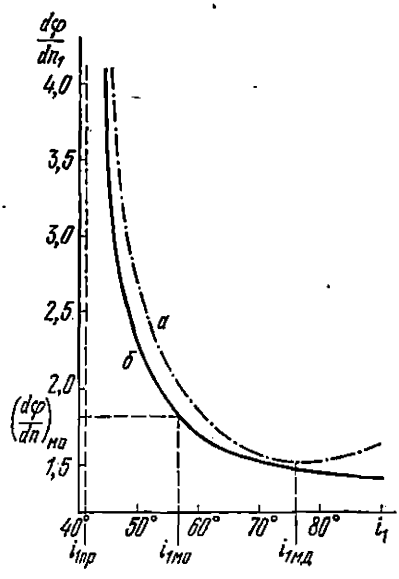


Рис. 2.19. Зависимость величины $d\varphi/dn_1$ от угла i_1.
а — общий случай; *б* — для призмы с $\alpha = 60°$, $n = 1{,}673$.

Зависимость угловой дисперсии призмы от угла падения. Встает вопрос: обладает ли установка призм в положении минимума отклонения какими-либо преимуществами в отношении величины угловой дисперсии каждой призмы и системы призм в целом?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим сначала зависимость угловой дисперсии одной призмы (см. (2.32)) от угла i_1.

Кривая *а* на рис. 2.19 представляет зависимость безразмерной величины $\frac{d\varphi}{dn_1} = \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'}$ (которая имеет ту же зависимость от углов, как и угловая дисперсия, но не зависит от дисперсии материала призмы) от угла i_1. Как мы видим, при уменьшении угла падения от $i_1 = 90°$ (при котором величина $d\varphi/dn_1$ имеет конечное значение) $d\varphi/dn_1$, а следовательно и угловая дисперсия, сначала уменьшается, достигает минимума (не равного нулю) при некотором значении угла $i_1 = i_{1мд}$, а затем возрастает и при $i_1 = i_{1пр}$ стремится к бесконечности. Угол $i_{1мд}$, определяющий минимум дисперсии, не совпадает с углом, соответствующим минимуму отклонения, причем $i_{1мд} > i_{1мо}$, а при угле, отвечающем минимуму отклонения, угловая дисперсия имеет, вообще

говоря, относительно небольшую величину. Детальный анализ [2.1] выражения для $d\varphi/dn_1$ показывает, что угол для минимума дисперсии зависит от величин n_1 и α_1 и существует не при всех их значениях. Так, для призм с $\alpha_1 > 50°$ и $n_1 = 1{,}6—1{,}7$, которые обычно используются в спектральных приборах, угол для минимума дисперсии отсутствует и при уменьшении угла падения от $i_1 = 90°$ до $i_1 = i_{1пр}$ угловая дисперсия возрастает, стремясь к бесконечности (см. кривую *б* рис. 2.19).

Из кривой *б* рис. 2.19 мы видим, что для величины угловой дисперсии угол падения для минимума отклонения не является особой точкой. Обращает также на себя внимание неодинаковый характер изменения величины $d\varphi/dn_1$ при выводе призмы из положения минимума отклонения: при уменьшении угла i_1 ($i_1 < i_{1мо}$) $d\varphi/dn_1$ возрастает достаточно быстро, тогда как при его увеличении ($i_1 > i_{1мо}$) угловая дисперсия уменьшается медленно.

Таким образом, уменьшение угла падения i_1 параллельного пучка на призму ($i_1 < i_{1мо}$) позволяет в принципе значительно увеличить угловую, а следовательно, и линейную дисперсию спектрального прибора. Непосредственный расчет показывает, что для призмы с $\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}673$ при угле падения, на 12° меньшем угла для минимума отклонения, угловая дисперсия увеличивается в 1,9 раза.

Однако известно, что вывод призмы из положения минимума отклонения сопровождается рядом других эффектов. Так, если на призму падает не строго параллельный пучок, то резко возрастает астигматизм (см. выше § 2.3). Однако если нас интересует лишь небольшой участок спектра, то соответствующей установкой щели коллиматора можно добиться того, чтобы пучок с такими длинами волн был параллельным, и тогда призма не внесет заметного астигматизма при выводе ее из положения минимума отклонения.

Кроме того, при углах $i_1 < i_{1мо}$ происходит возрастание углового увеличения (см. рис. 2.6), что приводит к увеличению ширины изображения щели и уменьшению светосилы по освещенности.

Рассмотрим результат одновременного изменения величин $\Gamma_м$ и $d\varphi/d\lambda$. Пусть имеем две длины волны λ_1 и λ_2. Расстояние между центрами изображений входной щели в фокальной плоскости камерного объектива в этих длинах волн определяется соотношением $\Delta l = (\lambda_2 - \lambda_1)\frac{dl}{d\lambda}$ (см. (1.20)). Пусть ширина входной щели s_1 больше нормальной. Тогда ширина ее изображения s_2 пропорциональна $\Gamma_м$. При выводе призмы из положения минимума отклонения при $i_1 < i_{1мо}$ величины Δl и s_2 (s_2 пропорциональна $\Gamma_м$) увеличиваются из-за возрастания $d\varphi/d\lambda$ и $\Gamma_м$. Непосредственный расчет по (2.5) и (2.32) показывает, что для призмы с $\alpha_1 = 60°$

и $n_1 = 1{,}6-1{,}7$ величина $\Gamma_м$ растет при уменьшении i_1 быстрее (хотя и незначительно), чем $d\varphi/d\lambda$. Следовательно, ширина изображения щели s_2 увеличивается больше, чем расстояние между центрами изображений двух близких спектральных линий.

Представляет интерес оценить и изменение расстояния между внутренними краями изображений щели в рассматриваемых длинах волн $\delta l = \Delta l - s_2$ (см. рис. 1.11), которое характеризует практическую разрешающую способность.

Можно показать, что величина δl при одном и том же изменении угла i_1 ($i_1 < i_{1мо}$) зависит от начального отношения $\Delta l_{мо}/s_{2мо}$ ($s_{2мо}$ и $\Delta l_{мо}$ — соответствующие величины при установке призмы в положение минимума отклонения), т. е. от разности длин волн и от $s_{2мо}$. Расчет показывает, что для призмы с $\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}673$ при $\Delta l_{мо} < 1{,}5 s_{2мо}$ и при $i_1 < i_{1мо}$ величина δl уменьшается. При $\Delta l_{мо} = 1{,}5 s_{2мо}$ δl сначала становится меньше $\delta l_{мо}$, а затем больше. При $\Delta l_{мо} > 1{,}75 s_{2мо}$ величина δl возрастает.

Таким образом, при относительно большой разности длин волн увеличение линейной дисперсии за счет вывода призмы из положения минимума отклонения может в ряде случаев представить практический интерес, хотя это и приводит к уменьшению светосилы по освещенности в результате возрастания $\Gamma_м$ и увеличения потерь на отражение (см. § 2.7). Но наибольший практический интерес представляет вывод из минимума отклонения системы призм (см. Приложение 1).

§ 2.5. Кривизна спектральных линий при наличии системы призм

Сравним выражение для угловой дисперсии одной призмы (2.32) с выражением для кривизны изображения щели (2.28), которое мы запишем в несколько измененном виде:

$$c_1 = \frac{f_2}{r_п} = \frac{\sin\alpha_1}{\cos i'_{10}\cos i'_{20}}\,\frac{n_1^2-1}{n_1}. \qquad (2.43)$$

Здесь c_1 — относительная кривизна, которая зависит только от параметров призмы и не зависит от f_2.

Мы видим, что $(d\varphi/d\lambda)_1$ и c_1 одинаковым образом зависят от углов i'_1 и i'_2, лежащих в главном сечении призмы. Учитывая (2.32), перепишем (2.43) в виде *)

$$c_1 = \frac{f_2}{r_1} = \frac{n_1^2-1}{n_1}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 \frac{d\lambda}{dn_1}. \qquad (2.44)$$

Отсюда следует, что кривизна изображения щели пропорциональна угловой дисперсии, и, следовательно, c_1 зависит от угла i_1

*) В (2.44) мы опустили индекс «п», но снабдили радиус кривизны индексом, указывающим число призм.

так же, как и угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$, и, в частности, стремится к бесконечности при $i_1 = i_{1пр}$. Поэтому увеличение угловой дисперсии при выводе призмы из положения минимума отклонения всегда сопровождается увеличением кривизны спектральных линий. Это относится не только к одной призме, но и к системе призм. Поскольку угловая дисперсия системы призм — неаддитивная величина, то и кривизна спектральных линий при наличии системы призм, очевидно, также является величиной неаддитивной, если призмы установлены в положении, отличающемся от минимума отклонения. Это означает, что кривизны, полученные с отдельными призмами, не просто складываются, а так же, как и в случае угловой дисперсии, каждая кривизна умножается на меридиональное угловое увеличение всех последующих призм.

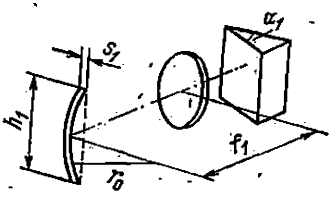


Рис. 2.20. Коллиматор с искривленной входной щелью.

В соответствии со сказанным выше результирующую кривизну спектральных линий при наличии системы из двух призм в воздухе можно записать в виде

$$\frac{f_2}{r_{1,3}} = c_{1,3} = c_1\Gamma_3 + c_3,$$

где

$$c_j = \frac{n_j^2-1}{n_j}\,\frac{\sin\alpha_j}{\cos i_j'\cos i_{j+1}'} = \frac{f_2}{r_j} \qquad (2.45)$$

— кривизна, вызываемая отдельной призмой, а Γ_3 — угловое увеличение второй призмы.

Аналогично для системы из трех призм в воздухе имеем

$$c_{1,3,5} = c_1\Gamma_3\Gamma_5 + c_3\Gamma_5 + c_5. \qquad (2.46)$$

Выражения (2.45) и (2.46) справедливы лишь для прямой входной щели коллиматора, параллельной преломляющим ребрам призм, как мы полагали при выводе уравнения (2.28). Если же входная щель искривлена в плоскости, перпендикулярной к оптической оси коллиматора (рис. 2.20), и радиус кривизны щели равен r_0, то эта начальная кривизна $c_0 = f_1/r_0$ должна умножаться на угловое увеличение всей системы призм, подобно тому как умножается на него начальная дисперсия $di_1/d\lambda$ пучка, падающего на систему призм (см. (2.34)). Поэтому, например, результирующая кривизна спектральных линий для системы из трех призм в воздухе при наличии искривленной входной щели определяется

выражением

$$\frac{f_2}{r_{0,1,3,5}} = c_{0,1,3,5} = c_0\Gamma_1\Gamma_3\Gamma_5 + c_1\Gamma_3\Gamma_5 + c_3\Gamma_5 + c_5, \qquad (2.47)$$

где c_j определяется (2.45) и $c_0 = f_1/r_0$.

Если все призмы установлены в положении минимума отклонения, то $\Gamma_j = 1$ и $c_{0,1,3,5} = c_0 + c_1 + c_3 + c_5$, т. е. начальная кривизна и кривизна изображений, вызываемая каждой призмой, складываются.

В монохроматорах практически удобнее иметь прямолинейное изображение входной щели и применять соответственно прямую выходную щель, т. е. щель с $r_{0,1,3,5} = \infty$. Этого можно достичь таким выбором радиуса кривизны r_0 входной щели, чтобы суммарная кривизна изображения для всей системы была равна нулю. Так, например, для системы из трех призм r_0 определяется из условия $c_{0,1,3,5} = 0$, откуда

$$c_0 = f_1/r_0 = -c_1/\Gamma_1 - c_3/\Gamma_1\Gamma_3 - c_5/\Gamma_1\Gamma_3\Gamma_5.$$

Зная углы падения и преломления на всех гранях призм и f_1, можно рассчитать по соответствующим формулам величины c_j и Γ_j и определить r_0.

В качестве примера рассмотрим случай одной призмы, для которой выражение для результирующей кривизны имеет вид $c_{0,1} = c_0\Gamma_1 + c_1$, где $c_0 = f_1/r_0$ и $c_1 = f_2/r_1$. Потребовав, чтобы $c_{0,1} = 0$, получим $c_0 = -c_1/\Gamma_1$, или $f_1/r_0 = -f_2/\Gamma_1 r_1$, откуда следует, что радиус кривизны входной щели должен иметь знак, обратный знаку радиуса кривизны ее изображения.

Если призма установлена в положении минимума отклонения, то $\Gamma_1 = 1$ и $f_1/r_0 = -f_2/r_1$, и, наконец, если $f_1 = f_2$, то $r_0 = -r_1$.

Из выражения (2.45) следует, что величина c_j зависит от длины волны, так как углы i'_j и i'_{j+1}, а также n_j различны для различных длин волн. Поэтому рассмотренное выше условие компенсации кривизны изображения щели, например $c_{0,1,3,5} = 0$, может строго выполняться лишь для одной определенной длины волны. Для остальных же длин волн происходит либо недокомпенсация кривизны, либо ее перекомпенсация. Если, например, точно компенсировать кривизну зеленой линии (см. рис. 2.13), то кривизна фиолетовой линии при этом лишь уменьшится, а кривизна красной линии также не будет равна нулю и изменит знак.

Оптимальным решением задачи о компенсации кривизны линий протяженного спектра является компенсация кривизны либо для средней длины волны исследуемого спектра, либо в той его части, где ширина изображения щели минимальна и влияние неполной компенсации наиболее сильно сказывается на ширине аппаратной функции монохроматора [2.1].

§ 2.6. Разрешающая способность призмы и системы призм

В § 1.4 было получено общее выражение (1.54) для теоретической разрешающей способности спектрального прибора с дифракционной аппаратной функцией. Поскольку при выводе (1.54) не накладывалось никакого ограничения на тип диспергирующей системы (за исключением того, что она служит апертурной диафрагмой и обладает угловым увеличением), то, очевидно, это выражение применимо к любой системе призм, и в том числе к отдельной призме и системе отдельных призм на воздухе.

В случае одной призмы в выражении (1.54) D_2 — ширина параллельного пучка (в главном сечении), выходящего из призмы (см. рис. 2.8), а $(d\varphi/d\lambda)_1$ — угловая дисперсия призмы, определяемая согласно (2.32).

Для системы отдельных призм

$$\mathscr{R}_{0,\,\Sigma} = D_k \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,\,3,\,5,\,\ldots,\,k}, \tag{2.48}$$

где D_k — ширина параллельного пучка, выходящего из последней призмы, $(d\varphi/d\lambda)_{1,\,3,\,5,\,\ldots,\,k}$ — угловая дисперсия всей системы призм (2.41).

Чтобы выразить разрешающую способность системы призм через разрешающую способность отдельных призм, предварительно преобразуем соотношение $\mathscr{R}_0 = D_2\,(d\varphi/d\lambda)_1$. Для этой цели воспользуемся рис. 2.8. Введем для путей крайних лучей параллельного пучка в призме обозначения $ab = t_1'$, $cd = t_1$ и воспользуемся для треугольника ace теоремой синусов. Имеем

$$\frac{ce}{\sin\alpha_1} = \frac{L_2}{\sin(90^\circ - i_1')} = \frac{L_2}{\cos i_1'}.$$

Кроме того, $L_2 = D_2/\cos i_2'$. Из полученных равенств находим

$$ce = t_1 - t_1' = D_2 \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'}.$$

Умножая обе части на $dn_1/d\lambda$, получим

$$(t_1 - t_1')\frac{dn_1}{d\lambda} = D_2 \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

Тогда, учитывая (2.32), имеем

$$\mathscr{R}_{0,\,1} = (t_1 - t_1')\frac{dn_1}{d\lambda} = D_2\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1. \tag{2.49}$$

Если один из крайних лучей пучка проходит через вершину призмы, то $t_1' = 0$ и

$$\mathscr{R}_{0,1} = t_1 \frac{dn_1}{d\lambda} = D_2\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1. \tag{2.50}$$

Поскольку здесь $dn_1/d\lambda$ — величина постоянная, а t_1 — длина пути крайнего луча параллельного пучка в призме — величина чисто геометрическая (и потому аддитивная), то и разрешающая способность $\mathcal{R}_0$ также аддитивна. Таким образом, произведение двух неаддитивных величин D_2 и $(d\varphi/d\lambda)_1$, входящих в (2.50), оказывается величиной аддитивной.

На основании изложенного выше можно утверждать, что разрешающая способность системы призм равна сумме разрешающих способностей отдельных призм, т. е.

$$\mathcal{R}_{0,\Sigma}=\sum_{j=1}^{k} t_j\frac{dn_j}{d\lambda}, \tag{2.51}$$

где j — нечетные числа, $k=2m-1$ и m — число призм. Учитывая (2.48) и (2.51), мы вправе написать

$$\mathcal{R}_{0,\Sigma}=\sum_{j=1}^{k} t_j\frac{dn_j}{d\lambda}=D_k\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,5,\ldots,k}. \tag{2.52}$$

Справедливость последнего равенства можно доказать непосредственно на примере двух призм, учитывая (2.37). В этом случае равенство (2.52)

$$\mathcal{R}_{0,1,3}=D_3\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3}=D_3\left[\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1\Gamma_3+\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_3\right]$$

можно преобразовать следующим образом:

$$\mathcal{R}_{0,1,3}=D_3\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3}=t_1\frac{dn_1}{d\lambda}+t_3\frac{dn_3}{d\lambda},$$

что и требовалось доказать.

Если призма установлена в положении минимума отклонения и служит апертурной диафрагмой, то один крайний луч параллельного пучка проходит через вершину призмы, другой крайний луч идет вдоль основания призмы (пучок с длиной волны λ_2 на рис. 2.9). В этом случае призма вся заполнена параллельным пучком, величина t_1 в (2.50) равна основанию призмы и, как мы покажем дальше, значение $\mathcal{R}_{0,1}$ максимально для данной призмы. Если же призма не служит апертурной диафрагмой, т. е. не заполнена параллельным пучком (см. рис. 2.8), то ее теоретическая разрешающая способность, согласно (2.49), меньше максимально возможной.

По этой причине в современных призменных спектральных приборах используются объективы фокусирующей оптики таких размеров, чтобы в их световое окно вписывалась проекция призмы. В таких условиях призма служит апертурной диафрагмой,

а разрешающая способность и светосила (при прочих равных условиях) максимальны.

Выражение для разрешающей способности призмы в виде $\mathcal{R}_{0,1} = t_1 (dn_1/d\lambda)$ показывает, что величина $\mathcal{R}_{0,1}$ не зависит явно от преломляющего угла призмы α_1. Поэтому все призмы с одинаковым основанием t_1 (изготовленные из одного и того же материала), но с различными преломляющими углами α_1 (рис. 2.21) при установке в положение минимума отклонения имеют одну и ту же теоретическую разрешающую силу. Изменение угла α_1 при постоянном t_1 приводит к такому одновременному изменению угловой дисперсии и ширины пучка, что их произведение остается

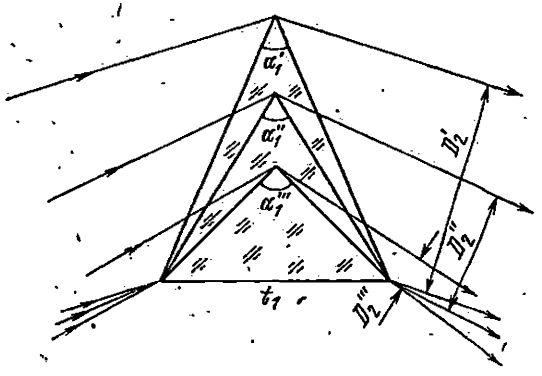


Рис. 2.21. К определению разрешающей способности призм с равными основаниями и различными преломляющими углами α_1.

постоянным: $D_2 (d\varphi/d\lambda)_1 = \mathcal{R}_{0,1} = \text{const}$. Это означает, что ширина дифракционных аппаратных функций для двух еще разрешаемых линий λ и $\lambda + \delta\lambda$ и расстояние между их максимумами так изменяются при изменении α_1, что форма результирующего распределения не изменяется.

Заметим, что соотношение (2.52) позволяет выразить величину угловой дисперсии системы призм через линейные параметры t_j и D_k:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,5,\ldots,k} = \frac{1}{D_k} \sum_{j=1}^{k} t_j \frac{dn_j}{d\lambda}. \qquad (2.53)$$

Это выражение иногда оказывается полезным при оценке угловой дисперсии одной призмы и системы призм.

Оценим величину основания призмы из стекла ТФ-2, теоретическая разрешающая способность которой была бы достаточной для разрешения линий натрия $\lambda_1 = 5890$ Å и $\lambda_2 = 5896$ Å,

$\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 6$ Å. Средняя дисперсия *) для стекла ТФ-2 равна $n_F - n_C = 2087 \cdot 10^{-5} = \Delta n$ при разности длин волн $\Delta\lambda = \lambda_C - \lambda_F = 5663$ Å $- 4861$ Å $= 1702$ Å $= 1702 \cdot 10^{-8}$ см. Из приведенных данных получим

$$\mathscr{R}_{0,1} = \frac{\bar{\lambda}}{\delta\lambda} = 982 \quad \text{и} \quad \left\langle \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \right\rangle = 1{,}226 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1},$$

откуда $t = 0{,}8$ см.

Оценим также разрешающую силу и минимальный разрешаемый интервал для призмы из стекла ТФ-2 с основанием $t = 7{,}5$ см в области $\lambda = 5893$ Å. Подставляя в выражение для $\mathscr{R}_{0,1}$ и $\delta\lambda$ $t = 7{,}5$ см и $\langle \Delta n / \Delta\lambda \rangle = 1{,}226 \cdot 10^3$ см$^{-1}$, получим $\mathscr{R}_{0,1} = 9200$ и $\delta\lambda \approx 0{,}64$ Å.

Рассмотрим теперь зависимость разрешающей способности призмы от угла падения параллельного пучка. Разрешающая способность призмы, в отличие от угловой дисперсии и углового увеличения, зависит не только от углов падения, но и от линейных размеров призмы. Поэтому при рассмотрении зависимости $\mathscr{R}_{0,1}$ от угла падения i_1 пучка на призму следует различать два случая: случай, когда призма не является апертурной диафрагмой и ширина падающего на призму параллельного пучка определяется не призмой, а какой-либо внешней диафрагмой ($D_1 = \text{const}$), и случай, когда призма служит апертурной диафрагмой.

Первый случай — случай бесконечно большой призмы ($D_1 = \text{const}$), по существу, представляет лишь теоретический интерес, и потому мы его рассмотрим кратко.

Преобразуя выражение (2.50) и учитывая (2.5), (2.9) и (2.32), получим

$$\mathscr{R}_{0,1} = D_1 \frac{\sin\alpha_1}{\cos i_1 \cos i_2} \frac{dn_1}{d\lambda}. \tag{2.54}$$

Анализ зависимости (2.54) от угла i_1 при $D_1 = \text{const}$ показывает, что при $i_1 = i_{1\,\text{пр}}$ $\mathscr{R}_{0,1}$ имеет конечное значение, а при увеличении i_1 величина $R_{0,1}$ сначала уменьшается, достигает некоторого минимума (не равного нулю) и далее возрастает, стремясь к бесконечности при $i_1 = 90°$. Угол, при котором $\mathscr{R}_{0,1}$ имеет минимальное значение $i_{1\text{мр}}$, не совпадает с углом для минимума отклонения, причем $i_{1\text{мр}} < i_{1\text{мо}}$ [2.1]. Значение $i_{1\text{мр}}$ зависит от n_1 и α_1, и, как и в случае угловой дисперсии, при $n_1 \approx 1{,}6-1{,}7$ минимум $R_{0,1}$ существует лишь у призм с $\alpha_1 < 50°$. Для призм же с $\alpha_1 \approx 60°$ величина $\mathscr{R}_{0,1}$ непрерывно возрастает при увеличении угла от

*) Средняя дисперсия обычно определяется как разность между показателем преломления n_F (для синей линии водорода λ_F) и показателем преломления n_C (для красной линии водорода λ_C).

$i_1 = i_{1пр}$, где она имеет конечное значение, и стремится к бесконечности при $i_1 = 90°$ (кривая *а* для $\mathscr{R}^*$, см. ниже рис. 2.23).

Таким образом, при уменьшении угла i_1 ($i_1 < 90°$), когда угловая дисперсия растет, разрешающая способность падает. Это означает, что угловая дисперсия растет медленнее, чем уменьшается сечение пучка D_2.

Рассмотрим теперь реальный случай — случай призмы конечных размеров, служащей апертурной диафрагмой. При установке такой призмы в положение минимума отклонения (рис. 2.22, *а*) как входная грань призмы L_1, так и выходная ее грань L_2 в одинаковой степени ограничивают ширину пучка $D_1 = D_2$. Вся призма

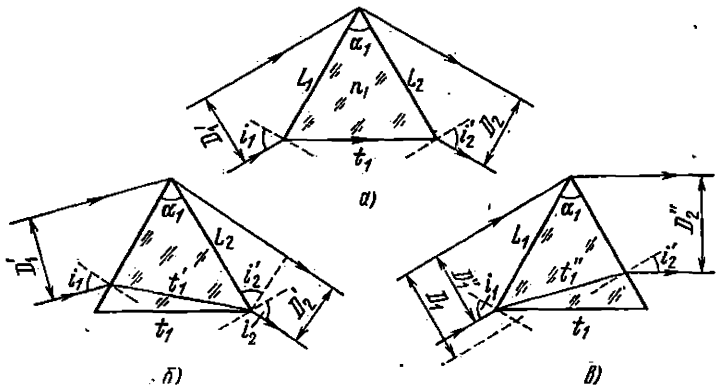


Рис. 2.22. Ограничение ширины пучка призмой конечных размеров.
а) $i_1 = i_{1мо}$; *б)* $i_1 < i_{1мо}$; *в)* $i_1 > i_{1мо}$.

заполнена световым пучком. При выводе призмы из положения минимума отклонения ограничение ширины пучка осуществляется либо выходной гранью L_2 при $i_1 < i_{1мо}$, либо входной гранью L_1 при $i_1 > i_{1мо}$ (рис. 2.22, *б*, *в*). В результате величина разрешающей способности изменяется не только за счет изменения углов падения и преломления, но и за счет дополнительного ограничения ширины падающего или выходящего из призмы параллельного пучка [2.3]. Чтобы выяснить влияние дополнительного ограничения ширины пучка, воспользуемся двумя выражениями для разрешающей способности. В качестве одного из них возьмем (2.54), а второе получим из (2.50) подстановкой (2.32):

$$\mathscr{R}_{0,1} = D_2 \frac{d\varphi}{d\lambda} = D_2 \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda}. \qquad (2.55)$$

Легко видеть, что при установке призмы в положение минимума отклонения выражения (2.54) и (2.55) совпадают, так как $i_1' = i_2$, $i_1 = i_2'$ и $D_1 = D_2$.

При угле падения i_1, меньшем $i_{1мо}$, ширина выходящего из призмы пучка D_2' определяется выходной гранью призмы L_2 (см. рис. 2.22, *б*) и равна $D_2' = L_2 \cos i_2'$. Грань L_2 полностью «освещена», заполнена. Можно показать, что при одном и том же значении угла $i_1 < i_{1мо}$ величина D_1' оказывается несколько больше, чем D_1 при $i_1 = i_{1мо}$.

Выражение для разрешающей способности в области углов $i_1 < i_{1мо}$ можно представить, согласно (2.55), в виде

$$\mathcal{R}'_{0,1} = D_2' \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \frac{dn_1}{d\lambda},$$

или, заменяя $\frac{D_2'}{\cos i_2'} = L_2 = \frac{D'_{2мо}}{\cos i'_{2мо}} = \text{const}$, получим

$$\mathcal{R}'_{0,1} = \frac{D'_{2мо}}{\cos i'_{2мо}} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1'} \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

Следовательно, при угле падения i_1, меньшем $i_{1мо}$, величина $\mathcal{R}'_{0,1}$ уменьшается, как $1/\cos i_1'$.

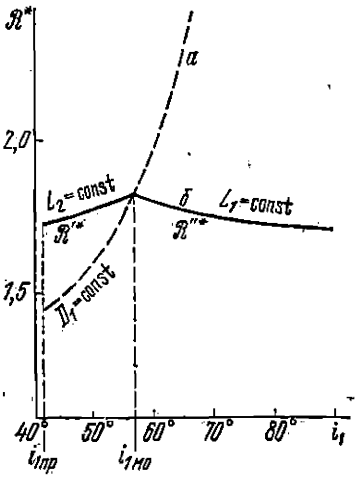


Рис. 2.23. Зависимость безразмерной величины $\mathcal{R}^*$ (пропорциональной разрешающей силе) от угла i_1.

Кривая *а* — призма бесконечных размеров (D_1 = const); кривая *б* — призма конечных размеров.

На рис. 2.23 (кривая *б*) для области углов $i_1 < i_{1мо}$ приведена кривая зависимости безразмерной величины

$$\mathcal{R}'^* = \mathcal{R}'_{0,1} \frac{1}{D'_{2мо}} \frac{d\lambda}{dn_1} = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_{2мо} \cos i_1'}$$

(не зависящей от размеров призмы и дисперсии материала) от угла падения i_1, рассчитанная для призмы с $\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}673$.

Рассмотрим теперь область углов $i_{1мо} < i_1 < 90°$. Здесь происходит ограничение ширины входного пучка входной гранью призмы L_1 (см. рис. 2.22, *в*). Действующая ширина входного пучка определяется из условия $D_1'' = L_1 \cos i_1$. Выражение для разрешающей способности в этой области углов, согласно (2.54), имеет вид

$$\mathcal{R}''_{0,1} = D_1'' \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1 \cos i_2} \frac{dn_1}{d\lambda},$$

или, заменяя $\frac{D_1''}{\cos i_1} = L_1 = \frac{D''_{1мо}}{\cos i_{1мо}} = \text{const}$, получим

$$\mathcal{R}''_{0,1} = \frac{D''_{1мо}}{\cos i_{1мо}} \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_2} \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

Отсюда следует, что при угле падения i_1, большем $i_{1мо}$, величина $\mathscr{R}''_{0,1}$ *уменьшается* (в противоположность случаю $D_1 = \text{const}$, кривая *а* на рис. 2.23) по закону $\mathscr{R}''_{0,1} \sim 1/\cos i_2$ и имеет конечное значение при $i_1 = 90°$. Кривая зависимости безразмерной величины $\mathscr{R}''^* = \mathscr{R}''_{0,1} \frac{1}{D''_{1мо}} \frac{d\lambda}{dn_1} = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_{1мо} \cos i_2}$ для области $i_1 > i_{1мо}$ также приведена на рис. 2.23 (кривая *б*).

Из рис. 2.23 мы видим, что при установке призмы в положение минимума отклонения разрешающая способность призмы конечных размеров имеет максимальное значение. Таким образом, по отношению к теоретической разрешающей способности призмы (в отличие от угловой дисперсии) угол минимума отклонения является «особой» точкой. Сопоставление выражения для $\mathscr{R}_{0,1}$ в форме $\mathscr{R}_{0,1} = t_1 \frac{dn_1}{d\lambda}$ с ходом кривой *б* на рис. 2.23 также показывает, что длина пути крайнего луча пучка в призме t_1 имеет максимальное значение при установке призмы в положение минимума отклонения.

Следует, однако, отметить, что при выводе призмы из положения минимума отклонения теоретическая разрешающая способность уменьшается сравнительно мало. Расчет показывает, что при угле падения, на 12° меньшем угла для минимума отклонения, разрешающая способность призмы уменьшается лишь на 4%, тогда как угловая дисперсия возрастает в 1.9 раза.

§ 2.7. Потери света в призменных спектральных приборах

Как уже указывалось (см. § 1.5), не весь поток излучения, вошедший в коллиматор, концентрируется в спектре (в фокальной плоскости камерного объектива) — часть его теряется при прохождении через оптическую систему спектрального прибора. Эти потери обусловлены отражением от поверхностей линз фокусирующей оптики и поверхностей призм, а также поглощением в материале, из которого они изготовлены. Кроме того, могут быть потери, обусловленные рассеянием света на различного рода оптических неоднородностях, например на пыли, находящейся на поверхностях оптических деталей.

Если поток излучения, фактически участвующий в образовании спектра, есть $\Phi(\lambda)$, а поток, вошедший в коллиматор, равен $\Phi_0(\lambda)$, то отношение $\Phi(\lambda)/\Phi_0(\lambda) = \tau_{сп}(\lambda)$ определяет коэффициент пропускания спектрального прибора, который входит, в в частности, в выражения для светосилы (1.64), (1.91).

При наклонном падении пучка излучения на преломляющие грани призмы коэффициент отражения зависит от поляризации излучения, и поэтому степень поляризации излучения, прошедшего через призму, изменяется. Соответственно и коэффициент

пропускания всего призменного спектрального прибора оказывается зависящим от поляризации излучения.

Потери на отражение. Потери света на отражение от поверхностей оптических деталей можно рассчитать с помощью формул Френеля [1.2], полученных для границы раздела двух прозрачных диэлектрических сред.

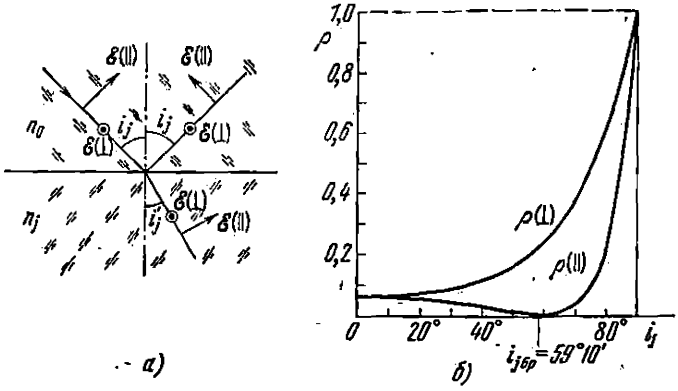


Рис. 2.24. Схема расположения электрических векторов при преломлении на границе двух сред (*а*) и зависимость коэффициентов отражения от угла падения i_j на границу раздела сред с $n_1 = 1{,}673$, $n_0 = 1$ (*б*).

Для излучения, электрический вектор которого $\mathscr{E}$ (||) лежит в плоскости падения (рис. 2.24, *а*), коэффициент отражения имеет вид

$$\rho_j(\|) = \frac{\operatorname{tg}^2(i_j - i'_j)}{\operatorname{tg}^2(i_j + i'_j)}, \qquad (2.56)$$

где i_j и i'_j — углы падения и преломления на границе раздела сред с показателями преломления n_0 и n_j.

Коэффициент отражения для излучения с электрическим вектором $\mathscr{E}(\perp)$, перпендикулярным к плоскости падения, имеет вид

$$\rho_j(\perp) = \frac{\sin^2(i_j - i'_j)}{\sin^2(i_j + i'_j)}. \qquad (2.57)$$

На рис. 2.24, *б* приведена зависимость коэффициентов отражения $\rho_j(\perp)$ и $\rho_j(\|)$ от угла падения пучка на границу раздела. При нормальном падении пучка ($i_j = 0$) оба коэффициента становятся равными и вместо (2.56) и (2.57) можно написать

$$\rho_j(\|) = \rho_j(\perp) = \left(\frac{n'_j - 1}{n'_j + 1}\right) = \rho_j, \qquad (2.58)$$

где $n'_j = n_j/n_0$ — относительный показатель преломления.

В случае наклонного падения ($i_j > 0$) $\rho_j(\|) \neq \rho_j(\perp)$ и они по-разному зависят от угла i_j, но при $i_j \to 90°$ оба коэффициента отражения стремятся к единице (рис. 2.24, *б*). Кроме того, при некотором угле — угле Брюстера ($i_j = i_{j\text{Бр}}$) — $\rho_j(\|) = 0$, откуда следует, что $i_j + i'_j = 90°$ (см. (2.56)). Последнее равенство означает, что угол между отраженным и преломленным лучами равен 90°. При этом из закона преломления легко найти, что $\operatorname{tg} i_{j\text{Бр}} = n'_j$. Для границы воздух — стекло с $n_j = 1{,}673$ получим $i_{j\text{Бр}} = 59°10'$.

При одном и том же угле падения коэффициент отражения зависит от величины относительного показателя преломления сред n'_j и возрастает с его ростом. А поскольку показатели преломления сред зависят от длины волны излучения λ, то и коэффициенты отражения зависят от λ.

Коэффициенты отражения $\rho_j(\perp)$ и $\rho_j(\|)$ относятся к квадратам амплитуд электрического вектора, пропорциональным интенсивности электромагнитного излучения. Под интенсивностью излучения здесь понимается поток энергии в параллельном пучке, проходящий через 1 см² сечения в 1 с, т. е. плотность мощности излучения $J = \frac{\Phi}{\sigma}\ \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать лишь отношение интенсивностей отраженного (и преломленного) и падающего пучков, то можно положить коэффициент пропорциональности равным единице. В соответствии с этим интенсивность падающего излучения запишется в виде

$$J_0 = \mathscr{E}^2(\|) + \mathscr{E}^2(\perp) = J_0(\|) + J_0(\perp),$$

где $J_0(\|) = \mathscr{E}^2(\|)$ и $J_0(\perp) = \mathscr{E}^2(\perp)$ — интенсивности, а $\mathscr{E}(\|)$ и $\mathscr{E}(\perp)$ — компоненты электрического вектора соответствующих ориентаций.

Если падающий свет естественный, неполяризованный, то

$$J_0(\|) = J_0(\perp) = \mathscr{E}^2(\|) = \mathscr{E}^2(\perp) = {}^1/_2 J_0.$$

В случае же частично поляризованного света $\mathscr{E}^2(\|) \neq \mathscr{E}^2(\perp)$ и отношение $J_0(\|)/J_0(\perp)$ характеризует степень поляризации.

Пусть на границу раздела сред падает свет интенсивностью $J_0 = J_0(\|) + J_0(\perp)$. Обозначим через $J_{j\text{отр}}$ интенсивность отраженного, а через J_j — интенсивность прошедшего света.

Тогда интенсивность компонент отраженного света различных поляризаций равна

$$J_{j\text{отр}}(\|) = \rho_j(\|) J_0(\|) \quad \text{и} \quad J_{j\text{отр}}(\perp) = \rho_j(\perp) J_0(\perp),$$

а интенсивность компонент прошедшего света

$$\begin{aligned} J_j(\|) &= J_0(\|) - \rho_j(\|) J_0(\|) = [1 - \rho_j(\|)] J_0(\|), \\ J_j(\perp) &= J_0(\perp) - \rho_j(\perp) J_0(\perp) = [1 - \rho_j(\perp)] J_0(\perp). \end{aligned} \tag{2.59}$$

Суммарные интенсивности отраженного и прошедшего света равны соответственно

$$J_{j\text{отр}} = \rho_j(\|) J_0(\|) + \rho_j(\perp) J_0(\perp),$$
$$J_j = [1-\rho_j(\|)] J_0(\|) + [1-\rho_j(\perp)] J_0(\perp).$$

В случае естественного падающего света ($J_0(\|) = J_0(\perp) = {}^1/_2 J_0$) получим

$$J_{j\text{отр}} = {}^1/_2 [\rho_j(\|) + \rho_j(\perp)] J_0,$$
$$J_j = {}^1/_2 \{[1-\rho_j(\|)] + [1-\rho_j(\perp)]\} J_0. \qquad (2.60)$$

Величина

$${}^1/_2 \{[1-\rho_j(\|)] + [1-\rho_j(\perp)]\} = \tau_j \qquad (2.61)$$

в (2.60) представляет собой коэффициент пропускания границы раздела двух сред для естественного света.

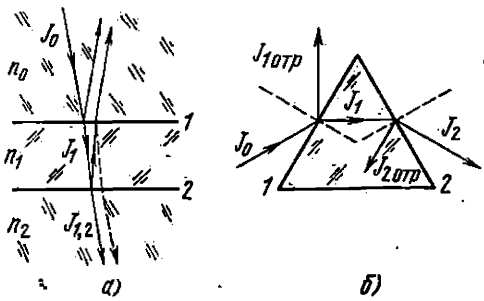


Рис. 2.25. К расчету интенсивности при прохождении света сквозь плоскопараллельный слой (*а*) и сквозь призму (*б*).

В случае нормального падения на границу раздела $\rho_j(\|) = \rho_j(\perp) = \rho_j$ и (2.60) и (2.61) переходят соответственно в

$$J_j = (1-\rho_j) J_0,$$
$$\tau_j = (1-\rho_j). \qquad (2.62)$$

Здесь ρ_j определяется (2.58) и не зависит от направления падения пучка на границу, т. е. от того, переходит ли пучок света из оптически менее плотной среды в среду более плотную или наоборот.

Для двух параллельных границ раздела сред (рис. 2.25, *а*) выражение для интенсивности проходящего пучка света можно получить, применяя последовательно (2.62):

$$J_{1,2} = J_1 - J_1\rho_2 = J_1(1-\rho_2) = J_0(1-\rho_1)(1-\rho_2).$$

Однако это выражение является приближенным, так как в нем не учитываются вторичные отражения внутри плоскопараллельного слоя (пунктир на рис. 2.25, *а*). Поэтому его можно использовать лишь для оценки потерь на отражение. Для k границ раздела, параллельных друг другу, интенсивность прошедшего через все границы пучка приближенно можно оценить по формуле

$$J_{1,2,\ldots,k} = J_0(1-\rho_1)(1-\rho_2)\ldots(1-\rho_k) = J_0\tau_{1,2,\ldots,k},$$

где

$$\tau_{1,2,\ldots,k} = \prod_{j=1}^{k} (1-\rho_j) \qquad (2.63)$$

— коэффициент пропускания.

Если все границы раздела одинаковы (плоскопараллельные пластинки из одного и того же материала, находящиеся в воздухе), то

$$\tau_{1,2,\ldots,k} = (1-\rho_1)^k.$$

Результаты расчета величины $\tau_{1,2,\ldots,k}$ по (2.63) для границ стекло — воздух приведены в табл. 2.1. Как мы видим, коэффициент пропускания достаточно быстро уменьшается с увеличением числа отражающих поверхностей.

Для линз с поверхностями не очень большой кривизны оценку коэффициента пропускания можно производить по формуле (2.63)

ТАБЛИЦА 2.1

Число поверхностей k	Коэффициент пропускания $\tau_{1,2,\ldots,k}$		Число поверхностей k	Коэффициент пропускания $\tau_{1,2,\ldots,k}$	
	$n=1{,}5$	$n=1{,}7$		$n=1{,}5$	$n=1{,}7$
1	96%	93,3%	4	85%	76%
2	92%	87%	10	66%	50%

для нормального падения. В сложных объективах число отражающих поверхностей может быть значительным (до 10 и более), а отдельные компоненты объективов изготовляют из стекла с большим показателем преломления ($n \approx 1{,}7$), и поэтому потери на отражение могут быть значительными (см. табл. 2.1). И хотя некоторые компоненты объективов с целью уменьшения потерь на отражение склеивают веществами с показателями преломления $n \approx 1{,}5$, все же потери на отражение в сложных объективах, например в камерных объективах спектрографов, велики. В результате этого геометрическая светосила объективов может значительно отличаться от реальной — физической. Кроме того, свет, вторично отраженный от поверхностей линз сложных камерных объективов, может попадать в фокальную плоскость, создавая дополнительные малоинтенсивные изображения спектров или фоновую засветку около интенсивных линий спектров.

Как известно, в настоящее время разработаны методы уменьшения потерь на отражение путем нанесения на поверхности линз многослойных диэлектрических покрытий. Но поскольку этот метод просветления основан на использовании интерференционных

эффектов, коэффициент отражения (а следовательно, и пропускания) зависит от длины волны и угла падения лучей на поверхность, что в свою очередь приводит к изменению спектрального состава проходящего через объектив света.

Для обычных фотографических объективов разработаны методы просветления, позволяющие почти равномерно уменьшить коэффициент отражения для всей видимой области спектра. Для камерных объективов спектрографов, рассчитанных для работы в более широкой области спектра, использование интерференционных методов просветления встречает большие трудности, и потому они практически не применяются.

Коэффициент пропускания призмы. Рассмотрим потери на отражение при прохождении пучка через призму. Выражение для интенсивности света, прошедшего через призму, легко найти, последовательно применяя формулы (2.59) для компонент различной поляризации к обеим преломляющим граням призмы (см. рис. 2.25, *б*).

После преломления на второй грани интенсивности $J_2(\|)$ и $J_2(\perp)$ определяются следующим образом:

$$J_2(\|) = J_1(\|)[1-\rho_2(\|)] = [1-\rho_1(\|)][1-\rho_2(\|)]J_0(\|) = \tau_2(\|)J_0(\|),$$

$$J_2(\perp) = J_1(\perp)[1-\rho_2(\perp)] = [1-\rho_1(\perp)][1-\rho_2(\perp)]J_0(\perp) = \tau_2(\perp)J_0(\perp).$$

Полная интенсивность света, выходящего из призмы, равна

$$J_2 = J_2(\|) + J_2(\perp) = \tau_2(\|)J_0(\|) + \tau_2(\perp)J_0(\perp), \qquad (2.64)$$

где

$$\tau_2(\|) = [1-\rho_1(\|)][1-\rho_2(\|)],$$
$$\tau_2(\perp) = [1-\rho_1(\perp)][1-\rho_2(\perp)] \qquad (2.65)$$

— коэффициенты пропускания призмы для компонент соответствующей поляризации. Отметим, что поскольку при наклонном падении лучей ($i_j > 0$) коэффициенты $\rho_1(\|)$ и $\rho_2(\|)$ не равны соответственно $\rho_1(\perp)$ и $\rho_2(\perp)$ (см. рис. 2.24, *б*), а в общем случае преломления в призме $\rho_1(\|) \neq \rho_2(\|)$ и $\rho_1(\perp) \neq \rho_2(\perp)$, то и коэффициенты пропускания компонент также не равны друг другу ($\tau_2(\|) \neq \tau_2(\perp)$). Это означает, что при прохождении пучка света через призму происходит изменение степени его поляризации.

Если на призму падает естественный свет, т. е. $J_0(\perp)/J_0(\|) = 1$, то при выходе из призмы он становится частично поляризованным и отношение интенсивностей его компонент определится выражением

$$\frac{J_2(\perp)}{J_2(\|)} = \frac{\tau_2(\perp)}{\tau_2(\|)} = \frac{[1-\rho_1(\perp)][1-\rho_2(\perp)]}{[1-\rho_1(\|)][1-\rho_2(\|)]}.$$

Суммарная интенсивность света, прошедшего через призму, согласно (2.64) равна

$$J_2 = [\tau_2(\perp) + \tau_2(\|)]\, J_0 = \tau_2 J_0,$$

где

$$\tau_2 = [\tau_2(\perp) + \tau_2(\|)] = \\ = {}^1/_2\{[1-\rho_1(\perp)][1-\rho_2(\perp)] + [1-\rho_1(\|)][1-\rho_2(\|)]\} \quad (2.66)$$

— полный коэффициент пропускания призмы для естественного падающего света.

Для призмы, установленной в положении минимума отклонения, $i_1 = i_2'$ и $i_1' = i_2$, и потому коэффициенты отражения на обеих гранях призмы для каждой из поляризаций, согласно (2.56) и и (2.57), одинаковы, т. е. $\rho_1(\perp) = \rho_2(\perp)$ и $\rho_1(\|) = \rho_2(\|)$ (но при этом $\rho_1(\perp) \neq \rho_1(\|)$ и $\rho_2(\perp) \neq \rho_2(\|)$!). В данном случае полный коэффициент пропускания призмы (2.66) принимает вид

$$\tau_{2\text{мо}} = {}^1/_2\{[1-\rho_1(\perp)]^2 + [1-\rho_1(\|)]^2\}. \quad (2.67)$$

Поскольку $\rho_1(\|) \neq \rho_1(\perp)$, то и при такой установке призмы выходящий из нее свет частично поляризован.

Выражение для полного коэффициента пропускания одной призмы (см. (2.66)) можно обобщить на случай любого числа призм, находящихся в воздухе.

Для системы из m призм в воздухе, ограниченных $k = 2m$ преломляющими поверхностями, коэффициент пропускания *) для падающего естественного света равен

$$\tau_k = \tau_k(\|) + \tau_k(\perp) = {}^1/_2\left\{\prod_{j=1}^{k}[1-\rho_j(\|)] + \prod_{j=1}^{k}[1-\rho_j(\perp)]\right\}. \quad (2.68)$$

Если все призмы одинаковы, т. е. имеют одинаковые преломляющие углы α_j и коэффициенты преломления n_j, и если все они установлены в положении минимума отклонения, то

$$\rho_1(\|) = \rho_2(\|) = \ldots = \rho_k(\|), \quad \rho_1(\perp) = \rho_2(\perp) = \ldots = \rho_k(\perp)$$

и выражение для коэффициента пропускания принимает вид

$$\tau_{k\text{мо}} = \tau_{k\text{мо}}(\|) + \tau_{k\text{мо}}(\perp) = {}^1/_2\{[1-\rho_1(\|)]^k + [1-\rho_1(\perp)]^k\}, \quad (2.69)$$

а коэффициенты пропускания компонент различной поляризации равны

$$\tau_{k\text{мо}}(\|) = {}^1/_2[1-\rho_1(\|)]^k \quad \text{и} \quad \tau_{k\text{мо}}(\perp) = {}^1/_2[1-\rho_1(\perp)]^k,$$

причем $\tau_{k\text{мо}}(\|) \neq \tau_{k\text{мо}}(\perp)$.

*) Здесь и далее индекс k у коэффициентов пропускания указывает на общее число преломляющих поверхностей.

В качестве примера в табл. 2.2 приведены коэффициенты пропускания $\tau_{kмо}$ и отношения $\tau_{kмо}(\perp)/\tau_{kмо}(\|)$ для различного числа призм ($\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}673$), установленных в положении минимума отклонения.

Из приведенных данных видим, что даже у одной призмы потери на отражение составляют около 19%, а изменение поляризации

ТАБЛИЦА 2.2

Число призм m	Число граней $k = 2m$	Коэффициент пропускания $\tau_{kмо}$, %	$\frac{\tau_{kмо}(\perp)}{\tau_{kмо}(\|)}$	Число призм m	Число граней $k = 2m$	Коэффициент пропускания $\tau_{kмо}$, %	$\frac{\tau_{kмо}(\perp)}{\tau_{kмо}(\|)}$
1	2	81,6	0,64	5	10	54,7	0,10
2	4	70,0	0,40	6	12	52,8	0,07
3	6	62,5	0,26	8	16	50,7	0,03
4	8	57,8	0,16				

проходящего пучка уже значительно. При увеличении числа призм коэффициент пропускания $\tau_{kмо}$ уменьшается сначала быстро, а затем более медленно, но и при $m = 8$ не становится меньше 50%. При этом степень поляризации возрастает: выходящий из призменной системы пучок при увеличении числа призм становится все более и более близким к плоскополяризованному (с электрическим вектором, лежащим в главном сечении). Отмеченные закономерности в изменении коэффициента пропускания $\tau_{kмо}$ и степени поляризации при увеличении числа призм обусловлены тем, что для рассматриваемых призм ($\alpha_1 = 60°$, $n_1 = 1{,}673$), установленных в положении минимума отклонения, угол падения луча на входные грани призм $i_{1мо}$ близок к углу Брюстера ($i_{1мо} = 56°45'$, $i_{1Бр} = 59°10'$), при котором коэффициент отражения $\rho_1(\|) = 0$. Поэтому коэффициент пропускания $\tau_{kмо}(\|)$ при падении луча под углом Брюстера стремится к 50% при увеличении числа призм:

$$\tau_{kмо}(\|) = {}^1/_2\,[1 - \rho_1(\|)]^k \xrightarrow[k\to\infty]{} {}^1/_2.$$

Вместе с тем коэффициент пропускания $\tau_{kмо}(\perp)$ при увеличении числа призм стремится к нулю, так как $\rho_1(\perp) \neq 0$, $[1 - \rho_1(\perp)] < 1$ и

$$\tau_{kмо}(\perp) = {}^1/_2\,[1 - \rho_1(\perp)]^k \xrightarrow[k\to\infty]{} 0.$$

Таким образом, при увеличении числа призм полный коэффициент пропускания системы призм стремится к 50%.

В большинстве спектральных приборов используются призмы с параметрами ($\alpha_1 = 60°$, $n_1 = 1{,}6$—$1{,}7$), близкими к рассмот-

ренным, и поэтому описанные выше закономерности наблюдаются и у них.

Можно определить преломляющие углы призм, у которых при установке призм в положение минимума отклонения угол падения точно равен углу Брюстера. Из условия $tg\, i_{1Бр} = n_1$ легко найти, что при $n_1 = 1{,}5$ $\alpha_1 = 67°22'$; при $n_1 = 1{,}6$ $\alpha_1 = 64°$ и при $n_1 = 1{,}7$ $\alpha_1 = 60°56'$. Для системы призм с указанными n_1 и α_1 минимальный коэффициент пропускания, очевидно, равен 50%, и вместе с тем такие призмы обладают максимальным поляризующим действием при падении на призму естественного света.

Заметим, что призмы с подобными параметрами целесообразно применять в лазерах с перестраиваемой частотой генерации, так как в них для одной из компонент потери на отражение близки к нулю.

Поляризующее действие призменной диспергирующей системы следует учитывать при исследовании спектров, отдельные спектральные линии которых имеют различную степень поляризации, например линии спектров комбинационного рассеяния. Различие в величинах $\tau(\perp)$ и $\tau(\|)$ приводит к изменению относительной интенсивности линий с различной степенью поляризации. Для устранения этого явления перед щелью коллиматора устанавливают различные поляризационные приспособления (например, пластинки $\lambda/4$ или $\lambda/2$), с помощью которых создают одинаковую поляризацию исследуемых линий (линейную или круговую). В этом случае коэффициент пропускания призменной системы становится одинаковым для исследуемых линий, и поэтому искажающее действие призм устраняется.

Следует иметь в виду, что поляризующее действие призм, так же как и суммарный коэффициент пропускания, зависит от величины показателя преломления материала призм и, следовательно, от длины волны излучения.

Поскольку показатель преломления уменьшается с увеличением длины волны, то в длинноволновой области спектра коэффициент пропускания призм, определяемый потерями на отражение, больше, чем в коротковолновой.

Оптимальная диспергирующая призменная система. Мы знаем, что увеличение числа призм в диспергирующей системе приводит к увеличению угловой дисперсии, но вместе с тем к уменьшению коэффициента пропускания. Кроме того, угловая дисперсия зависит от преломляющего угла призмы α_1 (см. (2.32)), но от величины α_1 зависит и угол падения $i_{1мо}$ (при установке призмы в положение минимума отклонения), а следовательно, и коэффициент пропускания призмы. Поэтому представляет практический интерес сопоставить величины коэффициента пропускания и угловой дисперсии для различного числа призм, отличающихся значением преломляющего угла α_1. В качестве примера рассмотрим дис-

пергирующие системы, состоящие из одной и трех призм с преломляющими углами $\alpha_1 = 45$, 60 и 70° и показателем преломления $n_1 = 1{,}673$. Результаты расчета приведены в табл. 2.3. Как мы видим, одна призма с $\alpha_1 = 45°$ имеет высокий коэффициент пропускания, но значительно меньшую дисперсию, чем призма с $\alpha_1 = 60°$. Призма с $\alpha_1 = 70°$ обладает большой дисперсией, но малым коэффициентом пропускания.

ТАБЛИЦА 2.3

α_1, град	Число призм m	$\tau_{\text{мо}}$, %	$\left(\frac{d\varphi}{dn}\right)_{\text{мо}} m$
45	1	87	0,99
	3	67	2,97
60	1	82	1,82
	3	63	5,47
70	1	59	4,00
	3	33	12,00

Наибольший интерес представляет сопоставление тех же параметров для системы из трех призм. Для такой системы переход от $\alpha_1 = 45°$ к $\alpha_1 = 60°$ всего лишь на 4% уменьшает коэффициент пропускания, но зато в 1,8 раза увеличивает угловую дисперсию. Переход от $\alpha_1 = 60°$ к $\alpha_1 = 70°$ приводит к увеличению дисперсии в 2,2 раза, но уменьшает коэффициент пропускания в 1,9 раза. Таким образом, система из трех призм с $n_1 = 1{,}6$—$1{,}7$ и преломляющим углом α_1, близким к 60°, оптимальна по угловой дисперсии и коэффициенту пропускания, и поэтому она наиболее широко распространена в спектрографах для видимой области спектра. В частности, такая система призм используется в отечественном спектрографе ИСП-51.

Зависимость коэффициента пропускания призмы от угла падения на нее луча. При значительном отклонении призмы из положения минимума отклонения как в сторону $i_1 > i_{1\text{мо}}$, так и в сторону $i_1 < i_{1\text{мо}}$ один из углов (угол падения на первую грань i_1 или угол выхода из второй грани i_2') увеличивается и в пределе стремится к 90°, а это, как мы знаем (см. рис. 2.24, *б*), приводит к резкому увеличению коэффициентов отражения ($\rho_1 \to 1$, $\rho_2 \to 1$) и, следовательно, к уменьшению коэффициента пропускания призмы. Для иллюстрации сказанного на рис. 2.26 приведены результаты расчета *) зависимости отношения коэффициента пропускания τ_2 к коэффициенту пропускания призмы в положении минимума отклонения $\tau_{2\text{мо}}$ от угла падения i_1 (для призмы с $\alpha_1 = 60°$ и $n_1 = 1{,}673$).

Из рис. 2.26 следует, что для рассматриваемой призмы коэффициент пропускания имеет максимальное значение при установке

*) Расчет проведен для бесконечно большой призмы, т. е. без учета ограничения ширины пучка гранями призмы. Вблизи угла минимума отклонения роль указанного ограничения мала.

призмы в положение минимума отклонения. Он уменьшается как при увеличении, так и при уменьшении угла падения и обращается в нуль при $i_1 = i_{1пр}$ и $i_1 = 90°$. Однако при небольших отступлениях от положения минимума отклонения коэффициент пропускания уменьшается сравнительно мало. Так, расчет показывает, что при угле падения, на 12° меньшем $i_{1мо}$, коэффициент пропускания уменьшается лишь на 14%, тогда как угловая дисперсия увеличивается почти в 2 раза.

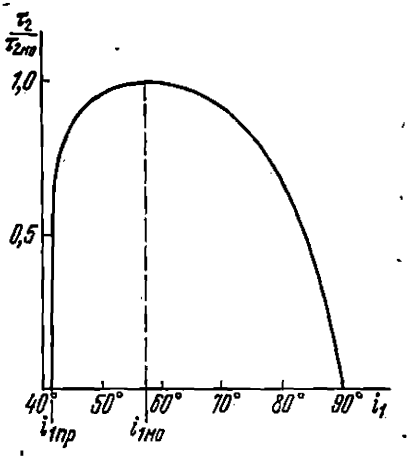


Рис. 2.26. Изменение коэффициента пропускания призмы при выводе из положения минимума отклонения.

Потери света в спектральном приборе, вызываемые поглощением излучения. При распространении излучения через вещество всегда происходит в той или иной степени его поглощение, что приводит к уменьшению интенсивности светового потока. Связь между интенсивностью параллельного пучка J_0, падающего на поглощающее вещество, и интенсивностью пучка $J(x, \lambda)$, прошедшего слой вещества толщиной x, описывается законом Бугера (см. ниже § 5.1):

$$J(x, \lambda) = J_0(\lambda) \exp[-k(\lambda)\, x],$$

где $k(\lambda)$ — показатель поглощения, характеризующий поглощающее вещество и зависящий от длины волны излучения λ. Этот закон справедлив при нормальном падении параллельного пучка монохроматического излучения на плоскопараллельный слой поглощающего вещества. В случае призмы различные части параллельного пучка проходят в ней различные пути (см., например, рис. 2.8) и, следовательно, толщина проходимого излучением слоя изменяется по сечению пучка. Для призмы, установленной в положении минимума отклонения и полностью заполненной, эта толщина x изменяется от нуля в вершине призмы до величины t, равной основанию призмы.

Можно строго рассчитать интенсивность пучка, прошедшего через призму, но для приближенной оценки можно пользоваться обычным законом Бугера, заменяя x средним значением толщины поглощающего вещества, проходимого крайними лучами параллельного пучка. В случае же призмы, установленной в положении минимума отклонения, мы вправе принять $x = {}^1/_2 t$, и тогда закон Бугера запишется в виде

$$J(\lambda, t) = J_0(\lambda) \exp[-{}^1/_2\, k(\lambda)\, t],$$

а для коэффициента пропускания призмы τ_k, связанного с поглощением, получим

$$\tau_k(\lambda, t) = \frac{J(\lambda, t)}{J_0(\lambda)} = \exp[-{}^1/_2 k(\lambda) t]. \qquad (2.70)$$

Для системы из нескольких призм в воздухе с основаниями t_1, t_2, t_3, ..., установленных в положении минимума отклонения, коэффициент пропускания можно оценить по формуле

$$\tau_k(\lambda, t) = \exp[-{}^1/_2 k(\lambda)(t_1 + t_2 + \ldots)].$$

Показатель поглощения $k(\lambda)$ зависит от химического состава вещества и в общем случае может быть сложной функцией λ, причем существуют участки длин волн, где показатель поглощения имеет значительную величину (области резонансного поглощения на собственных частотах вещества). Для изготовления призм, естественно, должны применяться материалы с возможно большей областью прозрачности, где величина $k(\lambda)$ мала. Но эти области прозрачности ограничены как со стороны коротких, так и со стороны длинных волн областями, где величина $k(\lambda)$ растет, а коэффициент пропускания призмы резко падает. Однако практически рабочие области использования призм, изготовленных из того или иного материала, определяются не только областями их прозрачности, но и теми участками длин волн, где имеет наибольшую величину коэффициент дисперсии $dn/d\lambda$ (подробнее об этом см. § 2.8).

Влияние поглощения на теоретическую разрешающую способность призмы. При наличии заметного поглощения в материале призмы наблюдается не только уменьшение суммарной интенсивности параллельного пучка, проходящего через призму, но и изменение распределения интенсивности в его сечении. Из-за различия толщин слоев, проходимых пучком в призме, интенсивность пучка вблизи основания призмы оказывается меньше, чем вблизи ее вершины. В результате этого в образовании изображения спектра наиболее эффективной оказывается лишь часть параллельного пучка, проходящая вблизи вершины призмы. Происходит как бы уменьшение действующей ширины параллельного пучка, выходящего из призмы, до некоторой эффективной ширины $D_2^* < D_2$. Иначе говоря, дело обстоит так, как если бы использовалась призма с меньшим основанием $t^* < t$. Уменьшение же действующей ширины параллельного пучка, как мы знаем, приводит к увеличению ширины дифракционной аппаратной функции и, следовательно, к уменьшению теоретической разрешающей способности (см. (2.50)). А поскольку коэффициент поглощения материала призмы зависит от длины волны, то это проявляется в дополнительной зависимости величины разрешающей способности призмы от λ.

Заметим, что приведенное выше чисто качественное объяснение влияния поглощения на разрешающую способность призмы подтверждается точным расчетом величины разрешающей способности призмы при наличии поглощения [1.11].

Таким образом, при исследовании спектров с помощью призменных приборов вблизи границы прозрачности материала призмы может наблюдаться не только уменьшение интенсивности спектральных линий, но и увеличение их ширины.

Коэффициент пропускания спектрального прибора в целом. Результирующий коэффициент пропускания спектрального прибора $\tau_{сп}(\lambda)$, входящий в выражение для светосилы, можно представить в виде произведения коэффициента пропускания линзовой фокусирующей оптики $\tau_ф(\lambda)$ (или коэффициента отражения зеркальной оптики), коэффициента пропускания призменной системы $\tau_р(\lambda)$, обусловленного потерями на отражение на гранях призмы, и коэффициента пропускания $\tau_k(\lambda)$, обусловленного поглощением:

$$\tau_{сп}(\lambda) = \tau_ф(\lambda) \cdot \tau_р(\lambda) \cdot \tau_k(\lambda). \qquad (2.71)$$

Непосредственный расчет и эксперимент показывают, что для типичного трехпризменного спектрографа со сложными, многолинзовыми объективами величина $\tau_{сп}(\lambda)$ не превышает 0,2—0,3.

В этом отношении призменные спектральные приборы заметно уступают дифракционным спектральным приборам с плоской дифракционной решеткой — эшелеттом.

§ 2.8. Основные типы призменных спектральных приборов.

Материалы для дисперсионных призм. Материалы, используемые для изготовления дисперсионных призм, должны обладать рядом специфических свойств. Они должны быть прозрачными в широкой области длин волн, иметь возможно большую величину дисперсии $dn/d\lambda$, быть оптически однородными при больших геометрических размерах, изотропными, химически устойчивыми, должны хорошо поддаваться оптической обработке. В настоящее время не существует такого материала, который удовлетворял бы всем этим требованиям для всего оптического диапазона. Все реальные оптические материалы обладают определенными областями прозрачности, ограниченными полосами поглощения. Коротковолновая граница прозрачности обычно ограничивается электронными полосами поглощения, а длинноволновая — молекулярными полосами, колебаниями кристаллической решетки. У материалов, прозрачных в видимой и ближних к ней областях спектра, электронные полосы поглощения расположены в ультрафиолетовой области, а колебательные полосы — в инфракрасной области. В области прозрачности вещества величины n и $dn/d\lambda$ изменяются

нелинейно, а при приближении к полосам поглощения $dn/d\lambda$ увеличивается [1.2].

Зависимость n, k и $dn/d\lambda$ от λ схематически изображена на рис. 2.27. Мы видим, что в средней части области прозрачности a — d величина $dn/d\lambda$ имеет минимум.

Рабочая область призмы из того или иного материала определяется, с одной стороны, возрастанием поглощения вблизи коротковолновой и длинноволновой границ прозрачности, с другой стороны,— абсолютным значением дисперсии $dn/d\lambda$.

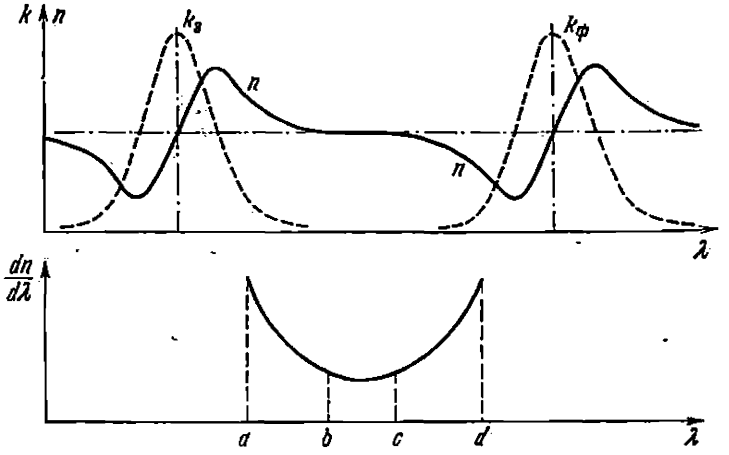


Рис. 2.27. Зависимость n, k и $dn/d\lambda$ от λ (схема).
$k_э$ — электронная полоса поглощения, $k_ф$ — фононная (колебательная) полоса поглощения, a — d — область прозрачности, a — b и c — d — рабочие области призм.

Обычно рабочие области лежат вблизи границ пропускания (участки a — b и c — d на рис. 2.27). Поэтому некоторые материалы оказываются эффективными и в ультрафиолетовой, и в инфракрасной областях спектра.

Кроме того, как величина $dn/d\lambda$ в различных областях спектра, так и области прозрачности зависят от природы материала и значительно различаются для известных оптических материалов. Установлены области спектра, обеспечивающие наиболее эффективное использование призм из того или иного материала в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях (от 0,12 до 55 мкм). Эти области спектра для наиболее употребительных оптических материалов *) приведены в табл. 2.4. На рис. 2.28 при-

*) Для ультрафиолета спектральные области располагаются по возрастанию коротковолновой границы, для инфракрасного излучения — по возрастанию длинноволновой границы.

ведены кривые зависимости n от λ для тяжелого флинта ТФ-1, крона К-8 и кристаллического кварца (для обыкновенного луча).

ТАБЛИЦА 2.4

Спектральная область, мкм	Материал	Примечание
0,12—0,4	LiF, CaF_2	LiF слегка гигроскопичен
0,2—0,4	Кварц кристаллический	Обладает двойным лучепреломлением
0,4—0,7	Тяжелые флинты	
0,7—2,5	Стекло	
0,7—3,5	Кварц кристаллический	
3,0—6,0	LiF	Слегка гигроскопичен
3,0—9,0	CaF_2	
5,0—15,0	NaCl	Гигроскопичен
15,0—20,0	KCl	»
10,0—25,0	KBr	»
25,0—35,0	CsBr	»
25,0—40,0	Tl (Br, I) (KRS-5)	Не гигроскопичен
35,0—55,0	CsJ	Гигроскопичен

Отметим, что в видимой области спектра средняя дисперсия стекла ТФ-1 ($dn/d\lambda = 0{,}16$ мкм$^{-1}$) в 1,8 раза больше, чем у кристаллического кварца. Отсюда следует, что в видимой области спектра спектральные приборы с призмами из стекла обладают значительным преимуществом перед кварцевыми приборами.

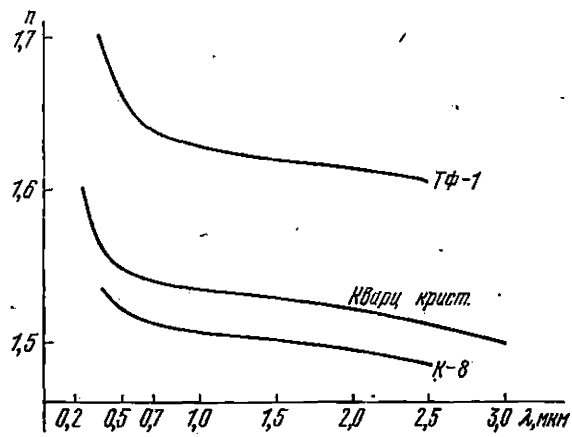


Рис. 2.28. Зависимость показателя преломления n стекол ТФ-1, К-8 и кристаллического кварца (для обыкновенного луча) от длины волны.

На рис. 2.29 и 2.30 приведены кривые зависимости n и $dn/d\lambda$ от длины волны для основных оптических материалов, используемых для изготовления дисперсионных призм.

Основные типы дисперсионных призм. Известно большое число различных спектральных призм и призменных систем Но в настоящее время наиболее широко используются трехгранные призмы

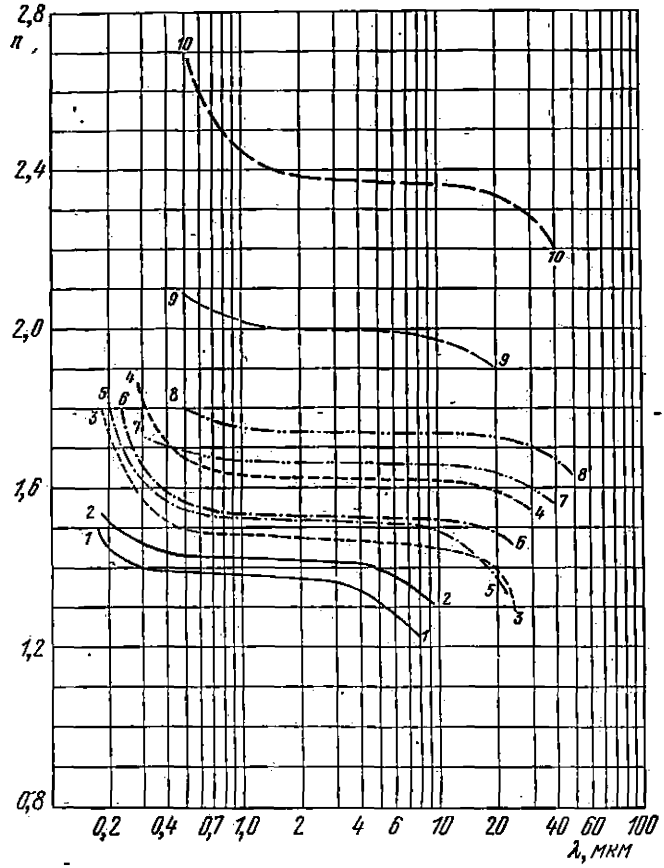


Рис. 2.29. Зависимость показателя преломления n от λ для основных оптических материалов.

1 — LiF, 2 — CaF_2, 3 — KCl, 4 — KI, 5 — NaCl, 6 — KBr, 7 — CsBr, 8 — CsI, 9 — AgCl, 10 — KRS-5.

с преломляющим углом α, близким к 60°, и диспергирующие системы, состоящие из одной, двух и трех таких отдельных призм. Некоторые из этих систем мы кратко рассмотрим.

Как уже отмечалось, в большинстве призменных спектральных приборов призмы устанавливаются в положение минимума отклонения обычно для длины волны, соответствующей средней части исследуемого спектра. Кроме того, существуют призмы и системы

призм, у которых при определенном угле отклонения автоматически обеспечивается условие минимума отклонения и, следовательно, условие $\Gamma_M = 1$. Это так называемые *системы постоянного отклонения*, которые чаще всего используются в монохроматорах.

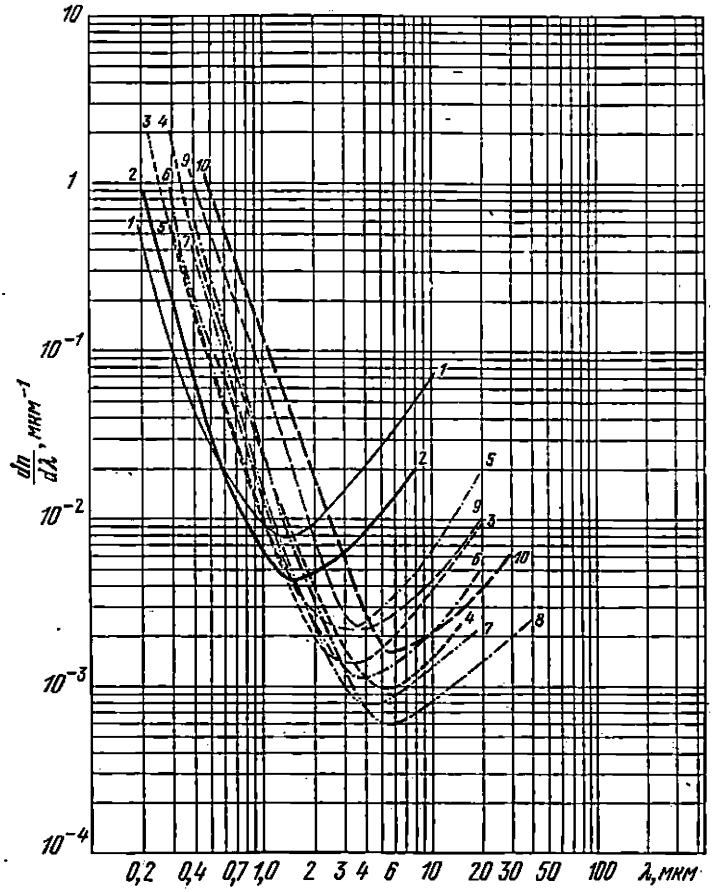


Рис. 2.30. Зависимость дисперсии оптических материалов $dn/d\lambda$ от длины волны λ.

Обозначения те же, что и на рис. 2.29.

Призмы из кристаллического кварца, обладающего двулучепреломлением [1.2], должны быть вырезаны из кристалла так, чтобы луч шел внутри призмы в направлении оптической оси; при распространении вдоль нее двулучепреломление отсутствует. При использовании призмы, установленной в минимуме отклонения, оптическая ось должна быть параллельна основанию приз-

мы и лежать в ее главном сечении (рис. 2.31, *а*). Однако в такой призме все же происходит своеобразное «двулучепреломление» — разделение каждого луча на два поляризованных по кругу с вращением в противоположных направлениях, в результате чего все спектральные линии оказываются двойными. Объясняется это оптической активностью кварца — вращением плоскости поляризации падающего на него излучения. Иными словами, два поляризованных по кругу колебания, на которые можно разложить любое плоскополяризованное колебание, распространяются в оптически активной среде с различными скоростями, т. е. имеют различные показатели преломления n_+ и n_-. Различие в показателях преломления и служит причиной вращательного «двулучепреломления». Для устранения этого эффекта призма из кристаллического кварца делается составной — она образована двумя

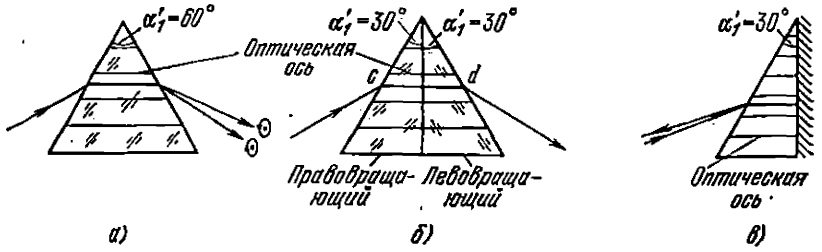


Рис. 2.31. Призмы из кристаллического кварца.
а) Сплошная; *б*) составная (призма Корню); *в*) автоколлимационная полупризма

призмами с преломляющим углом $\alpha_1' = 30°$, изготовленными из двух различных (существующих в природе) форм кварца: право- и левовращающего кварца, с общим направлением оптической оси (рис. 2.31, *б*). Такая составная призма называется призмой Корню. Указанные формы кварца отличаются тем, что у одной из них $n_+ > n_-$, а у другой $n_+ < n_-$. Поэтому разность хода $^1/_2(c - d)(n_+ - n_-)$ (см. рис. 2.31, *б*), приобретаемая поляризованными по кругу компонентами при прохождении вдоль оптической оси в одной половине призмы Корню, компенсируется при прохождении другой половины разностью хода $^1/_2(c - d)(n_- - n_+)$. Благодаря этому при прохождении лучом всей призмы Корню происходит компенсация вращения плоскости поляризации, и, следовательно, «двулучепреломление» отсутствует. По величине угловой дисперсии составная призма Корню эквивалентна одной призме с преломляющим углом $\alpha_1 = 60°$.

Компенсация вращения плоскости поляризации происходит также в автоколлимационной призме, представляющей собой прямоугольную призму из кристаллического кварца любой формы с преломляющим углом $\alpha_1' = 30°$ и нанесенным на большой катет

призмы отражающим слоем (рис. 2.31, *в*). Дисперсия такой призмы равна дисперсии одной призмы с $\alpha_1 = 60°$, установленной в положении минимума отклонения.

Автоколлимационную призму типа изображенной на рис. 2.31, *в*, с преломляющим углом $\alpha_1' \approx 30°$, можно изготовить также из стекла или другого оптического материала. Ее можно использовать в схеме автоколлимации в сочетании с обычной призмой

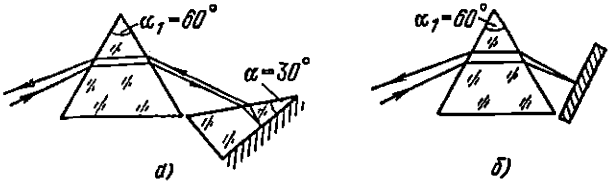


Рис. 2.32. Призмы в автоколлимационной установке.
а) Сочетание полупризмы с обычной призмой; *б*) сочетание призмы с плоским зеркалом.

с $\alpha_1 \approx 60°$ (рис. 2.32, *а*). Дисперсия такой системы равна дисперсии системы из трех отдельных призм с $\alpha = 60°$. Эта система очень компактна и часто используется в малогабаритных спектральных

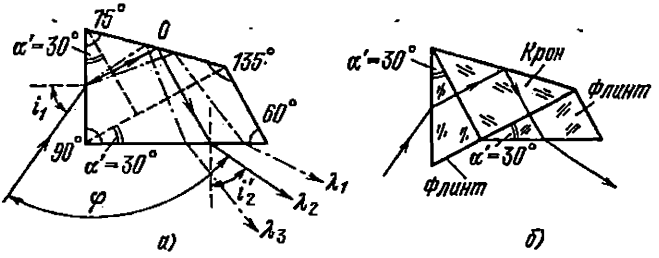


Рис. 2.33. Простая (*а*) и составная (*б*) призмы Аббе.

приборах, например в стилоскопах — спектроскопах, используемых для спектроаналитических целей.

Сканирование спектра обычно осуществляется вращением автоколлимационной призмы. На рис. 2.32, *б* изображена автоколлимационная система, состоящая из обычной призмы с $\alpha_1 \approx 60°$ и плоского зеркала. Эту систему обычно называют *системой Литтрова*, а плоское зеркало — *зеркалом Литтрова*. Сканирование спектра производится поворотом зеркала. Система Литтрова часто используется в монохроматорах для инфракрасной области спектра. Она эквивалентна двухпризменной системе.

Рассмотрим теперь призмы постоянного отклонения. Среди призм постоянного отклонения наиболее широкое распространение получила призма Аббе. Ее сечение в главной плоскости представляет собой четырехугольник (рис. 2.33, *а*) с углами 75, 135,

60 и 90°. При ходе луча, изображенном на рис. 2.33, *а*, такая призма эквивалентна двум диспергирующим полупризмам с $\alpha' = 30°$ и одной поворотной прямоугольной призме (они показаны на рис. 2.33, *а* пунктиром).

Особенностью призмы Аббе является то, что для луча, выходящего из призмы под углом $i'_2 = i_1$, выполняется условие $\Gamma_м = 1$, а угол отклонения $\varphi = 90°$. Если для какой-либо длины волны λ_2 $\varphi(\lambda_2) = 90°$ и $\Gamma_м = 1$, то для $\lambda_1 < \lambda_2$ $\varphi(\lambda_1) > 90°$, а для $\lambda_3 > \lambda_2$ $\varphi(\lambda_3) < 90°$ и $\Gamma_м \neq 1$ (см. рис. 2.33, *а*).

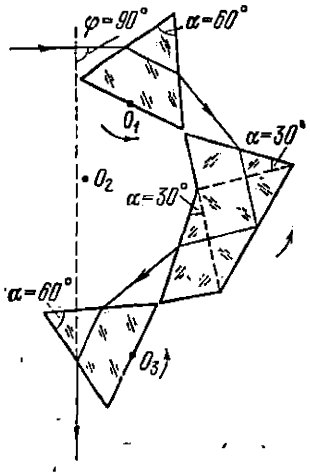


Рис. 2.34. Система Ферстерлинга.

При вращении призмы вокруг оси O происходит изменение угла падения i_1, и условия $i_1 = i'_2$, $\varphi = 90°$ и $\Gamma_м = 1$ выполняются для других длин волн.

Поскольку полный путь луча в призме Аббе значительно больше, чем в обычной трехгранной, то для уменьшения поглощения ее делают составной: из двух полупризм с $\alpha' = 30°$, изготовленных из флинта, и поворотной призмы из крона (рис. 2.33, *б*). Призмы склеивают канадским бальзамом. Как простая, так и составная призмы Аббе часто используются в монохроматорах, например в монохроматоре УМ-2.

Широкое распространение получила система Ферстерлинга, состоящая из призмы Аббе и двух трехгранных призм с преломляющим углом 60° (рис. 2.34), эквивалентная системе из трех отдельных призм. Если все три призмы изготовлены из стекла одного сорта, имеют одинаковые углы и установлены в положении минимума отклонения для одной и той же длины волны, то результирующий угол отклонения всей системы равен $\varphi = 90°$ и угловое увеличение системы $\Gamma_{1,3,5} = 1$. Для других длин волн угол отклонения больше или меньше 90°. Если все три призмы поворачивать вокруг осей O_1, O_2 и O_3 (см. рис. 2.34) в одну и ту же сторону, но призму Аббе с меньшей в три раза угловой скоростью, чем трехгранные, то условие $\Gamma_{1,3,5} = 1$ выполняется для всех длин волн, для которых угол отклонения луча $\varphi = 90°$. Вращение призм осуществляется с помощью специального механизма с ленточной передачей и шкивами соответствующих диаметров. Система Ферстерлинга применена в отечественном спектрографе ИСП-51 (см. ниже).

Укажем еще на одну систему постоянного отклонения — систему Водсворта, состоящую из трехгранной призмы и плоского зеркала M (рис. 2.35, *а*), жестко связанного с призмой. В этой системе для луча, проходящего через призму в положении минимума

отклонения ($i_1 = i_2'$, $\Gamma_м = 1$), угол отклонения системой равен $\varphi' = 2\theta$, где θ — угол, образованный плоским зеркалом и основанием призмы. В частности, при $\theta = 0$ $\varphi' = 0$; луч, удовлетворяющий условию $\Gamma_м = 1$, после отражения от зеркала идет параллельно лучу, падающему на призму (см. рис. 2.35, *б*). Если для луча с длиной волны λ_2 $\varphi' = 0$, то для $\lambda_1 < \lambda_2$ и $\lambda_3 > \lambda_2$ $\varphi' \neq 0$.

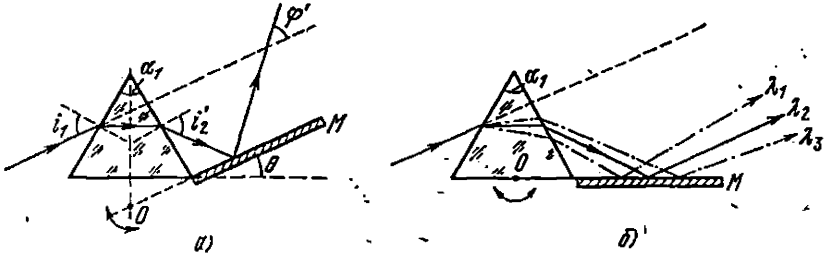


Рис. 2.35. Система постоянного отклонения Водсворта.
а) $\varphi' = 2\theta$; *б)* $\varphi' = 0$.

При вращении всей системы вокруг оси O условия минимума отклонения и $\Gamma_м = 1$ выполняются для лучей различных длин волн, идущих в направлении $\varphi' = \text{const}$.

Заметим, что автоколлимационная полупризма (см. рис. 2.31, *в*) также является призмой постоянного отклонения с углом отклонения $\varphi' = 180°$.

Основные типы призменных спектрографов. Известно большое число различных конструкций призменных спектрографов. Они различаются по числу и типу призм, величине фокусного расстояния камерного объектива f_2, светосиле, линейной дисперсии и т. д. Условно их можно разделить на три класса: малые, с $f_2 \approx 150$—400 мм, средние, с $f_2 \approx 600$—800 мм, и большие, с $f_2 \approx 1500$—2000 мм и больше. У малых приборов с большой светосилой теоретическая разрешающая способность $\mathcal{R}_0$ не реализуется, а практическая $\mathcal{R}$ определяется фотослоем. Такие приборы используются главным образом для физических исследований (с низким разрешением) спектров источников малой интенсивности. У средних приборов практическая разрешающая способность близка к теоретической. Они часто применяются для спектроаналитических целей. И, наконец, у больших спектрографов реализуется теоретическая разрешающая способность, но из-за малой светосилы они находят применение лишь при исследовании достаточно интенсивных спектров, содержащих большое число линий. С целью уменьшения габаритов большие спектрографы часто строятся по автоколлимационной схеме *).

*) При описании конкретных оптических схем в скобках будут указаны шифры и некоторые параметры отечественных приборов, в которых использована данная схема или близкая к ней.

В области ультрафиолета (1200—2000 Å), где расположены линии ионов и трудновозбудимых элементов, наряду с дифракционными спектрографами (см. § 3.8) применяются призменные приборы с линзовой фокусирующей оптикой и обычно с одной призмой из кристалла флюорита CaF_2. Но излучение с $\lambda < 2000$ Å сильно поглощается атмосферой, и поэтому вся оптика спектрографа помещается в герметичный кожух, в котором создается вакуум $P \approx 10^{-4}$—10^{-5} мм рт. ст., либо он наполняется непоглощающим газом. Эту область спектра обычно называют *вакуумным ультрафиолетом* (ВУФ). Источник излучения либо также помещается в один кожух со спектрографом, либо заключается в отдельную камеру с окном из CaF_2, почти вплотную приставленным

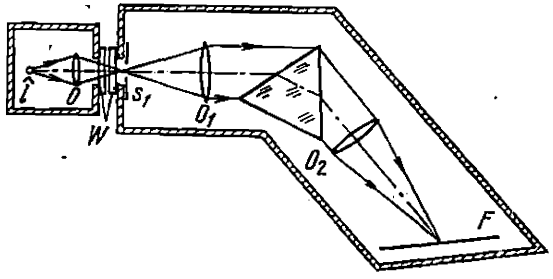


Рис. 2.36. Схема призменного вакуумного спектрографа.
$\hat{I}$ — источник света, O, O_1 и O_2 — линзы, W — окна из CaF_2, F — фокальная плоскость.

к окну в кожухе спектрографа (рис. 2.36). В современных вакуумных спектрографах имеются специальные приспособления, позволяющие изменять ширину входной щели, перемещать объективы и кассету с фотопластинкой и выполнять другие операции внутри кожуха без нарушения вакуума. Фотографирование спектров в области ВУФ производится на специальные фотопластинки или фотопленки (см. § 4.3). Вместо фотопленки в кожухе можно установить выходную щель и соответствующий приемник излучения, что позволяет исследовать спектр фотоэлектрическим методом.

Заметим также, что качество изготовления поверхностей оптических деталей и призм, предназначенных для работы в области ВУФ, должно быть значительно выше, чем для видимой области спектра, в силу большого различия в длинах волн областей использования призм и областей контроля.

В спектрографах для области 2000—4000 Å обычно применяется оптика из кристаллического кварца с одной призмой Корню или с автоколлимационной полупризмой. Эта область спектра часто используется для спектроаналитических работ.

Оптическая схема малых спектрографов наиболее проста и близка к изображенной на рис. 2.36, но с призмой Корню и более сложной кварцевой фокусирующей оптикой.

Типичным представителем средних спектрографов является спектрограф ИСП-28(22) с зеркально-линзовой фокусирующей оптикой (рис. 2.37, *а*). При установке призмы Корню на минимум отклонения для $\lambda = 2537$ Å удается получить достаточно высокое качество спектра в области от 2000 до 6000 Å при плоском поле дисперсии. Длина рабочей области спектра 220 мм. Действующее

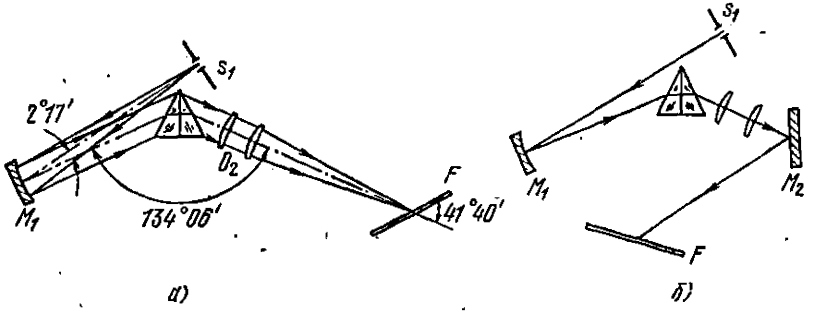


Рис. 2.37. Схемы спектрографов.

а) Спектрограф ИСП-28 (22) с зеркально-линзовой фокусирующей оптикой, M_1 — сферическое зеркало, O_2 — двухлинзовый кварцевый объектив, F — фокальная плоскость; *б*) спектрограф ИСП-30 с плоским поворотным зеркалом M_2.

относительное отверстие камерного объектива для длины волны 2537 Å $D_2/f_2 = 1 : 30$, для той же длины волны $f_2 = 830$ мм. Следует отметить, что для получения спектра высокого качества установка призмы Корню должна производиться с точностью $\pm 1'$ [2.4].

С целью создания более компактного прибора в камерной части спектрографа иногда устанавливают плоское поворотное зеркало для «излома» пучка лучей (рис. 2.37, *б*). Такое зеркало, например, установлено в спектрографе ИСП-30, который является модернизацией прибора ИСП-28.

Для облегчения ориентации в полученном на фотопластинке спектре спектрографы обычно снабжаются специальными шкалами длин волн (или миллиметровыми шкалами), которые можно «впечатать» рядом со спектром.

Большие кварцевые спектрографы, как правило, делаются по автоколлимационной схеме с полупризмой Корню (рис. 2.38). Из-за большой линейной дисперсии общая длина рабочего спектра (2000—8000 Å) у этих приборов значительна (она достигает 500—800 мм), и поэтому его фотографирование производится по частям. Чтобы вывести на фотопластинку необходимый участок спектра,

нужно изменить положение призмы, расстояние между объективом и фотопластинкой и наклон кассетной части. У современных приборов все эти операции производятся одновременно (с помощью специального механизма) путем вращения барабана длин волн. Поскольку в видимой области спектра дисперсия кварца мала (она меньше, чем у стекла), то некоторые приборы, кроме кварцевой призмы и кварцевого объектива, снабжаются стеклянной призмой и стеклянным объективом; в области 2000—4000 Å используется кварцевая оптика, в области 4000—8000 Å — стеклянная. По такой схеме, например, построен кварцево-стеклянный автоколлимационный спектрограф КСА-1 ($D_2/f_2 = 1 : 40$, f_2 ($\lambda = 5893$ Å) $\approx$ ≈ 1900 мм).

Недостатком автоколлимационных спектрографов, как уже отмечалось, является большая интенсивность паразитного рассеянного света, так как весь поток излучения, вошедший через

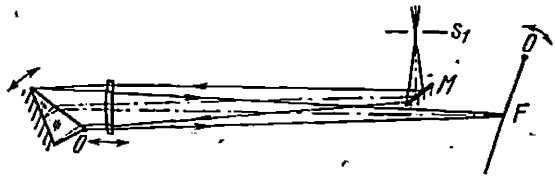


Рис. 2.38. Схема автоколлимационного спектрографа с полупризмой. Двусторонними стрелками показаны юстировочные перемещения при переходе от одной области длин волн к другой. O — ось вращения.

щель при проходе (после отражения от плоского зеркала M, см. рис. 2.38) через объектив, отражается его оптической поверхностью непосредственно в сторону кассетной части. Для уменьшения интенсивности рассеянного света, попадающего на фотографируемый спектр, в камерной части спектрографа часто устанавливаются специальные диафрагмы и экраны в месте расположения вторичных изображений щели, образуемых после отражения от поверхностей объектива.

Для видимой области спектра создано большое число разнообразных стеклянных спектрографов с различным числом призм и различной светосилой: от очень светосильных, с относительным отверстием камерного объектива $D_2/f_2 = 1 : 0{,}8$, до малосветосильных, $D_2/f_2 \approx 1 : 50$.

В классической схеме трехпризменного спектрографа с тремя неподвижными отдельными трехгранными призмами ($\alpha_1 \approx 60°$) полный угол отклонения близок к 180°, а переход от одной области спектра к другой достигается поворотом камеры, что практически не всегда удобно. Более удобна схема трехпризменного спектрографа с двумя трехгранными призмами и одной призмой Аббе, образующими систему Ферстерлинга (см. рис. 2.34), с углом

постоянного отклонения, равным 90° (рис. 2.39, *а*). По такой схеме построен универсальный исследовательский спектрограф ИСП-51. Прибор имеет комплект сменных коллиматоров и камер различной светосилы. В комплект входят камеры с $f_2 = 120$ мм, $D_2/f_2 = 1:2{,}3$ и $f_2 = 270$ мм, $D_2/f_2 = 1 \div 5{,}5$, которые используются с коллиматором $f_1 = 300$ мм, коллиматор и камера (УФ-89)

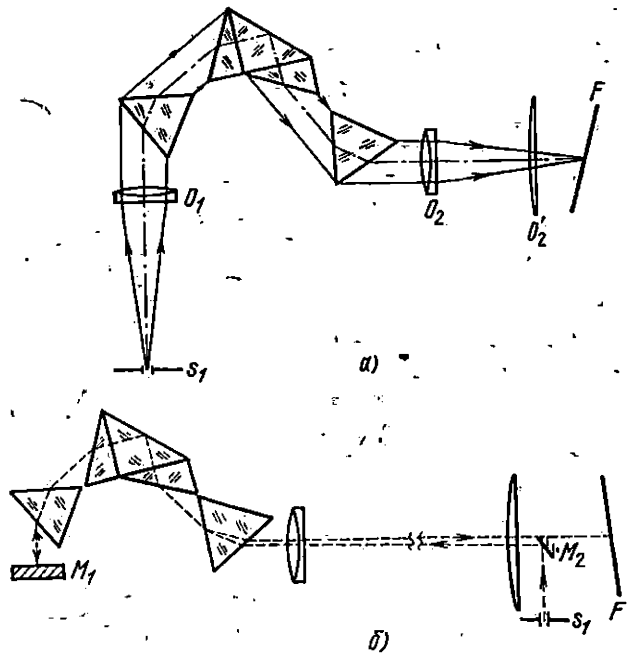


Рис. 2.39. Схемы трехпризменных спектрографов.

а) Трехпризменный спектрограф ИСП-51 с системой Ферстерлинга; O_2 — O_2' — сложный камерный объектив; *б*) трехпризменный спектрограф с автоколлимационной камерой. M_1 — автоколлимационное зеркало, M_2 — поворотное зеркало.

с $f_1 = f_2 = 800$ мм, $D_2/f_2 = 1:15{,}5$, а также автоколлимационная камера (УФ-90) с $f_1 = f_2 = 1300$ мм, $D_2/f_2 = 1:25$.

При работе с автоколлимационной камерой на место входного коллиматора устанавливается плоское зеркало M_1 (рис. 2.39, *б*), в результате чего излучение дважды проходит через диспергирующую систему. Угловая дисперсия такой системы эквивалентна дисперсии шести призм с $\alpha = 60°$. Полная длина спектра в интервале длин волны 3700—10 000 Å составляет около 750 мм, и потому фотографирование спектра выполняется по частям. Вывод необходимого участка спектра производится с помощью

барабана длин волн, связанного с кинематической схемой поворота призм в системе Ферстерлинга (см. рис. 2.34).

Вместо камеры спектрографу ИСП-51 можно придать выходной коллиматор с фотоумножителем и автоматической юстировкой объектива для фотоэлектрической регистрации спектра (ФЭП-1).

Призменные монохроматоры. Существует большое число различных конструкций призменных монохроматоров как с линзовой, так и с зеркальной фокусирующей оптикой. Область использования монохроматоров с зеркальной фокусирующей оптикой определяется параметрами материала призмы ($k(\lambda)$, $dn/d\lambda$), и поэтому такие монохроматоры часто снабжают набором призм для работы в широком диапазоне спектра (от ультрафиолетовой до инфракрасной области). При этом для оптимальной компенсации кривизны изображения щели в рабочих областях спектра (при постоянных кривизнах входной и выходной щелей) преломляющие углы призм делаются различными (см. § 2.5).

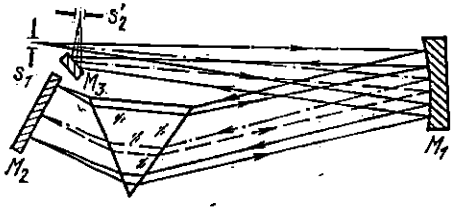


Рис. 2.40. Схема автоколлимационного зеркального монохроматора.

M_1 — параболическое зеркало с вынесенной осью, M_2 — зеркало Литтрова, M_3 — плоское зеркало.

В настоящее время наиболее широко используется автоколлимационная схема с зеркалом Литтрова (рис. 2.40). Но автоколлимационная схема не является Z-схемой (см. § 1.18), и поэтому для уменьшения внеосевых аберраций при достаточно большом относительном отверстии ($D_2/f_2 = 1:5 - 1:7$) в таких монохроматорах применяется параболическое зеркало с вынесенной осью (см. рис. 1.64, *в*). Сканирование спектра производится поворотом зеркала Литтрова, связанного с барабаном длин волн.

Описанную схему имеет монохроматор ЗМР-3 с призмами из стекла и кристаллического кварца для области спектра 0,22—2,5 мкм.

Заметим, что автоколлимационная схема не является схемой постоянного отклонения, и поэтому величина углового увеличения, а следовательно и ширина изображения щели s_2, различна в различных областях спектра. В силу этого для сохранения условия $s_1' = s_2$ (при треугольной аппаратной функции) необходимо при сканировании изменять ширину выходной щели s_2'.

На рис. 2.41, *а* приведена оптическая схема универсального зеркального монохроматора постоянного отклонения с системой Водсворта. Зеркальная фокусирующая система образует Z-схему, вследствие чего происходит компенсация комы. В видимой области

спектра можно использовать любой из описанных выше монохроматоров со стеклянной призмой. Но часто здесь применяется монохроматор постоянного отклонения с призмой Аббе (рис. 2.41, *б*). К таким приборам относится монохроматор УМ-2, который можно использовать в области 3800—10 000 Å. Его относительное отверстие $D_2/f_2 = 1 : 6$.

Для инфракрасной области спектра применяются в основном монохроматоры, построенные по автоколлимационной схеме (см. рис. 2.40), с призмами из соответствующего материала. Так, монохроматор ИКМ-1 с призмами из стекла ($\alpha = 54°$), NaCl ($\alpha = 60°$), KBr ($\alpha = 60°$) и CsJ ($\alpha = 35°$) позволяет работать в области спектра от 0,7 до 44 мкм.

Заметим, что при установке в автоколлимационных монохроматорах вместо зеркала Литтрова соответствующей плоской дифракционной решетки — эшелетта (см. ниже § 3.4) можно значительно увеличить угловую дисперсию.

На рис. 2.42, *а* приведена оптическая схема двойного призменного монохроматора ДМР-4 ($D_2/f_2 = 1 : 9{,}4$) со сложением дисперсии (см. § 1.18) и с двумя автоколлимационными полупризмами из кварца или стекла. В этом монохроматоре использованы как сферические (M_1 и M_4), так и параболические зеркала с вынесенной осью (M_2 и M_3). Синхронное вращение полупризмы в процессе сканирования осуществляется с помощью специального рычажного механизма. Рабочий диапазон монохроматора 0,21—2,5 мкм.

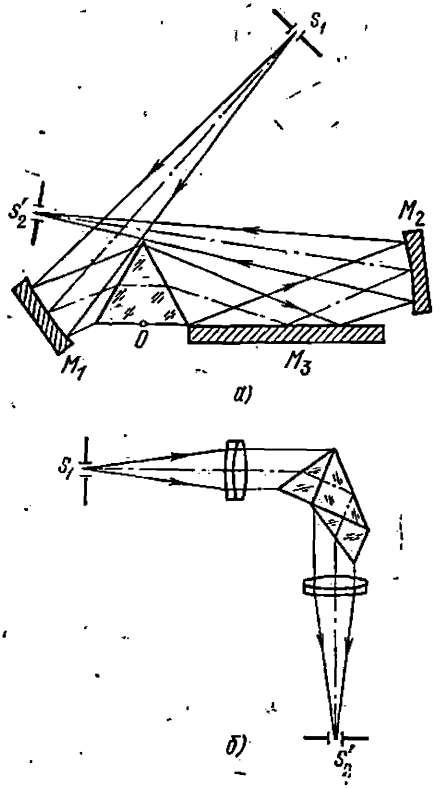


Рис. 2.41. Схемы монохроматоров.

а) Монохроматор постоянного отклонения с системой Водсворта, M_1 и M_3 — сферические зеркала, M_2 — плоское зеркало, O — ось вращения системы; *б*) монохроматор постоянного отклонения с призмой Аббе.

Оригинальная схема двойного призменного монохроматора была предложена Уолшем [2.5] (рис. 2.42, *б*). В этой схеме с помощью зеркальной «крыши», образованной двумя маленькими плоскими зеркалами M', установленными вблизи фокальной плоскости зеркала M_1, излучение после однократной дисперсии в авто-

коллимационной диспергирующей системе направляется в нее обратно (пунктир на рис. 2.42, *б*), т. е. проходит ее дважды. Между зеркалами «крыши» установлен механический прерыватель *с*, который модулирует излучение, вторично направляющееся в диспергирующую систему. В результате этого пучок, претерпевший двойную дисперсию и создающий при выходе из щели s_2' поток

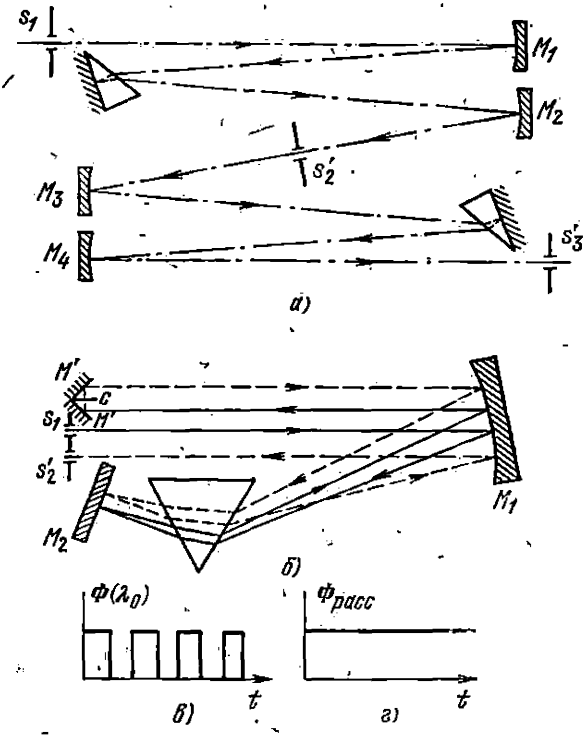


Рис. 2.42. Схемы двойного призменного монохроматора ДМР-4 (*а*) и двойного монохроматора с модуляцией излучения (*б*).

Внизу приведены графики зависимости от времени потока промодулированного излучения с длиной волны λ_0 (*в*) и потока рассеянного излучения (*г*).

$\Phi(\lambda_0)$, оказывается промодулированным в области некоторой длины волны λ_0 (рис. 2.42, *в*). Поток же паразитного рассеянного излучения $\Phi_{расс}$ с другими длинами волн, выходящий через выходную щель s_2', практически постоянен во времени (рис. 2.42, *г*). Используя малоинерционный приемник излучения и усилитель переменного тока, настроенный на частоту модуляции, можно выделить и измерить только величину промодулированного потока $\Phi(\lambda_0)$, определяемую функцией пропускания двойного монохроматора с максимумом при λ_0.

Таким образом, схема Уолша позволяет за счет двойной дисперсии повысить угловую дисперсию и разрешающую способность и значительно уменьшить ошибку измерения, вызванную рассеянным излучением.

Отметим, однако, что описанная схема не дает повышения степени монохроматизации выделяемого излучения, т. е. повышения степени его спектральной «чистоты», поскольку она фактически не уменьшает величину рассеянного излучения, выходящего из монохроматора, как это имеет место у обычного двойного монохроматора.

На практике часто возникает потребность значительно увеличить линейную дисперсию имеющихся призменных спектральных приборов и особенно светосильных спектрографов, линейная дисперсия которых обычно мала, а реальная разрешающая способность определяется аппаратной функцией фотослоя (см. (1.53)).

Автором были предложены и использованы два метода увеличения линейной дисперсии серийных призменных приборов, не требующие их существенной переделки. Эти методы позволили значительно (в 5—12 раз) увеличить дисперсию ряда трехпризменных спектрографов и в том числе прибора ИСП-51. Один из методов состоит в соответствующем выводе призм из положения минимума отклонения, а другой основан на многократном пропускании светового пучка через одну и ту же диспергирующую систему. Эти методы и полученные результаты приведены в Приложении 1 и опубликованы в [2.6, 2.7].

ГЛАВА 3

ДИФРАКЦИОННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

Диспергирующим элементом в дифракционных спектральных приборах служит дифракционная решетка. Она представляет собой оптическую поверхность из металла или прозрачного материала, на которую тем или иным методом нанесены штрихи, определенным образом разбивающие фронт падающей световой волны на когерентные пучки и изменяющие их амплитуду или фазу. Интерференция этих когерентных пучков света определяет результирующее распределение энергии излучения в пространстве и спектроскопические характеристики решетки.

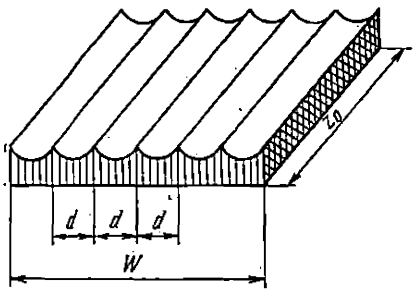


Рис. 3.1. Схема одномерной периодической структуры плоской дифракционной решетки (сильно увеличено).

d — период решетки, W — длина нарезанной части решетки, z_0 — длина штрихов.

До последнего времени в спектральных приборах использовались главным образом дифракционные решетки, у которых штрихи нарезались с помощью специальных делительных машин с алмазными резцами. Эти решетки имеют равноотстающие друг от друга параллельные штрихи, форма сечения которых определяется профилем режущей грани алмазного резца. Форма штриха, вообще говоря, может быть различной, но существенным является то, что элементы решетки — штрихи — повторяются через строго одинаковые промежутки, которые называются *периодом дифракционной решетки*. Таким образом, нарезные дифракционные решетки (или копии с них — реплики) представляют собой одномерную периодическую структуру (рис. 3.1).

В последнее десятилетие была разработана новая технология изготовления дифракционных решеток путем образования на специальных светочувствительных материалах (изменяющих некоторые свои свойства под действием света) интерференционной кар-

тины от излучения лазеров. Это так называемые *голографические дифракционные решетки*. В зависимости от взаимного расположения и типа источников излучения таким методом можно изготовлять как строго периодические решетки, так и решетки с переменным расстоянием между штрихами непрямолинейной формы. Последние, кроме диспергирующих свойств, обладают также фокусирующим действием.

Существуют отражательные и прозрачные дифракционные решетки — на первых штрихи нанесены на зеркальную (металлическую), на вторых — на прозрачную поверхность. У отражательных решеток результирующая интерференционная картина образуется в отраженном от решетки свете, а у прозрачных решеток — в проходящем свете.

Если штрихи решетки нанесены на плоскую поверхность, то такие решетки называются плоскими; если на вогнутую сферическую поверхность — вогнутыми. Последние обладают фокусирующим действием. В современных спектральных приборах используются как плоские, так и вогнутые дифракционные решетки, и главным образом отражательные.

Сначала рассмотрим теорию плоской периодической дифракционной решетки.

§ 3.1. Теория плоской дифракционной решетки

Теория плоской дифракционной решетки была создана Роуландом [3.1] еще в 1893 г. и практически осталась без изменений (за исключением несущественных для практики уточнений) до настоящего времени. Мы будем придерживаться теории Роуланда.

Общая теория дифракционной решетки. Пусть на отражательную одномерную периодическую решетку с периодом d падает световая волна. В соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля [1.2] каждую точку поверхности решетки можно рассматривать как центр вторичных сферических волн. Результирующее световое колебание в любой точке пространства вне решетки мы найдем суммированием вторичных волн, приходящих в данную точку пространства от всех точек дифракционной решетки, с учетом их фаз и амплитуд. В дальнейшем будем рассматривать решетку конечных размеров, а результирующее поле искать в удаленной от нее точке, что соответствует дифракции Фраунгофера [1.2]. Кроме того, будем считать, что и источник света также находится в достаточно удаленной точке и от него на решетку падает плоская волна. Эти условия соответствуют использованию плоской дифракционной решетки в спектральных приборах с входным и выходным коллиматорами.

Пусть штрихи решетки параллельны оси z и периодически повторяются вдоль оси y (рис. 3.2). На решетку падает световая волна

из точки источника a с координатами x', y', z', и мы ищем результирующее поле в точке b с координатами x'', y'', z''.

Если световая монохроматическая волна в точке a источника описывается выражением $\mathscr{E}(x', y', z') = \mathscr{E}_0 \exp(i\omega t)$, то в точке с координатами x, y, z на поверхности решетки она имеет вид

$$\mathscr{E}(x, y, z) = \frac{\mathscr{E}_0}{R'} \exp[i(\omega t - kR')],$$

где R' — расстояние между точкой с координатами x', y', z' источника и точкой с координатами x, y, z решетки, а $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. В этом выражении учитывается изменение амплитуды и фазы волны, приходящей в точку с координатами x, y, z.

По принципу Гюйгенса — Френеля элемент поверхности решетки $d\sigma(x, y, z)$ излучает сферическую волну, которую в точке наблюдения $b(x'', y'', z'')$ можно представить как

$$d\mathscr{E}(x'', y'', z'') = \frac{\rho\mathscr{E}_0}{R'R''} \exp\{i[\omega t - k(R' + R'')]\} d\sigma, \qquad (3.1)$$

где R'' — расстояние от элемента поверхности решетки $d\sigma$ до точки наблюдения $b(x'', y'', z'')$, а ρ — коэффициент отражения элемента поверхности решетки, учитывающий частичное поглощение падающей волны материалом решетки.

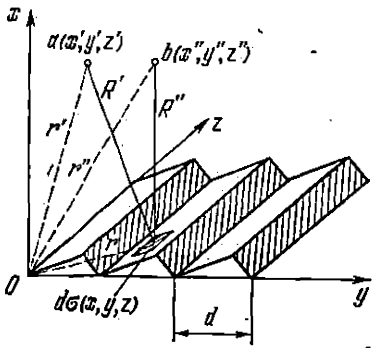


Рис. 3.2. К выводу основного уравнения результирующего поля решетки.

Предполагая конечность размеров решетки и достаточную удаленность от нее точек $a(x', y', z')$ и $b(x'', y'', z'')$, можно считать, что расстояния R' и R'' практически одинаковы для всех элементов решетки и их изменение в пределах решетки не влияет на величину амплитуды сферических волн. Предположим также сначала, что и величина коэффициента отражения ρ постоянна для всех точек решетки. При этих допущениях амплитуду волны в выражении (3.1), относящуюся к единице площади решетки, можно считать постоянной:

$$\frac{\rho\mathscr{E}_0}{R'R''} = \mathscr{E}'_0 \approx \text{const},$$

и записать (3.1) в виде

$$d\mathscr{E}(x'', y'', z'') = \mathscr{E}'_0 \exp\{i[\omega t - k(R' + R'')]\} d\sigma. \qquad (3.2)$$

Отметим, что если небольшие изменения R' и R'' мало сказываются на величине амплитуды волны $\mathscr{E}'_0$, то эти же изменения R' и R'' в фазе волны, определяемой членом $k(R' + R'')$, приводят

к значительному изменению результирующей амплитуды (и интенсивности) в точке наблюдения вследствие интерференции волн, приходящих от различных элементов решетки. Поэтому в выражении для фазы волны $k(R' + R'')$ в (3.2) необходимо учитывать изменение величины $R' + R''$ при переходе от одного элемента решетки к другому.

Преобразуем выражение для фазы, выразив R' и R'' непосредственно через координаты x', y', z', x, y, z и x'', y'', z''.

Для R' имеем

$$R' = \sqrt{(x'-x)^2+(y'-y)^2+(z'-z)^2}.$$

Раскрыв скобки и вводя расстояния r', r'' и r от точек a и b и элемента $d\sigma$ до начала координат, равные

$$r' = \sqrt{(x')^2+(y')^2+(z')^2}, \quad r'' = \sqrt{(x'')^2+(y'')^2+(z'')^2}$$

и

$$r = \sqrt{x^2+y^2+z^2},$$

можно преобразовать выражение для R' к виду

$$R' = r'\sqrt{1+\left(\frac{r}{r'}\right)^2 - 2\frac{x'x+y'y+z'z}{(r')^2}}.$$

Величины $\alpha' = x'/r'$, $\beta' = y'/r'$ и $\gamma' = z'/r'$ суть косинусы углов между r' и его проекциями на оси координат, постоянные для точки $a(x', y', z')$. Тогда

$$R' = r'\sqrt{1+\left(\frac{r}{r'}\right)^2 - 2\frac{x\alpha'+y\beta'+z\gamma'}{r'}}. \tag{3.3}$$

Аналогичным методом получим выражение для R'':

$$R'' = r''\sqrt{1+\left(\frac{r}{r''}\right)^2 - 2\frac{x\alpha''+y\beta''+z\gamma''}{r''}}, \tag{3.4}$$

где $\alpha'' = x''/r''$, $\beta'' = y''/r''$ и $\gamma'' = z''/r''$ — соответствующие косинусы углов между r'' и его проекциями на оси координат, постоянные для точки $b(x'', y'', z'')$.

Учтем теперь, что источник и точка наблюдения находятся в бесконечности по отношению к решетке конечных размеров и потому $r \ll r'$ и $r \ll r''$. Воспользовавшись этим, разложим выражения (3.3) и (3.4) в ряд, ограничиваясь лишь членами первого порядка малости *):

$$R' \approx r' - (x\alpha' + y\beta' + z\gamma'), \quad R'' \approx r'' - (x\alpha'' + y\beta'' + z\gamma'').$$

*) Заметим, что учет членов второго порядка малости $(x/r')^2$, $(y/r')^2$, $(z/r')^2$ необходим в случае, когда точки a и b находятся на конечном расстоянии от решетки (случай дифракции Френеля). Это, например, учитывается в теории вогнутой дифракционной решетки (см. ниже § 3.11), где источник и изображение спектров находятся на конечном расстоянии от решетки, а решетка освещается расходящимся пучком света.

Сумма этих величин, входящих в фазу волны, равна

$$R'+R''=r'+r''-x(\alpha'+\alpha'')-y(\beta'+\beta'')-z(\gamma'+\gamma''). \quad (3.5)$$

Введем для краткости обозначения:

$$r'+r''=R_0, \quad \alpha'+\alpha''=\delta, \quad \beta'+\beta''=\mu, \quad \gamma'+\gamma''=\nu.$$

Эти величины постоянны для рассматриваемых точек a (x', y', z') и b (x'', y'', z''), и, следовательно, (3.5) запишется в виде

$$R'+R''=R_0-(x\delta+y\mu+z\nu). \quad (3.6)$$

Здесь величина R_0 дает некоторый постоянный сдвиг фазы. Разность же фаз волн, приходящих в точку наблюдения b (x'', y'', z'') от отдельных элементов дифракционной решетки, определяется членом $(x\delta + y\mu + z\nu)$ и зависит, как мы видим, от координат точек решетки x, y, z.

Подставляя (3.6) в выражение (3.2), находим

$$d\mathscr{E}(x'', y'', z'')=\mathscr{E}_0' \exp[i(\omega t-kR_0)] \exp[ik(x\delta+y\mu+z\nu)]\, d\sigma.$$

Результирующая амплитуда в точке наблюдения b (x'', y'', z''), получающаяся при сложении волн, приходящих от всех точек решетки, определится, очевидно, интегралом по поверхности решетки σ:

$$\mathscr{E}(x'', y'', z'')=\mathscr{E}_0' \exp[i(\omega t-kR_0)] \int\limits_\sigma \exp[ik(x\delta+y\mu+z\nu)]\, d\sigma. \quad (3.7)$$

Интенсивность световой волны в точке наблюдения представляется в общем виде в форме

$$J(x'', y'', z'')=\mathscr{E}\mathscr{E}^*=(\mathscr{E}_0')^2\left[\int\limits_\sigma \exp[ik(x\delta+y\mu+z\nu)]\, d\sigma\right]\times$$
$$\times\left[\int\limits_\sigma \exp[-ik(x\delta+y\mu+z\nu)]\, d\sigma\right]. \quad (3.8)$$

Это общее выражение для интенсивности поля при дифракции Фраунгофера применимо к любой дифракционной решетке. Однако в таком виде оно малопригодно для практического использования. Поэтому прежде, чем вычислять (3.8), проведем преобразование (3.7) применительно к плоской периодической дифракционной решетке с учетом реальной схемы ее использования в спектральном приборе.

Рассмотрим оптическую схему спектрального прибора с плоской дифракционной решеткой. Такой прибор имеет входной и вы-

ходной коллиматоры (или камерный объектив). Оптические оси объективов коллиматоров перпендикулярны к штрихам решетки, т. е. лежат в плоскости xy (рис. 3.3). Входная щель коллиматора, играющая роль источника света, параллельна штрихам решетки. Каждая точка щели по ее высоте дает после прохождения объектива коллиматора параллельный пучок света, ось которого образует угол θ' с оптической осью коллиматора и, следовательно, с плоскостью xy. Оси параллельных пучков, идущих от различных

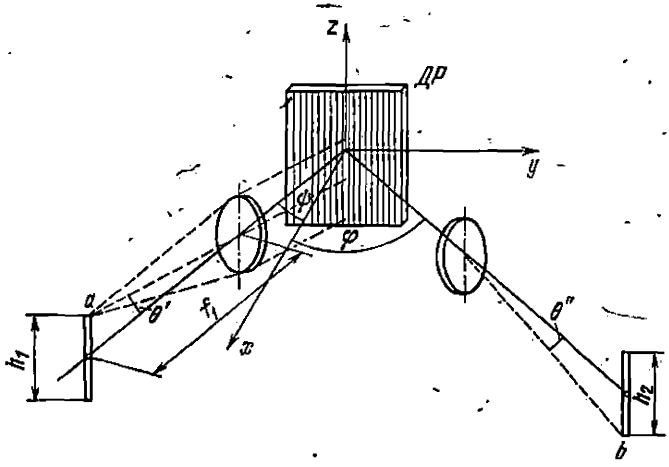


Рис. 3.3. Принципиальная схема спектрального прибора с плоской отражательной дифракционной решеткой *ДР*.

точек щели (по ее высоте), образуют различные углы с плоскостью xy, но все они лежат в одной плоскости, проходящей через ось z.

Исходя из схемы спектрального прибора, практически оказывается более удобным характеризовать положение точки источника a и точки наблюдения b не введенными нами косинусами α', β', γ', . . ., а углами ψ и φ, лежащими в плоскости xy, и углами θ' и θ'', лежащими в плоскостях, проходящих через оптические оси коллиматоров и ось z. Угол ψ, образованный осью входного коллиматора с осью x, обычно называют *углом падения* параллельного пучка на решетку, а угол φ, образованный осью выходного коллиматора с осью x,— *углом дифракции*. При таком выборе углов оси параллельных пучков, идущих от различных точек входной щели по ее высоте, образуют различные углы θ', но их проекции на плоскость xy образуют с осью один и тот же угол ψ.

На рис. 3.4 приведена схема взаимного расположения источника, точки наблюдения и решетки, соответствующего оптической схеме спектрального прибора.

Эта схема позволяет выразить α', β' и γ' через углы ψ, φ, θ' и θ''. Из построения на рис. 3.4 находим

$$\alpha' = \frac{x'}{r'} = \frac{x'}{r_1'} \cos\theta' = \cos\theta' \cos\psi,$$

$$\beta' = \frac{y'}{r'} = \frac{y'}{r_1'} \cos\theta' = \cos\theta' \sin\psi$$

и

$$\gamma' = \frac{z'}{r'} = \sin\theta',$$

где $r_1' = r' \cos\theta'$ — проекция r' на плоскость xy, и аналогично

$$\alpha'' = \frac{x''}{r''} = \cos\theta'' \cos\varphi, \quad \beta'' = \frac{y''}{r''} = \cos\theta'' \sin\varphi, \quad \gamma'' = \frac{z''}{r''} = \sin\theta''.$$

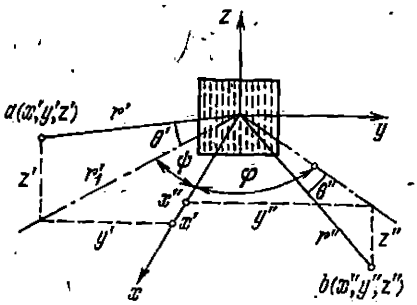


Рис. 3.4. Схема взаимного расположения источника, дифракционной решетки и точки наблюдения.

Подставляя выражения для α', β', γ', α'', β'' и γ'' в (3.5), получим для величин δ, μ и ν

$$\begin{aligned} \delta &= \alpha' + \alpha'' = \cos\theta' \cos\psi + \cos\theta'' \cos\varphi, \\ \mu &= \beta' + \beta'' = \cos\theta' \sin\psi + \cos\theta'' \sin\varphi, \\ \nu &= \gamma' + \gamma'' = \sin\theta' + \sin\theta''. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Вернемся к вычислению интеграла (3.7) по поверхности дифракционной решетки при учете строгой периодичности ее структуры.

Поле дифракции при строго периодической решетке. Пусть решетка строго периодична вдоль оси y и состоит из штрихов одинаковой, но пока произвольной формы. Пусть также длина штрихов вдоль оси z равна z_0 (рис. 3.5, *а*). Выберем элемент площади решетки $d\sigma$ в форме прямоугольника $d\sigma = dz\, dl$, где dz — элемент длины вдоль оси z, а dl — элемент длины вдоль профиля штриха решетки в плоскости, параллельной xy. Разобьем интеграл по по-

верхности решетки в (3.7) на два интеграла: один по оси z и другой по профилю штрихов решетки в плоскости xy. Тогда (3.7) запишется в виде *)

$$\mathscr{E}(x'', y'', z'') =$$

$$= \mathscr{E}_0' \exp[i(\omega t - kR_0)] \int\limits_{\wedge\wedge\wedge} \exp[ik(x\delta + y\mu)]\, dl \int\limits_0^{z_0} \exp(ikz\nu)\, dz. \qquad (3.10)$$

Рассмотрим сначала первый интеграл. В силу строго периодической структуры решетки интегрирование по всему профилю ре-

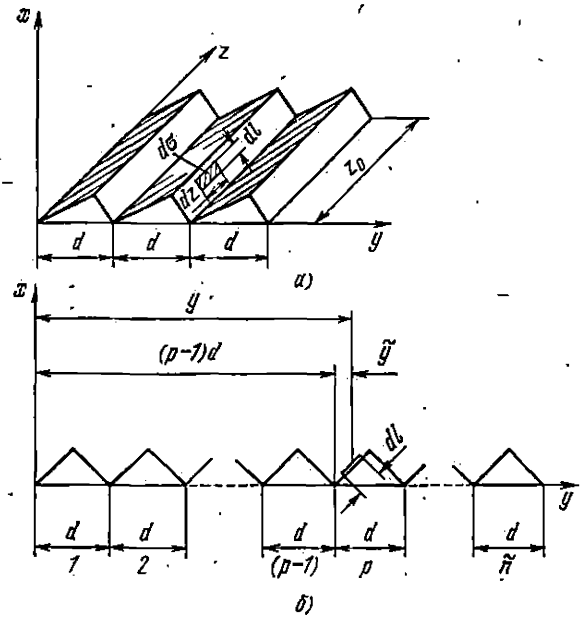


Рис. 3.5. Элементы периодической структуры решетки в трехмерном пространстве (*а*) и в плоскости xy (*б*).

шетки можно заменить интегрированием по профилю одного штриха и умножить результат на число штрихов $\tilde{n}$, где $\tilde{n}$ — большое число.

Возьмем p-й штрих решетки. Если период решетки есть d, то для координаты y точки p-го штриха, отсчитываемой от начала

*) Знак $\int\limits_{\wedge\wedge\wedge}$ означает интеграл по профилю всей решетки, а знак $\int\limits_{\wedge}$ — интеграл по профилю одного штриха (см. ниже).

координат, имеем $y = (p-1)\,d + \tilde{y}$, где $\tilde{y}$ — расстояние от начала p-го штриха до середины элемента штриха dl (рис. 3.5, *б*). При такой замене переменной интеграл по всему профилю решетки запишется в виде

$$\int\limits_{\wedge\wedge\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + y\mu\right)\right] dl =$$

$$= \sum_{p=1}^{\tilde{n}} \exp\left(ikp\,d\mu\right) \exp\left(-ik\,d\mu\right) \int\limits_{\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + \tilde{y}\mu\right)\right] dl.$$

Здесь член $\exp\left(-ik\,d\mu\right)$ и интеграл по профилю одного штриха $\int\limits_{\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + \tilde{y}\mu\right)\right] dl$ — величины постоянные и не зависят от номера штриха p; поэтому, вынося их за знак суммы, имеем

$$\int\limits_{\wedge\wedge\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + y\mu\right)\right] dl =$$

$$= \exp\left(-ik\,d\mu\right) \int\limits_{\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + \tilde{y}\mu\right)\right] dl \sum_{p=1}^{\tilde{n}} \exp\left(ikp\,d\mu\right). \qquad (3.11)$$

Здесь член $\sum\limits_{p=1}^{\tilde{n}} \exp\left(ikp\,d\mu\right)$ представляет собой геометрическую прогрессию (со знаменателем прогрессии $q = \exp\left(ik\,d\mu\right)$), сумма которой равна

$$\sum_{p=1}^{\tilde{n}} \exp\left(ik\,d\mu\,p\right) = \frac{\exp\left(ik\,d\mu\right)\left[\exp\left(ik\,d\mu\,\tilde{n}\right) - 1\right]}{\exp\left(ik\,d\mu\right) - 1} =$$

$$= \exp\left[\frac{ik\,d\mu\,(\tilde{n}+1)}{2}\right] \frac{\sin\left(k\,d\mu\,\tilde{n}/2\right)}{\sin\left(k\,d\mu/2\right)}.$$

Подставив полученное выражение в (3.11), а последнее в (3.10), имеем

$$\mathscr{E}\left(x'', y'', z''\right) = \mathscr{E}_0 \exp\left[i\left(\omega t - kR_0 + k\,d\mu\,(\tilde{n}+1)/2\right]\right. \frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v} \times$$

$$\times \int\limits_{\wedge} \exp\left[ik\left(x\delta + y\mu\right)\right] dl \int\limits_{0}^{z_0} \exp\left(ikzv\right) dz,$$

где для сокращения введено обозначение

$$v = k\,d\mu/2, \qquad (3.12)$$

а $\tilde{y}$ снова заменено на y.

И, наконец, выражение для результирующей интенсивности световой волны (3.8) в точке наблюдения принимает вид

$$J = \mathscr{E}\mathscr{E}^* = (\mathscr{E}_0')^2 \left(\frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v}\right)^2 \left[\int_0^{z_0} \exp(ikvz)\, dz\right] \times$$

$$\times \left[\int_0^{z_0} \exp(-ikvz)\, dz\right] \left[\int_\Lambda \exp[ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right] \times$$

$$\times \left[\int_\Lambda \exp[-ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right]. \qquad (3.13)$$

Рассмотрим теперь интеграл $\int_0^{z_0} \exp(ikvz)\, dz$. Легко видеть, что он представляет собой «дифракционный» интеграл, аналогичный рассмотренному в § 1.2 в задаче о дифракции на прямоугольном отверстии (см. (1.21)). В данном случае он относится к дифракции на отверстии шириной z_0, т. е. на длине штриха решетки. Поэтому, по аналогии с (1.25), мы можем написать произведение сопряженных интегралов в виде

$$\left[\int_0^{z_0} e^{ikvz}\, dz\right] \left[\int_0^{z_0} e^{-ikvz}\, dz\right] = z_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2, \qquad (3.14)$$

где $u_1 = kz_0 v/2$, а сама функция $(\sin u_1/u_1)^2$ имеет вид, изображенный на рис. 1.14. Положение максимума этой функции, равного единице (см. (1.28)), как было показано в § 1.2, определяется из условия $u_1 = 0$. Подставляя выражение для v из (3.9), получим

$$v_{max} = \sin\theta' + \sin\theta''_{max} = 0,$$

или

$$\theta''_{max} = -\theta'. \qquad (3.15)$$

Последнее равенство означает, что направление на максимум функции $(\sin u_1/u_1)^2$ определяется зеркальным отражением падающего луча от плоскости дифракционной решетки, т. е. опять таки законами геометрической оптики (см. положение точек a и b на рис. 3.4).

Угловое расстояние между центром главного максимума и первым минимумом дифракционной функции, аналогично (1.32), определяется величиной

$$\Delta\theta'' = \theta''_{max} - \theta''_{min} = \frac{\lambda}{z_0 \cos\theta''}.$$

Но поскольку $z_0 \gg \lambda$ (z_0 — сантиметры), то ширина главного максимума мала, и, следовательно, дифракционное размытие изображения точки щели по ее высоте в плоскости, параллельной штрихам решетки, незначительно.

Поскольку входная щель коллиматора параллельна штрихам решетки, то дифракционные картины от каждой точки щели перекрываются, образуя результирующее распределение интенсивности вдоль изображения щели h_2, аналогичное показанному на рис. 1.17. Но так как угловые размеры высоты щели h_1/f_1 всегда много больше ширины дифракционного максимума $\Delta\theta''$, то результирующее распределение интенсивности вдоль изображения щели (по ее высоте) в значительной своей части (за исключением крайних точек) постоянно и равно интегральной дифракционной функции.

Рассмотрим теперь распределение интенсивности света (3.13) в плоскости xy, которая является плоскостью дисперсии.

Распределение интенсивности в плоскости дисперсии. Выражение (3.13) для интенсивности света в точке наблюдения при подстановке в него (3.14) принимает вид

$$J = (\mathscr{E}_0')^2 z_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v}\right)^2 \left[\int\limits_{\wedge} \exp[ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right] \times$$
$$\times \left[\int\limits_{\wedge} \exp[-ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right] = J_{z_0} J_{\tilde{n}} J_{\wedge} \ldots, \qquad (3.16)$$

где для сокращения записи введены обозначения:

$$J_{z_0} = (\mathscr{E}_0')^2 z_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2, \qquad (3.16а)$$

$$J_{\tilde{n}} = \left(\frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v}\right)^2, \qquad (3.16б)$$

$$J_{\wedge} = \left[\int\limits_{\wedge} \exp[ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right] \left[\int\limits_{\wedge} \exp[-ik(x\delta + y\mu)]\, dl\right]. \qquad (3.16в)$$

Распределение интенсивности света в плоскости дисперсии определяется произведением функций $J_{\tilde{n}} J_{\wedge}$. Функция $J_{\tilde{n}}$ обусловлена интерференцией $\tilde{n}$ когерентных пучков, идущих в точку наблюдения от штрихов решетки, и связана с периодической структурой последней. Выражения для $J_{\tilde{n}}$ (см. (3.16б)), а также для v (см. (3.12)) и μ (см. (3.9)) показывают, что функция $J_{\tilde{n}}$ зависит от периода d, полного числа штрихов решетки $\tilde{n}$, λ и углов ψ, θ', θ'' и φ. При заданных d, λ, $\tilde{n}$, θ' и ψ $J_{\tilde{n}}$ представляет собой осциллирующую функцию угла дифракции φ с резкими — главными — мак-

симумами, между которыми располагается большое число минимумов, где функция равна нулю, и небольших вторичных максимумов. Схематически эта функция приведена на рис. 3.6, *а*.

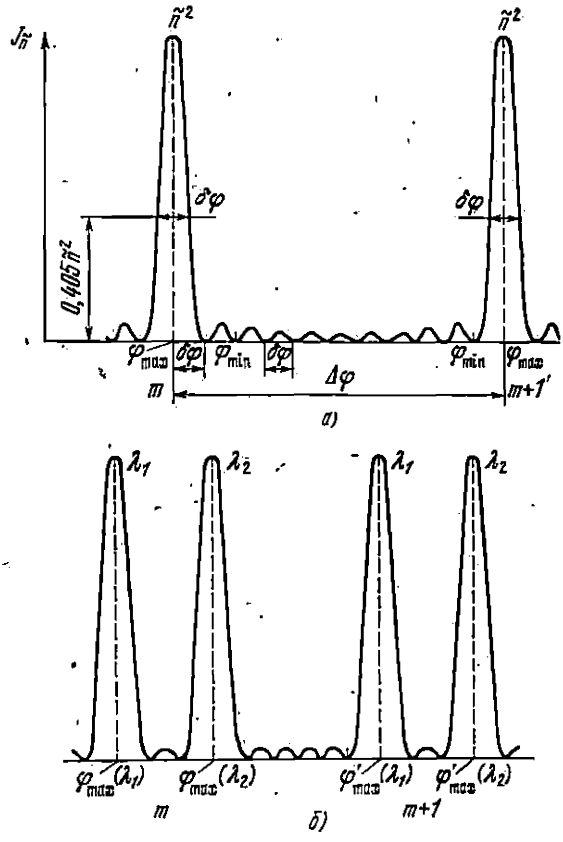


Рис. 3.6. Интерференционная функция $J_{\tilde{n}} = (\sin \tilde{n}v/\sin v)^2$ и ее параметры (*а*) и положение главных максимумов функции для длин волн λ_1 и λ_2 (*б*).

Положение главных максимумов определяется из условия равенства нулю знаменателя в формуле для $J_{\tilde{n}}$, т. е. из условия $\sin v_{max} = 0$ или $v_{max} = \pm m\pi$, где $m = 0, 1, 2, \ldots$ Но так как $\tilde{n}$ — целое число, то при $v = \pm m\pi$ имеем $\tilde{n}v = \pm\tilde{n}m\pi$ и $\sin \tilde{n}v = 0$; поэтому при $v_{max} = \pm m\pi$ функция $J_{\tilde{n}}$ имеет неопределенность, и, как показывает анализ, ее значение при этом равно

$$J_{\tilde{n}} = (\sin \tilde{n}v/\sin v)^2_{v=\pm m\pi} = \tilde{n}^2.$$

Таким образом, «пиковое значение» всех главных максимумов равно $\tilde{n}^2$.

Подставляя в равенство $v_{max} = k\, d\mu_{max}/2 = \pm m\tilde{n}$ $k = 2\pi/\lambda$ и μ из (3.9), получим

$$d\mu_{max} = d\,(\cos\theta' \sin\psi + \cos\theta''_{max} \sin\varphi_{max}) = \pm m\lambda,$$

или, так как согласно (3.15) $|\theta''_{max}| = |\theta'|$, условие, определяющее положение главных максимумов, можно представить в виде

$$d\mu_{max} = d\cos\theta'\,(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = \pm m\lambda. \qquad (3.17)$$

Отсюда следует, что при заданных углах θ' и ψ параллельного пучка, падающего на решетку, и постоянном m угол дифракции φ_{max} однозначно определяется длиной волны λ. Это означает, что направления на главные максимумы для различных длин волн различны, и, следовательно, дифракционная решетка производит пространственное разложение излучения в спектр (рис. 3.6, *б*). Но поскольку число m в (3.17) принимает целые значения, то для данной длины волны λ образуется несколько главных максимумов. Отсюда следует, что при пространственном разложении излучения дифракционной решеткой образуется несколько спектров при каждом значении числа m. Величина m определяет порядок спектра: при $m = 1$ образуется спектр первого порядка, при $m = 2$ — второго и т. д.

Найдем условия, определяющие положение минимумов функции $J_{\tilde{n}}$. Она обращается в нуль при равенстве нулю ее числителя, т. е. при $\sin \tilde{n}v_{min} = 0$ или $\tilde{n}v_{min} = \pm \tilde{h}\pi$ ($\tilde{h}$ — целое число); с учетом (3.9) и (3.12) имеем $\tilde{n}v_{min} = \tilde{n}k\, d\mu_{min}/2 = \pm\tilde{h}\pi$, откуда после преобразования находим

$$d\mu_{min} = d\cos\theta'\,(\sin\psi + \sin\varphi_{min}) = \tilde{h}\lambda/\tilde{n}. \qquad (3.18)$$

Здесь величина $\tilde{h}$ принимает целые значения, кроме $\tilde{h} = 0$, $\tilde{n}$, $2\tilde{n}$, ..., $m\tilde{n}$, при которых условие (3.18), определяющее положение минимумов, переходит в (3.17), т. е. в условие, определяющее положение главных максимумов. Действительно, при $\tilde{h} = m\tilde{n}$ получим

$$d\mu_{min} = \frac{\tilde{h}}{\tilde{n}}\lambda = \frac{m\tilde{n}}{\tilde{n}}\lambda = m\lambda = d\mu_{max}.$$

Это означает, что угловое расстояние между центром главного максимума и соседним минимумом равно угловому расстоянию между соседними минимумами.

Между соседними главными максимумами m-го и $(m+1)$-го порядков, соответствующих $\tilde{h}_1 = m\tilde{n}$ и $\tilde{h}_2 = (m+1)\,\tilde{n}$, число $\tilde{h}$ принимает $\tilde{n}$ различных значений: $\tilde{h}_2 - \tilde{h}_1 = (m+1)\,\tilde{n} - m\tilde{n} = \tilde{n}$. Из них $\tilde{n} - 1$ соответствует положению минимумов и одно —

главному максимуму. Следовательно, между двумя соседними главными максимумами m-го и $(m+1)$-го порядков расположен $\tilde{n}-1$ минимум, где функция $J_{\tilde{n}}$ обращается в нуль, и $\tilde{n}-2$ вторичных максимума. Вторичные максимумы (см. рис. 3.6, *а*) расположены приблизительно посередине между соседними минимумами, где $\tilde{h}_1=\tilde{h}$ и $\tilde{h}_2=\tilde{h}+1$, и, следовательно, их положение приближенно можно определить из условия (при больших значениях $\tilde{h}$)

$$d\cos\theta'(\sin\psi+\sin\varphi)=(\tilde{h}+{}^1/_2)\frac{\lambda}{\tilde{n}}. \qquad (3.19)$$

Величины вторичных максимумов малы, и, как показывает расчет, величина ближайшего к главному максимуму вторичного максимума не превышает $\tilde{n}^2/23$, т. е. составляет 1/23 часть от главного максимума. Остальные вторичные максимумы быстро убывают к середине между соседними главными максимумами, и в самой середине вторичный максимум имеет малую величину. Обычно на регистрируемом спектре вторичные максимумы и минимумы сливаются в непрерывный малоинтенсивный фон, на котором резко выделяются главные максимумы.

Аппаратная функция дифракционной решетки. Функция $J_{\tilde{n}}$ (см. (3.16, *б*)), определяющая распределение энергии монохроматического излучения в плоскости дисперсии, является аппаратной функцией дифракционной решетки. В отличие от аппаратной функции призмы она имеет множество главных максимумов. Положение главных максимумов при заданном угле падения ψ, как следует из (3.17), зависит только от периода решетки d и не зависит от числа штрихов и их формы. Вместе с тем число штрихов $\tilde{n}$ (при заданном d) влияет на число вторичных максимумов и минимумов и, следовательно, влияет на ширину главных максимумов и их величину. Чем больше $\tilde{n}$ (при заданном d), тем меньше ширина главных максимумов — ширина аппаратной функции — и тем больше их пиковое значение.

Однако в действительности величина главных максимумов в результирующем распределении энергии в плоскости дисперсии, как уже отмечалось, определяется произведением функции $J_{\tilde{n}}$ на функцию $J_\wedge$ (см. (3.16в)). Значение последней функции зависит от λ, углов ψ, φ и θ, входящих в δ и μ, и, что крайне существенно, от формы штриха решетки, так как интегралы берутся по профилю штриха. В дальнейшем мы покажем (см. § 3.4), что функция $J_\wedge$ имеет вид, аналогичный дифракционному распределению, и, следовательно, имеет большое значение лишь в ограниченной области углов φ. Это означает, что в результирующем распределении интенсивности (3.16) главные максимумы имеют различную величину в зависимости от величины произведения обеих рассматриваемых функций. Изменяя форму штриха, можно изменять ту область

углов, где главные максимумы в результирующем распределении больше всего. В частности, можно рассчитать такую форму штриха, при которой большую интенсивность имеет спектр только одного порядка. Эти вопросы рассматриваются ниже (см. § 3.4, 3.5).

§ 3.2. Спектроскопические характеристики дифракционной решетки

Дифракционная решетка как диспергирующий элемент спектрального прибора характеризуется, как и призма, угловой дисперсией, теоретической разрешающей силой и, в отличие от призмы, конечной областью дисперсии. Последняя характеристика связана с наличием у решетки спектров различных порядков.

Все спектроскопические характеристики решетки связаны со свойствами интерференционной функции $J_{\tilde{n}}$, т. е. с периодической структурой решетки, и не зависят от формы штриха.

Выражения для угловой дисперсии, разрешающей силы и области дисперсии могут быть получены из соотношений (3.17) и (3.18), определяющих направления на главные максимумы и минимумы интерференционной функции. В дальнейшем мы для простоты ограничимся случаем $\theta' = 0$, что соответствует рассмотрению точки щели (по ее высоте), расположенной на оптической оси входного коллиматора. В этом случае (см. (3.17) и (3.18)).

$$d\mu_{\max} = d(\sin\psi + \sin\varphi_{\max}) = \pm m\lambda, \tag{3.20}$$

$$d\mu_{\min} = d(\sin\psi + \sin\varphi_{\min}) = \pm \frac{\tilde{h}}{\tilde{n}}\lambda. \tag{3.21}$$

При использовании выражений (3.17)—(3.21) следует иметь в виду, что входящие в них углы ψ и φ отсчитываются от нормали к решетке и должны иметь соответствующий знак. Если падающий и дифрагированный лучи лежат по одну сторону от нормали, то углы ψ и φ имеют одинаковый знак; если они расположены по разные стороны от нормали — то разные знаки.

Положив в (3.20) $m = 0$, получим, что $\sin\varphi_{0,\max} = -\sin\psi$, или $\varphi_{0,\max} = -\psi$. Это означает, что направление на максимум нулевого порядка определяется зеркальным отражением от плоскости решетки; падающий пучок и дифрагированный пучок нулевого порядка всегда расположены симметрично относительно нормали к решетке (рис. 3.7). По обе стороны от направления на максимум нулевого порядка расположены максимумы $m = \pm 1$, $m = \pm 2$ и т. д. порядков. Поскольку при $m = 0$ равенство (3.20) выполняется для любой длины волны, главные максимумы функции $J_{\tilde{n}}$ нулевого порядка для всех длин волн совпадают. Иначе говоря, в нулевом порядке не происходит пространственного разложения излучения в спектр, и поэтому нулевой порядок спектра называют ахроматическим.

Величина $\tilde{\Delta}_d = d(\sin\psi + \sin\varphi)$ (см. (3.20) и (3.21)) представляет собой геометрическую разность хода между дифрагированными

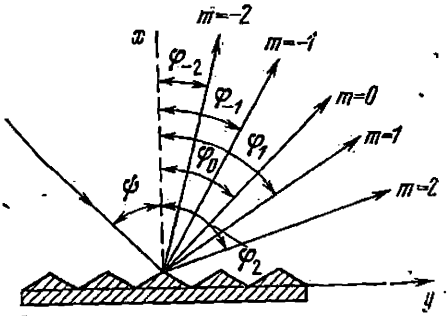


Рис. 3.7. Направления на спектры разных порядков.

параллельными лучами от соседних штрихов решетки (рис. 3.8). Когда падающие и дифрагированные пучки расположены по различные стороны от нормали к решетке x (рис. 3.8, *а*), эта разность хода равна

$$\tilde{\Delta}_d = CD - AB = d\sin\psi - d\sin\varphi = d(\sin\psi - \sin\varphi).$$

Если же рассматриваемые лучи расположены по одну сторону от нормали к решетке (рис. 3.8, *б*), то

$$\tilde{\Delta}_d = AC + AB = d\sin\psi + d\sin\varphi = d(\sin\psi + \sin\varphi).$$

Поэтому в общем случае для разности хода $\tilde{\Delta}_d$ имеем

$$\tilde{\Delta}_d = d(\sin\psi \pm \sin\varphi). \qquad (3.22)$$

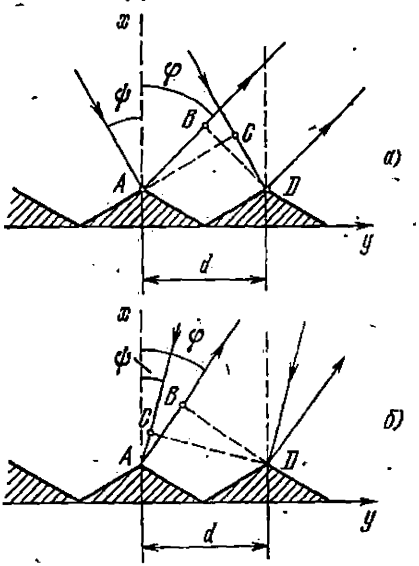


Рис. 3.8. К определению разности хода между дифрагированными лучами от соседних штрихов решетки.
а) Падающие и дифрагированные лучи расположены по разные стороны от нормали; *б*) по одну сторону от нормали.

Условие (3.20) показывает, что если разность хода между дифрагированными параллельными лучами от соответственных точек соседних штрихов (т. е. любых подобных точек, расстояние между которыми вдоль оси y равно d) равна целому числу длин волн $\tilde{\Delta}_d = m\lambda$, то в результате интерференции образуется главный максимум. В нулевом, ахроматическом, порядке спектра разность хода $\tilde{\Delta}_d = 0$.

Как мы увидим дальше, взаимное расположение падающего и дифрагированного пучков по отношению к нормали решетки влияет на величину спектроскопических характеристик и должно учитываться при разработке оптической схемы спектрального прибора.

Угловая дисперсия дифракционной решетки. Выражения для угловой дисперсии решетки легко получить, дифференцируя соотношение (3.20) при постоянных ψ и m. Выполняя дифференцирование и опуская для простоты индекс max, имеем $d\cos\varphi\, d\varphi = \pm m\, d\lambda$, откуда

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}. \tag{3.23}$$

Как мы видим, угловая дисперсия зависит от m, d и φ, которые, однако, связаны соотношением (3.20). При $m = 0$ угловая дисперсия равна нулю вследствие ахроматичности спектра нулевого порядка. Если в (3.23) отношение m/d заменить его выражением, найденным из (3.20), то для угловой дисперсии получим

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\sin\psi + \sin\varphi}{\lambda\cos\varphi}. \tag{3.24}$$

Отсюда следует, что угловая дисперсия является функцией только углов и длины волны λ и не зависит явно от параметров решетки: ее периода, полного числа штрихов и их формы. Это означает, что в спектральном приборе с фиксированными углами ψ и φ и при работе в одной и той же области длин волн угловая дисперсия оказывается одинаковой при любой дифракционной решетке. Однако другие характеристики решетки, например область дисперсии, порядок спектра m, будут различными, так как они явно зависят от периода решетки.

Если же исследование спектров проводится в одном и том же порядке (наиболее часто встречающийся на практике случай), то из (3.23) следует, что $d\varphi/d\lambda$ тем больше, чем меньше период d. Кроме того, из (3.20) легко заключить, что уменьшение d при фиксированных m, ψ и λ приводит к увеличению угла дифракции φ, а это в свою очередь увеличивает угловую дисперсию, поскольку $d\varphi/d\lambda \sim 1/\cos\varphi$ (см. (3.23)). Таким образом, при работе в заданном порядке спектра использование решеток с меньшим периодом (до определенного предела, см. ниже) позволяет получить бо́льшую величину угловой дисперсии.

Из (3.24) можно видеть, что при одних и тех же абсолютных значениях углов ψ и φ величина $d\varphi/d\lambda$ больше, если падающий и дифрагированный пучки расположены по одну сторону от нормали. Частным случаем такой установки решетки является автоколлимационная схема с $\psi = \varphi_{m,\max}$ (рис. 3.9, *а*), для которой выражение для угловой дисперсии принимает вид

$$(d\varphi/d\lambda)_a = 2\,\mathrm{tg}\,\varphi/\lambda. \tag{3.25}$$

Общее выражение для угловой дисперсии (3.24) показывает, что величина $d\varphi/d\lambda$ возрастает с увеличением угла дифракции φ. Но наиболее резкая зависимость от угла φ имеет место при автоколлимационной установке, при которой $d\varphi/d\lambda \sim \operatorname{tg}\varphi$. Поэтому, казалось бы, для увеличения угловой дисперсии решетки следует использовать возможно большие углы дифракции.

Однако, как мы покажем дальше, применение такого метода увеличения дисперсии практически не всегда целесообразно. При работе с так называемыми амплитудными дифракционными решетками (см. § 3.3) (к которым относятся и щелевые решетки; обычно

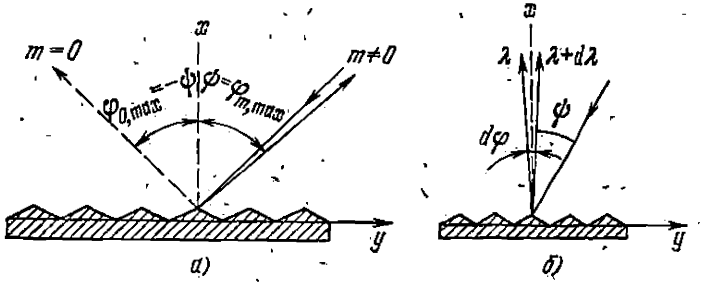


Рис. 3.9. Автоколлимационная схема установки решетки (*а*) и схема установки решетки при получении нормального спектра (*б*).

рассматриваемые в учебниках оптики [1.2]) увеличение угловой дисперсии как при фиксированном угле падения, так и в автоколлимационной схеме сопровождается уменьшением интенсивности спектра. Только при работе с решетками со специальным профилем штриха возможно использование их при больших углах дифракции без потери в интенсивности (см. § 3.4).

В ряде случаев представляет интерес использование решетки при малых углах дифракции ($\varphi \approx 0$) и любых углах падения (рис. 3.9, *б*). При этих условиях величина угловой дисперсии мало изменяется при небольших изменениях угла φ в окрестностях $\varphi = 0$ и поэтому ее можно считать практически постоянной и равной (см. (3.23), (3.24))

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\varphi=0} = \frac{m}{d} = \frac{\sin\psi}{\lambda} \approx \text{const}.$$

Отсюда следует, что приращение угла дифракции $d\varphi$ пропорционально приращению длин волн $d\lambda$, т. е. $d\varphi = \frac{m}{d}\,d\lambda$, и, значит, можно применять линейную интерполяцию при определении длин волн спектральных линий. Получающийся при такой установке решетки спектр часто называют *нормальным* спектром.

В заключение сравним зависимости угловой дисперсии от длины волны для дифракционной решетки и призмы.

Из (3.20) следует, что при постоянных m, d и ψ угол дифракции φ возрастает с увеличением длины волны λ. Вследствие этого и угловая дисперсия решетки (см. (3.23)) растет (но незначительно) с увеличением λ в пределах одного и того же порядка спектра ($m = \text{const}$). У призмы же, как мы видели (см. § 2.4), угловая дисперсия уменьшается с увеличением длины волны λ главным образом за счет уменьшения дисперсии материала призмы. Поэтому при схематическом изображении спектров, полученных с призменным и дифракционным спектрографами в видимой области спектра, наблюдаются картины, представленные на рис. 3.10. Если сравнивать угловую дисперсию реальных дифракционных решеток, работающих в первом порядке спектра, с угловой дисперсией призм, изготовленных из всех известных в настоящее время оптических материалов, то оказывается, что угловая дисперсия решеток больше угловой дисперсии призм практически во всех областях спектра *).

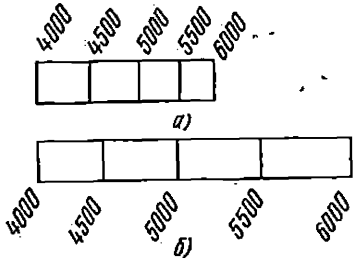


Рис. 3.10. Сравнение спектров, полученных с призменным (*а*) и дифракционным (*б*) спектрографами (схема).
Числа указывают длины волн в ангстремах.

В ультрафиолетовой области спектра это различие относительно невелико, но в видимой и особенно в инфракрасной области оно значительно. Если же использовать решетки в более высоких порядках спектра, то их преимущество перед призмами в отношении величины угловой дисперсии оказывается еще больше. И, наконец, область спектра, в которой можно применять отражательные дифракционные решетки, значительно больше (от $\lambda \approx 1$ Å до $\lambda \approx 2$ мм) области использования призм. Эти преимущества решеток и определили их широкое применение в настоящее время.

Теоретическая разрешающая способность дифракционной решетки. По определению теоретическая разрешающая способность любого спектрального прибора равна $\mathcal{R}_0 = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — спектральная ширина аппаратной функции. В случае дифракционной решетки, как мы видели, аппаратной функцией является интерференционная функция $J_{\bar{n}}$ (см. (3.16б)). Выразим ширины главных интерференционных максимумов через параметры решетки. Для этой цели представим равенство (3.21), определяющее положение

*) Лишь в области $\lambda < 2500$ Å угловая дисперсия призмы из кристаллического кварца несколько больше дисперсии в первом порядке решетки, имеющей 1200 штр/мм.

минимумов, в виде

$$\tilde{n}d(\sin\psi+\sin\varphi)=\tilde{h}\lambda. \qquad (3.26)$$

Произведение $\tilde{n}d$ равно полной длине нарезанной части решетки W вдоль оси y (см. рис. 3.1). Поэтому (3.21) можно переписать как

$$W(\sin\psi+\sin\varphi)=\tilde{h}\lambda. \qquad (3.27)$$

Легко видеть, что это есть условие, определяющее направления на минимумы дифракционного распределения при дифракции на прямоугольном отверстии шириной W (ср. (1.3)), т. е. на отверстии, равном полной длине решетки. В самом деле, при дифракции на отверстии разность хода между крайними параллельными дифрагированными лучами равна (рис. 3.11)

$$\tilde{\Delta}_W=AB+AC=W\sin\psi+W\sin\varphi=W(\sin\psi+\sin\varphi). \qquad (3.28)$$

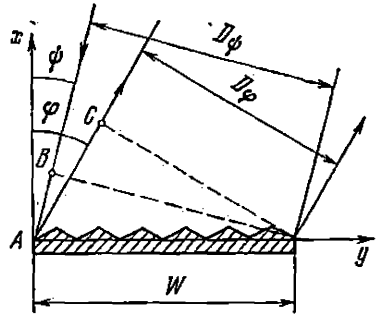


Рис. 3.11. К определению разности хода при дифракции на решетке с полной длиной W.

И если она равна целому числу длин волн $\tilde{\Delta}_W=\tilde{h}\lambda$, то, как мы знаем, это определяет условие минимума дифракционного распределения при дифракции на всей решетке как апертурной диафрагме (см. § 1.2) и совпадает с (3.27). Выражение для разности хода $\tilde{\Delta}_W$ между крайними лучами можно рассматривать как сумму разностей хода дифрагированных параллельных лучей между всеми соседними штрихами решетки, т. е. $\tilde{\Delta}_W=\tilde{n}\tilde{\Delta}_d$, где $\tilde{\Delta}_d$ определяется по (3.22). Такое же соотношение непосредственно вытекает из сопоставления (3.26) и (3.22). Очевидно также, что $\tilde{\Delta}_W$ представляет собой максимальную разность хода между параллельными когерентными лучами, распространяющимися под углом дифракции φ. При тех углах дифракции, при которых разность хода между дифрагированными лучами от соседних штрихов решетки равна целому числу длин волн ($\tilde{\Delta}_d=m\lambda$) максимальная разность хода $\tilde{\Delta}_W=\tilde{n}\tilde{\Delta}_d=m\tilde{n}\lambda$ также равна целому числу длин волн, однако в результате взаимной интерференции когерентных лучей от соседних штрихов образуется главный максимум. Поэтому условие минимума (3.26) при $\tilde{h}=m\tilde{n}$ переходит в условие максимума (3.20), и, следовательно, угловое расстояние между

центром главного максимума и ближайшим минимумом равно угловому расстоянию между соседними минимумами (см. рис. 3.6). Это позволяет найти из (3.27) угловую ширину главного максимума (при изменении $\tilde{h}$ на единицу), т. е. угловую ширину аппаратной функции решетки. Переходя в (3.27) к конечным разностям при постоянных ψ, W и λ, получим $W \cos \varphi \, \Delta\varphi = \Delta\tilde{h}\lambda$ и, полагая $\Delta\tilde{h} = 1$, найдем угловое расстояние между соседними минимумами *):

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{W \cos \varphi} = \frac{\lambda}{D_\varphi}, \tag{3.29}$$

где $D_\varphi = W \cos \varphi$ — полная ширина параллельного дифрагированного пучка, распространяющегося от всей решетки под углом φ (см. рис. 3.11). Выражение (3.29) можно также рассматривать как угловую ширину дифракционного максимума **) при дифракции на отверстии шириной D_φ при нормальном падении параллельного пучка. Легко видеть, что (3.29) совпадает с общим выражением для угловой ширины дифракционного максимума при дифракции на апертурной диафрагме (см. (1.35)). Различие состоит лишь в том, что при дифракции на одном отверстии пиковое значение дифракционного максимума равно единице, тогда как для главного интерференционного максимума оно равно $\tilde{n}^2$.

Рассмотрим выражение (3.29) для ширины аппаратной функции решетки $\delta\varphi$. Мы видим, что $\delta\varphi$ зависит от угла дифракции φ, увеличиваясь с ростом φ, так как при этом уменьшается ширина параллельного пучка D_φ. Далее, $\delta\varphi$ зависит от полной длины нарезанной части решетки W, т. е. от произведения $\tilde{n}d = W$. Существует определенная связь между угловой шириной аппаратной функции $\delta\varphi$ и угловым расстоянием $\Delta\varphi$ между соседними главными максимумами (см. рис. 3.6). Величину $\Delta\varphi$ можно найти из (3.20) при постоянных ψ, d и λ; полагая $\Delta m = \pm 1$, имеем

$$d \cos \varphi \, \Delta\varphi = \lambda \, \Delta m,$$

откуда при $\Delta m = 1$ получим

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{d \cos \varphi}. \tag{3.30}$$

Из (3.30) и (3.29) следует, что

$$\delta\varphi = \frac{\Delta\varphi}{\tilde{n}}. \tag{3.31}$$

*) Здесь и далее мы для удобства записи заменим $\Delta\varphi$ на $\delta\varphi$, оставляя обозначение $\Delta\varphi$ для углового расстояния между максимумами спектров соседних порядков (см. ниже).

**) Напомним, что при определении разрешающей способности по методу Релея ширина дифракционного максимума определяется на уровне 0,405 от интенсивности в максимуме (см. § 1.4). В случае аппаратной функции решетки это соответствует определению ширины на уровне 0,405 $\tilde{n}^2$.

Отметим, что последнее соотношение вытекает из вида функции (см. рис. 3.6,*а*) $J_{\tilde{n}}$ и не зависит от угла дифракции φ.

Найдем теперь выражение для спектральной ширины аппаратной функции решетки. Очевидно, что

$$\delta\lambda = \delta\varphi \frac{d\lambda}{d\varphi}. \tag{3.32}$$

Подставляя $\delta\varphi$ из (3.29) и $d\varphi/d\lambda$ из (3.23) и произведя сокращения, получим

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{m\tilde{n}}. \tag{3.33}$$

Спектральная ширина аппаратной функции $\delta\lambda$, как мы знаем, равна минимальному разрешаемому интервалу длин волн, определяемому критерием Релея, когда максимум одной дифракционной аппаратной функции совпадает с ближайшим минимумом другой, т. е. когда расстояние между максимумами аппаратной

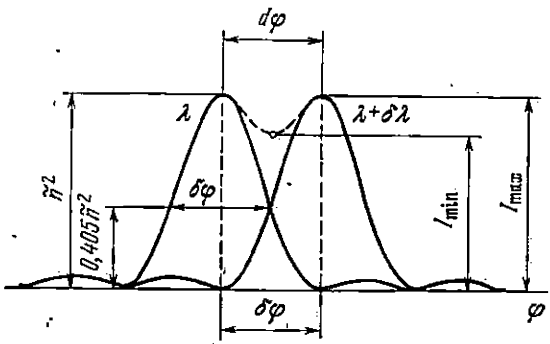


Рис. 3.12. К определению разрешающей способности по методу Релея для решетки.

функции равно $\delta\varphi$ (рис. 3.12). Относительная величина провала в результирующем распределении и в этом случае равна $(I_{max} - I_{min})/I_{max} = 0{,}2$. Из (3.33) легко получить выражение для теоретической разрешающей способности дифракционной решетки:

$$\mathcal{R}_0 = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m\tilde{n}. \tag{3.34}$$

Такую зависимость $\mathcal{R}_0$ от m и $\tilde{n}$ легко понять. Увеличение m приводит, согласно (3.23), к росту угловой дисперсии и, следовательно, к увеличению расстояния $d\varphi$ между максимумами аппаратных функций (см. рис. 3.12). Увеличение же $\tilde{n}$ (при постоянном d) ведет к увеличению длины решетки $W = \tilde{n}d$ и, в соответствии с (3.29), к уменьшению ширины главных минимумов $\delta\varphi$.

Преобразуя выражение (3.34) с учетом (3.20), получим

$$\mathcal{R}_0 = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{W}{\lambda}(\sin\psi + \sin\varphi). \tag{3.35}$$

Мы видим, что величина $\mathcal{R}_0$ при заданных λ, ψ и φ определяется полной длиной решетки $W = \tilde{n}d$. Поэтому для получения высокой разрешающей способности стремятся изготовлять и использовать дифракционные решетки большой длины. Из (3.35) также следует, что разрешающая способность зависит от угла дифракции, возрастая с увеличением φ, и от способа установки решетки (знаков углов ψ и φ в (3.35)). Как и в случае угловой дисперсии, величина $\mathcal{R}_0$ наиболее сильно зависит от φ при автоколлимационной установке ($\psi = \varphi$), когда

$$\mathcal{R}_0 = \frac{2W}{\lambda}\sin\varphi. \tag{3.36}$$

В нулевом же порядке спектра ($m = 0$, $\psi = -\varphi_0$) $\mathcal{R}_0 = 0$.

Если работа производится в заданном порядке спектра m, то при равной длине решетки W решетка с меньшим периодом d (т. е. с бо́льшим $\tilde{n}$) имеет более высокую разрешающую способность, так как при этом увеличивается угол φ (см. (3.35)).

Легко видеть, что входящая в (3.35) величина $W(\sin\psi + \sin\varphi)$ равна максимальной разности хода $\tilde{\Delta}_W = \tilde{\Delta}_{max}$ дифрагированных лучей (см. (3.28)). Поэтому выражение для $\mathcal{R}_0$ можно представить в виде

$$\mathcal{R}_0 = \frac{\tilde{\Delta}_{max}}{\lambda}. \tag{3.37}$$

Таким образом, численное значение теоретической разрешающей способности равно числу длин волн, укладывающихся в максимальной разности хода интерферирующих лучей. Из сравнения (3.37) с (3.27), которое можно записать в виде $\tilde{\Delta}_{max} = \tilde{h}\lambda$, следует, что $\tilde{h} = \mathcal{R}_0$.

Выражение для разрешающей способности можно представить еще в одной форме. Подставляя в (3.32) величину $\delta\varphi = \lambda/D_\varphi$ (см. (3.29)), непосредственно находим

$$\mathcal{R}_0 = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = D_\varphi \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

что совпадает с общим выражением (1.54) для разрешающей способности, определенной по критерию Релея.

При практическом использовании спектральных приборов с дифракционной решеткой часто возникает необходимость определить предельную (т. е. минимальную) ширину аппаратной функции, выраженную в спектральных единицах. Это, например, важно при оценке величины систематических аппаратурных искаже-

ний — сопоставлении ширины спектральных линий и спектральной ширины аппаратной функции. Определение спектральной ширины аппаратной функции можно провести непосредственно по (3.33) либо найти из (3.35):

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{W(\sin\psi + \sin\varphi)}. \tag{3.38}$$

В (3.38) и (3.33) значение $\delta\lambda$ при заданных параметрах решетки W, $\tilde{n}$ и углах ψ и φ зависит от длины волны. Однако практически удобнее выражать спектральную ширину аппаратной функции в обратных сантиметрах ($\tilde{\nu} = 1/\lambda$), и тогда (3.38) принимает вид

$$\delta\tilde{\nu} = \frac{1}{W(\sin\psi + \sin\varphi)}. \tag{3.39}$$

Как мы видим, $\delta\tilde{\nu}$ явно не зависит от длины волны и при заданной установке решетки (ψ, φ) является характеристикой спектрального прибора.

Для наиболее часто используемой автоколлимационной установки с $\psi = \varphi$ или с $\psi \approx \varphi$ имеем

$$\delta\tilde{\nu} = 1/2W\sin\varphi.$$

Так, для решетки длиной $W = 10$ см и $\varphi = 30°$ $\delta\tilde{\nu} = 0{,}1$ см$^{-1}$, что соответствует $\delta\lambda = 0{,}025$ Å при $\lambda = 5000$ Å.

Выражения (3.38) и (3.39) показывают, что *спектральная ширина аппаратной функции* $\delta\lambda$ (или $\delta\tilde{\nu}$) уменьшается с ростом угла дифракции φ; она уменьшается особенно значительно в случае автоколлимационной установки. Вместе с тем *угловая ширина* аппаратной функции $\delta\varphi$ (см. (3.29)) увеличивается с ростом φ. Это связано с тем, что угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$ в (3.32) при увеличении φ растет быстрее, чем уменьшается $\delta\varphi$; в случае автоколлимационной схемы $d\varphi/d\lambda \sim \operatorname{tg}\varphi$, $\delta\varphi \sim 1/\cos\varphi$. Это еще раз подчеркивает существенное различие между угловой (или линейной) и спектральной ширинами аппаратной функции.

В заключение приведем значения теоретической разрешающей способности $\mathcal{R}_0 = m\tilde{n}$ и предельных спектральных ширин аппаратной функции или, что то же, предельного разрешаемого интервала $\delta\lambda = \lambda/\mathcal{R}_0$ для современных дифракционных решеток в первом порядке спектра $m = 1$ в области $\lambda = 5000$ Å (табл. 3.1).

При работе во втором порядке спектра величины $\mathcal{R}_0$ вдвое больше, а $\delta\lambda$ вдвое меньше значений, приведенных в табл. 3.1.

Область дисперсии дифракционной решетки. Как уже указывалось, дифракционная решетка образует несколько спектров. Спектры различных порядков могут перекрываться, и, следовательно, отсутствует однозначная зависимость между положением спектральной линии в спектре и ее длиной волны. Математически

ТАБЛИЦА 3.1

Число штрихов на 1 мм	$W = 15$ см		$W = 30$ см	
	$\mathcal{R}_0 = m\tilde{n}$	$\delta\lambda$, Å	$\mathcal{R}_0 = m\tilde{n}$	$\delta\lambda$, Å
600	$9 \cdot 10^4$	0,055	$18 \cdot 10^4$	0,027
1200	$18 \cdot 10^4$	0,027	$36 \cdot 10^4$	0,013
1800	$27 \cdot 10^4$	0,018	$54 \cdot 10^4$	0,009
2400	$36 \cdot 10^4$	0,014	$72 \cdot 10^4$	0,007

это связано с тем, что соотношение (3.20), определяющее направление на главные интерференционные максимумы, при одном и том же значении угла дифракции φ выполняется при различных величинах m и λ, при которых

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m_1\lambda_1 = m_2\lambda_2 = \ldots$$

Ясно, что возможность перекрытия спектров различных порядков связана с шириной исследуемого спектрального интервала. Поэтому необходимо определить тот максимальный интервал длин волн $\Delta\lambda$, при котором спектры соседних порядков еще не перекрываются. Очевидно, внутри него имеется однозначная зависимость между углом дифракции φ_{max} и длиной волны λ. Этот предельный интервал называется *областью дисперсии*. Определим величину $\Delta\lambda$.

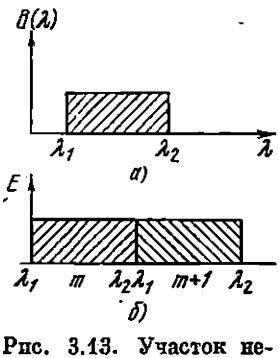


Рис. 3.13. Участок непрерывного спектра (*а*) и образующиеся в приборе с решеткой непрерывные спектры m-го и $(m+1)$-го порядков (*б*).

Рассмотрим ограниченный участок непрерывного спектра $\Delta\lambda$, границы которого имеют длины волн λ_1 и λ_2 (рис. 3.13,*а*). Каждая монохроматическая составляющая этого интервала изобразится в фокальной плоскости камерного объектива в виде своего главного максимума, а при наложении максимумов для каждой монохроматической составляющей в каждом порядке образуется участок непрерывного спектра (рис. 3.13,*б*). Пусть величина $\Delta\lambda$ такова, что в m-м порядке спектра длинноволновая граница λ_2 совпадает с коротковолновой границей λ_1 в спектре $(m+1)$-го порядка (см. рис. 3.13,*б*). Тогда значение угла φ_{max}, в направлении которого длина волны λ_2 в спектре m-го порядка совпадает с длиной волны λ_1 в спектре $(m+1)$-го порядка, определится из равенства (3.20):

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m\lambda_2 = (m+1)\lambda_1.$$

Отсюда следует, что область спектра $\Delta\lambda$, свободная от переналожений, т. е. область дисперсии, равна

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{m} \tag{3.40}$$

и

$$\lambda_2 = \lambda_1 \left(1 + \frac{1}{m}\right). \tag{3.41}$$

Мы видим, что область дисперсии (3.40) зависит от порядка спектра и уменьшается с увеличением m.

В табл. 3.2 приведены величины λ_2 и $\Delta\lambda$ для некоторых значений m, а также, в качестве примера, численные значения λ_2 и $\Delta\lambda$ при $\lambda_1 = 4000$ Å (видимая область спектра).

ТАБЛИЦА 3.2

m	λ_2	$\Delta\lambda$	$\lambda_1 = 4000$ Å	
			λ_2, Å	$\Delta\lambda$, Å
1	$2\lambda_1$	λ_1	8000	4000
2	$^3/_2\lambda_1$	$^1/_2\lambda_1$	6000	2000
3	$^4/_3\lambda_1$	$^1/_3\lambda_1$	5333	1333
5	$^6/_5\lambda_1$	$^1/_5\lambda_1$	4800	800
10	$^{11}/_{10}\lambda_1$	$^1/_{10}\lambda_1$	4400	400

Как мы видим, область спектра 8000—4000 Å свободна от переналожения лишь в первом порядке спектра. При работе же во втором и более высоких порядках спектра необходима предварительная монохроматизация исследуемого излучения и непосредственно направляемый в дифракционный спектральный прибор интервал длин волн (как непрерывного, так и линейчатого спектра) должен быть меньше соответствующей для спектра данного порядка области дисперсии.

Естественно, что сказанное выше о необходимости предварительной монохроматизации относится не только к видимой области спектра. Монохроматизацию излучения можно осуществить с помощью светофильтров или монохроматоров. Кроме того, переналожение спектров различных порядков устраняется в спектральных приборах со скрещенной дисперсией (см. ниже § 3.8).

Область дисперсии решетки можно также определить как расстояние между соседними главными максимумами, выраженное в спектроскопических единицах — длинах волн или частотах.

Ранее мы нашли угловое расстояние между соседними главными максимумами $\Delta\varphi$ (см. (3.30) и (рис. 3.6)). Выразив его в длинах волн, имеем

$$\Delta\lambda = \Delta\varphi \frac{d\lambda}{d\varphi}.$$

Подставляя в последнее соотношение выражение для $d\varphi/d\lambda$ (см. (3.23)) и учитывая (3.30), получим

$$\Delta\lambda = \lambda/m,$$

что совпадает с (3.40), причем здесь под λ следует понимать коротковолновую границу λ_1 участка спектра $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, $\lambda_1 < \lambda_2$.

Преобразуя выражение для $\Delta\lambda$ с учетом (3.20), имеем

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{d(\sin\psi + \sin\varphi)}, \tag{3.42}$$

а для автоколлимационной схемы с $\psi = \varphi$ —

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d\sin\varphi}.$$

Из приведенных выше выражений видно, что если не ограничиваться заданным порядком спектра m, то величина $\Delta\lambda$ зависит от периода решетки d, а также от способа установки решетки и угла дифракции φ.

Сопоставим выражения для угловой дисперсии (3.24), разрешающей способности (3.35) и области дисперсии (3.42). Мы показали, что для получения наибольших величин $d\varphi/d\lambda$ и $\mathcal{R}_0$ следует использовать решетку больших размеров, установку решетки с углами φ и ψ одного знака (близкую к автоколлимационной, см. рис. 3.9, *а*) при больших углах дифракции *). Однако область дисперсии при такой установке, как показывает (3.42), будет мала, так как она уменьшается с ростом φ. Величина $\Delta\lambda$ при заданных углах φ и ψ зависит от соотношения между d и λ, и если $d \gg \lambda$, то $\Delta\lambda$ мала. Поэтому для увеличения области дисперсии следует применять решетки, у которых d одного порядка с λ; в этом случае $\Delta\lambda \approx \lambda$. Следовательно, для различных областей спектра должны использоваться решетки с разными величинами периода d. По этой причине при работе в видимой области спектра обычно применяют решетки, имеющие 600 и 1200 штр/мм, в ультрафиолетовой области — 1800 и 2400 штр/мм, а в инфракрасной области — от 300 штр/мм до нескольких штрихов на миллиметр. При таких решетках возможна работа в первом или во втором порядке спектра, где $\Delta\lambda \approx \lambda$.

Заметим, что и при $d \gg \lambda$ можно получить большую область дисперсии, если использовать установку с углами φ и ψ разных знаков и близких (но не равных, так как при этом $m = 0$) по абсолютной величине, когда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{d(\sin\psi - \sin\varphi)}.$$

Однако при такой установке угловая дисперсия и разрешающая способность невелики. Тем не менее подобные ориентации решеток используют при работе в крайней ультрафиолетовой области спектра, для которой не удается изготовить решетки с $d \approx \lambda$.

*) При этом, как уже отмечалось, для большей светосилы она должна иметь штрихи специальной формы (см. § 3.5).

Обратимся вновь к выражению для $\Delta\lambda$. Сравним область дисперсии с шириной аппаратной функции $\delta\lambda$. Из (3.34) и (3.40) легко получить, что

$$\delta\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\tilde{n}}. \tag{3.43}$$

Отсюда следует, что чем больше полное число штрихов решетки $\tilde{n}$, тем больше различие между областью дисперсии и шириной аппаратной функции. Соотношение (3.43) выполняется при любой установке решетки и следует из вида функции $J_{\tilde{n}}$.

Произведем еще одно преобразование выражения для $\Delta\lambda$. Умножим числитель и знаменатель (3.42) на $\tilde{n}$ и, используя равенство $W = \tilde{n}d$, найдем

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{(\sin\psi + \sin\varphi)} \cdot \frac{\tilde{n}}{W}.$$

Как мы видим, при заданной длине решетки W, т. е. при заданной разрешающей способности, $\Delta\lambda$ тем больше, чем больше полное число штрихов решетки $\tilde{n}$. По аналогии с этим можно считать призму, у которой, как известно, область дисперсии равна бесконечности (призма дает только один спектр), дифракционной решеткой конечных размеров, но с бесконечно большим числом штрихов ($\tilde{n} \to \infty$, $d \to 0$).

Численную оценку области дисперсии удобно производить, выражая ее в см$^{-1}$, так как в данном случае она не зависит от длины волны. Из (3.42) найдем

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{d(\sin\psi + \sin\varphi)}$$

или для автоколлимационной установки

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d\sin\varphi}.$$

Так, для решетки, имеющей 600 штр/мм, при $\varphi = 30°$ $\Delta\tilde{\nu} = 6000$ см$^{-1}$.

В заключение остановимся еще на одном вопросе, связанном с практическим использованием дифракционных решеток.

Мы уже отмечали, что при работе в первом или втором (или вообще низком) порядке спектра в различных областях спектра следует использовать решетки с разной постоянной d. Кроме того, для каждой решетки существует предельная (максимальная) длина волны («красная граница»), для которой можно получить спектр ненулевого порядка. Красная граница λ_{max} непосредственно определяется из основного уравнения (3.20) при $m = 1$ и $\varphi = \psi = 90°$; тогда $\lambda_{max} = 2d$. Этот предел является теоретическим, так как работать с решеткой при углах $\psi = \varphi = 90°$ невозможно. Практически же решетки можно использовать при

углах $\varphi = \psi = 75-80°$, при которых предельная длина волны равна $\lambda_{max} = (1{,}90 - 1{,}95)\, d$. Однако, как мы покажем дальше (см. § 3.4), красная граница практически определяется светосилой решетки и зависит от формы штриха решетки.

Но, так или иначе, для каждой решетки существует своя красная граница λ_{max}, и это следует иметь в виду при работе в широкой области спектра.

Со стороны же коротких длин волн таких принципиальных ограничений — «фиолетовой границы» — для решетки не существует, так как уравнение (3.20) и при $d \gg \lambda$ удовлетворяется при сколь угодно высоком порядке спектра m. Ограничения со стороны коротких волн могут быть лишь чисто практическими: уменьшение светосилы, связанное с уменьшением коэффициента отражения, малая область дисперсии, ухудшение качества изображения, возрастание интенсивности «духов» (см. § 3.15), связанных с дефектами в изготовлении решетки, и пр. Кроме того, как уже отмечалось выше, и при $d \gg \lambda$ возможна работа в малых порядках спектра m, если углы ψ и φ имеют разные знаки.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния формы штриха на результирующее распределение интенсивности в интерференционной картине, описываемой (3.16). Рассмотрим два вида плоских отражательных решеток: амплитудную и фазовую с треугольным профилем штриха. У амплитудной решетки вдоль оси y периодически изменяется коэффициент отражения, а следовательно, и амплитуда дифрагированных волн. У решетки с треугольным профилем штриха амплитуда дифрагированных волн постоянна, а периодически изменяется фаза волны.

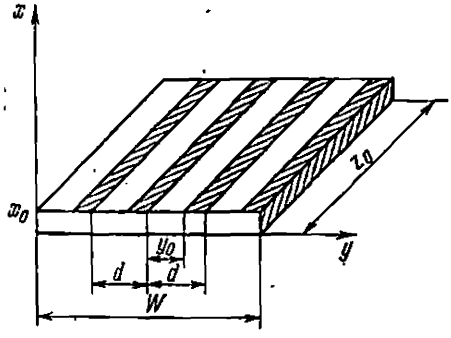


Рис. 3.14. Схема плоской амплитудной отражательной решетки.
Неотражающие части штриха заштрихованы.

§ 3.3. Амплитудная дифракционная решетка

Пусть решетка представляет собой плоскую зеркальную поверхность, на которую нанесены неотражающие свет штрихи *). Пусть ширина оставшихся отражающих полосок равна y_0, а сами они параллельны оси z и отстоят от плоскости zy на постоянную величину x_0 (рис. 3.14).

*) Амплитудной решеткой является также щелевая решетка, у которой прозрачные щели играют роль отражающих полосок, но дифракционная картина наблюдается в проходящем свете.

Примем, что коэффициент отражения ρ, входящий в выражение для амплитуды $\mathscr{E}_0' = \rho\mathscr{E}_0/(R'R'')$ (см. (3.1)) результирующего распределения интенсивности (3.16), для отражающих полосок шириной y_0 отличен от нуля, а для остальных частей периода шириной $d - y_0$ $\rho = 0$. В соответствии с этим и амплитуда $\mathscr{E}_0'$ в (3.16) отлична от нуля только на участках штрихов шириной y_0. Поэтому при вычислении интегралов по профилю штриха в (3.16) можно ограничиться лишь этим его участком. Кроме того, при данной линейной форме штриха $dl = dy$, а $x = x_0 = \text{const}$, и поэтому можно написать

$$\int\limits_{\Lambda} \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dl = \int\limits_0^d \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dy =$$

$$= \exp(\pm ikx_0\delta) \int\limits_0^{y_0} \exp(\pm ik\mu y)\,dy.$$

Здесь интеграл $\int\limits_0^{y_0} \exp(\pm ik\mu y)\,dy$ аналогичен интегралу в (1.21), описывающему дифракцию на прямоугольном отверстии, в данном случае на «отверстии» шириной y_0, т. е. на отражающей части штриха. Поэтому, по аналогии с (1.25), можно переписать (3.16в) в виде

$$J_\Lambda = \left[\int\limits_{\Lambda} \exp[ik(x\delta + y\mu)]\,dl\right]\left[\int\limits_{\Lambda} \exp[-ik(x\delta + y\mu)]\,dl\right] =$$

$$= y_0^2\left(\frac{\sin u_2}{u_2}\right)^2, \qquad (3.44)$$

где

$$u_2 = \frac{ky_0\mu}{2}. \qquad (3.45)$$

Подставляя (3.44) в (3.16), получим для результирующего распределения интенсивности в случае амплитудной решетки выражение

$$J = (\mathscr{E}_0')^2 z_0^2 y_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin u_2}{u_2}\right)^2 \left(\frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v}\right)^2. \qquad (3.46)$$

Таким образом, распределение интенсивности в плоскости дисперсии определяется произведением интерференционной функции $J_{\tilde{n}}$ (3.16б) (см. рис. 3.6) и дифракционной функции $(\sin u_2/u_2)^2$ (см. рис. 1.14). Направление на центр главного дифракционного максимума, как обычно, определяется из условия $u_2 = 0$, и тогда, учитывая (3.9), (3.15), (3.45) и ограничиваясь рассмотрением

точки на оптической оси входного коллиматора ($\theta' = \theta'' = 0$), получим $\mu_{max} = \sin\psi + \sin\varphi'_{max} = 0$; отсюда имеем $\varphi'_{max} = -\psi$, т. е. направление на центр главного дифракционного максимума определяется зеркальным отражением от плоскости решетки. Вместе с тем и направление на нулевой, ахроматический, спектр, как следует из (3.20) при $m = 0$, также определяется зеркальным отражением от плоскости решетки: $\varphi_{0,max} = -\psi$. Это означает, что максимальное значение произведения функций $J_{\tilde{n}}J_{\wedge}$, а следовательно, и максимальная интенсивность наблюдаются в спектре нулевого порядка. Интенсивность же в спектрах остальных порядков (т. е. при $m \neq 0$) соответственно меньше интенсивности в нулевом, ахроматическом, порядке. Схематически это изображено на рис. 3.15.

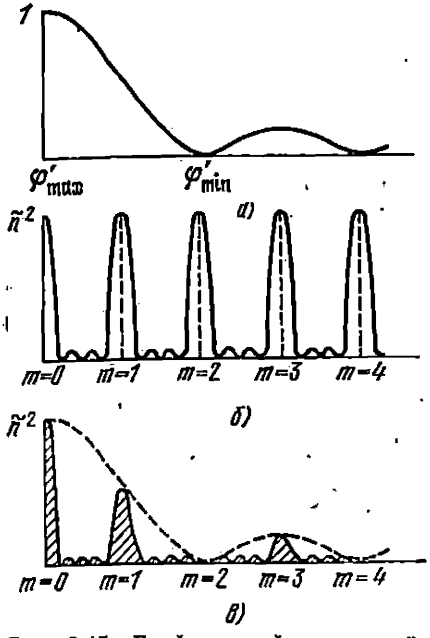


Рис. 3.15. Графики дифракционной $(\sin u_2/u_2)^2$ (*а*) и интерференционной $(\sin \tilde{n}v/\sin v)^2$ функций (*б*) и график их произведения при $y_0 = {}^1/_2 d$ (*в*).

Поскольку пиковое значение всех интерференционных максимумов одинаково и равно $\tilde{n}^2$ (см. рис. 3.6, *а*), то их результирующая величина (см. (3.46)) пропорциональна произведению $\tilde{n}^2$ на значение функции $J_{\wedge}$ (см. (3.44)) в точках расположения этих максимумов, т. е. при $d\mu_{max} = m\lambda$. Следовательно,

$$J_{max} = (\mathscr{E}'_0)^2 z_0^2 y_0^2 \tilde{n}^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin u_2}{u_2}\right)^2 \Bigg|_{\mu_{max} = m\lambda/d}$$

Учитывая, что $\mu_{max} = m\lambda/d$ и $k = 2\pi/\lambda$, перепишем (3.46) в виде

$$J_{max} = (\mathscr{E}'_0)^2 z_0^2 y_0^2 \tilde{n}^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin(\pi y_0 m/d)}{\pi y_0 m/d}\right)^2. \qquad (3.47)$$

Из последнего соотношения видно, что результирующая интенсивность зависит от величины m (убывая с ее увеличением) и от отношения y_0/d. Некоторые максимумы при определенных значениях этого отношения вообще могут быть равными нулю. Так, если при заданном m величина $y_0 m/d$ равна целому числу N,

то интенсивность в максимуме m-го порядка равна нулю. Это имеет место, когда отношение $y_0/d = N/m$ представляет собой рациональную дробь (так как m и N — целые числа). В частности, если $y_0 = d/2$, то $y_0/d = N/m = 1/2$ и $m = 2N$, т. е. интенсивность всех спектров четных порядков равна нулю. Этот случай изображен на рис. 3.15.

Оценим число спектров разного порядка, укладывающихся между центром главного дифракционного максимума и первым минимумом, $\varphi'_{\min} - \varphi'_{\max} = \Delta\varphi'$ (см. рис. 3.15, *а*). По аналогии с (1.32) можно написать $\Delta\varphi' = \lambda/(y_0 \cos\varphi)$, а угловое расстояние между максимумами соседних порядков $\Delta\varphi$ определяется согласно (3.30). Тогда число спектров разного порядка, укладывающихся в пределах ширины дифракционного максимума, равно $\Delta\varphi'/\Delta\varphi = d/y_0$. Если при заданном d $y_0 \ll d$, то число таких порядков велико, так как дифракционный максимум становится широким ($\Delta\varphi' \sim 1/y_0$). При этом у значительного числа спектров разного порядка, расположенных вблизи центра дифракционного максимума, интенсивность почти одинакова, но мала, поскольку она пропорциональна y_0^2 (см. (3.47)). При $y_0 = d/2$ $\Delta\varphi'/\Delta\varphi = 2$, причем интенсивность спектра второго порядка равна нулю (см. рис. 3.15, *в*).

Таким образом, в случае амплитудной решетки наибольшая часть световой энергии, падающей на решетку, направляется в нулевой, ахроматический, спектр. В результате интенсивность спектров с $m \neq 0$ мала и зависит от значения m, а из них наиболее интенсивны спектры ± 1-го порядка. С такой решеткой практически невозможна работа по наиболее перспективной в отношении спектроскопических характеристик автоколлимационной схеме при больших углах дифракции из-за чрезвычайно малой интенсивности спектров, так как они расположены далеко от спектра нулевого порядка.

§ 3.4. Дифракционная решетка с треугольным профилем штриха — эшелетт

Рассмотрим дифракционную решетку, у которой штрихи имеют треугольную, пилообразную, форму (рис. 3.16), и будем искать результирующее распределение интенсивности в плоскости дисперсии такой решетки. Для этой цели вычислим интегралы по профилю штриха, входящие в общее выражение для интенсивности (3.16). Пусть грани штриха в плоскости xy описываются уравнениями

$$\begin{aligned} x &= -cy, & 0 \leqslant y \leqslant y_0, \\ x &= c'(y-d), & y_0 \leqslant y \leqslant d, \end{aligned} \tag{3.48}$$

где $c = \operatorname{tg}\Omega$ и $c' = \operatorname{tg}\Omega'$, а их длины равны l и l'. Обе грани пересекаются в точке с координатой $y_0 = c'd/(c' + c)$. Для данной плоской задачи элемент длины dl профиля штриха равен

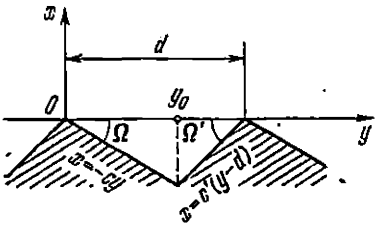


Рис. 3.16. Схема треугольного профиля штриха решетки.

$$dl = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2}.$$

Интегралы, входящие в (3.16), которые берутся по всему профилю штриха, можно разбить на две части, а именно производить интегрирование отдельно по каждой грани штриха.

На одной грани $x = -cy$ и абсцисса изменяется в пределах от $y = 0$ до $y = y_0$. Здесь $dx = -c\,dy$ и $dl = \sqrt{1 + c^2}\,dy$.

На другой грани $x = c'(y - d)$ и абсцисса изменяется от $y = y_0$ до $y = d$. Здесь соответственно $dx = c'\,dy$ и $dl = \sqrt{1 + c'^2}\,dy$.

На основании сказанного выше имеем

$$\int\limits_{\Lambda} \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dl =$$

$$= \int\limits_0^{y_0} \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dl + \int\limits_{y_0}^{d} \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dl.$$

Подставляя в правые части соответствующие выражения для x и dl, получим

$$\int\limits_{\Lambda} \exp[\pm ik(x\delta + y\mu)]\,dl = \sqrt{1 + c^2} \int\limits_0^{y_0} \exp[\pm ik(\mu - c\delta)\,y]\,dy +$$

$$+ \sqrt{1 + c'^2} \int\limits_{y_0}^{d} \exp[\pm ik[(\mu + c')\,y - c'\,d\delta]]\,dy.$$

Входящие сюда интегралы относятся к интегралам дифракционного типа, аналогичным (1.21), и они легко вычисляются.

Не приводя элементарных, но достаточно громоздких выкладок, напишем в сокращенном виде непосредственно входящее в (3.16) произведение сопряженных интегралов J_Λ (см. (3.16в)):

$$J_\Lambda = \Big[\int\limits_{\Lambda} \ldots\Big]\Big[\int\limits_{\Lambda} \ldots\Big]^* =$$

$$= y_0^2 (1 + c^2) \left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2 + (d - y_0)^2 [1 + c'^2] \left(\frac{\sin u''}{u''}\right)^2 +$$

$$+ 2y_0 (d - y_0) \sqrt{(1 + c^2)(1 + c'^2)} \left(\frac{\sin u'}{u'}\right) \left(\frac{\sin u''}{u''}\right) \cos u''', \quad (3.49)$$

где

$$u' = k(\mu - c\delta)\, y_0/2 = \pi(\mu - c\delta)\, y_0/\lambda, \tag{3.50а}$$

$$u'' = k(\mu + c'\delta)(d - y_0)/2 = \pi(\mu + c'\delta)(d - y_0)/\lambda, \tag{3.50б}$$

$$u''' = u' + u'' + k\, d\mu. \tag{3.51}$$

Преобразуем коэффициенты, входящие в (3.49). Из рис. 3.16 легко найти, что $y_0^2(1 + c^2) = y_0^2(1 + \operatorname{tg}^2 \Omega) = y_0^2/\cos^2 \Omega = l^2$, где l — длина грани штриха.

Аналогично имеем

$$(d - y_0)^2 [1 + c'^2] = (l')^2 \quad \text{и} \quad y_0(d - y_0)\sqrt{(1 + c^2)(1 + c'^2)} = ll'.$$

Воспользовавшись найденными результатами и подставляя их в (3.16), получим выражение для результирующей интенсивности в виде

$$J = (\mathscr{E}_0')^2 z_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin \tilde{n}v}{\sin v}\right)^2 \left\{ l^2 \left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + l'^2 \left(\frac{\sin u''}{u''}\right)^2 + 2ll' \left(\frac{\sin u'}{u'}\right)\left(\frac{\sin u''}{u''}\right) \cos u''' \right\}. \tag{3.52}$$

Отсюда видно, что главные максимумы интерференционной функции $J_{\tilde{n}}$ (см. (3.16б)), равные $\tilde{n}^2$, умножаются на сумму из трех членов. Первые два члена этой суммы, $l^2(\sin u'/u')^2$ и $l'^2(\sin u''/u'')^2$, представляют собой дифракционные распределения при дифракции на отдельных гранях штриха, а третий член обусловлен дифракцией на обеих гранях и, в отличие от первых двух, может иметь в некоторых областях отрицательное значение.

Поскольку дифракционные функции имеют значительную величину лишь в ограниченной области углов, заключенной между первыми нулями этих функций, то из (3.52) следует, что, вообще говоря, имеется три области углов дифракции, где произведения $\tilde{n}^2(\sin u'/u')^2$, $\tilde{n}^2(\sin u''/u'')^2$ и $\tilde{n}^2(\sin u'/u')(\sin u''/u'')$ могут иметь большую величину. Уже в этом состоит отличие решетки с треугольным профилем штриха от амплитудной решетки, рассмотренной в § 3.3.

Найдем направления на центры главных дифракционных максимумов функций $(\sin u'/u')^2$ и $(\sin u''/u'')^2$. Как известно, эти направления определяются из условий $u'_{\max} = 0$ и $u''_{\max} = 0$, при которых $(\sin u'/u')^2 = 1$ и $(\sin u''/u'')^2 = 1$.

Рассмотрим сначала первый из этих максимумов. Подставляя для u' выражение (3.50а), имеем

$$u'_{\max} = \frac{\pi}{\lambda}(\mu_{\max} - c\delta_{\max})\, y_0 = 0,$$

откуда

$$\mu_{\max} = c\delta_{\max}. \tag{3.53}$$

Учитывая (3.9) и соотношение $c = \operatorname{tg}\Omega$ и полагая опять для простоты $\theta' = \theta'' = 0$, получим вместо (3.53)

$$\sin\psi + \sin\varphi_{max} = \operatorname{tg}\Omega\,(\cos\psi + \cos\varphi_{max}).$$

Проведя элементарные тригонометрические преобразования сумм синусов и косинусов, находим

$$\operatorname{tg}\frac{\psi+\varphi_{max}}{2} = \operatorname{tg}\Omega,$$

или

$$\psi + \varphi_{max} = 2\Omega. \qquad (3.54)$$

Такова связь между углом падения ψ, направлением φ_{max} на центр дифракционного максимума и углом Ω (см. рис. 3.16). Если, кроме того, углы ψ и φ удовлетворяют соотношению

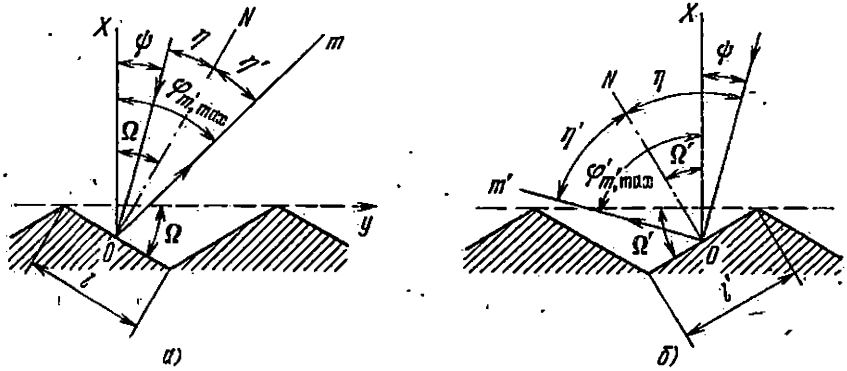


Рис. 3.17. Геометрическое определение направления на дифракционные максимумы порядка m (*а*) и m' (*б*).

ON — нормаль к грани штриха, OX — нормаль к плоскости решетки.

$d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m\lambda$ (см. (3.20)), то это означает, что интерференционный максимум m-го порядка совпадает с центром максимума дифракционной функции $(\sin u'/u')^2$. Следовательно и произведение $\bar{n}^2(\sin u'/u')^2 = \bar{n}^2$ в (3.52) имеет максимальную величину. Таким образом, в случае фазовой решетки (в отличие от амплитудной) максимум дифракционного распределения интенсивности может совпадать с максимумом спектра порядка, отличного от нулевого.

Покажем, что соотношение (3.54) имеет простой геометрический смысл. Пусть на решетку падает луч под углом ψ к нормали к плоскости решетки (рис. 3.17, *а*). В точке падения луча на грань l построим нормаль к ней ON. Из этой же точки проведем дифрагированный луч, образующий угол φ_{max} с нормалью к пло-

скости решетки *). Рассмотрим теперь углы η и η', равные $\eta = \Omega - \psi$ и $\eta' = \varphi_{max} - \Omega$. Из условия (3.54), которое можно записать в виде $\Omega - \psi = \varphi_{max} - \Omega$, следует, что $\eta = \eta'$. Это означает, что направление на максимум функции $(\sin u'/u')^2$ определяется по закону зеркального отражения падающего луча от грани штриха, т. е., как и всегда, по законам геометрической оптики. Аналогичным способом можно найти направление на максимум функции $(\sin u''/u'')^2$ из условия $u'_{max} = 0$, где u'' определяется (3.50б):

$$\mu_{max} = -c'\delta_{max}.$$

Учитывая (3.9), а также то, что $c' = \operatorname{tg}\Omega'$, найдем после тригонометрических преобразований соотношение

$$\psi + \varphi'_{max} = -2\Omega'. \qquad (3.55)$$

Как и в предыдущем случае, последнее соотношение означает, что угол $\eta' = \varphi'_{max} - \Omega'$, т. е. угол между направлением на дифракционный максимум и нормалью ко второй грани штриха l' (рис. 3.17, *б*) равен углу между этой нормалью и падающим лучом $\eta = \psi + \Omega'$, т. е. направление на дифракционный максимум также определяется по закону отражения, но от второй грани штриха. Если углы ψ и φ'_{max}, задаваемые соотношением (3.55), одновременно удовлетворяют условию $d(\sin\psi + \sin\varphi'_{max}) = m'\lambda$, то центр главного дифракционного максимума совпадает с центром интерференционного максимума некоторого порядка m', причем $m' \neq m$.

Таким образом, при данном угле падения ψ могут быть по крайней мере два интенсивных спектра порядка m и m'. Они могут значительно различаться как по своим направлениям, так и по направлению на спектр нулевого порядка, которое определяется зеркальным отражением от плоскости решетки. Так, например, направления на спектры порядка m и m' на рис. 3.17, *а*,*б* расположены по разные стороны от нормали к решетке. Из соотношений (3.54) и (3.55), а также непосредственно из рис. 3.17 легко показать, что $|\varphi_{max}| + |\varphi'_{max}| = 2(\Omega + \Omega')$. Поэтому в области наибольших значений одной из дифракционных функций, например $(\sin u'/u')^2$, значение другой, $(\sin u''/u'')^2$, оказывается малым и им можно пренебречь, и наоборот. Это означает, что результирующая интенсивность в спектре m-го порядка определяется только произведением $\tilde{n}^2(\sin u'/u')^2$.

Поскольку положение максимумов интерференционной функции $J_{\tilde{n}}$ не зависит от формы штриха (см. § 3.1), то изменением

*) На рис. 3.17 и 3.18 показаны направления на максимумы m-го порядка.

углов скоса граней Ω и Ω' при заданных d и ψ можно изменять направление на дифракционные максимумы и совмещать их с любыми интерференционными максимумами, отличными от нулевого. Это схематически изображено на рис. 3.18 для одной из граней штриха. Здесь центр дифракционного максимума точно совпадает с интерференционным максимумом четвертого порядка, и поэтому сам максимум имеет наибольшее пиковое значение. Небольшую величину имеют также максимумы третьего и пятого

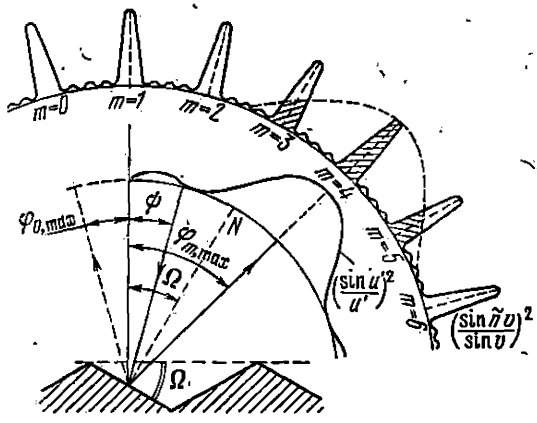


Рис. 3.18. Схема взаимного расположения максимумов дифракционной и интерференционной функций.

Показан угол блеска для спектра четвертого порядка.

порядков (заштриховано), которые «вписываются» в дифракционный максимум. Интенсивность спектров остальных порядков практически равна нулю. При уменьшении угла Ω заметными становятся интерференционные максимумы меньших порядков, и при $\Omega \to 0$ *) $\varphi_{max} \to \varphi_{0,max} = -\psi$, т. е. интенсивным становится спектр нулевого порядка, что соответствует амплитудной решетке.

Итак, при заданном направлении падающего луча ψ спектры по крайней мере двух порядков имеют большую интенсивность, причем углы дифракции равны φ_{max} и φ'_{max}. Следовательно, падающая на решетку энергия излучения распределяется на два спектра. Но относительная интенсивность этих спектров при заданном периоде d зависит от отношения длин граней штриха l и l', которые входят множителями в (3.52). Если штрих имеет

*) При $\Omega = 0$ величина $l = y_0$ должна быть все же меньше d, что необходимо для существования периодической структуры решетки.

симметричную форму ($l = l'$) и $y_0 = d/2$, то оба спектра одинаково интенсивны. Но поскольку обычно исследуется лишь один спектр, то, очевидно, симметричная форма штриха практически оказывается невыгодной. По этой причине в настоящее время изготовляются главным образом дифракционные решетки с несимметричным профилем штриха: $l > l'$ и $\Omega < \Omega'$ или $l' > l$ и $\Omega > \Omega'$. В таком случае один из спектров значительно интенсивнее второго и, следовательно, бо́льшая часть падающей на решетку энергии излучения концентрируется в одном спектре.

Этот практически важный вывод подтвержден результатами непосредственного расчета при помощи (3.52) относительного распределения интенсивности в спектрах различных порядков [3.2].

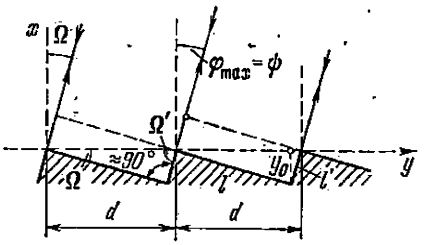


Рис. 3.19. Профиль штриха эшелетта и установки последнего по автоколлимационной схеме.

Дифракционные решетки с несимметричным треугольным профилем штриха, концентрирующие бо́льшую часть падающей на решетку энергии излучения в спектр ненулевого порядка, называются *эшелеттами*, а угол φ_{max}, под которым происходит эта концентрация, называют *углом блеска* (blaze). Обычно у эшелеттов угол между рабочей большой и малой гранями штриха близок к 90° (лишь несколько больше по технологическим причинам), а угол Ω не превышает 20°. Работа с эшелеттами в большинстве случаев производится в спектрах первого или второго порядка, хотя для специальных задач изготовляют эшелетты, рассчитанные на работу в третьем, пятом и т. д. порядках. Такие решетки будут рассмотрены позже. При установке эшелетта по автоколлимационной схеме ($\varphi = \psi$) условие (3.54) переходит в $\psi = \varphi_{max} = \Omega$. Это означает, что падающий и дифрагированный лучи перпендикулярны к рабочей грани (рис. 3.19). При этом фронт падающей волны «освещает» только большую грань штриха, и поэтому падающее на решетку излучение в результате дифракции и интерференции распространяется главным образом в направлении угла блеска φ_{max}, т. е. перпендикулярно к грани l. В направлении же угла блеска φ'_{max}, соответствующем отражению от малой грани l', излучение практически не распространяется — образуется только один интенсивный спектр.

Таким образом, при несимметричном профиле штриха мы можем в выражении (3.52) вместо трех членов суммы в фигурных скобках ограничиться только одним.

Кроме того, в случае эшелетта с $l > l'$ и $\Omega' > \Omega$ имеем $d - y_0 < y_0$ (см. рис. 3.19), и поэтому приближенно $l \approx d \approx y_0$. При сде-

ланных допущениях можно представить распределение интенсивности в плоскости дисперсии эшелетта в виде

$$J \approx (\mathscr{E}_0')^2 z_0^2 d^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2 \left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2 \left(\frac{\sin \widetilde{nv}}{\sin v}\right)^2, \tag{3.56}$$

где

$$u' = \frac{\pi}{\lambda}(\mu - c\delta)\, d. \tag{3.57}$$

§ 3.5. Выбор параметров эшелетта и рабочей области спектра

При практическом использовании эшелеттов могут возникать различные задачи, связанные с выбором параметров эшелетта и его установки при заданной области исследуемого спектра с целью получения наибольшей интенсивности в том или ином порядке спектра. Иными словами, нужно найти такие углы ψ, φ, параметры эшелетта d и Ω, а также порядки спектра m и длины волн *) $\lambda_{б,m}$, которые одновременно удовлетворяли бы соотношениям (3.20) и (3.54). Здесь мы их для удобства приведем вместе:

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m\lambda_{б,m}, \quad \psi + \varphi_{max} = 2\Omega.$$

Так, если задан угол падения ψ и параметры эшелетта d и Ω, то для данного порядка спектра m (а он, как известно, определяет область дисперсии) из приведенных соотношений можно однозначно найти длину волны $\lambda_{б,m}$, для которой точно выполняется условие блеска в m-м порядке:

$$\lambda_{б,m} = \frac{d}{m}[\sin\psi + \sin(2\Omega - \psi)] \quad \text{и} \quad \varphi_{max} = 2\Omega - \psi.$$

Из полученных формул видно, что изменением установки эшелетта с заданными d и Ω, а именно изменением угла ψ и соответственно φ, можно изменять длину волны $\lambda_{б,m}$, для которой выполняется условие блеска.

Задача может быть поставлена и иначе. Под каким углом Ω должна быть скошена грань штриха эшелетта, чтобы для заданных длины волны $\lambda_{б,m}$, порядка спектра m и угла падения ψ выполнялось условие блеска?

Из (3.20) находим $\sin\varphi_{max} = m\lambda_{б,m}/d - \sin\psi$ и φ_{max} и, подставляя найденные значения в (3.54), получаем

$$\Omega = \frac{\psi + \varphi_{max}}{2}.$$

*) Здесь и далее $\lambda_{б,m}$ означает длину волны, для которой выполняется условие блеска в порядке спектра m.

При установке эшелетта по автоколлимационной схеме ($\psi = \varphi_{max}$) соотношения (3.54) и (3.20) переходят в $\psi = \varphi_{max} = \Omega$ и $2d \sin \Omega = m\lambda_{б,m}$, откуда следует, что для эшелетта с данными d и Ω и в данном порядке спектра m условию блеска точно удовлетворяет только одна определенная длина волны

$$\lambda_{б,\,m} = \frac{2d}{m} \sin \Omega.$$

В этом случае нельзя варьированием параметров установки точно выполнить условие блеска для других длин волн, если не прибегать к работе в других порядках спектра m', m'', . . ., для которых

$$\lambda'_{б,\,m'} = \frac{2d}{m'} \sin \Omega, \quad \lambda''_{б,\,m''} = \frac{2d}{m''} \sin \Omega.$$

Поэтому в приборах, построенных по автоколлимационной схеме, и при работе в широкой области спектра необходимо использовать эшелетты с различными параметрами d и Ω.

В качестве примера определим угол Ω для эшелетта с с 600 штр/мм, при котором в спектре первого порядка точно выполняется условие блеска для $\lambda_{б,1} = 5000$ Å. Подставляя приведенные данные в $\sin \Omega = m\lambda_{б,1}/2d$, получим $\Omega = 9°$. При работе с этим эшелеттом во втором порядке условие блеска выполняется для $\lambda'_{б,2} = 2500$ Å.

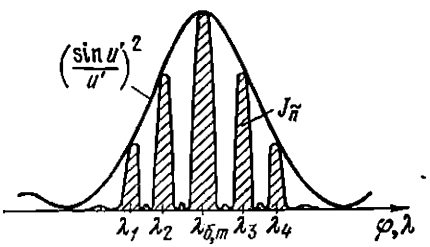


Рис. 3.20. Сравнение результирующих распределений интенсивности в различных длинах волн и в длине $\lambda_{б,\,m}$, при которой выполняется условие блеска.

Рабочая область спектра для эшелетта. Как уже отмечалось, для заданного эшелетта и заданной его установки условие блеска строго выполняется лишь для одной определенной длины волны $\lambda_{б,\,m}$. Но на практике редко приходится исследовать спектр, состоящий из одной или нескольких линий, близких к линии с длиной $\lambda_{б,\,m}$. При исследовании же относительно широкого спектра интенсивность других волн с длинами, отличными от $\lambda_{б,\,m}$, при той же установке и в том же порядке спектра будет меньше, так как пиковые значения максимумов интерференционной функции $J_{\bar{n}}$ (равные $\bar{n}^2$), расположенных под другими углами φ, умножаются, в соответствии с (3.56), на величину меньше 1 (максимумы для λ_1, λ_2, λ_3, λ_4 на рис. 3.20). В результате решетка внесет искажение в относительное распределение интенсивности в исследуемом спектре. Поэтому функцию $(\sin u'/u')^2$ в (3.56) можно рассматривать в случае отражательной решетки как коэф-

фициент отражения решетки ρ, зависящий от угла дифракции φ и от λ, который является аналогом коэффициента пропускания $\tau_п(\lambda)$ прозрачных диспергирующих систем (призмы).

При практическом использовании эшелетта важно знать ту область длин волн, где коэффициент отражения $\rho(\lambda)$ относительно велик; например, этой областью может служить полуширина максимума дифракционной функции $\rho(\lambda) = (\sin u'/u')^2$.

Преобразуем выражение $d(\mu - c\delta)$, входящее в аргумент u' функции $(\sin u'/u')^2$. Используя (3.9), (3.20) и (3.54), найдем $d(\mu - c\delta) = m(\lambda - \lambda_{б,m})$ и, подставляя в (3.57), получим

$$u' = \frac{\pi}{\lambda} d(\mu - c\delta) = \pi m \left(1 - \frac{\lambda_{б,m}}{\lambda}\right). \qquad (3.58)$$

Тогда выражение для коэффициента отражения запишется в виде

$$\rho(\lambda) = \left[\frac{\sin \pi m (1 - \lambda_{б,m}/\lambda)}{\pi m (1 - \lambda_{б,m}/\lambda)}\right]^2 = \rho\left(\frac{\lambda_{б,m}}{\lambda}\right). \qquad (3.59)$$

Оно позволяет определить коэффициент отражения для любой длины волны λ в данном порядке m по сравнению с $\rho(\lambda_{б,m}) = 1$.

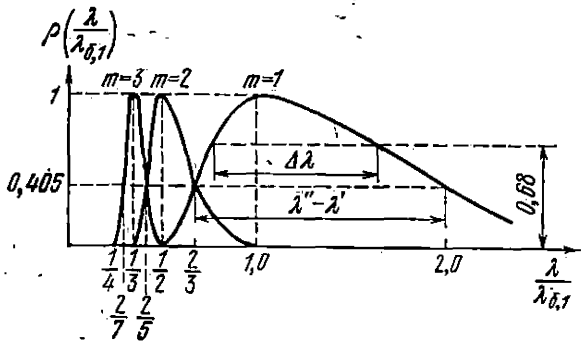


Рис. 3.21. Коэффициент отражения решетки для различных порядков спектра как функция $\lambda/\lambda_{б,1}$.

На рис. 3.21 приведены кривые зависимости коэффициента отражения, определяемого (3.59), для $m = 1, 2, 3$ от отношения длины волны λ к длине волны $\lambda_{б,1}$, для которой точно выполняется условие блеска в первом порядке. Мы видим, что кривые $\rho(\lambda/\lambda_{б,1})$ различных порядков асимметричны, причем асимметрия уменьшается с увеличением порядка m. При $u' = \pm\pi/2$ кривые для соседних порядков пересекаются на уровне $\rho(\lambda/\lambda_{б,1}) = 0{,}405$, т. е. на уровне ширины дифракционной функции (см. § 1.3). Из равенства $u' = \pm\pi/2$, где u' задается (3.58), легко найти крайние длины волн λ' и λ'', определяющие область спектра, где $0{,}405 <$

$< \rho(\lambda/\lambda_{б,1}) < 1$. Получим

$$\lambda' = \lambda_{б,m}\frac{2m}{2m+1}, \quad \lambda'' = \lambda_{б,m}\frac{2m}{2m-1}, \tag{3.60}$$

где $\lambda_{б,m}$ — длина волны, удовлетворяющая условию блеска в порядке m, причем $\lambda_{б,m} = \lambda_{б,1}/m$. Воспользовавшись (3.60), найдем

$$\lambda'' - \lambda' = \lambda_{б,m}\frac{4m}{4m^2-1}. \tag{3.61}$$

Эту область длин волн называют *областью концентрации излучения* или *областью энергетической эффективности* эшелетта *). Анализ (3.61) показывает, что величина $\lambda'' - \lambda'$ уменьшается с ростом m. Это же непосредственно видно и из рис. 3.21.

Если известны параметры эшелетта d и Ω и параметры его установки ψ и m, то, определив описанным в начале данного параграфа методом $\lambda_{б,m}$, можно с помощью (3.60) и (3.61) найти величины λ', λ'' и $\lambda'' - \lambda'$, характеризующие область концентрации излучения данного эшелетта.

Если, например, при работе в первом порядке $\lambda_{б,1} = 5000$ Å, то из (3.60) и (3.61) получим $\lambda'' = 10\,000$, $\lambda' = 3333$, $\lambda'' - \lambda' = 6666$ Å. При работе в этой области спектра во втором порядке $\lambda_{б,2} = 5000$ Å находим $\lambda'' = 6666$, $\lambda' = 4000$, $\lambda'' - \lambda' = 2666$ Å. И, наконец, при работе в третьем порядке $\lambda_{б,3} = 5000$ Å имеем $\lambda'' = 6000$, $\lambda' = 4286$, $\lambda'' - \lambda' = 1714$ Å.

Используя (3.60), исключим из выражения (3.61) $\lambda_{б,m}$:

$$\lambda'' - \lambda' = \frac{2}{2m-1}\lambda'.$$

Полученная формула позволяет сопоставить интервал $\lambda'' - \lambda'$ с областью дисперсии эшелетта $\Delta\lambda$ (см. (3.40)). При малых m область концентрации $\lambda'' - \lambda'$ оказывается больше области дисперсии и приближается к $\Delta\lambda$ при увеличении m. Так, при $m = 1$ $\lambda'' - \lambda' = 2\lambda' = 2\Delta\lambda$, так как $\Delta\lambda = \lambda'/m = \lambda'$. При $m \gg 1$ $\lambda'' - \lambda' = \lambda'/m = \Delta\lambda$.

При фотографической регистрации спектра рабочая область, как известно, не должна превышать область дисперсии эшелетта $\Delta\lambda$. Но поскольку при малых порядках m величина $\Delta\lambda$ меньше области концентрации энергии (3.61), то, очевидно, в пределах $\Delta\lambda$ минимальное значение $\rho(\lambda)$ больше 0,405. Оценим значение $\rho(\lambda)$ для длин волн λ_1 и λ_2, определяющих область дисперсии (3.40) $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1/m$ и $\lambda_2 = \lambda_1(1 + 1/m)$, и потребуем, чтобы $\rho(\lambda_1) = \rho(\lambda_2)$ или $u'(\lambda_1) = -u'(\lambda_2)$. Из последнего равенства

*) Из формул (3.60) видно, что величина $\lambda_{б,m}$ не равна среднему арифметическому длин волн λ' и λ'', что является следствием асимметрии кривых на рис. 3.21.

находим

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_{б,m}}{2}\left(\frac{2m+1}{m+1}\right) \quad \text{и} \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_{б,m}}{2}\left(\frac{2m+1}{m}\right). \qquad (3.62)$$

Подставляя значение λ_2 (или λ_1) в выражение для $u'(\lambda_2)$ (или $u'(\lambda_1)$), получим $u'(\lambda_2) = \pi\frac{m}{2m+1}$, что позволяет по (3.59) определить минимальные значения коэффициента отражения $\rho(\lambda_1) = \rho(\lambda_2)$ в пределах области дисперсии для различных порядков спектра m. Расчет дает для $m = 1$ $\rho(\lambda_2) = 0{,}68$, и, следовательно, во всей области дисперсии коэффициент отражения изменяется в пределах $0{,}68 < \rho(\lambda) < 1$ (см. рис. 3.21). В частности, это имеет место для всей видимой области спектра от 4000 до 8000 Å. Для более высоких порядков находим при $m = 2$ $\rho(\lambda_2) = 0{,}57$, при $m = 3$ $\rho(\lambda_2) = 0{,}52$.

Если известна область дисперсии $\Delta\lambda = \lambda_1/m$, то выражения (3.62) позволяют определить длину волны $\lambda_{б,m}$, для которой должно точно выполняться условие блеска, что в свою очередь позволяет определить параметры эшелетта. Из (3.62) получим

$$\lambda_{б,m} = \Delta\lambda\,\frac{2m(m+1)}{2m+1} = \lambda_1\,\frac{2(m+1)}{2m+1}. \qquad (3.63)$$

При $m = 1$ имеем $\lambda_{б,1} = {}^4/_3\,\Delta\lambda = {}^4/_3\lambda_1$. Для видимой области спектра (см. табл. 3.2) $\lambda_1 = 4000$, $\lambda_2 = 8000$ $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1 = 4000$ Å, откуда $\lambda_{б,1} = 5333$ Å. Для этой длины волны должны выполняться условия блеска

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = \lambda_{б,1} \quad \text{и} \quad \psi + \varphi_{max} = 2\Omega$$

или при работе по автоколлимационной схеме $2d\sin\Omega = \lambda_{б,1}$. Если решетка имеет 600 штр/мм, то при $\lambda_{б,1} = 5333$ Å $\Omega = 9°10'$. При решетке с 1200 штр/мм $\Omega = 18°40'$. При $m = 2$ находим $\lambda_{б,2} = {}^{12}/_5\Delta\lambda = {}^6/_5\lambda_1$ и при $m = 3$ $\lambda_{б,3} = {}^{24}/_7\,\Delta\lambda = {}^8/_7\lambda_1$. Если $\lambda_1 = 4000$ Å, то соответственно получим при $m = 2$ $\lambda_2 = 6000$, $\lambda_{б,2} = 4800$ Å, при $m = 3$ $\lambda_2 = 5333$, $\lambda_{б,3} = 4571$ Å.

Расчет области концентрации излучения и рабочей области спектра, создаваемого эшелеттом, при фотографической регистрации значительно упрощается, если излучение характеризовать не длиной волны λ, а обратной величиной $\tilde{\nu} = 1/\lambda$. При такой характеристике выражение (3.58) для u' принимает вид $u' = \pi m(1 - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{б,m})$, а коэффициент отражения (3.59) — вид

$$\rho(\tilde{\nu}) = \left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2 = \left[\frac{\sin \pi m(1 - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{б,m})}{\pi m(1 - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{б,m})}\right]^2. \qquad (3.64)$$

В этом случае функция $\rho(\tilde{\nu})$ оказывается симметричной относительно $\tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{б,m}$ и имеет одинаковый вид для всех порядков спектра

(рис. 3.22). Кривые для разных порядков также пересекаются на уровне 0,405, а их ширины, выраженные в единицах $\tilde{\nu}_{б,1}$, не зависят от m. Частоты $\tilde{\nu}'$ и $\tilde{\nu}''$, определяющие область концентрации излучения, легко определить из (3.60), заменив λ на $1/\tilde{\nu}$:

$$\tilde{\nu}' = \tilde{\nu}_{б,m}\left(\frac{2m+1}{2m}\right) \quad \text{и} \quad \tilde{\nu}'' = \tilde{\nu}_{б,m}\left(\frac{2m-1}{2m}\right), \tag{3.65}$$

где $\tilde{\nu}_{б,m}$ — частота в максимуме $\rho(\tilde{\nu})$, для которой точно выполняется условие блеска в порядке m, причем $\tilde{\nu}_{б,m} = m\tilde{\nu}_{б,1}$. Тогда

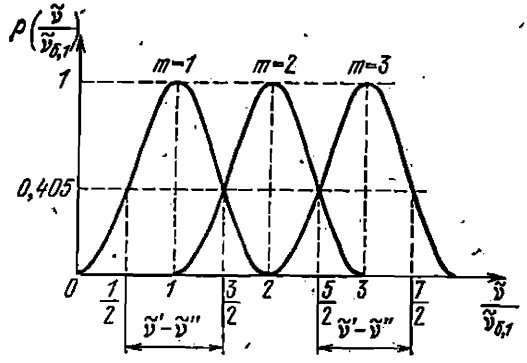


Рис. 3.22. Коэффициент отражения решетки для различных порядков спектра как функция $\tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{б,1}$.

спектральная ширина области концентрации излучения (см. рис. 3.22), равна

$$\tilde{\nu}' - \tilde{\nu}'' = \frac{\tilde{\nu}_{б,m}}{m} = \tilde{\nu}_{б,1}, \tag{3.66}$$

и при малых m она больше области дисперсии.

Если же за рабочий спектральный интервал принять область дисперсии, выражение для которой в единицах $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ можно найти из (3.40) в виде $\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2 = \tilde{\nu}_2/m$, то вместо (3.62) получим

$$\tilde{\nu}_1 = 2\tilde{\nu}_{б,m}\left(\frac{m+1}{2m+1}\right) \quad \text{и} \quad \tilde{\nu}_2 = 2\tilde{\nu}_{б,m}\left(\frac{m}{2m+1}\right). \tag{3.67}$$

Нетрудно показать, что как из (3.65), так и из (3.67) следует равенство $\tilde{\nu}_{б,m}$ среднему арифметическому соответствующих крайних частот $\tilde{\nu}'$ и $\tilde{\nu}''$ или $\tilde{\nu}_1$ и $\tilde{\nu}_2$. Действительно, справедливо равенство

$$^1/_2(\tilde{\nu}' + \tilde{\nu}'') = {}^1/_2(\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2) = \tilde{\nu}_{б,m},$$

которое, вследствие симметричности функции $\rho(\tilde{\nu})$, выполняется для любого интервала частот и поэтому представляет известное удобство при выборе параметров эшелетта.

Если, например, предстоит исследовать какой-либо спектральный интервал, ограниченный частотами $\tilde{\nu}_1$ и $\tilde{\nu}_2$, то практически наиболее рационально использовать эшелетт, обеспечивающий точное выполнение условия блеска для средней частоты интервала $\tilde{\nu}_{б,\,m} = {}^1/_2(\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2)$. Коэффициент отражения $\rho(\tilde{\nu})$ при этом симметрично уменьшается при изменении частоты $\tilde{\nu}$ по обе стороны от максимума $\rho(\tilde{\nu}_{б,\,m})$. Подстановка крайних значений частот $\tilde{\nu}_1$ и $\tilde{\nu}_2$ в (3.64) позволяет оценить минимальные значения коэффициента отражения $\rho(\tilde{\nu}_1)$ и $\rho(\tilde{\nu}_2)$ в исследуемом интервале спектра.

Пример. Задан интервал длин волн от $\lambda_1 = 4500$ до $\lambda_2 = 7500$ Å или в частотах от $\tilde{\nu}_1 = 22\,222$ до $\tilde{\nu}_2 = 13\,333$ см$^{-1}$. Среднее значение частоты равно $\tilde{\nu}_{б,\,m} = 17\,777{,}5$ см$^{-1}$. Работа производится с решеткой, имеющей 600 штр/мм, по автоколлимационной схеме в первом порядке. Условие блеска: $2d\sin\Omega = \lambda_{б,\,1}$ или $2\tilde{\nu}_{б,\,1}\,d\sin\Omega = 1$. Подстановка d и $\tilde{\nu}_{б,\,1}$ дает $\sin\Omega = 0{,}16$, $\Omega = 9°10'$.

Дифракционные решетки с большими углами блеска — эшелле. Мы уже отмечали в § 3.2, что угловая дисперсия и разрешающая способность решетки значительно возрастают при увеличении угла дифракции и особенно при работе по автоколлимационной схеме. Если в случае амплитудной решетки (см. § 3.3) увеличение угла дифракции φ всегда приводит к уменьшению интенсивности спектра, то в случае эшелетта в принципе можно решить задачу увеличения $d\varphi/d\lambda$ и $\mathscr{R}_0$ и получения большой интенсивности спектра при работе в условиях блеска. При работе по автоколлимационной схеме и одновременном точном выполнении условия блеска $\psi = \varphi_{max} = \Omega$ выражения для $d\varphi/d\lambda$, $\mathscr{R}_0$ и $\Delta\lambda$ (3.25), (3.36) и (3.42) принимают вид

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2\,\mathrm{tg}\,\Omega}{\lambda_{б,\,m}}, \tag{3.68}$$

$$\mathscr{R}_0 = \frac{2W\sin\Omega}{\lambda_{б,\,m}}, \tag{3.69}$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{б,\,m}}{m} = \frac{\lambda_{б,\,m}^2}{2d\sin\Omega}. \tag{3.70}$$

Из (3.68) и (3.69) видно, что для увеличения $d\varphi/d\lambda$ и $\mathscr{R}_0$ следует увеличивать угол Ω — угол скоса рабочей грани штриха (см. рис. 3.16). По существу, это как бы означает переход от работы

в условиях блеска от большой грани штриха l к условию блеска от малой грани l' несимметричного штриха, так как обычно $\Omega' > \Omega$. Теоретически предельное значение угла $\Omega = 90°$, но, как уже отмечалось, работа при таком угле невозможна. Практически же угол Ω может составлять в ряде случаев 75—80°, например при регистрации узкой области спектра вблизи угла блеска или при работе в высоких порядках (см. ниже).

В случае же фотографической регистрации максимальный угол Ω можно оценить для спектра конечной ширины, равной области дисперсии $\Delta\lambda$, при условии равенства угла дифракции для длинноволновой границы области дисперсии λ_2 (см. (3.62)) предельному углу $\varphi = 90°$.

Оценим максимальный угол Ω для спектра первого порядка. Пусть точное условие блеска $\psi = \varphi_{max} = \Omega$ выполняется для длины волны $\lambda_{б,1} = 2d \sin \Omega$, а угол дифракции для λ_2 при том же угле падения $\psi = \Omega$ равен $\varphi_2 = 90°$. Тогда согласно (3.20) и (3.62) имеем $d(\sin \Omega + 1) = \lambda_2 = {}^3/_2\lambda_{б,1}$, откуда $d = \lambda_{б,1}$ и, далее, $\sin \Omega = \lambda_{б,1}/2 = {}^1/_2$ и $\Omega = 30°$. Таким образом, в случае эшелетта с $\Omega = 30°$ при работе по автоколлимационной схеме в первом порядке можно получить спектр, для которого в пределах области дисперсии теоретический коэффициент отражения $\rho(\lambda)$ изменяется в интервале 0,68—1, а условие блеска строго выполняется для $\lambda_{б,1} = d$. В действительности коэффициент отражения для длинноволновой части спектра $\lambda > \lambda_{б,1}$ с ростом $\varphi > \Omega$ несколько уменьшается по сравнению с данными, приведенными на рис. 3.21, из-за виньетирующего влияния второй грани штриха *). Чтобы уменьшить роль этого влияния у эшелеттов, предназначенных для работы в первом порядке спектра, угол Ω обычно делается несколько меньше предельного и не превышает 20°.

Аналогичным способом можно оценить максимальное значение угла Ω при работе в более высоких порядках спектра. Совместное решение уравнений $2d \sin \Omega = m\lambda_{б,m}$ и $d(\sin \Omega + 1) = m\lambda_2$, где λ_2 определяется (3.62), позволяет найти условия, задающие максимальные значения Ω и d:

$$\sin \Omega = \frac{m}{m+1} \quad \text{и} \quad d = \frac{\lambda_{б,m}}{2}(m+1).$$

Отсюда следует, что при работе в спектрах более высоких порядков максимальный угол Ω увеличивается, а вместе с ним должно увеличиваться и отношение $d/\lambda_{б,m}$. Ниже приводятся значения Ω

*) В случае $d \gg \lambda$ это влияние можно в первом приближении рассматривать чисто геометрически, как обычное виньетирование, т. е. как ограничение второй гранью штриха дифрагированных пучков при $\varphi > \Omega$. В случае же $d \approx \lambda$ такое рассмотрение неприменимо, необходимо решать строгую задачу о дифракции в пределах всего штриха в рамках теории Френеля.

(в градусах) и d в единицах $\lambda_{б,m}$ для различных порядков спектра:

$m=1$	$\Omega=30°$	$d=\lambda_{б,1}$
$m=2$	$\Omega=41°$	$d=1{,}5\lambda_{б,2}$
$m=3$	$\Omega=48°$	$d=2\lambda_{б,3}$
$m=5$	$\Omega=56°$	$d=3\lambda_{б,5}$
$m=9$	$\Omega=64°$	$d=5\lambda_{б,9}$
$m=100$	$\Omega=82°$	$d=50\lambda_{б,100}$

По причинам, указанным выше, у реальных эшелеттов, предназначенных для работы в спектрах более высоких порядков, угол Ω несколько меньше приведенного и обычно лежит в пределах от 30 до 75°. Такие решетки, в отличие от эшелеттов, называются *эшелле* (echelle). У наиболее часто применяемых эшелле постоянная d лежит в пределах от 0,1 до 0,01 мм (10—100 штр/мм); они используются в довольно высоких порядках ($m = 30$—300) и поэтому имеют очень небольшую область дисперсии; для видимой области спектра $\Delta\lambda = 15 - 150$ Å. В то же время эшелле по сравнению с эшелеттами обладают значительно большей угловой дисперсией и разрешающей силой. Так, из (3.68) и (3.69) легко найти, что при переходе от $\Omega = 20$ к $\Omega = 70°$ угловая дисперсия возрастает в 7,6 раза, а разрешающая способность — в 2,7 раза, что является большим преимуществом эшелле.

Эшелле по своим параметрам оказываются промежуточными между эшелеттами ($m = 1$—2, $d \gtrsim \lambda$) и эшелоном Майкельсона *) [1.2] — ступенчатой решеткой, образованной плоскопараллельными пластинками одинаковой толщины (у эшелона $d \approx 4$—5 мм, $m \approx 10^4$, $\bar{n} \approx 30$, $\Delta\lambda \approx 0{,}25$ Å, $\mathscr{R}_0 \approx 3\cdot10^5$, $d \gg \lambda$).

Технология изготовления эшелле и эшелеттов практически одинакова, но из-за большого отношения d/λ к качеству рабочей грани штриха эшелле предъявляют более высокие требования (чистота поверхности, отступление от плоскости).

Заметим, что, поскольку площадь сечения светового пучка в спектральном приборе определяется решеткой и обычно она близка к квадрату ($H \approx D_\varphi = W \cos\Omega$) (рис. 3.23,*а*), в случае эшелле $W > H$. Так, при $\Omega = 45°$ $W = 1{,}4H$, а при $\Omega = 70°$ $W = 2{,}9H$. В случае же эшелетта $W \gtrsim H$.

В противоположность эшелле дифракционные решетки, предназначенные для работы в крайнем ультрафиолете ($\lambda < 1000$ Å, где $d > \lambda$), имеют небольшой угол Ω. В этой области спектра используются вогнутые решетки (см. ниже § 3.11) в схеме скользящего падения (рис. 3.23, *б*) с углами $\psi = 80$—$85°$. При таких углах также $W > H$. Работа обычно производится в спектре пер-

*) В настоящее время эшелоны Майкельсона почти не применяются из-за большой сложности их изготовления.

вого порядка. Совместное решение уравнений (3.20) и (3.54) при заданных ψ, d и λ позволяет определить угол Ω. Так, для $\psi = 80°$, $d = 1/1200$ мм и $\lambda = 500$ Å имеем $\Omega = 6°15'$, а для $\lambda = 100$ Å $\Omega = 1°45'$.

Мы видели, что в зависимости от области спектра, порядка спектра и схемы установки наибольшей эффективностью обладают решетки с различными значениями параметров d и Ω. Но получение решеток с любыми периодом d и углом Ω не всегда возможно из-за конструкции делительных машин и формы алмазных резцов. Поэтому изготовляются эшелетты и эшелле лишь с определенными величинами d и Ω, предназначенные для работы в различных областях спектра.

В СССР изготовляются эшелетты для работы в первом и втором

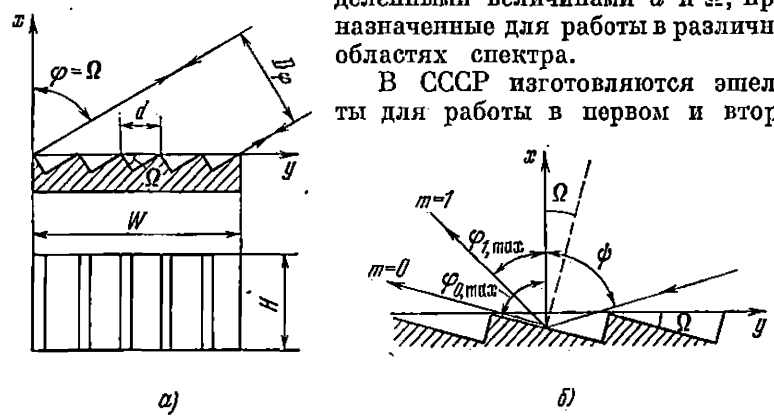


Рис. 3.23. Схема эшелле при работе по автоколлимационной схеме (*а*) и схема профиля штрихов эшелетта при работе в ультрафиолетовой области спектра по схеме скользящего падения (*б*).

порядках спектра со следующими параметрами: для ультрафиолетовой области: 3600, 2400, 1800 и 1200 штр/мм с углом Ω от 30′ до 5° для области 10—1000 Å в схеме скользящего падения и с углом $\Omega = 5—20°$ для области 1000—4000 Å; для видимой области: 1200 и 600 штр/мм с $\Omega = 10—20°$; для различных участков инфракрасной области: 300, 200, 100, 50, 12, 6 и 4 штр/мм с $\Omega = 5—20°$. У эшелле для близкого ультрафиолета, видимой и ближней инфракрасной областей спектра $1/d = 50—300$ штр/мм и $\Omega = 20—75°$.

Коэффициент отражения реальных дифракционных решеток. Поляризующее действие эшелеттов. У большинства реальных эшелеттов зависимость $\rho(\lambda)$ обычно несколько отличается от теоретической. Во-первых, величина коэффициента отражения в максимуме $\rho(\lambda_{б,m})$ всегда меньше единицы и для неполяризованного света составляет для различных эшелеттов от 0,60 до 0,80. Форма

кривых $\rho(\lambda)$ также отличается от теоретической, приведенной на рис. 3.21, причем их различие зависит от формы штрихов, качества их изготовления и от соотношения между d и λ. По литературным данным (см. [3.3]), экспериментальные кривые $\rho(\lambda)$ в области максимума близки к теоретическим лишь при высоком качестве штрихов и при $d/\lambda \approx 5-10$. Кроме того, эксперимент показывает, что металлические решетки обладают поляризующим действием, т. е. изменяют поляризацию падающего на них излучения. Исследования показали, что этот эффект является следствием смещения кривых коэффициента отражения $\rho(\lambda)$ для излучения с различной поляризацией, и он особенно резко проявляется у решеток с $d \approx \lambda$. Так, для излучения с электрическим вектором, параллельным длине штрихов, кривая $\rho_{\parallel}(\lambda)$, по данным [3.4], смещена в сторону более коротких длин волн по сравнению с кривой $\rho_{\perp}(\lambda)$ для излучения с электрическим вектором, перпендикулярным к длине штрихов (рис. 3.24). Максимальные значения $\rho_{\perp}(\lambda)$ и $\rho_{\parallel}(\lambda)$, как правило, несколько различаются и могут достигать 90% и даже превышать эту величину. Коэффициент отражения в максимуме для неполяризованного излучения часто оказывается несколько меньше. Кроме того, наблюдается также достаточно сильная зависимость поляризующего действия решетки, определяемого отношением $\rho_{\perp}(\lambda)/\rho_{\parallel}(\lambda)$, от длины волны. Зависимость отношения $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ от λ для отдельных решеток может быть достаточно сложной [3.4], а для одной и той же решетки — различной при работе в разных порядках. Но на участке длин волн, соответствующем ширине максимума функции $\rho(\lambda)$, эта зависимость обычно близка к линейной, а вблизи максимума отношение $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ равно единице.

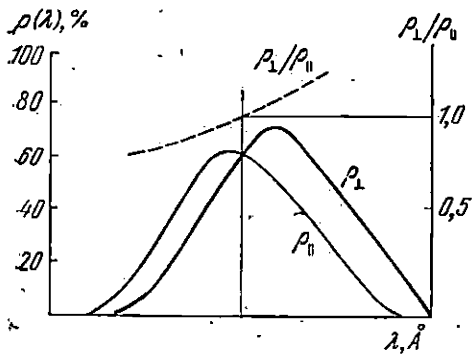


Рис. 3.24. Зависимость коэффициентов отражения решетки для компонент с различной поляризацией и зависимость отношения $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ от длины волны.

Поляризующее действие решеток и зависимость его от длины волны необходимо учитывать при исследовании относительной интенсивности спектральных линий с различной поляризацией. Поскольку теоретический расчет поляризующего действия конкретных реальных решеток практически невозможен, определение отношения $\rho_{\perp}(\lambda)/\rho_{\parallel}(\lambda)$ обычно производится экспериментально такими же методами, как и в случае призменных приборов.

В заключение кратко остановимся на причинах отличия экспериментальных кривых $\rho(\lambda)$ от теоретических и на причинах поляризующего действия эшелеттов. В изложенной выше теории дифракции рассматриваются скалярные волны (типа акустических), тогда как электромагнитные волны являются векторными с электрическим вектором, перпендикулярным к направлению распространения. Кроме того, треугольные штрихи эшелеттов представляют собой как бы волноводы, для которых условие распространения электромагнитных волн, а следовательно, и дифракция зависят от ориентации электрического вектора по отношению к штрихам, что в конечном счете и приводит к зависимости коэффициента отражения от поляризации падающего излучения. Задаче о дифракции векторных волн на штрихах треугольной формы при условии $\lambda \approx d$ пока не решена.

§ 3.6. Искривление спектральных линий в приборах с плоской дифракционной решеткой

При рассмотрении спектроскопических характеристик дифракционной решетки мы использовали основное уравнение решетки в виде (3.20), полагая $\theta' = 0$, что соответствует рассмотрению точки щели (по ее высоте), расположенной на оптической оси коллиматора. В общем же случае внеосевых точек щели ($\theta' \neq 0$) направления на главные максимумы интерференционной функции определяются уравнением (3.17). Оно показывает, что при заданном угле ψ (который имеет постоянное значение для всех точек прямой щели, параллельной штрихам решетки) и заданных m и λ угол дифракции φ_{max} зависит от угла θ'. В частности, если углы ψ и φ имеют одинаковый знак, то угол φ_{max} возрастает с увеличением θ'. Это означает, что точки главного максимума интерференционной функции в одной и той же длине волны λ, соответствующие различным углам θ', а следовательно, и углам θ'' ($\theta' = \theta''$), не лежат на одной прямой, параллельной штрихам решетки. Спектральная линия оказывается искривленной. Для определения радиуса кривизны линии, так же как и в случае кривизны линий в призменных приборах (см. § 2.2), необходимо найти связь между приращением угла дифракции $d\varphi$ и приращением угла $d\theta'$. Эту связь легко получить, дифференцируя уравнение (3.17), которое для удобства напишем в виде $\sin\psi + \sin\varphi = m\lambda/d \cos\theta'$. Полагая d, m, λ и ψ постоянными, имеем

$$d\varphi = \frac{m\lambda \sin\theta'}{d \cos\varphi \cos^2\theta'}\, d\theta'.$$

Мы видим, что между величинами $d\varphi$ и $d\theta'$ зависимость сложнее простой пропорциональности, и, следовательно, спектральная линия имеет искривленную форму (рис. 3.25).

Как и в случае призменных приборов, будем считать, что при малых θ'' линия имеет форму окружности с радиусом кривизны r_p, связанным с приращениями $d\varphi$ и $d\theta'$ соотношением

$$\frac{1}{r_p}=\frac{\cos^2\theta''}{f_2\,\mathrm{tg}\,\theta''}\frac{d\varphi}{d\theta'}.$$

Подставляя сюда выражение для $d\varphi/d\theta'$ и учитывая равенство $\theta'=\theta''$ и (3.17), получим

$$\frac{1}{r_p}=\frac{1}{f_2}\frac{\sin\psi+\sin\varphi}{\cos\varphi}\cos^2\theta',$$

но поскольку обычно угол θ' мал и $\cos^2\theta'\approx 1$, то окончательно имеем

$$\frac{1}{r_p}=\frac{1}{f_2}\frac{\sin\psi+\sin\varphi}{\cos\varphi}. \qquad (3.71)$$

Мы видим, что кривизна спектральных линий не зависит от параметров решетки и зависит только от углов падения и дифракции.

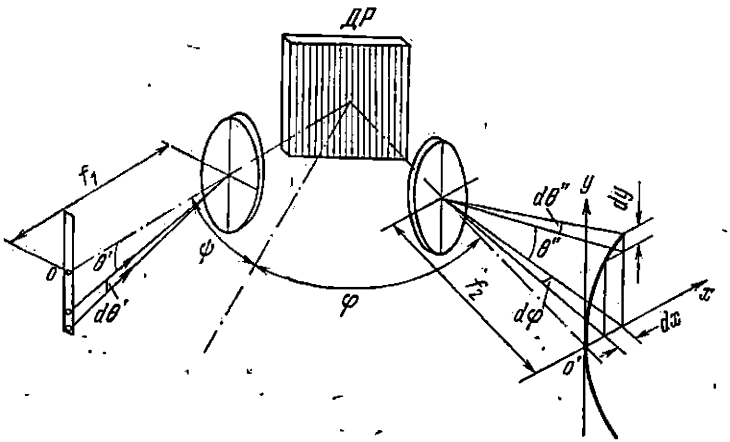


Рис. 3.25. К выводу формулы для кривизны линий в спектре дифракционной решетки.

Это означает, что искривление линий является чисто интерференционным эффектом.

Воспользовавшись (3.24), преобразуем последнее выражение к виду

$$\frac{1}{r_p}=\frac{\lambda}{f_2}\frac{d\varphi}{d\lambda},\quad \text{или}\quad \frac{1}{r_p}=\frac{\lambda}{f_2^2}\frac{dl}{d\lambda}. \qquad (3.72)$$

Отсюда следует, что кривизна спектральных линий в дифракционном

спектрометре, так же как и в призменных приборах (см. (2.44)), пропорциональна угловой или линейной дисперсии. Поскольку согласно (3.17) увеличение θ' ведет к увеличению φ, а бо́льшему значению φ соответствует бо́льшая длина волны, то, значит, изображение линии обращено выпуклостью в сторону более коротких длин волн, т.е. обратно тому, что наблюдается в призменном приборе. Кроме того, в соответствии с (3.71) кривизна линии возрастает с увеличением λ, тогда как для линий призменного спектра характерна обратная зависимость. Различие в кривизне спектральных линий дифракционного и призменного спектров схематически показано на рис. 3.26.

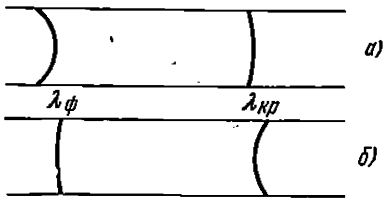


Рис. 3.26. Сравнение кривизны линий призменного (*а*) и дифракционного спектров (*б*) (схема).

Из (3.71) также можно видеть, что в нулевом порядке спектра ($\varphi = -\psi$) $1/r_р = 0$, т.е. линии прямолинейны. В отрицательных порядках спектра ($-\varphi > \psi$) кривизна изменяет знак. При работе по автоколлимационной схеме ($\varphi = \psi$) имеем $1/r_р = 2 \operatorname{tg} \varphi/f_2$, т.е. кривизна значительно возрастает с увеличением φ. В частности, кривизна линий в приборах с эшелле больше, чем в приборах с эшелеттом.

Представляет интерес сравнить кривизны линий призменного и дифракционного спектров при равной угловой дисперсии и одном и том же f_2.

Из выражений (2.44) и (3.72) найдем

$$\frac{r_п}{r_р} = \frac{n}{n^2-1}\frac{dn}{d\lambda}\lambda.$$

Расчет показывает, что для призм, изготовленных из среднего флинта, это отношение примерно равно $^1/_{20}$ для красной области и $^1/_7$ для ближней ультрафиолетовой области. Как мы видим, радиус кривизны линий в спектре решетки обычно много больше, чем в призменном спектре. Поэтому при работе с относительно небольшими высотами щелей ($h_1 \leqslant 10$ мм) и длиннофокусными камерными объективами кривизна линий в спектре решетки мало заметна. В дифракционных же монохроматорах, где используются высокие щели, кривизна линий отчетливо проявляется и для ее компенсации необходимо использовать искривленные выходные щели.

Как и в призменном спектре, кривизна линий спектра решетки зависит от длины волны (см. (3.72)), и потому при работе в широком интервале длин волн следует применять щели различной кривизны.

§ 3.7. Фотометрические характеристики приборов с плоской дифракционной решеткой

В предыдущих параграфах данной главы мы рассмотрели пространственное распределение энергии излучения, возникающее в результате интерференции когерентных пучков от дифракционной решетки (см. (3.56)), когда на нее из коллиматора падает параллельный пучок. Но, как мы знаем, такой параллельный пучок соответствует излучению, выходящему из одной точки входной щели. В действительности же в спектральном приборе с решеткой

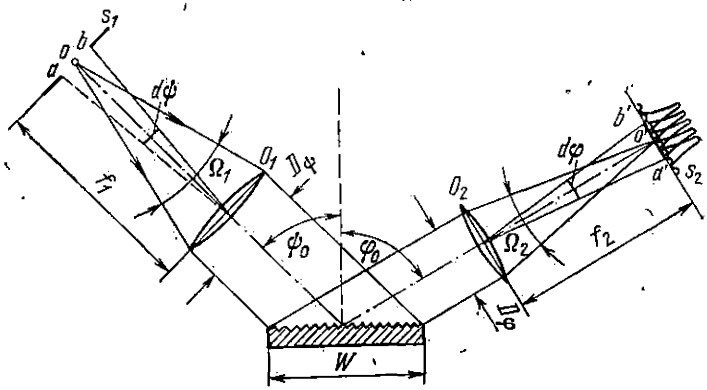


Рис. 3.27. Принципиальная схема прибора с плоской отражательной решеткой.
К определению фотометрических характеристик прибора.

источником излучения служит входная щель коллиматора конечной ширины и высоты. Поэтому в фокальной плоскости камерного объектива каждое монохроматическое изображение щели образуется в результате наложения смещенных относительно друг друга максимумов интерференционной функции $J_{\bar{n}}$ (см. (3.16в)).

Схематически это изображено на рис. 3.27, где приведена принципиальная схема спектрального прибора (в главной плоскости) с отражательной дифракционной решеткой и линзовой фокусирующей оптикой. Пусть точка o — центральная точка щели s_1 (по ее ширине), освещенной монохроматическим излучением,— расположена на оси объектива O_1 коллиматора, а параллельный пучок, выходящий из него, падает на решетку под углом ψ_0. Тогда параллельный дифрагированный пучок, составляющий угол φ_0 с нормалью к решетке и удовлетворяющий условию $d(\sin\psi_0 + \sin\varphi_0) = m\lambda$, после прохождения через объектив камеры O_2 образует в его фокальной плоскости главный интерференционный максимум в точке o' (см. рис. 3.27). Параллельные пучки, выходящие из объектива коллиматора от других точек щели по ее

ширине $a...b$, падают на решетку под другими углами, лежащими в интервале $\psi = \psi_0 \pm {}^1/_2 d\psi$, где $d\psi = s_1/f_1$. Но поскольку направления на главные интерференционные максимумы φ в данной длине волны λ (и в том же порядке m) зависят от угла ψ, то для разных углов ψ они расположатся в различных точках $a'...b'$ фокальной плоскости камерного объектива и угол дифракции φ изменится в некотором интервале $d\varphi$. Угол $d\varphi$ можно определить дифференцированием основной формулы дифракционной решетки (3.20) при постоянных d, λ и m. Тогда

$$d(\cos\psi\, d\psi + \cos\varphi\, d\varphi) = 0,$$

откуда

$$d\varphi = -\frac{\cos\psi}{\cos\varphi}\, d\psi. \tag{3.73}$$

Здесь величина

$$\frac{d\varphi}{d\psi} = -\frac{\cos\psi}{\cos\varphi} = \Gamma_{\text{р}} \tag{3.74}$$

представляет собой угловое увеличение дифракционной решетки. Умножив числитель и знаменатель на W (полную длину решетки), получим

$$\Gamma_{\text{р}} = \frac{d\varphi}{d\psi} = -\frac{W\cos\psi}{W\cos\varphi} = -\frac{D_\psi}{D_\varphi}, \text{ или } d\varphi D_\varphi = -d\psi D_\psi,$$

что совпадает с (1.9).

В зависимости от оптической схемы использования решетки, т.е. от соотношения между величинами ψ и φ, угловое увеличение решетки может быть как больше, так и меньше единицы. В нулевом порядке спектра $\varphi = -\psi$ $\Gamma_{\text{р}} = 1$. Угловое увеличение решетки равно единице и при работе по автоколлимационной схеме $\varphi = \psi$, что также является преимуществом данной схемы. Соотношение (3.74) можно записать также в виде $d\varphi = \Gamma_{\text{р}} d\psi$.

Линейный размер участка в направлении дисперсии в фокальной плоскости камерного объектива, в пределах которого располагаются главные интерференционные максимумы, соответствующие различным точкам щели по ее ширине, равен $\hat{s}_2 = f_2 d\varphi$. Подставляя сюда выражения для $d\varphi$ и $d\psi$, получим

$$\hat{s}_2 = s_1 \frac{f_2}{f_1} \Gamma_{\text{р}},$$

что, естественно, совпадает с геометрическим изображением входной щели s_2, образуемым фокусирующей оптикой прибора.

Распределение интенсивности вдоль s_2 определяется наложением максимумов интерференционной функции $J_{\bar{n}}$ и зависит от способа освещения щели. При некогерентном освещении ($\omega' \geqslant \Omega_1$) происходит сложение интенсивностей главных максимумов (см. рис. 1.17), а форма результирующего распределения зависит

от соотношения между s_2 и линейной шириной отдельного максимума $\delta l = f_2\delta\varphi$, где $\delta\varphi$ определяется (3.29). Проводя анализ формы результирующего распределения аналогично тому, как было сделано в § 1.2 для наложения дифракционных функций (см. (1.42)), получим, что при $s_2 \gg \delta l$ это распределение близко к прямоугольному с шириной s_2 (см. рис. 1.19, *а*). Таким образом, аппаратная функция спектрального прибора с решеткой при широких входных щелях и $s_2 \gg \delta l$ является щелевой. При уменьшении отношения $s_2/\delta l$ аппаратная функция начинает отличаться от щелевой (см. рис. 1.19, *б—г*), а ее ширина s_2 уменьшается, но лишь до тех пор, пока не будет соизмерима с линейной шириной интерференционного максимума δl. При $s_2 < \delta l$ аппаратная функция становится близкой к чисто интерференционной (см. рис. 3.6, *а*), описываемой функцией $J_{\tilde{n}}$ (см. (3.16б)), с шириной δl.

Определим ширину входной щели s_{10}, при которой ширина геометрического изображения $s_{20} = s_{10}\frac{f_2}{f_1}\Gamma_{\text{р}}$ равна ширине интерференционного максимума $\delta l = f_2\lambda/D_\varphi$ (см. (3.29)). Из равенства $s_{20} = \delta l$ получим

$$s_{10} = f_1\frac{\lambda}{D_\varphi\Gamma_{\text{р}}} = f_1\frac{\lambda}{D_\psi}. \tag{3.75}$$

Величина s_{10}, очевидно, есть нормальная ширина щели, при которой ширина щелевой аппаратной функции равна ширине интерференционной аппаратной функции, и в этом смысле она ничем не отличается от нормальной ширины щели призменного спектрального прибора. Здесь также при $s_1 > s_{10}$ разрешающая способность меньше теоретической $\mathscr{R}_0 = m\tilde{n}$ и для ее реализации следует использовать $s_1 \leqslant s_{10}$. Отметим, что и в случае спектральных приборов с решеткой и с фотографической регистрацией спектра для реализации теоретической разрешающей способности фокусное расстояние камерного объектива должно удовлетворять условию $f_2 \geqslant D_\varphi\alpha_\phi/\lambda$ (см. § 1.14), где α_ϕ — ширина аппаратной функции фотослоя.

Мы рассмотрели распределение интенсивности в изображении щели s_2 в плоскости дисперсии вдоль ширины изображения. Аналогичным образом можно найти и распределение интенсивности по высоте изображения щели h_2. В разных точках происходит наложение дифракционных функций $\left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2$, входящих в выражение (3.56) (см. рис. 1.17). Результирующее распределение интенсивности в различных точках h_2 определяется выражением (1.42) при замене пределов интегрирования на $\pm{}^1/_2 h_2$. Поскольку ширина максимума дифракционной функции $\left(\frac{\sin u_1}{u_1}\right)^2$ $\delta h = f_2\delta\theta = f_2\lambda/H$ (где $H = z_0$ — высота решетки) много меньше h_2, то резуль-

тирующее распределение имеет форму прямоугольника (ср. рис. 1.19, *а*) высотой h_2.

Таким образом, в спектральном приборе с плоской дифракционной решеткой в фокальной плоскости камерного объектива образуются монохроматические изображения входной щели шириной s_2 и высотой h_2, причем h_2 определяется (1.2). Ширина изображения s_2 при $s_1 \gg s_{10}$ определяется также чисто геометрически и имеет форму прямоугольника, а при $s_1 < s_{10}$ распределение интенсивности задается интерференционной функцией $J_{\bar{n}}$. Поэтому к приборам с плоскими дифракционными решетками применимы все выражения для фотометрических величин, приведенные в гл. 1, а именно выражения для освещенности спектра (см. (1.62), (1.76)), светосилы (см. (1.64), (1.79)) при фотографической регистрации, потока, выходящего из монохроматора (см. (1.80), (1.88), (1.90)), и светосилы (см. (1.82), (1.91)) при фотоэлектрической регистрации. Отличие состоит лишь в том, что коэффициент пропускания спектрального прибора $\tau_{сп}(\lambda)$, входящий в перечисленные выше соотношения, состоит из двух множителей: один из них $\tau_ф(\lambda)$, как и в призменных приборах, учитывает потери на отражение в фокусирующей оптике, а второй множитель представляет собой дифракционную функцию $(\sin u'/u')^2$, входящую в (3.56) и играющую роль коэффициента отражения решетки $\rho(\lambda)$ (см. рис. 3.21). Поэтому для приборов с решетками

$$\tau_{сп}(\lambda) = \tau_ф(\lambda)\,\rho(\lambda). \tag{3.76}$$

Как уже отмечалось, при точном выполнении условия блеска теоретическое значение $\rho(\lambda_б) = 1$, а практически максимальное значение $\rho(\lambda_б)$ лежит в пределах 0,7—0,8, что, как правило, больше коэффициента пропускания призменной системы $\tau_\rho(\lambda)$ в (2.71).

Кроме того, ширины пучков D_1 и D_2 (см. рис. 1.29), входящие в выражения $\sigma_1 = D_1H$, $\sigma_2 = D_2\bar{H}$ (и, значит, $\Omega_1 = \sigma_1/f_1^2$ и $\Omega_2 = \sigma_2/f_2^2$), должны быть заменены соответственно на $D_\psi = W\cos\psi$ и $D_\varphi = W\cos\varphi$ (см. рис. 3.27).

§ 3.8. Основные схемы спектральных приборов с плоскими дифракционными решетками

Принципиальные оптические схемы спектральных приборов с плоскими дифракционными решетками не отличаются от схем призменных приборов — в них лишь вместо призм установлены решетки. Применяются главным образом отражательные решетки с треугольным профилем штриха — эшелетты и эшелле. Используется как линзовая, так и зеркальная фокусирующая оптика, причем в современных приборах последняя применяется чаще.

Как уже отмечалось, угловая дисперсия и теоретическая разрешающая способность у современных дифракционных решеток значительно больше, чем у призм (и систем из нескольких призм), практически во всех областях спектра *).

Параметры и конструкцию спектральных приборов с решетками в большинстве случаев выбирают так, чтобы практическая разрешающая способность прибора была возможно ближе к теоретической. По этой причине фокусные расстояния объективов фокусирующей оптики f_1 и f_2 делают большими, и в некоторых приборах они достигают нескольких метров (4—10 м!). При больших фокусных расстояниях камерного объектива и, следовательно, при большой линейной дисперсии полная длина рабочей области спектра

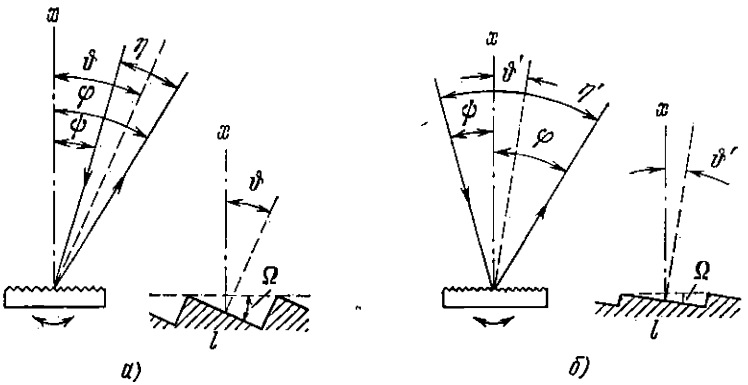


Рис. 3.28. Изменения углов ψ и φ при повороте решетки.
а) $\psi > 0, \varphi > 0$; б) $\psi < 0, \varphi > 0$. Справа изображены профили штриха эшелетта; ϑ и ϑ' — углы поворота решетки.

оказывается значительной. Так, например, при $f_2 = 4$ м и решетке, имеющей 1200 штр/мм (прибор ДФС-13), длина участка спектра 2000—10 000 Å в первом порядке равна 4 м!

В таких приборах входной и выходной коллиматоры или камера обычно жестко закреплены и переход от одной области спектра к другой в спектрографах или сканирование спектра в монохроматорах осуществляется путем поворота дифракционной решетки вокруг оси, проходящей через штрихи решетки в средней ее части.

При фиксированном положении оптических осей коллиматоров поворот дифракционной решетки приводит к одновременному изменению углов падения ψ и дифракции φ. Если эти углы имеют одинаковый знак, например $\psi > 0$, $\varphi > 0$ (рис. 3.28, *а*), то при повороте решетки остается неизменной разность углов $\eta = \varphi - \psi$.

*) Более детальное сопоставление характеристик призменных и дифракционных спектральных приборов будет сделано в § 3.10.

Если же углы φ и ψ имеют разный знак (рис. 3.28, *б*), то остается неизменной их сумма $|\psi| + |\varphi| = \eta'$.

Рассмотрим случай $\psi > 0$, $\varphi > 0$. Преобразуем основное уравнение решетки (3.20), записав его в виде

$$d(\sin\psi + \sin\varphi) = m\lambda = 2d\cos\frac{\varphi-\psi}{2}\sin\frac{\varphi+\psi}{2}.$$

Легко видеть, что угол $^1/_2(\varphi + \psi) = \vartheta$ равен углу между нормалью к решетке и биссектрисой угла $\eta = \varphi - \psi$ (см. рис. 3.28, *а*). Угол ϑ, очевидно, изменяется при повороте решетки и потому может служить мерой ее поворота.

Учитывая введенные обозначения ϑ и η, получим уравнение решетки в форме

$$2d\cos(^1/_2\eta)\sin\vartheta = m\lambda.$$

Это соотношение напоминает уравнение решетки при автоколлимационной установке ($\varphi = \psi$, $2d\sin\varphi = m\lambda$) с периодом решетки $d' = d\cos(\eta/2) = \text{const}$ и угле дифракции, равном углу поворота ϑ. Оно устанавливает связь между углом поворота решетки ϑ и длиной волны излучения λ, идущего вдоль оси выходного коллиматора или оси камеры. В случае использования эшелетта и выполнения условия блеска для данной λ рабочий угол штриха Ω (см. рис. 3.28, *а*), как известно, должен удовлетворять условию $\psi + \varphi_{max} = 2\Omega$ или в данном случае $\Omega = \vartheta$. Это означает, что биссектриса угла η должна быть перпендикулярна к рабочей грани штриха эшелетта.

Аналогичные результаты получаются и при $\psi < 0$ и $\varphi > 0$ (см. рис. 3.28, *б*):

$$d(\sin\psi - \sin\varphi) = 2d\cos\frac{\psi+\varphi}{2}\sin\frac{\varphi-\psi}{2} = m\lambda.$$

Вводя обозначения $\psi + \varphi = \eta' = \text{const}$, $^1/_2(\varphi - \psi) = \vartheta'$ и $d' = d\cos(\eta'/2)$, имеем

$$2d'\sin\vartheta' = m\lambda.$$

Из условия блеска $-\psi + \varphi_{max} = 2\Omega = 2\vartheta'$ следует, что биссектриса угла η' должна быть перпендикулярна к грани штриха l.

Заметим, что величину $d' = d\cos(\eta'/2)$ можно рассматривать как некоторый «эффективный» период решетки. При больших по абсолютной величине (80—85°) и близких друг к другу углах ψ и φ значения ϑ' и d' невелики. Тогда из выражения $2d'\sin\vartheta' = m\lambda$ следует, что при этих условиях даже при грубой решетке с $d \gg \lambda$ можно получить спектры низких порядков ($m = 1, 2$) для очень коротких длин волн. Действительно, такие схемы приборов, так называемые *схемы скользящего падения*, используются для исследования спектров в далекой ультрафиолетовой области

($\lambda < 500$ Å) и даже в области мягкого рентгена ($\lambda = 10$—100 Å), для которых не удается изготовить решетку с $d \sim \lambda$. На практике для перечисленных выше областей спектра применяются не плоские, а вогнутые дифракционные решетки (см. § 3.11), но сказанное выше оказывается справедливым и для вогнутых решеток.

В найденном выше выражении $2d' \sin \vartheta' = m\lambda$ угол поворота решетки ϑ' связан с длиной волны λ синусоидальной зависимостью, что практически не всегда удобно. Поэтому в некоторых приборах с дифракционными решетками (главным образом в монохроматорах) для получения линейной зависимости от λ на отсчетной шкале (барабане) используются специальные синусные механизмы поворота решетки (см., например, [3.5]).

Дифракционные спектрографы. Выше уже отмечалось, что дифракционные спектрографы с линзовой фокусирующей оптикой применяются относительно редко и главным образом для видимой области спектра. Существуют линзовые светосильные спектрографы с низкой реальной разрешающей способностью, предназначенные для исследования спектров малоинтенсивных свечений. Их оптическая схема близка к схеме, приведенной на рис. 3.27. В случае эшелетта углы падения и дифракции ψ и φ должны удовлетворять условию блеска (см. (3.54)).

В качестве примера укажем на спектрограф ИСП-48 со следующими параметрами: коллиматорный объектив: $f_1 = 630$ мм, $D_0/f_1 = 1{:}4{,}7$, сложный шестилинзовый камерный объектив: $f_2 = 70$ мм, $D_2/f_2 = 1{:}0{,}8$, решетка 1200 штр/мм, работа в первом порядке, область спектра 3800—8000 Å.

На рис. 3.29, *а* приведена схема автоколлимационного спектрографа с линзовой фокусирующей оптикой. Как и призменные спектрографы, он имеет автоматическую юстировку при переходе от одной области спектра к другой. При вращении барабана длин волн происходит поворот решетки, перемещение объектива и изменение наклона плоскости фотопластинки. Простейший спектрограф такого типа легко создать, используя обычную автоколлимационную камеру (например, УФ-90) и плоскую дифракционную решетку, установленную на столике перед объективом. В случае эшелетта должно выполняться условие $\varphi = \Omega$, $2d \sin \Omega = m\lambda_б$.

Высококачественные спектрографы с линзовой фокусирующей оптикой удается построить лишь для видимой области спектра, для которой возможно изготовление сложных объективов.

Дифракционные спектрографы с плоской решеткой и зеркальной фокусирующей оптикой используются в более широкой области длин волн: от 1000 Å до 1,2 мкм *).

На рис. 3.29, *б* приведена схема автоколлимационного спектрографа с зеркальной оптикой. При больших фокусных рас-

*) «Красная» граница чувствительности фотоматериала.

стояниях и малом угле θ в качестве зеркальных объективов применяются сферические зеркала, а в светосильных приборах — параболические зеркала с вынесенной осью.

Но наиболее широкое распространение получили спектрографы с зеркальной оптикой, построенные по схеме Эберта (рис. 3.30) с одним большим зеркалом (оно показано на рис. 3.30, *а* пунктиром) или с двумя зеркалами, центры кривизны которых обычно

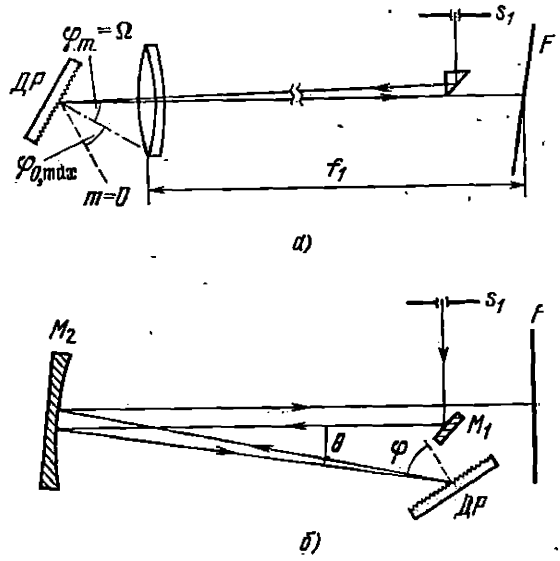


Рис. 3.29. Схемы автоколлимационных дифракционных спектрографов с линзовой (*а*) и зеркальной (*б*) оптикой.

F — фокальная плоскость, *ДР* — дифракционная решетка, s_1 — входная щель, M_1 — плоское зеркало, M_2 — сферическое или параболическое зеркало.

совпадают. На рис. 3.30,*а* приведена так называемая «горизонтальная» схема Эберта, у которой центры кривизны обоих зеркал, середина высоты входной щели и центр решетки лежат в одной (обычно горизонтальной) плоскости, перпендикулярной к штрихам решетки.

В схеме Эберта имеет место внеосевое падение лучей на зеркала, и поэтому конструктивные параметры приборов берутся такими, чтобы углы θ_1 и θ_2, от которых зависит величина аберраций, были минимальны. Можно показать, что величина этих углов уменьшается с увеличением f_1 и при расположении решетки на расстоянии от зеркал, близком к f_1 [1.11]. Важным обстоятельством является то, что фокусирующая оптика в схеме Эберта образует *Z*-схему (см. § 1.18), благодаря чему происходит значительное уменьшение меридиональной комы (компенсация при $\theta_1 = \theta_2$

и $\Gamma_м = 1$). Кроме того, при большом фокусном расстоянии зеркала уменьшается разность между углом падения лучей на решетку и углом дифракции $\eta = \varphi - \psi$, и поэтому ход лучей оказывается близким к автоколлимационному, при котором $\Gamma_м \approx 1$.

Наконец, отметим, что при больших f_1 и небольших относительных отверстиях зеркал ($D_0/f_1 \approx 1:20$—$1:30$) в приборах, построенных по схеме Эберта, возможно применение сферических

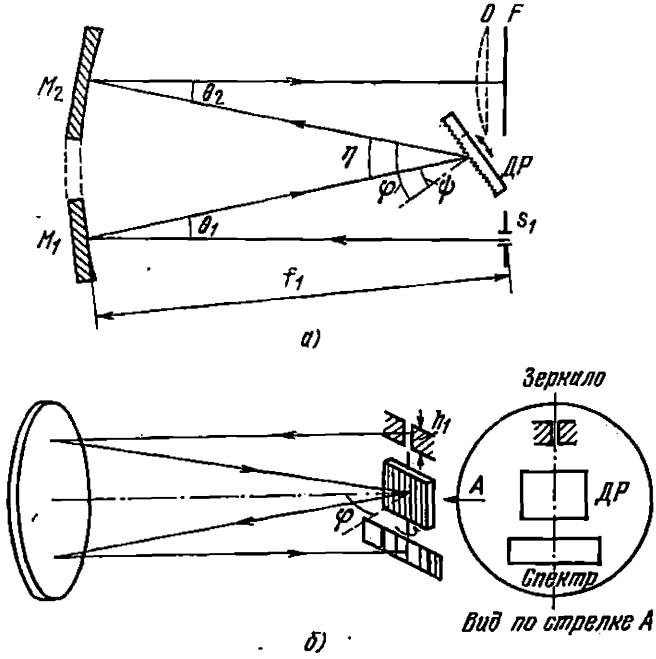


Рис. 3.30. «Горизонтальная» (*а*) и «вертикальная» (*б*) схемы Эберта. M_1, M_2 — вогнутые зеркала, O — полевая линза.

зеркал при высоком качестве изображения спектральных линий и разрешающей способности, близкой к теоретической.

Все это представляет важное преимущество схемы Эберта, и потому она широко используется, причем, как правило, приборы, построенные по такой схеме, являются длиннофокусными *).

Фокальная поверхность в «горизонтальной» схеме Эберта из-за ахроматичности зеркал представляет собой цилиндр с радиусом, близким к $f_1 = f_2$, и поэтому в некоторых приборах для полу-

*) При больших относительных отверстиях зеркал в таких приборах используются внеосевые параболические зеркала.

чения плоского спектра используется полевая линза O (на рис. 3.30, *а* она показана пунктиром).

Кроме «горизонтальной» схемы Эберта существует «вертикальная» схема, в которой входная щель, середина спектра, центр решетки и оптическая ось общего коллиматорно-камерного зеркала лежат в одной вертикальной плоскости, параллельной штрихам решетки (рис. 3.30, *б*). Щель, параллельная штрихам решетки, расположена над решеткой, спектр — симметрично под ней. «Вертикальная» схема Эберта также относится к Z-схемам, и поэтому в центральной части спектра компенсируется меридиональная кома. Кроме того, эта схема для центральной части спектра является автоколлимационной ($\Gamma_м = 1$), но падающий и дифрагированный лучи от центральной точки щели по ее высоте не лежат в плоскости, перпендикулярной к штрихам решетки. Как и в «горизонтальной» схеме Эберта, выведение на фотопластинку различных участков спектра производится поворотом решетки.

В конструктивном отношении приборы, постоенные по «вертикальной» схеме, более компактны. По такой схеме построены отечественные спектрографы ДФС-8 и ДФС-13. Они имеют сменные дифракционные решетки с 600 и 1200 штр/мм. Рабочая область спектра простирается от 2000 до 10 000 Å. Работа производится в первом порядке. Фокусное расстояние зеркала в приборе ДФС-8 $f_1 = f_2 = 2650$ мм, действующее относительное отверстие 1 : 35; для ДФС-13 эти параметры равны соответственно 4000 мм и 1 : 40.

Рабочая область спектра дифракционных спектрографов с зеркальной оптикой, как мы говорили, значительно больше области дисперсии решетки даже при работе в первом порядке, и поэтому для устранения переналожения спектров различных порядков необходима предварительная монохроматизация исследуемого излучения. Это достигается либо путем установки перед входной щелью спектрографа полосовых светофильтров с шириной полосы пропускания, меньшей области дисперсии, либо путем предварительной монохроматизации с помощью призменного (или другого) монохроматора низкого разрешения, выделяющего интервал длин волн, меньший области дисперсии.

Спектрограф со скрещенной дисперсией. В описанных выше спектрографах, как уже отмечалось, обычно получаются спектры первого порядка, и поэтому предварительная фильтрация не встречает больших трудностей. При получении же спектров высоких порядков, для которых разрешающая способность и дисперсия велики, и особенно при использовании в качестве диспергирующей системы эшелле (см. § 3.5) с малой областью дисперсии предварительная фильтрация оказывается более сложной. Кроме того, в спектрах высоких порядков непосредственно регистрируемый участок спектра невелик ($\Delta\lambda \leqslant \lambda/m$, см. (3.40)).

Одним из методов устранения переналожения спектров различных порядков при одновременном увеличении ширины регистрируемой области спектра является метод скрещенной дисперсии. Его сущность состоит в одновременном использовании двух диспергирующих систем с взаимно перпендикулярными направлениями дисперсий (*скрещенная дисперсия*). Одной системой является дифракционная решетка, работающая в относительно высоких порядках спектра, другой — обычно призма с небольшой угловой дисперсией. В результате действия двух диспергирующих систем направление дисперсии спектрографа оказывается наклонным относительно плоскости дисперсии решетки (рис. 3.31). Дисперсия призмы выбирается такой, чтобы те длины волн λ_1, λ_2, λ_3,... в соседних порядках, которые в обычном дифракционном спектре перекрывались бы при одном и том же угле дифракции φ_{1p} или φ_{2p}, так смещались бы по вертикали на $\Delta\varphi_п$, чтобы при определенной высоте изображения h_2 они не налагались. Указанные длины волн должны удовлетворять условиям

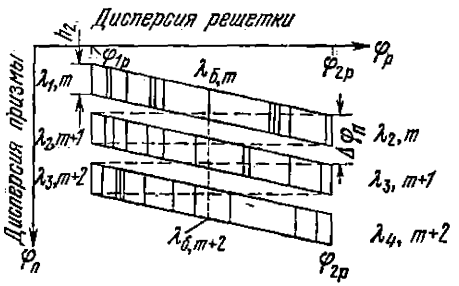


Рис. 3.31. Принцип метода скрещенной дисперсии.

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_1) = m\lambda_1 = (m+1)\lambda_2 = (m+2)\lambda_3,$$

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_2) = m\lambda_2 = (m+1)\lambda_3 = (m+2)\lambda_4.$$

Тогда значительный участок $\lambda_1 - \lambda_4$, много больший области дисперсии, регистрируется одновременно на неперекрывающихся спектрограммах (строках) различных порядков.

Параметры решетки d и Ω и ее установку рассчитывают так, чтобы для длин волн $\lambda_{б,\,m}$, $\lambda_{б,\,m+1}$, $\lambda_{б,\,m+2}$, расположенных в середине строк, выполнялось условие блеска. Тогда каждой строке спектрограммы будет отвечать область максимума коэффициента отражения (или концентрации энергии) решетки, т.е. область наибольшей светосилы. Это обстоятельство также является важным преимуществом приборов со скрещенной дисперсией.

Описанный выше метод скрещенной дисперсии реализован, например, в отечественном спектрографе СТЭ-1 для области спектра 2200—9000 Å [3.5]. Схема этого прибора приведена на рис. 3.32. Он имеет зеркальную фокусирующую оптику — сферические зеркала M_1 и M_3. В качестве основного диспергирующего элемента используются сменные дифракционные решетки с 300 и 600 штр/мм, работающие в спектрах третьего — пятого порядков. Дополнительный диспергирующий элемент — сменные клинообразные призмы из стекла и кварца с преломляющими углами,

равными 15° и 11°30′ соответственно. Излучение через призму проходит дважды. Угол блеска решеток равен 21°. Фокусное расстояние коллиматорного зеркала 900 мм, камерного 807 мм,

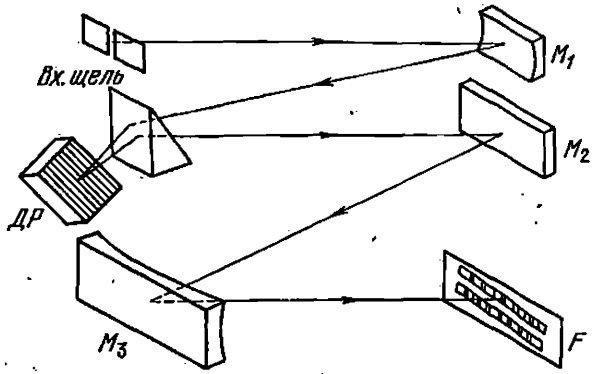


Рис. 3.32. Схема спектрографа СТЭ-1 со скрещенной дисперсией.
M_1, M_3 — сферические зеркала, M_2 — плоское зеркало, ДР — решетка, F — фокальная плоскость.

действующее относительное отверстие 1 : 15. Для получения плоского спектра перед фотопластинкой устанавливается плоско-выпуклая полевая линза (оне не показана на рис. 3.32) из стекла или кварца.

В табл. 3.3 приведены реально регистрируемые области спектра на отдельных строках (при фотопластинке длиной 2400 мм), а также обратные линейные дисперсии.

ТАБЛИЦА 3.3

Решетка 600 штр/мм и кварцевая призма			Решетка 300 штр/мм и стеклянная призма		
порядок спектра	интервал длин волн, Å	обратная линейная дисперсия, Å/мм	порядок спектра	интервал длин волн, Å	обратная линейная дисперсия, Å/мм
5	2200—2820	3,8	5	4500—5640	7,6
4	2375—3500	4,7	4	4750—7000	9,4
3	3165—4500	6,4	3	6333—9000	12,8

Конструкция спектрографа СТЭ-1 очень компактна. При большой линейной дисперсии он имеет небольшие габариты (наибольший размер равен 1 м). Следует отметить, что из-за нелинейности дисперсии призм смещение строк по вертикали непостоянно, и поэтому сами строки имеют слегка искривленную форму.

Существует другой тип спектрографов со скрещенной дисперсией — с внешней установкой дополнительной диспергирующей системы. У таких приборов перед входной щелью основного дифракционного спектрографа устанавливается призменный монохроматор, разлагающий излучение в спектр вдоль длинных сторон щели. Поскольку размеры этого монохроматора должны быть небольшими, часто пользуются монохроматором с призмой прямого зрения (см. рис. 2.18), что оказывается практически удобным.

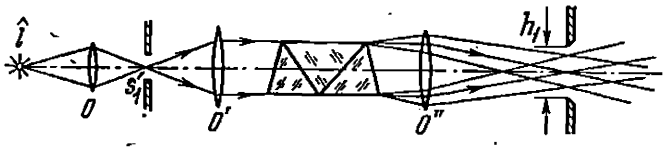


Рис. 3.33. Разделитель порядков спектров с призмой прямого зрения.
$\hat{l}$ — источник, O, O', O'' — объективы.

Такой монохроматор обычно называют *разделителем порядков* (order-sorter). Он является частью осветительной системы спектрографа. Схема разделителя порядков приведена на рис. 3.33, где h_1 — высота щели основного спектрографа, s_1' — ширина щели монохроматора разделителя, определяющая высоту регистрируемых строк.

Оптическая схема и параметры элементов разделителя порядков рассчитываются так, чтобы обеспечить равномерное освещение щели основного спектрографа по высоте (при неравномерно светящемся источнике) и отсутствие виньетирования пучков внутри него. Обычно это достигается применением трехлинзового конденсора [3.10].

Для работы в видимой области спектра используются призмы и оптика из стекла, а для работы в ультрафиолете — сменная оптика и призмы из кварца и флуорита.

Дифракционные монохроматоры. Оптические схемы монохроматоров с плоскими отражательными дифракционными решетками практически отличаются от рассмотренных выше схем спектрографов лишь тем, что в фокальной плоскости выходного коллиматора устанавливается щель. Используются главным образом монохроматоры с зеркальной оптикой, построенные по автоколлимационной схеме (см. рис. 3.29, и *б*) по схеме Эберта (см. рис. 3.30). Монохроматоры с плоскими решетками и зеркальной оптикой применяются в очень широкой области длин волн: от $\lambda \approx 500$ Å до $\lambda \approx 2$ мм *), причем в различных участках спектра используются решетки с определенными параметрами (см. § 3.5).

*) Для $\lambda < 500$ Å коэффициент отражения зеркала при малых углах падения сильно падает.

Иногда в монохроматорах, построенных по схеме Эберта, для удобства их использования дополнительно устанавливаются плоские зеркала, чтобы входная и выходная щели были расположены на одной прямой (рис. 3.34). В светосильных монохроматорах вместо сферических зеркал применяются внеосевые параболические зеркала.

К монохроматорам такого типа относится монохроматор МДР-2. Он рассчитан на область спектра 2000 Å — 2,5 мкм и имеет три сменных решетки с 1200, 600 и 300 штр/мм. Работа производится в первом порядке. Относительное отверстие 1 : 2,5; $f_1 = f_2 = 400$ мм.

Как уже отмечалось выше (см. § 3.7), величина потока излучения, выходящего из дифракционного монохроматора (при источнике непрерывного спектра), определяется выражением (1.88) (см. также (3.76)):

$$\Phi(\lambda) = \tau_\Phi(\lambda)\,\rho(\lambda)\,B(\lambda)\,H \times \times \frac{h}{f}(\delta\lambda)^2 D_\varphi \frac{d\varphi}{d\lambda}, \qquad (3.77)$$

которое справедливо в предположении, что $s_1 > s_{10}$, $s_2' = s_2$ (треугольная аппаратная функция).

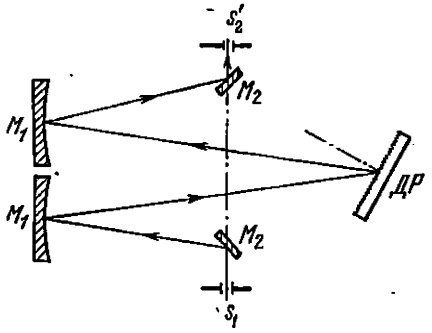


Рис. 3.34. Монохроматор МДР-2 с дополнительными плоскими зеркалами M_2 и сменными решетками *ДР*.

Как и в случае призменных монохроматоров, увеличение потока $\Phi(\lambda)$ при $\delta\lambda = \text{const}$ за счет увеличения угловых размеров высоты щели h/f ограничивается ростом внеосевых аберраций — комы и астигматизма. В монохроматорах, построенных по схеме Эберта, меридиональная кома, как мы отмечали, в значительной степени устраняется, но астигматизм остается, что приводит к дополнительному увеличению ширины изображения внеосевых участков щели по ее ширине и в конечном счете — к увеличению ширины аппаратной функции $\delta\lambda$, уменьшению разрешающей способности. Поэтому в обычных монохроматорах высокого разрешения с зеркальной оптикой (в том числе в монохроматорах, построенных по схеме Эберта) угловые размеры высоты щели h/f должны быть небольшими.

Значительный прогресс в использовании бо́льших угловых величин h/f (почти без потерь в разрешении!) был достигнут в схемах монохроматоров, предложенных Фасти [3.6]. Фасти показал, что влияние астигматизма на ширину аппаратной функции будет значительно меньше, если в схеме Эберта вместо прямых

входной и выходной щелей применить искривленные щели определенного радиуса. Чтобы оценить преимущества схемы Эберта—Фасти, рассмотрим сначала, в чем проявляется действие астигматизма в обычной схеме Эберта.

На рис. 3.35, *а* приведена симметричная схема Эберта, где L' — расстояние между серединами щелей в меридиональной плоскости. Пусть сначала входная и выходная щели прямые и имеют высоту h_1 и h'_2. Рассмотрим образование изображения различных точек щели по ее высоте, а именно центральной точки

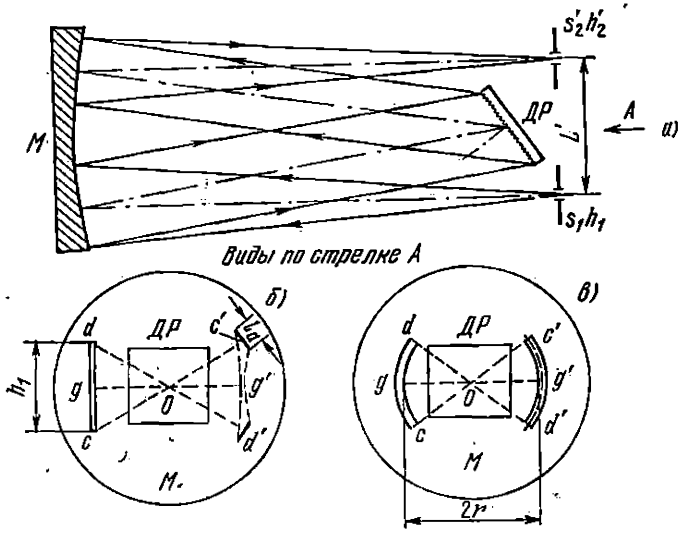


Рис. 3.35. Симметричная схема монохроматора Эберта (*а*) и влияние астигматизма в схеме Эберта (*б*) и в схеме Эберта — Фасти (*в*).

g и крайних точек c и d (рис. 3.35, *б*, вид по стрелке A). Как известно, при наличии астигматизма каждая точка щели изображается в фокальной плоскости в виде астигматического отрезка некоторой длины l_a. Расчет показывает, что этот отрезок перпендикулярен к линии, соединяющей точку щели и ее изображение и проходящей через центр зеркала o. Например, для центральной точки щели g астигматический отрезок перпендикулярен к линии gog' (см. рис. 3.35, *б*) и, следовательно, параллелен выходной щели. Астигматические же отрезки для внеосевых точек щели c и d перпендикулярны к линиям coc' и dod' и, следовательно, составляют угол с направлением выходной щели. Этот угол тем больше, чем дальше находится точка щели от оси. Результирующее изображение щели, образованное наложением астигматических отрезков, имеет различную ширину в различных точках изображения,

равную проекции астигматического отрезка на направление, перпендикулярное к высоте щели, т. е. на направление дисперсии. Чем дальше удалена точка от оси, тем больше величина проекции и ширина изображения в направлении дисперсии. В увеличенном масштабе это изображено на рис. 3.36, *а*. В действительности же

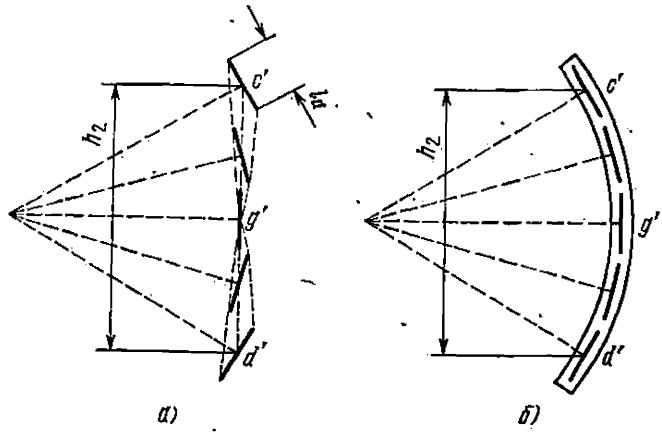


Рис. 3.36. Образование изображения щели при наличии астигматизма при прямой (*а*) и при искривленной выходной щели (*б*).

результирующее изображение щели имеет более сложную форму из-за искривления изображения, вызываемого дифракционной решеткой (см. § 3.6).

Таким образом, астигматизм зеркала в схеме Эберта приводит к дополнительному увеличению ширины изображения щели и, следовательно, к уменьшению практической разрешающей способности.

Для устранения этого эффекта Фасти предложил использовать криволинейные входную и выходную щели в форме дуг окружности с радиусом, равным расстоянию от центра зеркальной системы *o* до щелей, а в случае симметричного расположения щелей — с радиусом, равным половине расстояния между ними, $r = L'/2$. При такой форме щелей астигматические отрезки l_a', также перпендикулярные к линиям *gog'*, *coc'*, *dod'* на рис. 3.35, *в*, оказываются касательными к ножам выходной щели, в результате чего они «вписываются» в искривленную выходную щель (см. рис. 3.36, *б*). Проекции астигматических отрезков во всех точках щели по ее высоте оказываются одинаковыми и меньшими, чем в случае прямых щелей.

Мы видим, что в схеме Эберта — Фасти астигматизм системы не устраняется, но уменьшается (и притом значительно) его влияние на ширину аппаратной функции. Это означает, что в монохрома-

торах, построенных по схеме Эберта—Фасти, можно значительно увеличить угловые размеры высоты щелей h/f без заметного увеличения ширины аппаратной функции. Разрешающая способность прибора при высоких щелях остается практически такой же, как и при щелях небольшой высоты, и ограничивается в основном сферической абберацией [1.11].

Таким образом, схема Эберта—Фасти позволяет за счет увеличения величины h/f значительно увеличить светосилу монохроматора при постоянной величине практической резрешающей силы или повысить практическую разрешающую способность при постоянной светосиле.

Кроме указанного преимущества эта схема обладает еще одним не менее важным преимуществом. А именно оказалось, что при искривленных по Фасти щелях происходит компенсация кривизны спектральных линий, вызываемой плоской дифракционной решеткой, в широком интервале длин волн. Результирующая кривизна спектральных линий в месте расположения выходной щели совпадает в широкой области спектра с кривизной самой выходной щели. Благодаря этому не происходит дополнительное уширение аппаратной функции, наблюдаемое в отсутствие точной компенсации кривизны спектральных линий, и поэтому отпадает необходимость в изменении кривизны выходной щели в процессе сканирования в широком диапазоне длин волн. Это обстоятельство практически крайне важно.

В силу указанных выше преимуществ схема Эберта— Фасти в настоящее время широко используется в монохроматорах для видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра. Часто вместо одного большого зеркала применяются два отдельных малых, изготовление которых менее сложно. Для уменьшения интенсивности рассеянного света размеры и форма этих зеркал берутся такими, чтобы на них попадали лишь реально используемые пучки, сечение которых определяется площадью дифракционной решетки. В приборах с относительным отверстием до 1 : 7—1 : 10 могут применяться сферические зеркала, а в более светосильных — внеосевые параболические.

Как и в случае дифракционных спектрографов, монохроматоры с дифракционными решетками требуют предварительной монохроматизации исследуемого излучения для исключения переналожения спектров различных порядков. Такая монохроматизация производится с помощью «отсекающих», или узкополосных, абсорбционных (см. рис. 1.68), интерференционных, отражательных или дисперсионных светофильтров или с помощью предварительного (обычно призменного) монохроматора с небольшой дисперсией. На рис. 3.37 приведена схема дифракционного монохроматора, перед входной щелью которого установлен призменный монохроматор с автоколлимационной призмой. Выходной

щелью призменного монохроматора служит входная щель s_1 основного монохроматора. Дисперсия призменного монохроматора должна быть такой, чтобы выделяемый им участок спектра всегда был меньше рабочей области дисперсии основного монохроматора.

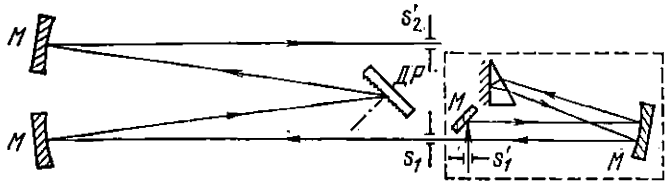


Рис. 3.37. Дифракционный монохроматор с предварительным призменным монохроматором.

В процессе сканирования спектра при вращении решетки призма должна одновременно поворачиваться так, чтобы выделяемый

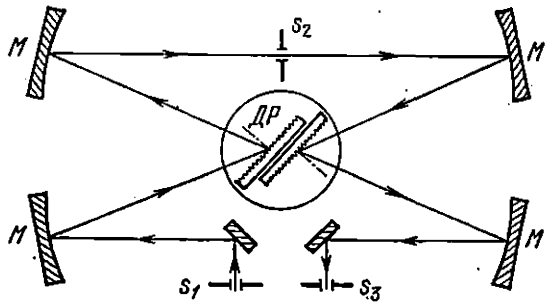


Рис. 3.38. Схема двойного дифракционного монохроматора ДФС-24.

предварительным монохроматором участок спектра совпадал с рабочим участком спектра основного монохроматора. По аналогичной схеме построен спектрофотометр СФ-8.

Если же предварительная монохроматизация производится с помощью светофильтров, то последние должны заменяться в процессе сканирования.

Двойные дифракционные монохроматоры. В обычных дифракционных монохроматорах, так же как и в призменных, через выходную щель выходят не только излучения с длинами волн, лежащими в интервале, определяемом функцией пропускания монохроматора, но и паразитный спектрально неразложенный и частично разложенный рассеянный свет. Как уже отмечалось (см. § 1.18), наиболее эффективным методом уменьшения интенсивности рассеянного света является применение двойных монохроматоров. С этой целью созданы двойные монохроматоры с плоскими дифракционными решетками как со сложением дисперсии, так и с «нулевой» дисперсией. На рис. 3.38 приведена схема оте-

чественного двойного монохроматора ДФС-24 (ДФС-12), состоящего из двух монохроматоров, построенных по схеме Эберта—Фасти. В нем использованы параболические зеркала, что позволило увеличить относительное отверстие до 1 : 5,3 при высоком качестве изображения спектральных линий. Фокусное расстояние зеркал 822 мм. В монохроматоре используются дифракционные решетки (реплики) с 1200 штр/мм, работающие в первом порядке, либо решетки с 600 штр/мм, работающие во втором порядке. Рабочий размер решеток 150 × 140 мм. Высота искривленных щелей 30—40 мм. Прибор рассчитан на область спектра 4000—8500 Å. Предварительная фильтрация излучения осуществляется абсорбционными светофильтрами. Обе решетки установлены на общем поворотном столике, благодаря чему достигается необходимая синхронизация их поворотов в процессе сканирования спектра. Ориентация решеток такова, что происходит сложение их дисперсий и, следовательно, увеличение результирующей разрешающей способности. Прибор предназначается главным образом для исследования спектров комбинационного рассеяния.

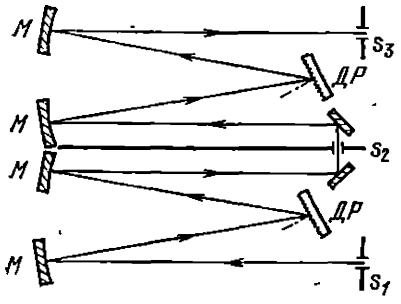


Рис. 3.39. Схема двойного дифракционного монохроматора с параллельно расположенными обычными монохроматорами.

На рис. 3.39 приведена несколько иная схема двойного монохроматора с двумя параллельно расположенными монохроматорами Эберта.

По такой схеме, например, построен двойной монохроматор типа HRD фирмы «Jobin Yvon» (Франция), рассчитанный для работы в области 1850 Å — 20 мкм. Монохроматор снабжен набором сменных дифракционных решеток, имеющих от 2400 до 100 штр/мм, для работы в различных участках спектра. Решетки установлены по схеме сложения дисперсий. Кроме нарезных решеток в монохроматоре могут быть установлены плоские голографические решетки (см. ниже), что позволяет значительно уменьшить интенсивность рассеянного света. По данным фирмы, относительная интенсивность рассеянного света у нарезных решеток составляет примерно 10^{-9}, а у голографических — около 10^{-12}.

В связи с широким использованием лазерного излучения в спектроскопии комбинационного рассеяния света твердых тел и при исследовании низких частот ($<$50—100 см$^{-1}$) возникла задача дальнейшего уменьшения интенсивности рассеянного света вблизи линии возбуждающего излучения. Для этой цели рядом фирм («Cary Instruments» — США, «Coderg» — Франция и др.) созданы

тройные дифракционные монохроматоры. Принципиальная схема такого монохроматора приведена на рис. 3.40. Он содержит три эшелетта, шесть внеосевых параболических зеркал и четыре щели, из которых две промежуточные. Отдельные монохроматоры могут работать либо в установке сложения дисперсий всех трех монохроматоров, либо в установке сложения дисперсий двух из них

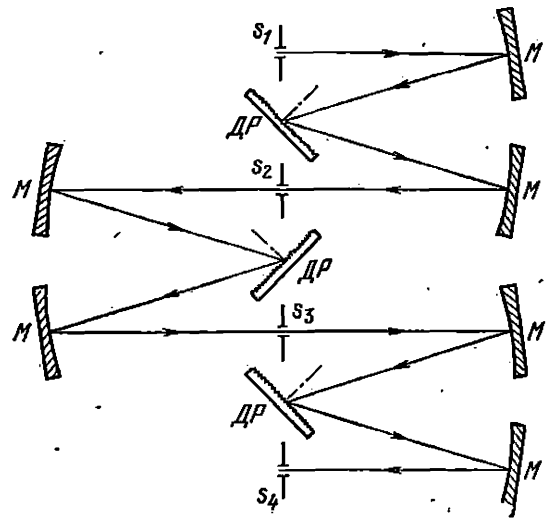


Рис. 3.40. Принципиальная схема тройного дифракционного монохроматора.

и вычитания дисперсии третьего. Конструктивно тройные монохроматоры оформляются так, чтобы все три решетки были укреплены на одной общей оси для обеспечения необходимой синхронизации их поворота.

Относительная интенсивность рассеянного света в тройных монохроматорах составляет примерно 10^{-13} на расстоянии 50 см$^{-1}$ от возбуждающей линии.

У большинства дифракционных спектрографов и монохроматоров в качестве диспергирующего элемента используются эшелетты, работающие в первом или втором порядке спектра при выполнении условия блеска от большой грани несимметричного штриха треугольной формы. Но, как было показано (см. § 3.4 и рис. 3.17), при треугольной форме штриха существует два угла блеска, соответствующие зеркальному отражению падающего пучка от обеих граней штриха, при которых коэффициент отражения, входящий в выражение для светосилы, имеет максимальное значение.

Обычно угол между гранями штриха близок к 90°, а угол Ω' (см. рис. 3.19) значительно больше угла Ω. Так, если $\Omega = 20°$, то угол $\Omega' \approx 70°$. Поэтому, если в серийном приборе изменить

ориентацию эшелетта так, чтобы работать под углом блеска от малой грани штриха, то в результате увеличения угла дифракции можно значительно увеличить угловую дисперсию $d\varphi/d\lambda$ и теоретическую разрешающую способность $\mathcal{R}_0$. Например, если работа прибора производится по автоколлимационной схеме (или близкой

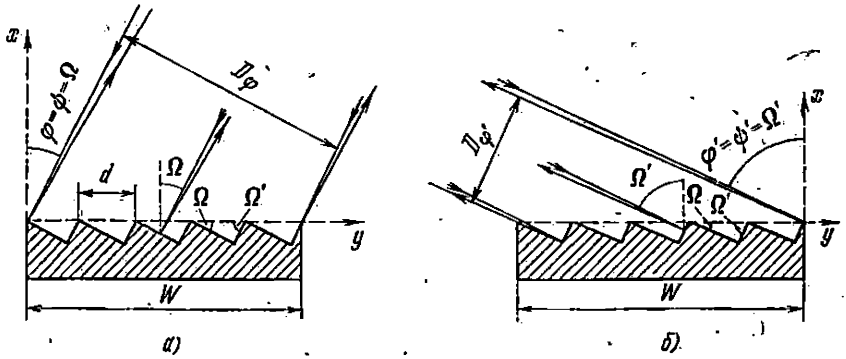


Рис. 3.41. Использование эшелетта при выполнении условия блеска от большой (*а*) и от малой (*б*) граней штриха.

к ней), когда $\varphi \approx \psi \approx \Omega$ (рис. 3.41,*а*), то при переходе к углу блеска от малой грани $\varphi' \approx \psi' \approx \Omega'$ (рис. 3.41, *б*) выигрыш в величинах $d\varphi/d\lambda$ и $\mathcal{R}_0$ определяется в соответствии с (3.68) и (3.69) отношениями $\operatorname{tg}\Omega'/\operatorname{tg}\Omega$ и $\sin\Omega'/\sin\Omega$. При $\Omega = 20°$ и $\Omega' = 70°$ угловая дисперсия увеличивается в 7,5 раза, а теоретическая разрешающая способность в 2,7 раза.

Другие эффекты, возникающие при изменении указанной ориентации эшелетта и полученные результаты описаны в Приложении 2 и опубликованы в [3.7, 3.8].

§ 3.9. Сравнение информационных способностей дифракционного и призменного спектрометров

Мы уже отмечали, что угловая (а при равных f_2 и линейная) дисперсия призменных спектральных приборов практически во всем диапазоне длин волн, где их можно использовать, меньше угловой дисперсии дифракционных приборов. Сравним теперь информационные способности призменного и дифракционного спектрометров с фотоэлектрической регистрацией, которые, как указывалось ранее, можно считать пропорциональными произведению светосилы прибора $\mathcal{F}$ и разрешающей способности $\mathcal{R}_0$. Обозначим произведение этих величин через $q = \mathcal{F}\mathcal{R}_0$.

Рассмотрим для простоты случай регистрации линейчатого спектра при ширине щели, большей нормальной ($s_1 > s'_{10}$), и при треугольной аппаратной функции ($s'_1 = s_2$).

В этом случае, учитывая (1.82), (2.71) и (3.76), получим для призменного и дифракционного монохроматоров выражения

$$q_{\text{п}} = (\mathcal{T}\mathcal{R}_0)_{\text{п}} = \tau_{\Phi}(\lambda)\,\tau_{\rho}(\lambda)\,\sigma_{\text{п}}\left(\frac{h_2}{f_2}\right)_{\text{п}}\lambda\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{п}},$$

$$q_{\text{р}} = (\mathcal{T}\mathcal{R}_0)_{\text{р}} = \tau_{\Phi}(\lambda)\,\rho(\lambda)\,\sigma_{\text{р}}\left(\frac{h_2}{f_2}\right)_{\text{р}}\lambda\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{р}}.$$

Поскольку величина q при заданных угловых размерах высоты щели h_2/f_2 зависит от размеров диспергирующей системы, определяющей площадь сечения пучка σ, то необходимо каким-то образом сопоставить геометрические размеры реальных призм и дифракционных решеток. В случае дифракционных приборов, естественно, следует задать площадь нарезанной части дифракционной решетки $A_{\text{р}} = HW$. В случае призм принято задавать площадь основания призмы $A_{\text{п}} = Ht$, а при нескольких призмах — сумму площадей оснований всех призм (см. рис. 2.21). Это обосновано тем, что длина основания призмы t, так же как и длина нарезанной части дифракционной решетки, определяет разрешающую способность, а высота основания призмы H соответствует длине штрихов решетки.

Чтобы ввести площади $A_{\text{р}}$ и $A_{\text{п}}$ в выражения для q, преобразуем входящие в них произведения $\sigma(d\varphi/d\lambda)$. В случае системы, состоящей из нескольких призм, воспользуемся соотношением (2.52):

$$\mathcal{R}_{0,\Sigma} = \sum t_j \frac{dn_j}{d\lambda} = D_k\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\Sigma}.$$

Умножив левую и правую части на H, получим

$$\sum Ht_j \frac{dn_j}{d\lambda} = D_k H\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\Sigma}.$$

Здесь Ht_j — площадь основания отдельной призмы, $D_k H = \sigma_{\text{п}}$ — площадь сечения пучка, выходящего из последней призмы, $(d\varphi/d\lambda)_{\Sigma}$ — результирующая угловая дисперсия системы. Обозначая через $A_{\text{п}} = \sum Ht_j$ суммарную площадь оснований призм и считая материал призм одинаковым, имеем

$$\sigma_{\text{п}}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{п}} = A_{\text{п}}\frac{dn}{d\lambda}$$

и окончательно находим для $q_{\text{п}}$

$$q_{\text{п}} = \tau_{\Phi}(\lambda)\,\tau_{\rho}(\lambda)\left(\frac{h_2}{f_2}\right)_{\text{п}}\lambda A_{\text{п}}\frac{dn}{d\lambda}. \qquad (3.78)$$

В случае дифракционной решетки получим

$$\sigma_{\text{р}}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{р}} = HD_{\varphi}\frac{d\varphi}{d\lambda} = HW\cos\varphi\frac{d\varphi}{d\lambda} = A_{\text{р}}\cos\varphi\frac{d\varphi}{d\lambda}.$$

Пусть решетка установлена по схеме автоколлимации. Тогда с учетом (3.25) имеем

$$\sigma_{\text{р}}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{р}}=A_{\text{р}}\frac{2\sin\varphi}{\lambda},$$

а

$$q_{\text{р}}=\tau_{\text{ф}}(\lambda)\,\rho(\lambda)\left(\frac{h_2}{f_2}\right)_{\text{р}}\lambda A_{\text{р}}\frac{2\sin\varphi}{\lambda}. \qquad (3.79)$$

Соотношения (3.78) и (3.79) позволяют сравнивать информационные способности призменных и дифракционных монохроматоров. Предварительно сделаем несколько предположений относительно величин, входящих в выражения для q.

Предположим, что фокусирующая оптика у монохроматоров обоих видов практически одинакова и, следовательно, коэффициенты $\tau_{\text{ф}}(\lambda)$ также одинаковы. Будем считать, далее, что угловые размеры высот щелей $(h_2/f_2)_{\text{р}}$ и $(h_2/f_2)_{\text{п}}$ примерно равны друг другу и их допустимые значения определяются внеосевыми аберрациями фокусирующей оптики.

При этих предположениях для отношения $q_{\text{р}}/q_{\text{п}}$ имеем

$$\frac{q_{\text{р}}}{q_{\text{п}}}=\frac{\rho(\lambda)\,A_{\text{р}}2\sin\varphi}{\tau_{\rho}(\lambda)\,A_{\text{п}}\lambda\,(dn/d\lambda)}. \qquad (3.80)$$

Проанализируем полученное выражение. Реальное значение коэффициента отражения современных эшелеттов $\rho(\lambda)$ при точном выполнении условия блеска составляет примерно 0,7—0,8. Коэффициент пропускания призменной системы $\tau_{\rho}(\lambda)$ зависит от числа призм, их материала и преломляющих углов. Для оптимальной системы из трех призм с $\alpha\approx 60°$ и $n\approx 1{,}6$—$1{,}7$ $\tau_{\rho}(\lambda)\approx 0{,}6$, и потому $\rho(\lambda)>\tau_{\rho}(\lambda)$. Площадь современных решеток может превышать площадь оснований призм, так как изготовление призм больших размеров связано со значительными трудностями (трудно получить оптически однородные куски стекла больших размеров). Так, например, площадь решетки размером 150×150 мм^2 более чем вдвое превышает суммарную площадь оснований трех призм спектрографа ИСП-51. Таким образом, $A_{\text{р}}>A_{\text{п}}$.

Далее, мы видим, что отношение величин q зависит от угла φ, который при точном выполнении условия блеска зависит от угла $\Omega=\varphi$, т.е. от профиля штриха. Поэтому монохроматор с эшелле ($\Omega=30$—$70°$) обладает преимуществами по сравнению с монохроматором с эшелеттом ($\Omega\approx 12$—$20°$).

Для дальнейшей оценки примем, что $\Omega\approx\varphi=30°$, $A_{\text{р}}=A_{\text{п}}$ и $\rho(\lambda)\approx\tau_{\rho}(\lambda)$. Тогда (3.80) принимает вид

$$\frac{q_{\text{р}}}{q_{\text{п}}}=1\Big/\left(\lambda\frac{dn}{d\lambda}\right). \qquad (3.81)$$

Расчет величины $\lambda\,(dn/d\lambda)$ для всех известных оптических материалов и для различных областей спектра показывает, что в спектральной области от 1100 Å до 50 мкм, где можно пользоваться призменными приборами, величина $\lambda\,(dn/d\lambda) < 1$. Следовательно, $q_р/q_п > 1$; монохроматор с дифракционной решеткой обладает большей информационной способностью, чем призменный.

Для большинства материалов величина $\lambda\,(dn/d\lambda) < 0{,}13$ и достигает в области 0,5—4 мкм значений 0,01—0,02. Лишь для кварца в ультрафиолетовой области ($\lambda \approx 2000$ Å) и для KRS-5 в области $\lambda \approx 30$ мкм величина $\lambda\,(dn/d\lambda) \approx 0{,}2$—$0{,}3$. Для стекла ТФ-1 в видимой области спектра $\lambda\,(dn/d\lambda) = 0{,}06$.

Таким образом, информационная способность монохроматора с дифракционной решеткой в большинстве областей спектра в 10—100 раз превышает информационную способность монохроматора с призмой. Поскольку $q = \mathcal{F}\mathcal{H}_0$, то можно сказать, что разрешающая способность дифракционного монохроматора в такое же число раз превышает разрешающую способность призменного монохроматора при равных светосилах, или же при равном разрешении дифракционный монохроматор обладает большим преимуществом в светосиле. Если же учесть, что у реальных приборов $\rho\,(\lambda) > \tau_р\,(\lambda)$, $A_р > A_п$, а φ может быть больше 30°, то указанные преимущества дифракционных приборов перед призменными окажутся еще больше.

§ 3.10. Приборы с вогнутыми дифракционными решетками

У вогнутых дифракционных решеток штрихи нанесены на вогнутой (обычно сферической) зеркальной поверхности. Такие решетки выполняют роль как диспергирующей, так и фокусирующей системы, т.е. не требуют применения входного и выходного коллиматорных объективов или зеркал.

Вогнутые дифракционные решетки в принципе могут использоваться во всей оптической области спектра, но в настоящее время они в основном применяются в диапазоне от 1000 Å до области мягкого рентгена ($\approx$10 Å.) В этой области, во-первых, не существует прозрачных материалов для изготовления линзовой оптики и, во-вторых, для $\lambda < 1000$ Å коэффициент отражения металлических зеркал при небольших углах падения заметно уменьшается. Поэтому применение плоских дифракционных решеток с нормальной зеркальной оптикой приводит к значительному уменьшению светосилы прибора. Коэффициент отражения, как известно, можно увеличить за счет увеличения угла падения (скользящее падение лучей), но использование плоской решетки и двух вогнутых зеркал при скользящем угле падения приводит к значительному возрастанию внеосевых аберраций, что в свою очередь

ведет к снижению светосилы. В случае же вогнутой решетки используется лишь одна отражающая поверхность, и, хотя при скользящем падении лучей на решетку, внеосевые аберрации велики, все же в области спектра $\lambda < 1000$ Å приборы с вогнутой дифракционной решеткой оказываются более эффективными.

Теория вогнутой дифракционной решетки. Рассмотрим кратко принцип действия вогнутой отражательной дифракционной решетки. Возьмем участок сферической поверхности радиуса R, касательный к плоскости yz в начале координат (рис. 3.42), с центром кривизны, расположенным на оси x. Уравнение такой сферической поверхности имеет вид

$$x^2+y^2+z^2=2Rx. \qquad (3.82)$$

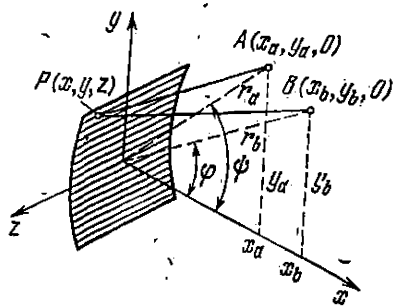


Рис. 3.42. К выводу основной формулы вогнутой дифракционной решетки.

Пусть точка A (x_a, y_a, z_a) является точечным источником монохроматического излучения; для простоты расчета допустим, что она лежит в плоскости xy, т.е. $z_a = 0$. Под действием световой волны, падающей из точки $A(x_a, y_a, 0)$ на сферическую поверхность, каждая точка последней, в соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля, становится источником вторичных сферических световых волн. Будем искать результат сложения всех вторичных волн от всех точек решетки в некоторой точке B и допустим (также для простоты), что она лежит в той же плоскости xy, т.е. B $(x_b, y_b, 0)$.

Пусть, далее, на сферическую поверхность нанесены штрихи одинаковой формы, параллельные оси z. На примере плоской решетки мы знаем, что все спектроскопические характеристики дифракционной решетки обусловлены периодичностью в расположении штрихов, их эквидистантностью. В случае вогнутой решетки заранее неизвестно, вдоль какого направления должна соблюдаться эквидистантность: вдоль оси y или вдоль дуги, по образующей сферы? Этот вопрос пока оставим открытым.

Рассмотрим некоторую точку P (x, y, z) на произвольно выбранном штрихе решетки. Найдем суммарную длину оптического пути от точки источника A до точки P и от точки P до точки наблюдения B. Величина этого пути $(AP + PB)$ определяет, как и в случае плоской решетки, фазовый сдвиг в точке B по сравнению с точкой A. Как и для плоской решетки, выразим величины AP и PB через координаты точек A, P и B. Имеем

$$AP=\sqrt{(x_a-x)^2+(y_a-y)^2+z^2}.$$

Раскрывая скобки под знаком корня и вводя расстояние r_a от точки A до начала координат $r_a^2 = x_a^2 + y_a^2$, получим

$$AP = r_a \sqrt{1 + \frac{x^2+y^2+z^2}{r_a^2} - \frac{2}{r_a^2}(xx_a + yy_a)}.$$

Теперь учтем, что координаты x, y, z лежат на поверхности сферы, т.е. удовлетворяют уравнению (3.82). Найдем из него выражение $2x = (x^2 + y^2 + z^2)/R$ и подставим его под знак корня. Произведя некоторые преобразования, получим

$$AP = r_a \sqrt{1 + \frac{x^2+y^2+z^2}{r_a^2}\left(1 - \frac{x_a}{R}\right) - \frac{2yy_a}{r_a^2}}.$$

Обозначим угол между радиусом r_a и осью x через ψ. Тогда из рис. 3.42 имеем

$$x_a/r_a = \cos\psi \quad \text{и} \quad y_a/r_a = \sin\psi.$$

Заменив соответствующие члены под знаком корня, найдем

$$AP = r_a \sqrt{1 + \frac{x^2+y^2+z^2}{r_a}\left(\frac{1}{r_a} - \frac{\cos\psi}{R}\right) - \frac{2\sin\psi}{r_a}y}.$$

Учтем теперь, что размеры реальной решетки малы по сравнению с радиусом сферы, т.е. для максимальных значений y и z выполняются неравенства $y \ll R$ и $z \ll R$. При этих условиях из уравнения сферы (3.82) следует, что величина x много меньше y и z, и потому под знаком корня членом x^2 можно пренебречь по сравнению с членами y^2 и z^2. Наконец, учтем, что точечный источник A и точка наблюдения B находятся на большом, но конечном расстоянии от решетки, т.е. величина r_a конечна, но значительно больше размеров решетки. При сделанном предположении мы можем разложить выражение для AP в ряд по степеням y/r_a и z/r_a и ограничиться квадратичными членами разложения $(y/r_a)^2$, $(z/r_a)^2$. Заметим, что такое разложение соответствует задаче о дифракции Френеля, отличной от задачи о дифракции Фраунгофера в случае плоской решетки и расположения точек A и B в бесконечности.

Проводя разложение и группируя члены при y, y^2 и z^2, получим

$$AP = r_a - y\sin\psi + \left(\frac{\cos^2\psi}{r_a} - \frac{\cos\psi}{R}\right)\frac{y^2}{2} + \left(\frac{1}{r_a} - \frac{\cos\psi}{R}\right)\frac{z^2}{2}.$$

Аналогичным методом найдем расстояние от точки $P(x, y, z)$ до точки $B(x_b, y_b, 0)$:

$$PB = r_b - y\sin\varphi + \left(\frac{\cos^2\varphi}{r_b} - \frac{\cos\varphi}{R}\right)\frac{y^2}{2} + \left(\frac{1}{r_b} - \frac{\cos\varphi}{R}\right)\frac{z^2}{2},$$

где r_b — расстояние от начала координат до точки B (см. рис. 3.42), $r_b^2 = x_b^2 + y_b^2$, φ — угол между r_b и осью x, $x_b/r_b = \cos\varphi$ и $y_b/r_b = \sin\varphi$. Объединяя выражения для AP и PB, получим для искомого суммарного расстояния

$$AP + PB = r_a + r_b - (\sin\psi + \sin\varphi)\, y + \Delta_1 y^2/2 + \Delta_2 z^2/2, \quad (3.83)$$

где для сокращения записи введены обозначения

$$\Delta_1 = \frac{\cos^2\psi}{r_a} + \frac{\cos^2\varphi}{r_b} - \frac{\cos\psi}{R} - \frac{\cos\varphi}{R}, \quad (3.84)$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b} - \frac{\cos\psi}{R} - \frac{\cos\varphi}{R}. \quad (3.85)$$

Заметим, что для заданных точек A и B величины r_a, r_b, ψ, φ, а следовательно, и Δ_1 и Δ_2 постоянны, и поэтому длина оптического пути $AP + PB$, определяющая фазовый сдвиг, зависит только от координат y и z на поверхности решетки.

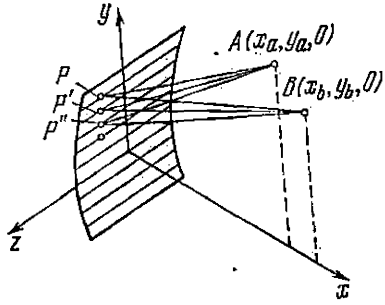


Рис. 3.43. К выводу разности хода от соседних штрихов.

При вычислении результирующего поля в точке B от всей решетки мы не можем применить такой же метод, как в случае плоской решетки, поскольку нам неизвестен закон расположения штрихов на поверхности сферы; мы знаем лишь, что они имеют одинаковую форму и параллельны оси z. Чтобы определить этот закон, поступим следующим образом.

Возьмем на соседнем с рассматриваемым штрихе соответственную точку P' (x', y', z') (т.е. так же расположенную по отношению к штриху, как и точка P) и, аналогично (3.83), напишем выражение для суммарного пути $AP' + P'B$:

$$AP' + P'B = r_a + r_b - (\sin\psi + \sin\varphi)\, y' + \Delta_1 (y')^2/2 + \Delta_2 (z')^2/2.$$

Далее, найдем разность оптических путей $\tilde{\Delta}'$ для точек P и P' (рис. 3.43):

$$\tilde{\Delta}' = (AP + PB) - (AP' + P'B) =$$
$$= -(\sin\psi + \sin\varphi)(y - y') + \Delta_1 \frac{y^2 - (y')^2}{2} + \Delta_2 \frac{z^2 - (z')^2}{2}.$$

Аналогично можно написать выражение для разности хода от любых соседних штрихов: $(AP^{j-1} + P^{j-1}B) - (AP^j + P^jB) = \tilde{\Delta}^j$, где j изменяется от 0 до $\tilde{n}$, равного полному числу штрихов в ре-

шетке. В развернутом виде имеем выражение для $\widetilde{\Delta}^j$:

$$\widetilde{\Delta}^j = -(\sin\psi + \sin\varphi)(y^{j-1} - y^j) + \\ + \Delta_1 \frac{(y^{j-1})^2 - (y^j)^2}{2} + \Delta_2 \frac{(z^{j-1})^2 - (z^j)^2}{2}. \quad (3.86)$$

Потребуем такого расположения штрихов, чтобы разность хода для соответственных точек P^{j-1} и P^j на любых соседних штрихах $\widetilde{\Delta}^j$ была постоянной и равной целому числу длин волн, т. е. $\widetilde{\Delta}^j = \text{const} = \pm m\lambda$. В этом случае в результате интерференции всех вторичных волн, приходящих от решетки в точку B, образуется интерференционный максимум. Чтобы удовлетворить требования $\widetilde{\Delta}^j = \pm m\lambda$, выберем точки A и B, а следовательно, ψ, φ и r_a, r_b, входящие в Δ_1 и Δ_2, так, чтобы последние обратились в нуль. Тогда получим, что

$$\widetilde{\Delta}^j = -(\sin\psi + \sin\varphi)(y^{j-1} - y^j) = \pm m\lambda = \text{const}.$$

Отсюда следует, что при заданных ψ и φ разности

$$(y - y') = (y' - y'') = \ldots = (y^{j-1} - y^j) = \ldots$$

должны быть постоянны и равны d. Это означает, что штрихи на решетке должны быть расположены так, чтобы соблюдалась периодичность, или эквидистантность, вдоль оси y, а не вдоль дуги сферы. При таком расположении штрихов условие образования интерференционного максимума принимает вид

$$\widetilde{\Delta} = d(\sin\psi + \sin\varphi) = \pm m\lambda. \quad (3.87)$$

Последнее выражение напоминает соотношение (3.20), определяющее направление на главные интерференционные максимумы плоской дифракционной решетки. Но в (3.20) углы ψ и φ образованы параллельными пучками (падающим и дифрагированным) и нормалью к решетке (см. рис.3.7). Здесь же углы ψ и φ образованы прямыми, проведенными из точек A и B в начало координат, и осью x сферической поверхности.

Однако и в случае вогнутой решетки выражение (3.87) показывает, что при заданном расположении точечного источника $A(x_a, y_a, 0)$, т.е. при заданном угле ψ, угол φ определяет направление на интерференционный максимум для данной длины волны λ. Следовательно, каждой λ соответствует (при постоянном m) определенный угол дифракции φ, т.е. вогнутая решетка, как и плоская, осуществляет пространственное разложение излучения в спектр. Здесь также образуется несколько спектров различных порядков в соответствии со значениями целого числа $m = \pm 1, \pm 2, \ldots$

Найдем теперь расстояния от начала координат до точек A и B, т.е. величины r_a и r_b, которые, как мы предположили, должны быть конечными.

Рассмотрим сначала участие только тех точек дифракционной решетки, которые расположены в плоскости xy, т.е. при $z = 0$. Тогда выражение (3.86) переходит в (3.87) лишь при требовании $\Delta_1 = 0$. Напишем условие $\Delta_1 = 0$ (см. (3.84)) в явном и несколько преобразованном виде:

$$\cos\psi\left(\frac{\cos\psi}{r_a} - \frac{1}{R}\right) + \cos\varphi\left(\frac{\cos\varphi}{r_b} - \frac{1}{R}\right) = 0.$$

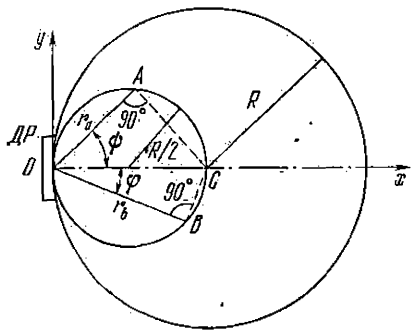


Рис. 3.44. К геометрическому доказательству равенств (3.88).

Это равенство выполняется, если члены в скобках равны нулю и, значит,

$$r_a = R\cos\psi, \quad r_b = R\cos\varphi. \tag{3.88}$$

Так определяются искомые расстояния от точек A и B до начала координат. Из равенств (3.88) легко увидеть, что точки A и B расположены на окружности, касательной к решетке (и лежащей

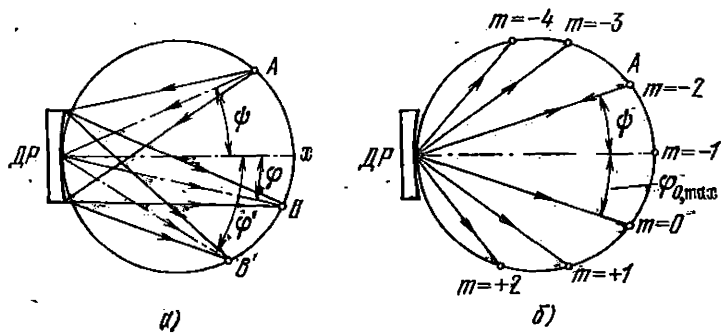


Рис. 3.45. Фокусирующее действие вогнутой дифракционной решетки (*а*) и расположение интерференционных максимумов различных порядков на круге Роуланда (*б*).

в плоскости xy), *диаметр* которой равен радиусу кривизны сферической поверхности решетки R (рис. 3.44). Действительно, из рассмотрения вписанных в окружность радиуса $R/2$ треугольников OAC и OBC непосредственно следуют равенства (3.88).

Таким образом, точки A (x_a, y_a, 0) и B (x_b, y_b, 0), удовлетворяющие тому условию, что излучение, исходящее из точки A,

после дифракции на вогнутой решетке и интерференции вторичных волн образует интерференционный максимум в точке B, расположены на круге радиуса $R/2$. Этот круг называется *кругом Роуланда*.

В действительности из точки источника A, расположенной на круге Роуланда, на решетку падает расходящийся пучок света (рис. 3.45,*а*). В точку B, где расположены интерференционные максимумы, сходятся лучи от всех точек решетки, лежащих в плоскости xy, т.е. в рамках волновой оптики от решетки в точку B идет сходящаяся волна. Это означает, что вогнутая дифракционная решетка обладает фокусирующим действием, причем фокусировка происходит под различными углами φ_{max}, определяемыми выражением (3.87), а круг Роуланда является линией дисперсии.

Как и в случае плоской решетки, в формуле (3.87) необходимо учитывать знаки углов ψ и φ. Если точки A и B лежат по одну сторону от оси решетки x, то углы ψ и φ имеют одинаковый знак, а если по различные, то разные. Точка A и спектр нулевого порядка расположены симметрично относительно оси решетки (рис. 3.45,*б*). Поскольку

$$d(\sin\psi + \sin\varphi_{0,\,max}) = 0, \quad \text{то} \quad \varphi_{0,\,max} = -\psi.$$

По обе стороны от $\varphi_{0,\,max}$ расположены максимумы порядка ± 1, ± 2,... Возможна также и автоколлимационная установка вогнутой решетки с $\psi = \varphi_{max}$.

§ 3.11. Астигматизм вогнутой дифракционной решетки

Мы рассмотрели участие точек решетки, лежащих в плоскости xy, и из требования $\Delta_1 = 0$ нашли положение точек A и B на круге Роуланда. Рассмотрим теперь действие остальных точек решетки с координатами $z \neq 0$. В этом случае (3.86) переходит в (3.87) (т.е. $\tilde{\Delta} = \pm m\lambda$) лишь при одновременном равенстве нулю как Δ_1, так и Δ_2. Однако при определенных из равенства $\Delta_1 = 0$ величинах r_a и r_b (см. (3.88)) условие $\Delta_2 = 0$ не выполняется, т.е. при $\Delta_1 = 0$ $\Delta_2 \neq 0$. Но оказывается, что при заданном положении точки источника A на круге Роуланда, т.е. при заданных ψ и r_a и одном и том же угле $\varphi = \varphi_{max}$, удовлетворяющем (3.87), можно найти некоторое расстояние r_b', при котором $\Delta_2 = 0$. При этом B' лежит на продолжении радиуса r_b (рис.3.46).

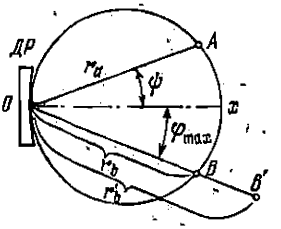


Рис. 3.46. Взаимное расположение точек B и B'.

Заменив в (3.85) r_b на r_b' и решая уравнение

$$\Delta_2 = \frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b'} - \frac{\cos\psi}{R} - \frac{\cos\varphi}{R} = 0,$$

находим

$$r_b' = \frac{r_b}{\cos\varphi\,(\cos\varphi - \operatorname{tg}\psi\sin\psi)}, \qquad (3.89)$$

откуда следует, что в общем случае $r_b' \neq r_b$. Лишь при $\varphi = 0$ и $\psi = 0$ $r_b' = r_b$, а при обычных условиях использования вогнутой решетки $r_b' > r_b$. Так, у решетки с 1200 штр/мм при $\psi = 30°$ и $m = 1$ для $\lambda = 1000$ Å $r_b' = 1{,}7 r_b$. Поскольку отрезок r_b', так же как и отрезок r_b, образует с осью решетки x один и тот же угол φ, то это означает, что при тех же углах φ_{max}, которые удовлетворяют условию (3.87), кроме точки B существует другой максимум интерференции — точка B' (см.рис.3.46), расположенная на расстоянии r_b' от решетки. Таким образом, при одном и том же точечном источнике излучения A, расположенном на круге Роуланда, в результате итерференции вторичных волн, исходящих от решетки, образуются два интерференционных максимума, расположенные на расстояниях r_b и r_b', но под одним и тем же углом φ_{max} к оси x. Так как эти интерференционные максимумы можно рассматривать как монохроматические изображения точки A, то, следовательно, вогнутая решетка образует два изображения одной точки, расположенные на одном и том же направлении. Это свидетельствует о том, что вогнутая решетка обладает астигматизмом. Вместо обычных взаимно перпендикулярных отрезков — астигматических фокусов — мы получили точечные изображения B и B', так как ограничились для простоты рассмотрением образования изображения в плокости xy, положив $z_b = 0$. В действительности же точечные изображения B и B' являются точками пересечения фокальных астигматических отрезков плоскостью xy.

Точный расчет показывает, что один из фокальных астигматических отрезков, расположенный в точке B на круге Роуланда, перпендикулярен к кругу Роуланда, т.е. параллелен штрихам решетки (рис.3.47,*а*). Он является геометрическим местом точек пересечения лучей, идущих от точек решетки с координатами $z = \text{const}$ (и, в частности, с $z = 0$). Схематически это показано на рис. 3.47,*б*. Другой астигматический отрезок проходит через точку B' на расстоянии r_b' от решетки и перпендикулярен к направлению r_b' и к первому отрезку. Он является геометрическим местом точек пересечения лучей, идущих от точек решетки с координатами $y = \text{const}$ (см.рис.3.47,*б*).

Для нас наибольший интерес представляет астигматический отрезок l_a, перпендикулярный к кругу Роуланда и к линии дисперсии, т.е. направленный вдоль спектральных линий. Для определения длины этого отрезка рассмотрим ход лучей в плоскости, проходящей через отрезок r_b' и штрихи решетки в области $y = 0$ (рис. 3.48). Из рис. 3.48 легко видеть, что $l_a/H = (r_b' - r_b)/r_b'$, где H — высота решетки. Подставляя сюда r_b'

из (3.89) и проводя элементарные преобразования, найдем

$$l_a = H \cos\varphi\,(\operatorname{tg}\psi \sin\psi + \operatorname{tg}\varphi \sin\varphi). \qquad (3.90)$$

Как мы видим, длина астигматического отрезка l_a зависит от высоты решетки, т.е. от длины штрихов, и углов ψ и φ. Она равна

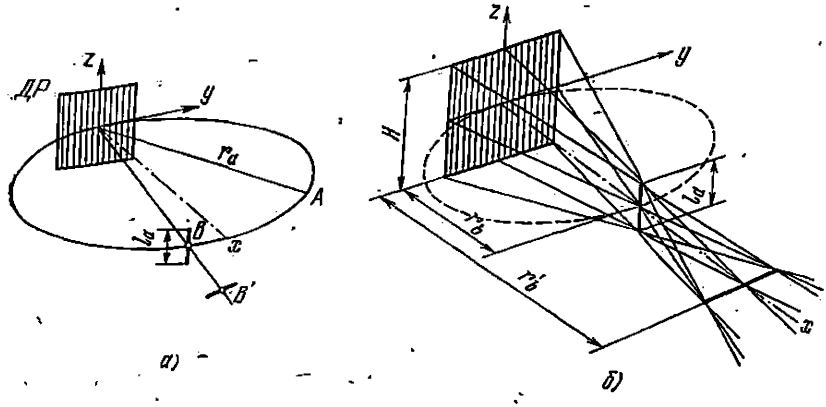


Рис. 3.47. Ориентация астигматических отрезков (*а*) и и схема, иллюстрирующая их образование (*б*).

нулю только при $\psi = \varphi = 0$ и $r_b = R$, т.е. в апланатической, безаберрационной, точке на оси сферического зеркала в центре кривизны. В других точках круга Роуланда ($\psi \neq 0$, $\varphi \neq 0$) всегда имеет место астигматизм. Поскольку в результате астигматизма каждая точка источника A изображается на круге Роуланда в виде отрезка конечной длины, это неминуемо приводит к уменьшению освещенности изображения.

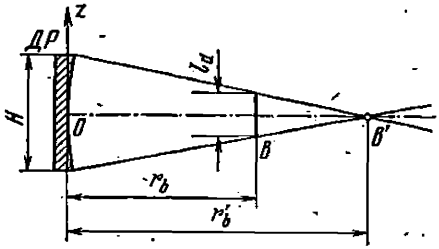


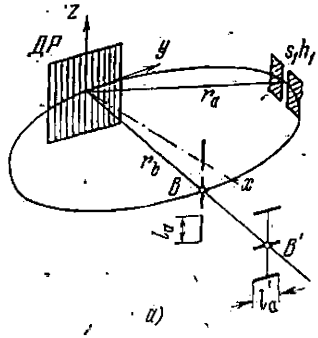
Рис. 3.48. К определению длины астигматического отрезка.

В реальных спектральных приборах с вогнутой дифракционной решеткой в качестве источника света используется не точка, а щель конечной высоты, параллельная штрихам решетки, т.е. перпендикулярная к плоскости круга Роуланда (рис.3.49,*а*). Из-за астигматизма каждая точка щели по ее высоте отобразится на круге Роуланда в виде фокального астигматического отрезка длины l_a. Налагаясь друг на друга, эти отрезки образуют некоторое результирующее распределение интенсивности, представляющее изображение щели.

Кроме того, в точке B' на расстоянии r'_b образуется широкая размазанная полоса с шириной, равной длине другого астигматического отрезка l'_a (см. рис.3.49,*а*).

Для качественного описания проявления астигматизма в приборах с вогнутой решеткой будем считать, что все астигматические отрезки l_a перпендикулярны к кругу Роуланда и лежат (при прямой входной щели) на одной линии*) (см.рис.3.49,*а*). Рассмотрим распределение освещенности в образовавшемся изображении щели.

Пусть входная щель имеет высоту h_1 и ширину $s_1 > s'_{10}$. Допустим, что астигматизм (и другие аберрации) отсутствует. Тогда дифракционная решетка, как вогнутое сферическое зеркало, образовала бы в точке B безаберрационное изображение щели высотой $h_2 = h_1 r_b / r_a$. При наличии астигматизма каждая точка



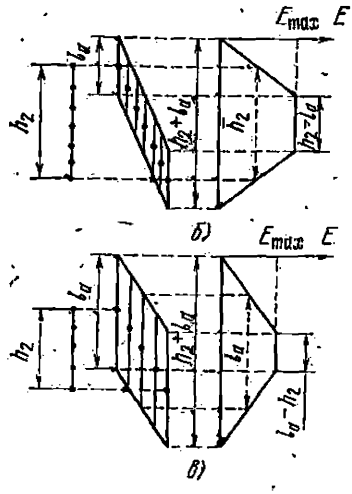


Рис. 3.49. Проявление астигматизма при щели конечной высоты.

а) Схема наложения астигматических отрезков; *б*) развертка налагающихся друг на друга астигматических отрезков при $h_2 > l_a$; *в*) то же при $h_2 < l_a$. E_{max} — освещенность в максимуме.

изображения щели заменится фокальным отрезком длины l_a, и эти фокальные отрезки для разных ее точек наложатся друг на друга. На рис.3.49,*б*,*в* для ясности приведена развертка налагающихся астигматических отрезков. Получающееся распределение освещенности зависит от соотношения между величинами h_2 и l_a. Рассмотрим сначала случай $h_2 > l_a$ (см.рис.3.49, *б*). Легко видеть, что полная длина результирующего изображения равна $h_2 + l_a$, т.е. больше h_2, а распределение освещенности имеет форму трапеции с верхним основанием $h_2 - l_a$. В каждой точке

*) В действительности образование изображения щели оказывается более сложным из-за кривизны ее изображения, кривизны астигматических отрезков (см. [1.11]) и аберраций высших порядков.

верхнего основания происходит переналожение одного и того же числа астигматических отрезков от точек изображения щели, отстоящих друг от друга на расстояние l_a. Поэтому в пределах верхнего основания освещенность E_{max} постоянна и равна освещенности стигматического изображения $E_{ст}$. Величина этой освещенности (при $h_2 > l_a$) не зависит от высоты щели, так как с увеличением h_2 число переналагающихся в каждой точке отрезков не увеличится, а увеличится лишь область, где происходит такое переналожение, т.е. длина верхнего основания $h_2 - l_a$. По обе стороны от верхнего основания число переналагающихся отрезков уменьшается, и поэтому суммарная освещенность также уменьшается и становится равной нулю на краях нижнего основания. Полуширина трапеции $\bar{h}_2$ при $h_2 > l_a$ равна h_2. При уменьшении изображения щели h_2 величины верхнего и нижнего оснований уменьшаются, и при $h_2 = l_a$ трапеция вырождается в треугольник с $\bar{h}_2 = h_2$ и освещенностью в вершине $E_{max} = E_{ст}$.

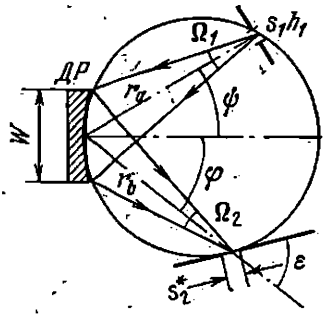


Рис. 3.50. К выводу выражения для освещенности.

При дальнейшем уменьшении высоты входной щели h_1, а следовательно, и h_2, т.е. при $h_2 < l_a$, распределение освещенности опять принимает форму трапеции с нижним основанием $h_2 + l_a$, верхним основанием $l_a - h_2$ и полушириной трапеции $\bar{h}_2 = l_a$ (см.рис.3.49, *в*). В пределах верхнего основания происходит переналожение фокальных отрезков от всех точек высоты щели, и поэтому освещенность E_{max} зависит от высоты щели, причем $E_{max} < E_{ст}$. Чем меньше высота щели, тем меньшее число отрезков пересекается в области $l_a - h_2$ и тем меньше E_{max}. При точечном источнике $l_a \gg h_2$ трапеция вырождается в линию длиной l_a, в пределах которой интенсивность очень мала.

Таким образом, на круге Роуланда распределение освещенности в изображении щели в спектральных приборах с вогнутой дифракционной решеткой (как и в любом астигматическом приборе) зависит от высоты входной щели или, более точно, от соотношения между h_2 и l_a.

Найдем закон зависимости изменения E_{max} от высоты входной щели h_1. Вогнутая дифракционная решетка является апертурной диафрагмой, и поэтому поток излучения, падающий на нее от равномерно освещенной монохроматическим излучением щели высотой h_1 и шириной s_1, равен, как и ранее, $\Phi_1 = B_и s_1 h_1 \Omega_1$ (см. (1.59)), где $\Omega_1 = HD_\psi / r_a^2$ — телесный угол, под которым видна решетка из центра входной щели (рис. 3.50), а $D_\psi \approx$

$\approx W\cos\psi$. Поток, концентрирующийся в изображении щели, очевидно, равен $\Phi_2 = \rho(\lambda)B_{\text{н}}s_1h_1\Omega_1$, где $\rho(\lambda)$ — коэффициент отражения решетки, зависящий, как и у плоской решетки, от длины волны, углов ψ и φ и профиля штрихов решетки. В отсутствие астигматизма площадь изображения щели была бы равной $h_2s_2^*$, где $s_2^* = s_2/\sin\varepsilon$ (см. рис. 3.50), так как изображение спектральных линий формируется на дуге круга Роуланда, причем $\varepsilon = 90° - \varphi$ и $s_2^* = s_2/\cos\varphi$. Тогда выражение для освещенности стигматического изображения щели при учете (1.16) имеет вид

$$E_{\text{ст}} = \frac{\Phi_2}{s_2^*h_2} = \rho(\lambda, \varphi, \psi)\, B_{\text{н}}\Omega_2\cos\varphi,$$

что совпадает с (1.62). Здесь Ω_2 — телесный угол, под которым видна решетка из центральной точки изображения щели.

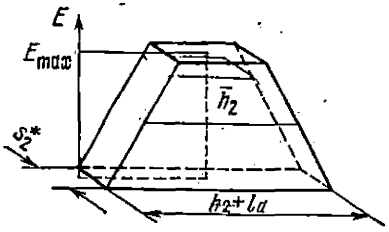


Рис. 3.51. Распределение освещенности в изображении щели при наличии астигматизма.

Поскольку $\Omega_2 = HD_\varphi/r_b^2 = HW\cos\varphi/(R^2\cos^2\varphi)$, то при подстановке этого значения в выражение для $E_{\text{ст}}$ получим

$$E_{\text{ст}} = \rho(\lambda, \varphi, \psi)\, B_{\text{н}}HW/R^2,$$

где зависимость от λ, ψ и φ выражается только через $\rho(\lambda, \varphi, \psi)$.

При наличии астигматизма, как мы видели, распределение освещенности в направлении, перпендикулярном к кругу Роуланда, имеет форму трапеции с полушириной $\bar{h}_2$ при ширине изображения s_2^*. Таким образом, поток $\Phi_2 = \rho(\lambda, \varphi, \psi)\, B_{\text{н}}s_1h_1\Omega_1$ концентрируется в объеме, имеющем форму усеченной пирамиды рис. 3.51. Очевидно, что поток Φ_2 численно равен объему этой пирамиды и его можно представить в виде $\Phi_2 = E_{\max}s_2^*\bar{h}_2$, где $E_{\max}$ — высота усеченной пирамиды, равная максимуму освещенности в пределах верхнего основания. Из написанного равенства легко получить

$$E_{\max} = \rho(\lambda, \varphi, \psi)\, B_{\text{н}}\frac{s_1h_1\Omega_1}{s^2\bar{h}_2}\cos\varphi =$$

$$= \rho(\lambda, \varphi, \psi)\, B_{\text{н}}\Omega_2\cos\varphi\,(h_2/\bar{h}_2) = E_{\text{ст}}h_2/\bar{h}_2. \qquad (3.91)$$

Отсюда следует, что при $h_2 > l_{\text{а}}$, когда $\bar{h}_2 = h_2$ (см. рис. 3.49, *б*), $E_{\max} = E_{\text{ст}}$ и не зависит от высоты щели. При $h_2 < l_{\text{а}}$, когда $\bar{h}_2 = l_{\text{а}}$ (см. рис. 3.49, *в*); $E_{\max} = E_{\text{ст}}h_2/l_{\text{а}}$, т.е. $E_{\max} < E_{\text{ст}}$ и линейно зависит от высоты входной щели.

Подставляя в (3.91) $h_2 = h_1 \frac{r_b}{r_a} = h_1 \frac{\cos\varphi}{\cos\psi}$, получим при $\bar{h}_2 = l_a$

$$E_{max} = E_{ст} \frac{h_1}{l_a} \frac{\cos\varphi}{\cos\psi}. \qquad (3.92)$$

Заметим также, что при больших углах дифракции φ происходит дополнительное уменьшение освещенности E_{max} за счет множителя $\cos\varphi$, входящего в (3.91). Это связано с тем, что с ростом угла φ увеличивается ширина изображения щели на круге Роуланда $s_2^* = s_2/\cos\varphi$ (см. рис. 3.50).

Для каждого спектрального прибора с вогнутой сферической дифракционной решеткой можно определить такую минимальную высоту входной щели h_{1min}, при которой $h_2 = l_a$ и $E_{max} = E_{ст}$. Тогда при $h_1 < h_{1min}$ $E_{max} < E_{ст}$, а при $h_1 > h_{1min}$ $E_{max} = E_{ст}$ (рис. 3.52).

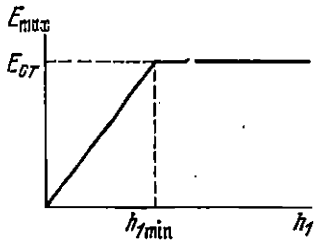


Рис. 3.52. Зависимость освещенности в максимуме от высоты входной щели.

Из условия $h_2 = h_{1min} r_b/r_a = l_a$ найдем $h_{1min} = l_a r_a/r_b$. Подставляя сюда r_a и r_b из (3.88) и l_a из (3.90), получим

$$h_{1min} = H \cos\psi\,[\operatorname{tg}\psi \sin\psi + \operatorname{tg}\varphi \sin\varphi]. \qquad (3.93)$$

Как мы видим, минимальная высота щели зависит от высоты решетки H и углов φ и ψ.

Оценим для примера величины l_a/H, h_{1min}/H и $E_{max}/E_{ст}$. Пусть $\psi = \varphi = 30°$. Расчет дает $l_a/H = h_{1min}/H = 0{,}5$. При $H = 100$ мм $l_a = h_{1min} = 50$ мм; полная высота спектра $h_2 + l_a$ составляет 100 мм. Если же работать со щелью высотой $h_1 = 10$ мм, то $E_{max} = 0{,}2E_{ст}$, т. е. освещенность в центре в пять раз меньше стигматической.

При работе в области спектра $\lambda < 500$ Å углы падения ψ и дифракции φ достигают 80°. Тогда имеем $l_a/H = h_{1min}/H = 1{,}9$; при $H = 100$ мм $l_a = h_{1min} = 190$ мм! Полная длина спектра $h_2 + l_a = 380$ мм!! При работе со щелью высотой $h_1 = 10$ мм $E_{max} \approx 0{,}05E_{ст}$.

Но в случае нормального падения ($\psi = 0$ и $\varphi = 30°$) расчет дает $h_{min}/H = 0{,}29$, $l_a/H = 0{,}25$. При $H = 100$ мм $h_{1min} = 29$ мм, $l_a = 25$ мм. При $h_1 = 10$ мм $E_{max} = 0{,}3E_{ст}$.

Таким образом, мы видим, что в реальных приборах с вогнутой дифракционной решеткой астигматизм и величина h_{1min} значительны. Работа же с высокими щелями ($h_1 \geqslant h_{1min}$) часто практически невозможна, так как высокую щель трудно равномерно осветить и избежать при этом виньетирования. Поэтому обычно работа производится со щелями высоты $h_1 < h_{1min}$, что неизбежно

приводит к уменьшению освещенности ($E_{max} < E_{ст}$), а следовательно, и светосилы.

В случае монохроматора можно избежать потерь энергии, связанных с астигматизмом, если использовать очень высокие выходные щели ($h_2' \geqslant h_2 + l_a$). Однако и здесь возникают известные трудности, связанные с концентрацией выходящего через высокую щель потока на чувствительную поверхность приемника излучения. Заметим также, что работа с высокими щелями приводит к уменьшению разрешающей способности прибора вследствие возрастания составляющей аберраций в направлении дисперсии.

Увеличение размеров дифракционной решетки практически не приводит к увеличению реальной светосилы, так как величины l_a и h_{1min} пропорциональны H (см.(3.90) и (3.93)). Поэтому в спектральных приборах с вогнутой дифракционной решеткой используются решетки относительно небольших размеров (обычно $H/R < 0{,}1$), в результате чего такие приборы имеют небольшую светосилу.

Наличие значительного астигматизма в приборах с вогнутой решеткой препятствует применению различных фотометрических приспособлений, таких, как ступенчатый ослабитель, диафрагма Гартмана и др. Нельзя одновременно фотографировать спектры двух различных источников (например, исследуемого и эталонного), отображенных на различные участки щели по ее высоте. Нельзя изучать распределение излучающих атомов в объеме источника при резком отображении его на щель и т. д.

Таким образом, наличие астигматизма является существенным недостатком спектральных приборов с вогнутой решеткой. Поэтому были предложены различные методы его устранения и компенсации астигматизма. Некоторые из них мы рассмотрим ниже.

§ 3.12. Методы компенсации астигматизма

Сначала укажем на частный случай установки сферической вогнутой решетки (схема Водсворта), при которой астигматизм отсутствует*), т.е. условия $\Delta_1 = 0$ и $\Delta_2 = 0$ одновременно выполняются при параметрах $r_b = r_b'$. Это имеет место, если на решетку падает параллельный пучок света ($r_a = \infty$), а спектр регистрируется вблизи нормали к решетке ($\varphi \approx 0$). Действительно, если в соотношениях (3.84) и (3.85) положить $r_a = \infty$ и $\varphi = 0$, то они принимают вид

$$\Delta_1 = 1/r_b - \cos\psi/R - 1/R = 0, \quad \Delta_2 = 1/r_b' - \cos\psi/R - 1/R = 0.$$

*) Это заключение делается лишь на основании проведенного приближенного расчета (см. § 3.11). В действительности же астигматизм в схеме Водсворта имеется, но он мал (см. [1.11]).

Отсюда следует, что

$$r_b = r_b' = \frac{R}{1+\cos\psi},$$

т.е. астигматизм отсутствует.

Схема такой установки приведена на рис. 3.53. Параллельный пучок создается коллиматором с внеосевым параболическим зеркалом. Фокальная плоскость F в такой установке расположена уже не на круге Роуланда (так как $r_b \neq R\cos\varphi$), а при малых углах ψ вблизи центра круга Роулавда. При $\psi = 0$ $r_b = R/2$, а при $\psi = 45°$ $r_b \approx 0{,}58R$.

Астигматизм также отсутствует, если положение щели и спектра поменять местами, т.е. положить $r_b = \infty$ и $\psi = 0$. Тогда из условий $\Delta_1 = 0$ и $\Delta_2 = 0$ получим $r_a = R/(1 + \cos\varphi)$.

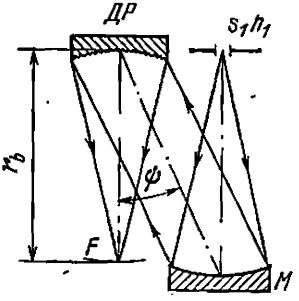


Рис. 3.53. Схема установки Водсворта.

M — вогнутое зеркало, ДР — вогнутая решетка, F — фокальная плоскость.

Фокальная плоскость в таких установках имеет заметную кривизну, а качество спектра высокое лишь вблизи $\varphi = 0$ [1.11].

Отметим также, что схема Водсворта может использоваться лишь в тех областях спектра (видимой и близкой ультрафиолетовой), где коэффициенты отражения зеркала и решетки при небольших углах падения еще достаточно велики.

Астигматизм сферической решетки удается компенсировать путем установки после входной щели или перед ее изображением цилиндрической линзы, изменяющей ход лучей только в вертикальной (сагиттальной) плоскости. Рассмотрим случай установки перед изображением щели положительной цилиндрической линзы L, ось которой лежит в плоскости круга Роуланда и перпендикулярна к отрезку r_b (рис. 3.54). Фокусное расстояние этой линзы и ее расположение по отношению к решетке можно рассчитать так, чтобы лучи, идущие в сагиттальной плоскости в отсутствие линзы в точку B' на расстоянии r_b' (рис. 3.54, *б*), при установке линзы пересекались в точке B на круге Роуланда, т.е. в фокусе меридиональных лучей. Изображение щели при этом становится стигматическим, а освещенность его возрастает. Кроме того, в результате совместного действия сферического зеркала решетки и линзы высота изображения щели становится меньше, что приводит к дополнительному увеличению освещенности. (Заметим, что метод увеличения освещенности спектральных линий за счет сокращения высоты изображения спектра при установке цилиндрической

линзы применяется и в стигматических спектральных приборах при фотографировании малоинтенсивных спектров.)

Если цилиндрическая линза установлена правильно, т.е. ее ось параллельна линии дисперсии и перпендикулярна к оси падающего

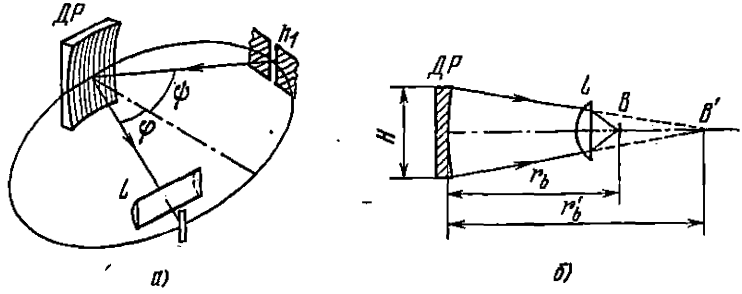


Рис. 3.54. Схема установки цилиндрической линзы перед изображением щели для компенсации астигматизма (*а*) и ход лучей при наличии линзы (*б*).

пучка, то она практически не изменяет линейную дисперсию и разрешающую силу прибора, так как на лучи, идущие в меридиональной плоскости, она действует как плоскопараллельная пластина*).

Поскольку величины r_b и r_b' зависят от углов ψ и φ, то с помощью данной цилиндрической линзы при данной ее установке возможна компенсация астигматизма лишь для одной определенной длины волны. Вблизи этой длины волны изображение спектра квазистигматично. При переходе к другой области спектра или к спектру другого порядка нужно использовать линзу с другими параметрами.

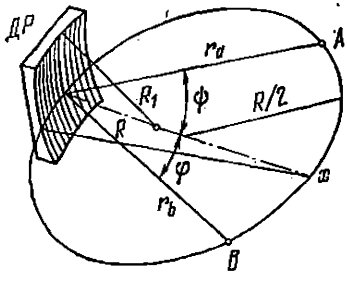


Рис. 3.55. Тороидальная вогнутая дифракционная решетка
R и R_1 — радиусы кривизны.

Область применения цилиндрических линз ограничивается прозрачностью материала ($\lambda > 1100$ Å). Они могут изготовляться из стекла, кварца, флуорита.

Асферическая вогнутая дифракционная решетка. Стигматическое изображение спектральных линий также можно получить, если штрихи нанести на асферическую, например тороидальную, поверхность с разными радиусами кривизны в меридиональной (R) и сагиттальной (R_1) плоскостях (рис. 3.55). Детальный расчет образования интерференционной картины

*) В действительности изображение несколько портится, так как линза стоит в сходящихся лучах и несколько трансформирует структуру меридионального пучка.

от тороидальной дифракционной решетки [3.9] показывает, что в выражении для разности хода $\tilde{\Delta}$, аналогичном (3.86), коэффициенты Δ_1 и Δ_2 имеют вид

$$\Delta_1 = \cos^2\psi/r_a + \cos^2\varphi/r_b - \cos\psi/R - \cos\varphi/R,$$
$$\Delta_2 = 1/r_a + 1/r_b - \cos\psi/R_1 - \cos\varphi/R_1.$$

Отличие от (3.84) и (3.85) состоит в том, что в формуле для Δ_2 вместо радиуса R стоит радиус кривизны R_1.

Из условия $\Delta_1 = 0$, как и для сферической решетки, находим $r_a = R\cos\psi$ и $r_b = R\cos\varphi$ (см.(3.88)), т.е. источник и изображение лежат на круге Роуланда. При тех же значениях r_a и r_b одновременно может удовлетворяться и условие $\Delta_2 = 0$, если выполняется соотношение $R_1 = R\cos\psi\cos\varphi$. При этом углы ψ и φ также удовлетворяют условию $d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m\lambda$ (см.(3.87)). Это означает, что для заданной решетки (d, R, R_1) и заданного положения щели на круге Роуланда (ψ, r_a) существует определенный угол φ_{max}, а следовательно, и длина волны λ, для которых астигматизм отсутствует. Эту длину волны можно изменять, меняя положение щели (т.е. угол ψ). Используя написанные выше соотношения, удается решить и обратную задачу, т.е. найти такое отношение R_1/R, чтобы для данных d и φ_{max} астигматизм отсутствовал для определенной длины волны λ.

Так, например, для решетки с 1200 штр/мм при угле падения $\psi = 30°$ в первом порядке спектра для длины волны 2000 Å астигматизм отсутствует при $R_1/R = 0{,}84$. Для этой же решетки при работе по автоколлимационной схеме ($\psi = \varphi$) астигматизм отсутствует для $\lambda = 6733$ Å в первом порядке и для $\lambda = 3366$ Å во втором порядке.

Тороидальная решетка позволяет точно компенсировать астигматизм лишь для одной длины волны. Однако вблизи нее в некоторой области спектра астигматизм относительно невелик, и эту область можно назвать квазистигматической. Величина ее не превышает 1000 Å.

Сферическая дифракционная решетка с переменным расстоянием между штрихами. Другой путь устранения астигматизма вогнутой дифракционной решетки состоит в том, что расстояние между штрихами решетки делают не постоянным, а изменяющимся по некоторому закону. Подобную решетку можно рассматривать как совокупность дифракционной решетки, сферического зеркала и зонной пластинки Френеля [1.2]. Разность хода между соседними штрихами у нее становится величиной переменной, зависящей от закона изменения расстояния между штрихами d вдоль оси y, т.е. $d = d(y)$. Этот закон может быть выбран так, чтобы происходила компенсация астигматизма. Теория показывает [1.11], что

компенсации можно достичь при линейном законе изменения величины d:

$$d(y) = d_0(1 + \tilde{\varkappa} y),$$

где d_0 — расстояние между соседними штрихами у вершины сферы ($y = 0$), а $\tilde{\varkappa}$ — некоторая константа, которая входит как дополнительный параметр в выражение для разности хода. Величину $\tilde{\varkappa}$ можно подобрать так, чтобы для некоторых углов ψ и φ_0 и длины волны λ_0 астигматизм отсутствовал. Для этого необходимо, чтобы равенства

$$\Delta_1' = \cos^2\psi/r_a + \cos^2\varphi_0/r_b - \cos\psi/R - \cos\varphi_0/R + m\lambda\tilde{\varkappa}/d_0 = 0,$$
$$\Delta_2' = 1/r_a + 1/r_b - \cos\psi/R - \cos\varphi_0/R = 0$$

выполнялись одновременно при одних и тех же величинах r_a и r_b. Из равенства $\Delta_2' = 0$ следует, что

$$r_a = R/\cos\psi \quad \text{и} \quad r_b = R/\cos\varphi_0.$$

При этих значениях r_a и r_b и при выполнении условия $d(\sin\psi + \sin\varphi_0) = m\lambda_0$ находим из равенства $\Delta_1' = 0$

$$\tilde{\varkappa} = \frac{\sin^2\psi\cos\psi + \sin^2\varphi_0\cos\varphi_0}{R(\sin\psi + \sin\varphi_0)}.$$

Как видим, параметр $\tilde{\varkappa}$ зависит от углов ψ и φ_0, и, следовательно, при заданной величине $\tilde{\varkappa}$ точная компенсация астигматизма возможна только для определенной длины волны λ_0, причем область квазистигматичности вблизи λ_0 оказывается достаточно большой.

Фокальная поверхность решетки с переменным шагом, определяемая зависимостью величины r_b от угла φ, уже не является кругом Роуланда, а имеет более сложную форму.

Создание нарезных вогнутых дифракционных решеток (как асферических, так и с переменным расстоянием между штрихами) связано с большими трудностями. Первые в принципе могут изготовляться на чисто механических делительных машинах, но трудность состоит в создании асферических поверхностей заготовок с оптической степенью точности. Изготовление же решеток с переменным расстоянием между соседними штрихами стало возможным лишь в последнее время в связи с созданием автоматических делительных машин, у которых расстояние между штрихами задается и контролируется интерференционными методами.

В 70-е годы разработана технология и начат серийный выпуск голографических решеток различных типов (как плоских, так и вогнутых), которые по многим свойствам не отличаются (а по ряду свойств превосходят) от нарезных решеток и в том числе от решеток с компенсацией астигматизма.

Голографические вогнутые дифракционные решетки. Если сферическую заготовку, покрытую слоем фоторезистного материала (т.е. материала, изменяющего свойства под действием света), освещать двумя параллельными пучками когерентного излучения, образующими с нормалью к оси заготовки угол α, то после соответствующей обработки экспонированного слоя на поверхности сферы образуется периодическая структура (называемая *голографической решеткой*) с прямыми штрихами и с периодом $d = \lambda/2\sin\alpha$, равным расстоянию между максимумами образовавшейся интерференционной картины. Такая решетка (тип I) по своим свойствам и величине аберраций эквивалентна обычной нарезной сферической решетке.

Если же интерференционную картину получать на плоской заготовке, то образуется периодическая плоская решетка со штрихами синусоидальной формы. Спектроскопические характеристики такой решетки такие же, как у плоской нарезной.

При освещении сферической заготовки двумя расходящимися пучками когерентного света от источников, расположенных на круге Роуланда, получается решетка с криволинейными неэквидистантными штрихами. У такой решетки (тип II) спектр расположен на круге Роуланда, т.е. $r_a = R\cos\psi$, $r_b = R\cos\varphi$. Для одной длины волны астигматизм полностью отсутствует, а в ее окрестностях он значительно меньше (до 10 раз), чем у решеток типа I или сферической нарезной решетки, в результате чего приборы с решетками типа II обладают большей светосилой по освещенности. По своим аберрационным характеристикам голографические решетки типа II аналогичны асферическим нарезным.

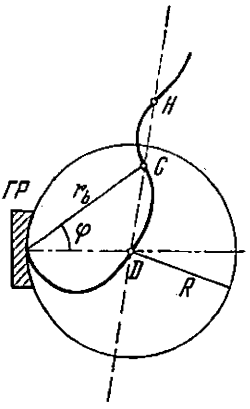


Рис. 3.56. Форма фокальных кривых у голографической решетки *ГР* типа III. Пунктирная линия — фокальная кривая для сагиттальных лучей, сплошная линия — для меридиональных лучей. *D*, *C*, *H* — стигматические точки.

Другой тип вогнутых голографических решеток можно получить при расположении на прямой, проходящей через центр кривизны сферической заготовки, двух точечных источников, лежащих по одну сторону от оси сферы. В частности, один из источников может быть расположен в центре кривизны сферы. У такой решетки (тип III) существуют три стигматические точки *D*, *C*, *H* (рис. 3.56) для трех длин волн. Если поместить входную щель в одну из них, например в *D*, то в точках *C* и *H* получатся стигматические изображения щели, а в окрестностях этих точек — достаточно большие области квазистигматичности. Как видно из рис. 3.56, у такой решетки фокальная поверхность не совпадает

с кругом Роуланда, а имеет сложную форму, зависящую от периода решетки. Существенное преимущество решеток типа III состоит в том, что они обеспечивают коррекцию астигматизма в указанных точках при любых апертурах решетки. Например, фирма «Jobin Yvon» изготовляет решетки типа III с относительным отверстием 1 : 1 при высоком качестве изображения спектральных линий и высокой разрешающей способности. Использование подобных решеток позволяет создать очень светосильные спектрографы и монохроматоры.

Заметим, что голографическая решетка типа III по форме фокальной поверхности до некоторой степени аналогична нарезной сферической решетке с переменным расстоянием между штрихами.

Форма штрихов голографических решеток является промежуточной между синусоидальной и прямоугольной, но не треугольной, как у нарезных решеток — эшелеттов. Поэтому коэффициент отражения голографических решеток в максимуме концентрации энергии $\rho_{max}(\lambda)$ несколько меньше, чем у эшелеттов, и зависит от соотношения между λ и d. При $0{,}8 < \lambda/d \leqslant 1{,}7$ максимальное значение коэффициента отражения для естественного света составляет 60—65%. При $0{,}2 \leqslant \lambda/d \leqslant 0{,}8$ $\rho_{max}(\lambda)$ равно 30—50%. Отметим также, что голографические решетки, как и нарезные, обладают поляризующим действием (см. § 3.5).

Как плоские, так и вогнутые голографические дифракционные решетки имеют некоторые дополнительные преимущества перед нарезными. Голографические решетки, как правило, обеспечивают значительно меньшую интенсивность рассеянного, паразитного, света. Кроме того, они не дают «духов» — ложных линий (см. § 3.15).

В настоящее время некоторые типы голографических решеток удается изготовить с бо́льшим числом штрихов на миллиметр, чем у нарезных. Так, фирма « Jobin Yvon» изготовляет плоские и вогнутые решетки типа I, имеющие от 600 до 6000 штр/мм (у нарезных не более 3600 штр/мм), типа II — от 600 до 3600 и типа III — от 600 до 2000 штр/мм.

§ 3.13. Спектрографы и монохроматоры с вогнутой дифракционной решеткой

Рассмотрим теперь спектральные приборы с вогнутой дифракционной решеткой, у которых входная щель и спектр расположены на круге Роуланда.

Поскольку связь между углом падения ψ и углом дифракции φ (см.(3.87)) у вогнутых решеток такая же, как и у плоских, то и выражения для угловых спектроскопических характеристик— угловой дисперсии, разрешающей способности и области дисперсии —оказываются совпадающими для решеток обоих видов.

Так, например, дифференцируя (3.87), имеем

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi},$$

что совпадает с выражением для угловой дисперсии в случае плоской решетки (см.(3.23)).

Следует, однако, отметить, что практическая разрешающая способность приборов с вогнутой решеткой обычно несколько меньше теоретической $\mathcal{R}_0 = \lambda/\delta\lambda = m\tilde{n}$ из-за существования значительных аберраций, имеющих составляющую вдоль линии дисперсии.

Для вогнутых решеток также выполняется соотношение $\Delta\lambda/\delta\lambda = \tilde{n}$, где $\Delta\lambda = \lambda/m$ — область дисперсии, $\delta\lambda$ — минимально разрешаемый интервал длин волн, $\tilde{n}$ — полное число штрихов решетки. Различие имеется лишь в выражении для линейной дисперсии, поскольку у вогнутой решетки спектральные линии расположены вдоль дуги круга Роуланда. Найдем выражение для линейной дисперсии вогнутой решетки.

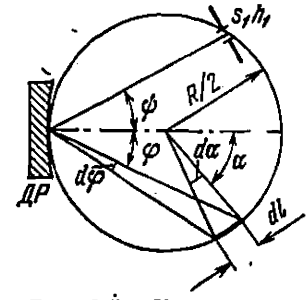


Рис. 3.57. К выводу выражения для линейной дисперсии вогнутой решетки.

Длина элемента дуги dl круга Роуланда (рис. 3.57) равна $dl = {}^1/_2\, R\, d\alpha$, где $d\alpha$ — элемент центрального угла. Но так как $\alpha = 2\varphi$, то $d\alpha = 2d\varphi$ и $dl = R\, d\varphi$. Подставляя в последнее равенство $d\varphi$ из выражения для угловой дисперсии, найдем

$$\frac{dl}{d\lambda} = R\frac{m}{d\cos\varphi}. \qquad (3.94)$$

Сравнивая последнее соотношение с выражением для линейной дисперсии плоской решетки $dl/d\lambda = f_2\,(d\varphi/d\lambda) = f_2 m/\,(d\cos\varphi)$, мы видим, что радиус кривизны играет роль фокусного расстояния при расположении спектра на любой части круга Роуланда, хотя расстояние от центра решетки до спектра при этом изменяется ($r_b = R\cos\varphi$).

Как уже отмечалось, спектрографы с вогнутой решеткой обычно имеют небольшое относительное отверстие при достаточно большом радиусе кривизны (до нескольких метров). Поэтому линейная дисперсия таких приборов значительна.

Фотографирование спектра производится на фотопленку, а при больших R — на фотопластинки с тонким стеклом, позволяющим изгибать их в кассете по кругу Роуланда.

Среди большого числа известных оптических схем спектрографов с вогнутой решеткой широкое распространение получили

лишь несколько, в частности *схема Пашена—Рунге* (рис. 3.58, *а*). В приборах, построенных по этой схеме, входная щель, вогнутая решетка и кассета с фотопленкой или фотопластинкой устанавливаются неподвижно на круге Роуланда и механически не связаны друг с другом. В месте расположения спектра имеются специальные

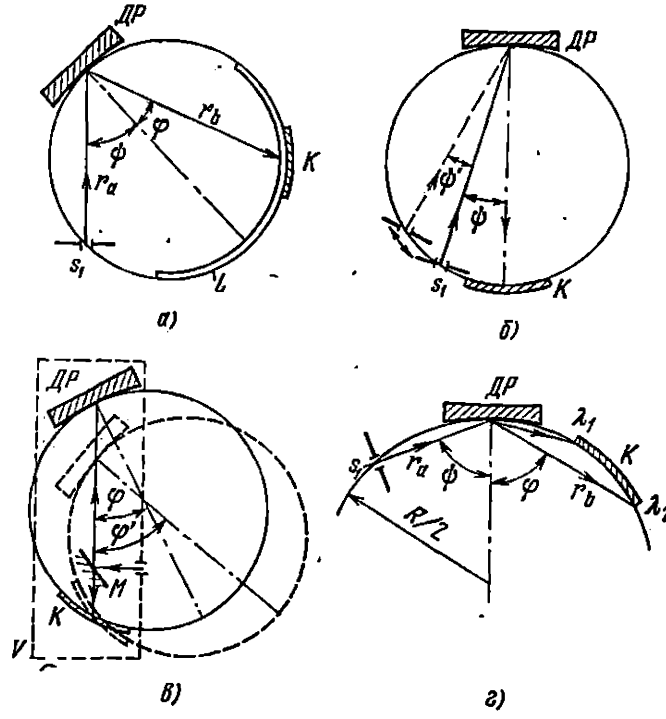


Рис. 3.58. Схемы спектрографов с вогнутой дифракционной решеткой.
К — кассета, *ДР* — решетка.
а) Схема Пашена — Рунге, *L* — направляющая для установки кассет *б*) схема Эбнея *в*) автоколлимационная схема Игля, *М* — поворотное зеркало, *V* — кожух; *г*) схема спектрографа скользящего падения.

направляющие в форме цилиндра с радиусом $R/2$, на которых в различных местах — в зависимости от фотографируемой области спектра — устанавливается кассета. Можно также устанавливать несколько кассет, что позволяет одновременно фотографировать большой участок спектра.

Угол падения на решетку ψ в различных приборах может быть различным, но часто $\psi \approx 45°$.

При больших радиусах кривизны щель, решетка и направляющие для кассет устанавливаются на независимых основаниях

в специальной термостатированной комнате (обычно в подвальном этаже), не испытывающей вибраций. Таким образом, вся комната превращается в стационарный спектрограф.

В противоположность схеме Пашена—Рунге, в *схеме Эбнея* (рис. 3.58, *б*) кассета и решетка неподвижны, а изменение фотографируемой области спектра достигается перемещением щели по кругу Роуланда. В этой схеме угол дифракции φ (например, $\varphi = 0$, при котором дисперсия почти постоянна) остается неизменным, а при перемещении щели изменяется угол падения ψ. К недостаткам схемы Эбнея следует отнести необходимость поворота плоскости щечек щели так, чтобы сама она была перпендикулярна к оси пучка.

Более компактна автоколлимационная *схема Игля*, где $\psi \approx \varphi$ и $r_a = r_b = R\cos\varphi$. В этой схеме щель располагается над кассетой или (при установке поворотного зеркала M) сбоку (рис. 3.58, *в*). Переход от одной области спектра к другой производится поворотом решетки при одновременном изменении расстояния r_b между решеткой и кассетой и при повороте самой кассеты в связи с изменением положения круга Роуланда. Перемещения решетки и кассеты производятся автоматически с помощью специального механизма, связанного с барабаном длин волн. Схема Игля может использоваться в широкой области длин волн, начиная с $\lambda > 1000$ Å, так как углы падения на решетку относительно невелики.

В схеме Игля центры решетки, кассеты и щели расположены на одной прямой, и поэтому весь спектрограф можно заключить в цилиндрический кожух, что существенно при создании вакуумных приборов для области $\lambda < 2000$ Å.

В описанных выше схемах спектрографов с кругом Роуланда могут использоваться нарезные сферические и асферические решетки, а также голографические решетки типа I и II. В случае асферических и голографических решеток типа II рабочие углы падения ψ и дифракции φ задаются параметрами этих решеток, обеспечивающими получение спектра с минимальными аберрациями.

У нарезных решеток с переменным расстоянием между штрихами и у голографических решеток типа III расположение входной щели и фотопластинки определяется параметрами решеток.

В спектрографах, построенных по *схеме Водсворта* (см. рис. 3.53), фотопластинка располагается вблизи центра круга Роуланда, на расстоянии $r_b = R/(1 + \cos\psi)$. Угловая дисперсия в этой установке такая же , как и при расположении спектра на круге Роуланда при $\varphi = 0$, т.е. $d\varphi/d\lambda = m/d$, но выражение для линейной дисперсии отличается от (3.94). В схеме Водсворта элемент длины в направлении дисперсии равен $dl = r_b d\varphi$, а выражение

для линейной дисперсии имеет вид

$$\frac{dl}{d\lambda}=r_b\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{R}{1+\cos\psi}\frac{m}{d}.$$

При малых значениях угла ψ $dl/d\lambda \approx {}^1/_2\, Rm/d$, т.е. в два раза меньше, чем при установке на круге Роуланда (см. (3.94)). Для перехода от одной регистрируемой области спектра к другой необходимо (при неподвижном коллиматоре, см. рис. 3.53) поворачивать решетку, а вместе с ней и кассету ($\varphi = 0$), а также изменять расстояние между ними r_b.

Все рассмотренные выше схемы установок вогнутых дифракционных решеток обычно называются *схемами нормального падения*, так как в них углы падения лучей на решетку относительно невелики — не более 45—60°. Эти схемы применяются для длин волн больше 500—1000 Å. Для более коротких длин волн для увеличения коэффициента отражения решеток используются *схемы скользящего падения* ($|\varphi| \approx |\psi| \approx 80°$ и более при разных знаках углов ψ и φ). На рис. 3.58, *г* приведена принципиальная схема спектрографа скользящего падения с расположением входной щели, решетки и регистрируемого спектра на круге Роуланда. Чем меньше длина волны, тем больше должен быть угол падения, доходя в области мягкого рентгена ($\lambda \approx 10$ Å) до 84°. При больших углах астигматизм решетки очень велик; длина астигматического отрезка l_a (см. (3.90)) оказывается порядка высоты решетки H (при $\varphi \approx \psi \approx 80°$ $l_a = 2H$, см. § 3.12). При наличии такого астигматизма и использовании входной щели небольшой высоты ($h_1 < h_{1\min}$, см. (3.93)) потери в освещенности очень велики. Поскольку при больших углах падения возрастает не только астигматизм, но и другие аберрации, приводящие к уменьшению разрешающей способности [1.11], то в подобных приборах используются решетки небольших размеров. Так, например, в спектрографе ДФС-26, предназначенном для работы в области 100—2000 Å, при радиусе кривизны $R = 3$м решетка имеет размер 25×70 мм^2, а относительное отверстие 1 : 50. Для увеличения физической светосилы поверхность решеток иногда покрывают слоем вещества, имеющего наибольший из возможных коэффициент отражения в той или иной области спектра, например слоем MgF_2, золота, платины и др. [3.11]. Кроме того, в области очень коротких волн применяются стеклянные решетки без металлического покрытия, так как коэффициент отражения стекла при больших углах падения сравнительно велик.

Если профили всех штрихов вогнутой решетки одинаковы, то при падении на нее расходящегося пучка условия блеска оказываются различными в разных частях решетки. Особенно большое различие между ними существует в схемах скользящего падения.

Вместе с тем практически невозможно нарезать решетку с непрерывно изменяющимися профилями штриха, т. е. угла скоса Ω (см. рис. 3.23, *б*). Поэтому для усиления концентрирующего действия вогнутой решетки ее поверхность при нарезании разбивают на несколько (3—5) зон с такими углами скоса Ω, чтобы все они обеспечивали выполнение условия блеска в одном направлении или в некоторой области длин волн.

При использовании спектрографов скользящего падения обычно работают со спектрами первого порядка, и поэтому область дисперсии достаточно велика. Переход от одной области спектра к другой осуществляется передвижением кассеты по кругу Роуланда. Заметим также, что в приборах скользящего падения угловая и линейная дисперсии (в отличие от схем нормального падения) значительно изменяются с длиной волны за счет изменения угла φ (см. (3.94)). Все приборы скользящего падения вакуумные.

Монохроматоры с вогнутыми решетками. Создание монохроматоров с вогнутой дифракционной решеткой наталкивается на ряд трудностей. Они связаны с тем, что в процессе сканирования спектра выходная щель должна перемещаться по кругу Роуланда, т. е. должен изменяться не только угол дифракции φ, но и расстояние между выходной щелью и решеткой $r_b = R\cos\varphi$; кроме того, должна изменяться плоскость щечек щели. В частности, в таких монохроматорах нельзя использовать наиболее простой и широко применяемый в приборах с плоской дифракционной решеткой метод сканирования за счет поворота дифракционной решетки, так как при повороте вогнутой решетки вместе с ней поворачивается и круг Роуланда, и поэтому входная и выходная щели «сходят» с круга Роуланда. В результате возникающей при этом дефокусировки уменьшается разрешающая способность и величина выходящего через выходную щель потока. Для устранения дефокусировки в ряде схем монохроматоров одновременно с поворотом решетки вокруг оси, проходящей через ее вершину, производят с помощью различных механизмов перемещение самой решетки или щелей. Так, например, в монохроматоре с автоколлимационной схемой Игля (см. рис. 3.58, *в*) и с входной и выходной щелями, расположенными рядом на круге Роуланда (или одна над другой), решетка в процессе сканирования вращается и одновременно перемещается вдоль линии, соединяющей центры решетки и щели.

В одной из схем монохроматоров скользящего падения, предложенной Водаром, решетка при сканировании поворачивается вокруг оси, проходящей через входную щель s_1 (рис. 3.59), с сохранением постоянными угла падения ψ и расстояния $r_a = R\cos\psi$. Выходная же щель s_2, для того чтобы оставаться на круге Роуланда, перемещается вдоль прямой (s_1s_2 на рис. 3.59), проходящей через входную щель s_1. При этом угол дифракции φ и $r_b = R\cos\varphi$

изменяются и через выходную щель проходят излучения различных длин волн.

Лучшей среди монохроматоров нормального падения с вогнутой решеткой является *схема Сейя—Намиока* (рис. 3.60), в которой входная и выходная щели неподвижны, а сканирование

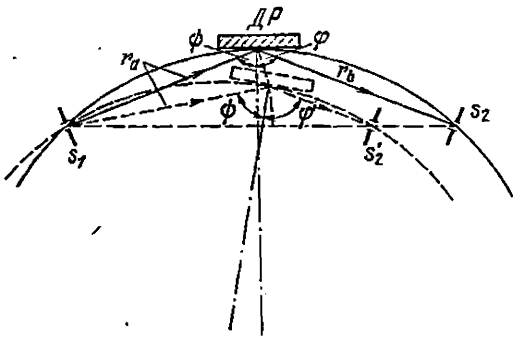


Рис. 3.59. Схема монохроматора скользящего падения.

осуществляется только поворотом решетки вокруг оси, проходящей через ее середину (вершину). Анализ показывает, что величина r_b, найденная из условия $\Delta_1 = 0$ (см. (3.84)) и равная

$$r_b = \cos^2\varphi \Big/ \left(\frac{\cos\psi + \cos\varphi}{R} - \frac{\cos^2\psi}{r_a}\right),$$

изменяется мало при изменении углов ψ и φ, если их сумма $|\psi| + |\varphi| = \eta$ остается постоянной и равной $\eta = 70°15'$, $r_a = R\cos(\eta/2)$, а ψ и φ имеют разные знаки. В этом случае уравнение (3.87) можно представить в виде

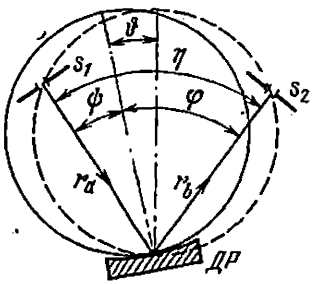


Рис. 3.60. Схема монохроматора Сейя — Намиока.

$$d(\sin\psi - \sin\varphi) = 2d\cos(\eta/2)\sin\vartheta = m\lambda,$$

где $\vartheta = (\psi - \varphi)/2$ — угол между осью решетки и биссектрисой угла η (см. рис. 3.60), определяющий угол поворота решетки. При $\vartheta = 0$ $\varphi = \psi = \eta/2$, $m=0$, $r_a = R\cos\psi$, $r_b = R\cos\varphi$, $r_a = r_b$, т. е. при $\vartheta = 0$ обе щели лежат на круге Роуланда. При $\vartheta \neq 0$ щели уже не лежат на круге Роуланда, но изображение входной щели s_1 достаточно точно совпадает с выходной щелью, причем длина волны выходящего излучения $\lambda \sim \sin\vartheta$. Расчет показывает, что для решетки, имеющей 600 штр/мм и $R = 1$ м, в первом порядке спектра дефокусировка очень мала при повороте

решетки на угол $\vartheta = 15°$, что соответствует сканированию спектра в области 0—7000 Å.

В монохроматорах со схемой Сейя—Намиока [1.11], в также во всех рассмотренных выше монохроматорах со сферической решеткой всегда имеет место астигматизм, и поэтому высота изображения щели значительно больше высоты стигматического изображения (см. рис. 3.49, *б*). Это в свою очередь ведет к необходимости применять высокие выходные щели, что, однако, затрудняет концентрирование выходящего из такой щели потока на чувствительный элемент приемника излучения. Подобные трудности значительно снижаются при использовании в монохроматорах асферических и голографических решеток типа II при такой

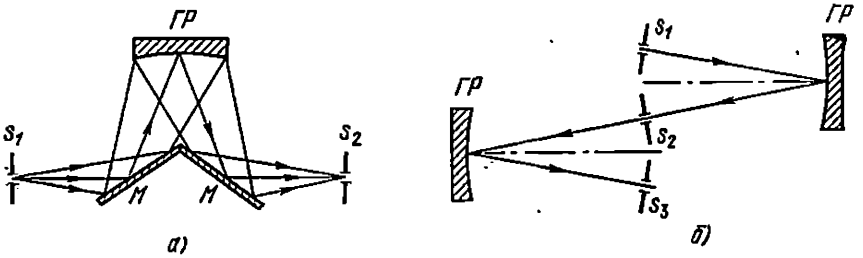


Рис. 3.61. Схемы монохроматора с вогнутой голографической решеткой (*а*) и двойного монохроматора с вогнутыми решетками (*б*).

установке щелей на круге Роуланда, при которой происходит исправление астигматизма для определенной длины волны λ_0. При сканировании в области спектра в окрестности λ_0 астигматизм оказывается незначительным.

При использовании в монохроматорах решеток с переменным расстоянием между штрихами и голографических решеток тип III возникают чисто практические трудности, связанные со сложной формой фокальной кривой (отличной от круга Роуланда) и необходимым перемещением щелей для устранения дефокусировки.

По данным фирмы «Jobin Yvon» удалось рассчитать и освоить изготовление голографических решеток типа IV, у которых при вращении решетки вокруг оси, проходящей через середину решетки, изображение входной щели всегда попадает на выходную щель. При этом кома и астигматизм оказываются небольшими в широкой области длин волн: от 500 Å до 5000 Å или от 2000 Å до 8000 Å. Подобные решетки позволяют построить конструктивно простые и компактные монохроматоры. Схема одного из них (Н-20) приведена на рис. 3.61, *а*. Его параметры: $f_2 = 200$ мм

апертура 1 : 3,5, область спектра 2000—8000 Å, голографическая стигматическая решетка 1200 шт/мм.

Вогнутые дифракционные решетки делают возможным создание двойных монохроматоров как с нулевой, так и с двойной дисперсией, позволяющих значительно снизить уровень рассеянного света. Для таких монохроматоров наиболее пригодны решетки с исправленным астигматизмом, например асферические или голографические типа II, III и IV. Так, фирма «Jobin Yvon» выпускает двойные монохроматоры (Ramanor HG-2) со стигматическими голографическими решетками, предназначенные для исследования низкочастотных спектров комбинационного рассеяния света. Принципиальная схема двойного монохроматора приведена на рис. 3.61, *б*. Конструктивно такой монохроматор оформлен так, что обе его решетки находятся на одной общей оси для синхронизации их вращения при сканировании.

§ 3.14. О качестве дифракционных решеток

Аппаратная функция дифракционных решеток, функция $J_{\tilde{n}} = (\sin \tilde{n}v/\sin v)^2$, определяющая теоретическую разрешающую способность, получена в предположении строгой периодичности в расположении штрихов. У реальных нарезных решеток могут быть разнообразные ошибки в расположении штрихов, проявляющиеся в нарушении периодичности. Поэтому распределение интенсивности в интерференционной картине может отличаться от функции $J_{\tilde{n}}$, и, в частности, некоторые вторичные максимумы могут оказаться несколько больше. Это означает, что, помимо основных спектральных линий (главные интерференционные максимумы), в спектре могут появиться дополнительные, «фальшивые» линии с той же длиной волны. Эти линии обычно называют «духами» (ghost) решетки. «Духи», различной интенсивности и по-разному расположенные, всегда присутствуют в спектрах как плоских, так и вогнутых решеток, нарезанных на чисто механических делительных машинах.

Наличие «духов» затрудняет исследование спектров с близкими линиями и особенно спектров с линиями, значительно различающимися по интенсивности, так как интенсивность «духов», обусловленных сильными линиями, может оказаться соизмеримой с интенсивностью более слабых линий.

Кроме нарушения периодичности у реальных решеток, могут существовать дефекты отдельных штрихов: неровности, шероховатости поверхности рабочих граней штриха, мелкие дефекты на вершинах профиля и т. д. Все они являются источниками рассеянного света.

Эксперимент показывает, что у большинства плоских дифракционных решеток практическая разрешающая способность (при

высоком качестве фокусирующей оптики) сравнительно мало отличается от теоретической, и поэтому качество реальных решеток обычно оценивается по интенсивности «духов» и интенсивности рассеянного света.

Существуют «духи» Роуланда, располагающиеся симметрично около каждой основной спектральной линии на малых расстояниях от нее. Их интенсивность может составлять в первом порядке от нескольких сотых процента у хороших решеток до нескольких десятых процента у плохих. При увеличении порядка спектра интенсивность «духов» Роуланда возрастает (приблизительно как m^2) и в высоких порядках может достигать нескольких процентов. Происхождение «духов» Роуланда обусловлено периодической ошибкой в расположении штрихов решетки, связанной с неравномерным ходом винта, перемещающего резец или заготовку в делительной машине. Линии «духов» Роуланда располагаются в местах, соответствующих длинам волн $\lambda' = \lambda(1 \pm m'/mN)$, где m — порядок спектра, m' — порядок линии «духа», N — число штрихов, нарезаемых за один оборот винта, λ — длина волны основной линии. В делительных машинах, используемых в СССР, $N = 750$. Таким образом, положение линии «духов» Роуланда можно рассчитать.

Кроме «духов» Роуланда существуют «духи» Лаймона. Они также расположены симметрично около сильных спектральных линий, но на бо́льших расстояниях от них. Их интенсивность порядка сотых процента. Они обусловлены также периодическими ошибками в расположении штрихов, но с меньшим периодом; эти ошибки связаны с наложением на неравномерный ход винта периодических возмущений со стороны других механизмов делительной машины. Если основная линия имеет длину волны λ, то линии «духов» Лаймона расположены в местах, соответствующих длинам волн $\lambda' = \pm\lambda(\alpha/\beta)$, где α/β — рациональная дробь, определяемая конструкцией делительной машины.

Применение в современных автоматизированных делительных машинах интерференционных следящих устройств позволяет в значительной степени компенсировать периодические ошибки в расположении штрихов и изготовлять решетки, близкие к строго эквидистантным. Это приводит к снижению интенсивности «духов», т. е. к повышению качества решеток.

У голографических решеток, у которых все штрихи образуются одновременно и определяются видом интерференционной картины, «духи» отсутствуют. У них также меньше интенсивность рассеянного света.

При работе с дифракционными спектральными приборами всегда необходимо знать наличие, положение и интенсивность «духов» у каждого данного прибора. Для этой цели наиболее удобно исследовать спектр, используя в качестве источника излу-

чение одночастотного лазера. При этом должна применяться такая конденсорная система освещения щели, которая обеспечила бы заполнение светом всей площади дифракционной решетки.

Влияние температуры на спектр дифракционной решетки. Как уже отмечалось, светосила дифракционных приборов часто невелика, и поэтому при фотографировании спектров малоинтенсивных источников времена экспозиций могут оказаться значительными. Для реализации высокой теоретической разрешающей способности решетки необходимо не только обеспечить механическую устойчивость прибора, устранить влияние различного рода вибраций со стороны окружающих механизмов, но и обеспечить постоянство температуры за время экспозиции.

Изменение температуры приводит в результате термического расширения к изменению длины решетки, а следовательно, и ее периода d. Полагая, что $d_T = d_0(1 + \alpha_T T)$, где α_T — температурный коэффициент линейного расширения материала подложки решетки, T — температура, найдем, что $(\delta d)_T = d_0\alpha_T\delta T$. Но изменение периода решетки d, в соответствии с (3.20), приводит к изменению угла дифракции φ, т. е. к смещению спектральных линий — к размазыванию, расширению, изображения линий на фотографии спектра. Оценим величину допустимого изменения температуры за время экспозиции, при котором величина смещения линий меньше ширины аппаратной функции.

Записав выражение (3.20) в виде

$$\sin\psi + \sin\varphi = m\lambda/d$$

и считая постоянными ψ, λ и m, легко найти изменение угла дифракции $(\delta\varphi)_T$ при изменении периода на $(\delta d)_T$:

$$(\delta\varphi)_T = \frac{m\lambda}{d^2\cos\varphi}(\delta d)_T.$$

Потребуем, чтобы $(\delta\varphi)_T$ было меньше угловой ширины аппаратной функции $\delta\varphi = \lambda/(W\cos\varphi)$ (см. (3.29)). Тогда из неравенства $(\delta\varphi)_T < \delta\varphi$ с учетом соотношений $(\delta d)_T = d_0\alpha_T\delta T$ получим

$$\delta T < \frac{d_0}{Wm\alpha_T},$$

или, так как $W = \bar{n}d$, а $m\bar{n} = \mathcal{R}_0$,

$$\delta T < 1/(\mathcal{R}_0\alpha_T).$$

Отсюда следует очевидный вывод: чем больше разрешающая способность $\mathcal{R}_0$ и линейный коэффициент расширения, тем меньше δT.

В качестве примера оценим величину δT для решетки, изготовленной из «зеркального» металла с $\sigma_T = 1{,}6\cdot10^{-5}\text{К}^{-1}$. Пусть решетка имеет 600 штр/мм и полную длину $W = 150$ мм и работа

ведется в первом порядке. Тогда $\mathcal{R}_0 = m\tilde{n} = 90\,000$ и $\delta T < 0{,}7$ К. При работе во втором порядке $\delta T < 0{,}35$ К. Обычно считают, что допустимое изменение температуры должно быть на порядок меньше вычисленного. Тогда $(\delta T)_{доп} = 0{,}07$ К при $m = 1$ и $(\delta T)_{доп} = 0{,}035$ К при $m = 2$. Как мы видим, требования к температурному режиму очень жестки.

В настоящее время заготовки решеток обычно изготовляют из стекла типа «Пирекс», обладающего близким к кварцу и в пять раз меньшим коэффициентом линейного расширения, чем у «зеркального» металла: $\alpha_T = 3{,}2 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$. На заготовки наносится тонкий слой металла, на котором и наносят штрихи. В этом случае расчет дает

$$\delta T < 3{,}5 \text{ К} \quad \text{и} \quad (\delta T)_{доп} = 0{,}35 \text{ К} \quad \text{при} \quad m = 1,$$
$$\delta T < 1{,}7 \text{ К} \quad \text{и} \quad (\delta T)_{доп} = 0{,}17 \text{ К} \quad \text{при} \quad m = 2.$$

В случае вогнутых дифракционных решеток изменение температуры может, кроме того, привести к изменению радиуса кривизны решетки, т. е. к изменению круга Роуланда, что в свою очередь может вызвать дефокусировку.

ГЛАВА 4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

§ 4.1. Приемники излучения и их основные характеристики

Приемники излучения — приборы, предназначенные для обнаружения и измерения энергии электромагнитного излучения. Их действие основано на преобразовании поглощенной энергии электромагнитных волн в другие виды энергии (тепловую, электрическую, механическую, химическую и т. д.), которые могут быть измерены.

В спектральных приборах приемники излучения используются для исследования спектрального состава излучения, т. е. для измерения распределения энергии в полученном спектре. Исследование спектров может производиться четырьмя методами: визуальным, фотографическим, фотоэлектрическим и тепловым, в зависимости от того, какой приемник излучения применяется: глаз, фотоэмульсия, фотоэлемент или тепловой приемник. Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки и свои области применения.

Любой приемник излучения характеризуется следующими четырьмя основными параметрами: порогом чувствительности, коэффициентом преобразования, постоянной времени и областью спектральной чувствительности. Рассмотрим эти параметры.

Порогом чувствительности или пороговой мощностью называется минимальная мощность потока излучения, который можно обнаружить с помощью данного приемника. Существование порога чувствительности связано с наличием различного рода флуктуационных процессов — шумов. Можно обнаружить лишь такой поток излучения, который вызывает в приемнике сигнал (или отклик), превышающий среднее квадратичное значение амплитуды шума, равное квадратному корню из его мощности. В настоящее время порог чувствительности определяют величиной мощности излучения Φ_{min}, при которой сигнал на выходе приемника равен по величине среднему квадратичному значению шума (т. е. отношение сигнал/шум равно единице).

Величина пороговой мощности различна у различных типов приемников. Она зависит от целого ряда факторов: принципа действия приемника, его конструктивных элементов, температуры, длины волны излучения, природы регистрируемых шумов и др.

У реальных приемников может существовать несколько различных источников шумов, причем, как правило, эти источники статистически независимы, т. е. средний квадрат результирующего шума равен сумме средних квадратов его компонент (происходит сложение мощностей отдельных шумов).

Основные шумы тепловых приемников — тепловой шум, обусловленный флуктуацией температуры в приемном элементе, шум сопротивления (или шум Джонсона), вызванный флуктуацией концентрации электронов проводимости при их тепловом движении, токовый шум (в полупроводниковых приемниках), обусловленный изменением числа носителей при прохождении тока.

В фотоэлектрических приемниках возникает дробовой шум, связанный с дискретным зарядом электронов и с различным числом электронов, образующихся при фотоэффекте в фотоэлементах, а также токовые и контактные шумы (в фотосопротивлениях, фотодиодах и т. д.).

Следует также указать на фотонный, или радиационный, шум, обусловленный флуктуациями интенсивности падающего излучения, представляющего собой поток фотонов, каждый из которых обладает своей определенной энергией $h\nu$.

Соотношение между мощностями шумов отдельных видов у приемников различных типов может быть различным, но обычно один из видов шумов оказывается доминирующим и определяет порог чувствительности.

Действие любого одиночного флуктуационного импульса можно представить, согласно теореме Фурье, как действие совокупности гармонических составляющих, образующих частотный спектр шума. Если длительность флуктуационного импульса равна $\delta\tau$, то ширина его частотного спектра δf связана с $\delta\tau$ соотношением $\delta\tau\,\delta f \approx 1$; иными словами, чем короче импульс, тем шире его спектр.

Вместе с тем реальный приемник и усилительно-регистрирующие блоки спектрометра обладают определенными частотными характеристиками, указывающими тот интервал частот *) Δf, в котором сигнал можно усилить и зарегистрировать. Поэтому уровень шума, непосредственно регистрируемого на выходе спектрометра, зависит от соотношения между Δf и δf. Если $\Delta f \geqslant \delta f$, то шумовые импульсы регистрируются практически без изменения своей формы и мощности. Если же $\Delta f < \delta f$, то величина регистрируемого шума,

*) Как уже указывалось (см. § 1.16), величина Δf определяется постоянной времени $\tilde{\tau}$ приемника и усилителя и связана с ней соотношением $\Delta f\,\tilde{\tau} \approx 1$.

его мощность, пропорциональна Δf и потому меньше исходной. На временно́м языке это означает, что регистрируются без изменения мощности не все флуктуационные импульсы, а лишь те, длительность которых $\delta\tau \geqslant 1/\Delta f$.

Из сказанного выше следует, что порог чувствительности приемника, определенный из равенства сигнала шуму, зависит от величины Δf. Поэтому для получения сопоставимых величин пороговой чувствительности приемников обычно полагают $\Delta f = 1$.

Вид частотного спектра шума зависит от его природы. Так, температурный шум и шум сопротивления являются «белыми», т. е. в пределах δf их спектральная плотность практически не зависит от частоты (начиная от нулевой). Спектр же токового шума имеет гиперболическую зависимость от частоты в области низких частот и шум возрастает с уменьшением частоты, как $1/f$.

Порог чувствительности фотоэмульсии определяется наличием вуали, зернистостью эмульсии, условиями проявления и другими причинами (см. § 4.7).

Если падающий поток больше порога чувствительности, то возникающий в приемнике сигнал больше уровня шумов, но из-за наличия последних измеряемый сигнал будет иметь случайную ошибку. Относительная ее величина, очевидно, тем меньше, чем больше абсолютная величина сигнала, т. е. чем больше отношение сигнал/шум. Таким образом, уровень регистрируемых шумов определяет не только порог чувствительности, но и точность измерения, и в том числе практическую разрешающую способность спектрального прибора (см. § 1.3).

Коэффициентом преобразования (или чувствительностью) называется коэффициент, связывающий мощность потока излучения Ф, падающего на приемник, с величиной возникающего в приемнике сигнала. В случае тепловых и фотоэлектрических приемников обычно происходит преобразование поглощенной энергии излучения в электрический сигнал, который можно выразить в вольтах. Тогда коэффициент преобразования определяют отношением напряжения сигнала V_c, выраженного в вольтах, к мощности падающего на приемник потока, выраженного в ваттах:

$$\mathscr{S} = \frac{V_c}{\Phi}. \tag{4.1}$$

Величину $\mathscr{S}$ [В/Вт] иногда называют вольт-ваттной чувствительностью приемника.

Коэффициент преобразования зависит от принципа действия приемника, его конструкции, материала чувствительного элемента, температуры, длины волны излучения и других факторов.

В рассматриваемых типах приемников шум, как и сигнал (отклик), также преобразуется в электрический шумовой сигнал, напряжение которого $V_ш$ на выходе приемника можно выразить

в вольтах. В соответствии с этим и среднеквадратичное значение напряжения шума имеет вид $\sqrt{\overline{V_ш^2}}$, что позволяет определить порог чувствительности непосредственно через электрические величины. А именно, из условия, определяющего величину порогового сигнала

$$V_c = \mathscr{S}\Phi_{min} = \sqrt{\overline{V_ш^2}},$$

получим

$$\Phi_{min} = \sqrt{\overline{V_ш^2}}/\mathscr{S}. \qquad (4.2)$$

Как мы видим, чем больше коэффициент преобразования $\mathscr{S}$, тем меньше величина пороговой мощности. Однако это не всегда имеет место у реальных приемников и зависит от природы доминирующего шума. Так, например, у некоторых видов полупроводниковых приемников величина $\mathscr{S}$ очень велика ($\sim 10^3$ В/Вт), но у них и уровень результирующего шума (определяемый токовым шумом и шумом Джонсона) также значителен. Поэтому пороговая мощность оказывается больше, чем у металлических приемников с малыми $\mathscr{S}$ (~ 10 В/Вт).

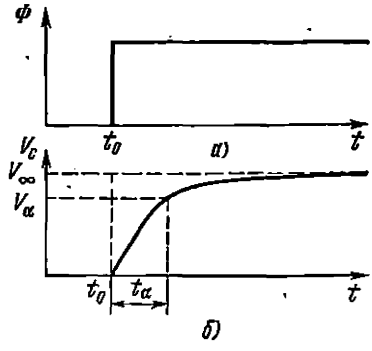


Рис. 4.1. К определению постоянной времени приемника.
а) Поток, падающий в момент t_0; б) сигнал на выходе приемника.

Постоянная времени приемников. Если на приемник в некоторый момент времени t_0 начал падать поток излучения Ф постоянной мощности (рис. 4.1, *а*), то сигнал, возникающий на выходе приемника, устанавливается не мгновенно, в тот же момент t_0, а нарастает по экспоненциальному закону (рис. 4.1, *б*), стремясь к некоему постоянному значению. Это свойство приемников излучения, проявляющееся в определенном запаздывании сигнала, называют *инерционностью*. Инерционность приемников обусловлена возникновением в чувствительном элементе приемника при его облучении различного рода переходных, релаксационных процессов, препятствующих мгновенному росту сигнала. Природа этих процессов различна у приемников разных типов, но они всегда происходят.

При строго экспоненциальном законе нарастания сигнала установившееся, постоянное, значение его достигается лишь за бесконечно большое время ($t \to \infty$), и поэтому при практическом использовании приемников их характеризуют *постоянной времени*, имеющей конечную величину. Постоянной времени приемника

называют время $\tilde{\tau}_{пр}$, по истечении которого сигнал достигает определенной доли от максимального установившегося значения. Если принять закон нарастания сигнала в виде

$$V_c = V_\infty (1 - e^{-\mu t}),$$

то постоянной времени приемника $\tilde{\tau}_{пр}$ называют время t_α, по истечении которого сигнал достигает величины V_α, причем

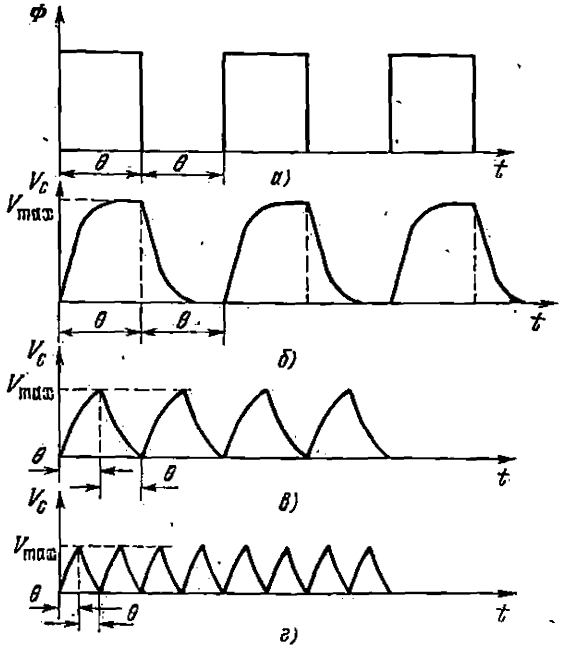


Рис. 4.2. Зависимость амплитуды сигнала приемника V_{max} от соотношения между постоянной времени приемника и периодом модуляции θ.
а) Совокупность прямоугольных импульсов; б) $\theta > t_\alpha$; в) $\theta < t_\alpha$; г) $\theta \ll t_\alpha$.

$V_\alpha / V_\infty = \alpha < 1$. Численное значение α в различных методах измерения принимают различным, но чаще всего α считают равным 0,9 или 0,63.

При $\alpha = 0{,}9$ $\tilde{\tau}_{пр} = t_{0,9} = 2{,}3/\mu$, а при $\alpha = 0{,}63$ $\tilde{\tau}_{пр} = t_{0,63} = 1/\mu$. Мы будем полагать $\alpha = 0{,}9$.

Постоянная времени приемников различных типов изменяется в очень широких пределах: от нескольких секунд для некоторых типов тепловых приемников до 10^{-10}—10^{-11} с для фотоэлектрических.

Мы уже отмечали (см. § 1.16), что постоянные времени приемника и усилительно-регистрирующего блока играют важную роль при регистрации спектров фотоэлектрическими методами, вызывая инерционные искажения спектров.

В последнее время в практике спектроскопических исследований широко используются модуляционные методы измерений, обладающие рядом практических преимуществ. В этих методах падающий на приемник поток радиации разбивается (с помощью различных устройств — модуляторов) на совокупность множества одинаковых прямоугольных импульсов небольшой длительности (рис. 4.2, *а*). Тогда в приемнике возникает периодический сигнал, который можно усилить с помощью резонансного узкополосного усилителя, что позволяет значительно уменьшить уровень шумов и уровень помех (см. § 1.16). Период модуляции излучения должен быть согласован с постоянной времени приемника. При облучении приемника прямоугольными импульсами длительности θ возникающие в приемнике сигналы из-за инерционности уже не имеют прямоугольной формы, а имеют форму пилы (рис. 4.2, *б*), причем максимальная амплитуда сигнала V_{max} зависит от соотношения между длительностью импульса θ и постоянной времени приемника. При $\theta > t_\alpha$ $V_{max} \gg \alpha V_\infty \approx V_\infty$ (см. рис. 4.2, *б*), при $\theta < t_\alpha$ $V_{max} < \alpha V_\infty$ (рис. 4.2, *в*), и при $\theta \ll t_\alpha$ $V_{max} \ll \alpha V_\infty$ (рис. 4.2, *г*). Лишь при $\theta \gg t_\alpha$ форма сигнала близка к прямоугольной и $V_{max} \approx V_\infty$.

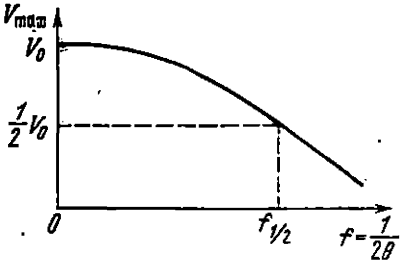


Рис. 4.3. Частотная характеристика приемников излучения.

Инерционные свойства приемников часто определяют частотной характеристикой, т. е. зависимостью максимальной амплитуды сигнала V_{max} от частоты модуляции $f = 1/2\theta$, где 2θ — период модуляции (рис. 4.3). При низких частотах модуляции, $\theta \gg t_\alpha$, $V_{max} \approx V_0$ (где V_0 — максимальная амплитуда сигнала при $f = 0$), а при увеличении частоты амплитуда сигнала падает. В простейшем случае зависимость максимальной амплитуды сигнала от частоты модуляции можно аппроксимировать соотношением

$$V_{max} = \frac{V_0}{\sqrt{1+(2\pi f t_\alpha)^2}}.$$

Отсюда можно определить ширину частотной характеристики $f_{1/2} = \sqrt{3}/(2\pi t_\alpha)$ на уровне $V_{max}(f_{1/2}) = {}^1/_2 V_0$.

Для того чтобы не было больших потерь в величине сигнала, рабочая частота модуляции обычно берется несколько ниже $f_{1/2}$. В качестве примера приведем величины $f_{1/2}$: при $t_\alpha = 1$ с $f_{1/2} = 0{,}28$ Гц, при $t_\alpha = 0{,}01$ с $f_{1/2} = 28$ Гц.

Областью спектральной чувствительности называется область спектра, в которой падающий поток излучения (превышающий пороговый) вызывает в приемнике сигнал. Коэффициент преобразования $\mathcal{S}$ (см. (4.1)) приемников излучения в общем случае зависит от длины волны падающего излучения. Поэтому область спектральной чувствительности можно определить как область спектра, где $\mathcal{S}(\lambda) \neq 0$. Для приемников различных типов вид функции $\mathcal{S}(\lambda)$ существенно неодинаков; различны и области спектра, где $\mathcal{S}(\lambda) \neq 0$.

Тепловые приемники излучения можно сделать такими, чтобы их коэффициент преобразования практически не зависел от длины волны в широкой спектральной области, т. е. для них $\mathcal{S} \approx \text{const}$. Поэтому тепловые приемники называются *неселективными*.

Фотоэлектрические приемники в принципе селективны, так как их действие основано на использовании квантовых эффектов, т. е. эффектов, зависящих от величины кванта излучения $h\nu$, т. е. от частоты ν. Поэтому фотоэлектрические приемники часто называют *квантовыми*. Функция $\mathcal{S}(\lambda)$ для фотоэлектрических приемников обычно имеет один и редко два более или менее резко выраженных максимума с достаточно крутым спадом при увеличении длины волны и обращением в нуль при некоторой длине волны $\lambda_{кр}$. Длина волны $\lambda_{кр}$ обычно называется «красной» границей чувствительности, а ее величина определяется природой материала светочувствительного элемента приемника.

Фотоэмульсия и глаз также являются селективными приемниками, имеющими «красную» границу. Для фотоэмульсий $\lambda_{кр}$ различна для разных эмульсий, но не превышает 1,2 мкм, для глаза $\lambda_{кр} = 0{,}76$ мкм.

Кроме рассмотренных выше четырех основных характеристик приемников излучения, следует указать еще на одну характеристику, имеющую большое практическое значение.

Речь идет о характере реальной связи между мощностью падающего на приемник излучения и величиной возникающего сигнала. Мы уже отмечали, что в общем случае эта связь имеет вид $V_c = \mathcal{S}(\lambda)\,\Phi$, причем предполагалось, что коэффициент преобразования $\mathcal{S}(\lambda)$ не зависит от Φ, т. е. что между V_c и Φ имеет место линейная зависимость. Однако в действительности линейная зависимость соблюдается не для всех типов приемников.

Для тепловых приемников линейная зависимость выполняется для очень широкого интервала мощностей. Для многих же типов фотоэлектрических приемников связь между V_c и Φ в общем случае нелинейна. Лишь для ограниченного интервала мощностей

(главным образом малых мощностей) ее можно считать линейной (рис. 4.4). Резко выраженная нелинейная зависимость между почернением и освещенностью характерна для фотоэмульсии.

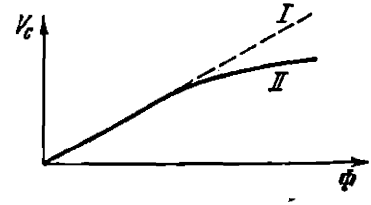


Рис. 4.4. Зависимость сигнала приемника V_c от мощности потока излучения.

I — тепловые приемники, *II* — фотоэлектрические.

§ 4.2. Фотографическая эмульсия как приемник излучения

В § 1.5, 1.6 мы рассмотрели зависимость освещенности оптического изображения различных спектров от спектральной яркости источника и параметров спектрального прибора. После фотографирования спектра и соответствующей обработки фотопленки на ней получается негативное изображение спектра, т. е. некоторое распределение почернения, или непрозрачности, фотографического изображения при рассматривании его на просвет. В тех местах фотоэмульсии, где при экспонировании освещенность оптического изображения больше, в фотографическом изображении больше почернение, а прозрачность меньше. Ставится задача найти по измеренному распределению почернения в фотографическом изображении спектра распределение освещенности в его оптическом изображении как функцию длины волны, а затем по распределению освещенности определить зависимость спектральной яркости источника от длины волны.

Однако эта задача осложняется тем, что почернение в фотографическом изображении зависит не только от освещенности, но и от ряда факторов, связанных с процессом проявления. В силу этого практически не представляется возможным по измеренному почернению определить абсолютную освещенность, а затем и абсолютную спектральную яркость. Поэтому в фотографической фотометрии обычно ограничиваются задачей определения относительного распределения освещенности в оптическом изображении (и затем яркости) по измеренной плотности почернения на фотопластинке. Так, например, измерив почернения отдельных спектральных линий, можно определить их относительные яркости, причем в зависимости от условий регистрации спектров можно определить как относительные интегральные яркости, так и относительные спектральные яркости в максимумах этих линий (см. ниже § 4.5).

Но описанная выше упрощенная задача перехода от измеренных плотностей почернения линий к их относительной освещенности на практике оказывается достаточно сложной в силу ряда специфических свойств фотоэмульсии, особенностей процесса полу-

чения фотографического изображения и в первую очередь вследствие сложной нелинейной зависимости между почернением и освещенностью. Поэтому сначала кратко ознакомимся с основными свойствами фотоэмульсии, методами ее обработки, а также с преимуществами и недостатками фотоэмульсии как приемника излучения.

Перечислим сперва преимущества фотоэмульсии. 1. Широкая область спектральной чувствительности (от рентгеновского излучения ($\lambda \approx 2$ Å) *) до ближней инфракрасной области ($\lambda = 1{,}2$ мкм)). 2. Высокая чувствительность и способность интегрировать фотографический эффект во времени, т. е. способность создавать фотографическое изображение при малой освещенности за счет увеличения времени экспозиции. Это означает, что фотографический эффект определяется полным числом световых квантов, поглощенных эмульсией. Иначе говоря, он определяется количеством освещения, т. е. произведением освещенности на время экспозиции: $\mathscr{H} = Et$, а не освещенностью. 3. Исключительно большая информационная способность — способность одновременно регистрировать большое число спектральных элементов (тысячи линий, полос, непрерывный спектр), лежащих в области спектральной чувствительности фотоэмульсии. Это свойство особенно существенно при регистрации спектров импульсных источников с малой длительностью свечения. 4. Объективность результатов регистрации спектров, их независимость от наблюдателя. Возможность многократной, статистической обработки фотографий спектров.

Теперь перечислим недостатки фотоэмульсии. 1. Нелинейная зависимость фотографического эффекта от освещенности. 2. Зависимость почернения от длины волны, т. е. спектральная чувствительность и, в частности, относительно небольшая величина длины волны «красной» границы ($\lambda_{кр} = 1{,}2$ мкм) **). 3. Зависимость почернения от большого числа факторов, кроме освещенности и времени экспозиции, а именно от условий проявления — времени проявления, температуры проявителя, его химического состава и т. п.

Несмотря на указанные недостатки, фотографические методы регистрации спектра широко используются наряду с фотоэлектрическими и тепловыми. Разработаны методы фотографической фотометрии, которые позволяют проводить количественные измерения с достаточно высокой степенью точности. Эти методы будут описаны ниже.

---

*) Мы рассматриваем лишь оптический диапазон спектра.

**) Такую границу имеют специальные фотоэмульсии для инфракрасной области спектра.

Основные свойства фотоэмульсии. Нормальная фотографическая эмульсия представляет собой тонкий слой желатины, в которой взвешены небольшие кристаллики галоидного серебра (обычно бромистого серебра, AgBr). Толщина эмульсионного слоя 5—20 мкм. Размеры кристаллов AgBr от 6—8 мкм до нескольких сотых микрометра. В данном образце эмульсии размеры кристаллов не одинаковы, а имеют некоторое распределение (близкое к гауссовскому) около определенного среднего размера, причем величина последнего влияет на чувствительность эмульсии. У высокочувствительных эмульсий средний размер кристаллов, как правило, больше, чем у малочувствительных, и больше различие в их размерах. На рис. 4.5 приведена зависимость числа кристаллов от площади их сечения.

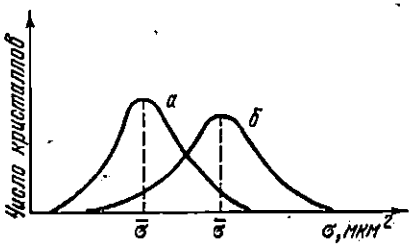


Рис. 4.5. Зависимость числа кристаллов в фотоэмульсии от площади их сечения для малочувствительных (*а*) и высокочувствительных (*б*) эмульсий.

На площади 1 см² эмульсии находится до 10^{10} кристаллов AgBr, а количество серебра составляет 1,0—1,5 мг/см².

При воздействии излучения на фотоэмульсию в ней возникает так называемое *скрытое*, невидимое глазом, *изображение*, образованное мельчайшими частицами металлического серебра, локализованными в кристаллах AgBr. Процесс образования скрытого изображения достаточно сложен, и мы не будем его здесь рассматривать. Заметим лишь, что в своей начальной фазе он является фотоэлектрическим, а в результате этого процесса в некоторых местах кристаллов AgBr, так называемых *центрах чувствительности* *), локализуются атомы металлического серебра. Схематически процесс образования скрытого изображения можно представить в виде $AgBr + h\nu \rightarrow Ag + Br$. Чем больше фотонов с энергией $h\nu$ поглотится данным микрокристаллом бромистого серебра, тем больше атомов металлического серебра образуется в центре чувствительности кристалла.

Процесс проявления. В процессе проявления скрытое изображение становится видимым. Этот процесс состоит в химическом превращении кристаллов AgBr в металлическое серебро, причем большое значение имеет наличие в кристаллах зародышей металлического серебра. Эти зародыши играют роль катализаторов,

*) Центрами чувствительности являются различного рода дефекты кристаллической решетки кристаллов бромистого серебра, а также некоторые примеси.

ускоряющих процесс химического превращения кристаллов AgBr в металлическое серебро под действием проявителя.

Те кристаллы AgBr, у которых число атомов серебра в зародыше N превышает некое число N_0 (N_0 — порог проявления), полностью превращаются в металлическое серебро в нормальном проявителе за минуты, а в тех кристаллах, у которых $N = 0$ или $N < N_0$, процесс превращения в металл протекает десятки минут и даже часы.

Таким образом, образование фотографического изображения при проявлении происходит в результате различия скоростей в процессе превращения кристаллов AgBr в металлическое серебро: быстрого процесса для кристаллов с центрами скрытого изображения и $N > N_0$ и медленного процесса для $N < N_0$. Отсюда вытекает важность длительности проявления. Нормальное время проявления — это время, в течение которого быстрый процесс почти закончился, а медленный только начинается (появляется вуаль). Кристаллы AgBr с $N < N_0$, не успевшие за время проявления превратиться в металлическое серебро, в дальнейшем растворяются и удаляются из эмульсии в процессе фиксирования.

Процесс проявления, по существу, является процессом усиления первоначального фотографического эффекта, т. е. образования скрытого изображения, причем оценка показывает, что коэффициент этого усиления, а следовательно, и конечный квантовый выход фотографического процесса очень велики. Эксперимент показывает, что в видимой области спектра для создания порога проявления N_0 на кристаллы в среднем должно упасть около 10 фотонов. Примем, что диаметр и толщина кристалла AgBr равны 1 мкм. Тогда в таком кристалле содержится примерно $3 \cdot 10^{10}$ атомов серебра, которые после проявления превращаются в металлические. Следовательно, отношение числа образовавшихся атомов серебра к числу упавших фотонов (т. е. эффективный квантовый выход) примерно равно $3 \cdot 10^9$. Этим и объясняется высокая чувствительность фотографического процесса.

Мы знаем, что чем больше освещенность в данном месте фотоэмульсии при экспозиции, тем больше серебра выделится при проявлении, т. е. тем больше почернение. В этой зависимости между почернением проявленного изображения и освещенностью (или, вернее, и произведением освещенности на время экспозиции) существенную роль играют различие в размерах кристаллов AgBr в эмульсии и существование порога проявления N_0. При малой освещенности условие $N \geqslant N_0$ легче выполняется у кристаллов больших размеров, так как на большую площадь за время экспозиции падает больше фотонов. Поэтому при малой освещенности «проявляются» только кристаллы больших размеров, а их число невелико, а значит, почернение оказывается небольшим. При увеличении освещенности (или, вернее, экспозиции) в игру вступают

кристаллы AgBr меньших размеров, так как теперь и для них достигается порог проявления $N \geqslant N_0$, что и приводит к увеличению общего почернения при проявлении.

В действительности на этот чисто геометрический эффект накладывается различие в чувствительности разных кристаллов, т. е. различие в величине N_0 и ее зависимости от природы дефектов в кристаллах, наличии примесей и пр. Однако общий характер влияния размеров кристаллов бромистого серебра на их светочувствительность и на зависимость между экспозицией и почернением сохраняется.

Рассмотренные выше чисто качественные представления позволяют объяснить и то обстоятельство, что эмульсии с бо́льшим средним размером кристаллов AgBr имеют, как правило, более высокую чувствительность, так как у них порог проявления достигается при меньших экспозициях.

Оптическая плотность почернения и ее измерение. Итак, мы показали, что количество металлического серебра, выделяющегося в процессе нормального проявления, зависит от освещенности и времени экспозиции. Следовательно, при прочих равных условиях (при равных условиях проявления) это количество позволяет судить об освещенности в данном участке фотоэмульсии при ее экспонировании.

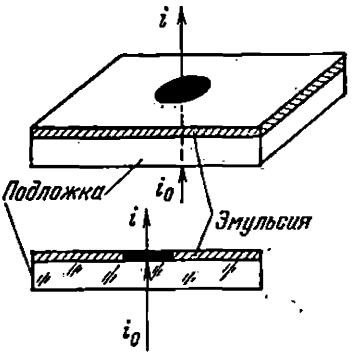


Рис. 4.6. К определению оптической плотности почернения.

Однако непосредственное определение количества металлического серебра в различных участках фотографического изображения связано с большими трудностями и ошибками. Для этой цели в настоящее время используется косвенный метод, основанный на зависимости коэффициента пропускания фотографического изображения от количества металлического серебра, содержащегося в проявленной эмульсии.

Пусть на данный участок проявленной и отфиксированной фотоэмульсии падает узкий параллельный пучок света с интенсивностью i_0 (рис. 4.6). Тогда согласно закону Бугера — Ламберта — Бэра интенсивность прошедшего света равна

$$i(\lambda) = i_0(\lambda) \cdot 10^{-\varkappa(\lambda) c x},$$

где x — толщина слоя эмульсии, c — концентрация поглощающего вещества (в данном случае металлического серебра), $\varkappa(\lambda)$ — показатель поглощения, характеризующий поглощающую способ-

ность дисперсного серебра, причем $\varkappa$ зависит от длины волны λ света, падающего на пластинку (см. ниже § 4.7).

Из написанного выше закона легко найти величину

$$D = \lg \frac{i_0}{i} = \varkappa(\lambda)\, cx, \tag{4.3}$$

которая пропорциональна концентрации металлического серебра c. Поэтому величина D, называемая *оптической плотностью почернения*, может служить мерой количества серебра, содержащегося в фотографическом изображении.

Плотность почернения D может изменяться в очень широких пределах — от $D = 0$ при $i = i_0$ (чистый, незасвеченный участок эмульсии) до $D = \infty$ при $i = 0$ (совершенно непрозрачный участок). Однако у нормальных фотоэмульсий количество серебра, вводимое в эмульсию в виде кристаллов AgBr, невелико, и поэтому при полном его превращении в металлическое серебро фотографическое изображение оказывается частично прозрачным, т. е. величина D имеет конечное значение. Для нормальных эмульсий максимальная величина плотности почернения $D_{\max} = 2{,}5—3{,}0$ и, значит, $i_{\min} = 10^{-3}\, i_0$.

Как уже указывалось, количество металлического серебра, выделившегося в эмульсии после проявления, т. е. величина c, и, следовательно, D зависят не только от экспозиции $\mathscr{H} = Et$, но и от длины волны излучения и от условий проявления (времени проявления, температуры и химического состава проявителя). Таким образом, D является сложной функцией большого числа независимых факторов, и поэтому, измерив ее описанным выше методом, мы не сможем определить число фотонов, упавших на эмульсию при экспонировании, т. е. величину $\mathscr{H} = Et$. Однако если в двух или нескольких разных участках фотопластинки создать при помощи одного и того же источника различные освещенности и экспонировать одно и то же время, а затем пластинку проявить, то все факторы, влияющие на количество образующегося металлического серебра при проявлении, оказываются одинаковыми для всех участков фотопластинки. Тогда различие в количестве образовавшегося металлического серебра, а значит и в величинах D, будет определяться только различием в освещенности в том или ином участке фотопластинки. Измерив плотности почернения D в отдельных участках фотопластинки с известной освещенностью E, можно построить кривую зависимости плотности почернения D от освещенности E или от экспозиции $\mathscr{H} = Et$. Наиболее просто такую кривую получить с помощью *ступенчатого ослабителя*. Он представляет собой стеклянную или кварцевую пластинку, на которую нанесены тонкие, обычно металлические, полоски, или ступеньки, различной толщины, в различной степени пропускающие свет и характеризуемые коэф-

фициентом пропускания $\hat{\tau}_j$ (рис. 4.7, *а*). Ступенчатый ослабитель накладывают на фотопластинку и освещают, создавая некоторую постоянную во всех частях ослабителя освещенность E_0. Тогда под ступеньками действующая на фотоэмульсию освещенность, очевидно, равна $E_j = \hat{\tau}_j E_0$. После экспонирования и проявления пластинки на ней получается негативное изображение ступенчатого ослабителя с различными величинами плотности почернения D_j — так называемые *марки почернения*. Измерив D_j на марках почернения и зная величины *) $\hat{\tau}_j$, а следовательно, и E_j, можно по точкам построить кривую зависимости плотности почернения от освещенности $D = f(E)$. Полученная таким образом кривая имеет несколько выпуклую форму без линейного участка, и для ее построения нужно большое число точек. Если же построить кривую зависимости плотности почернения от логарифма освещенности $D = \varphi(\lg E)$ (или логарифма экспозиции $\mathscr{H}$), то она имеет значительный прямолинейный участок (рис. 4.8). Такая кривая называется *кривой почернения* или *характеристической кривой* фотоэмульсии.

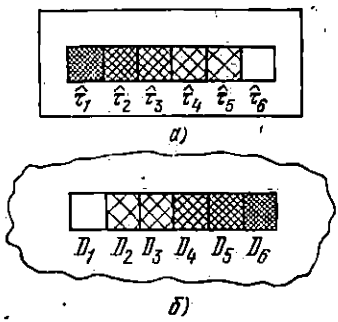


Рис. 4.7. Ступенчатый ослабитель (*а*) и марки почернения (*б*).

$\hat{\tau}_j$ — коэффициент пропускания ступенек.

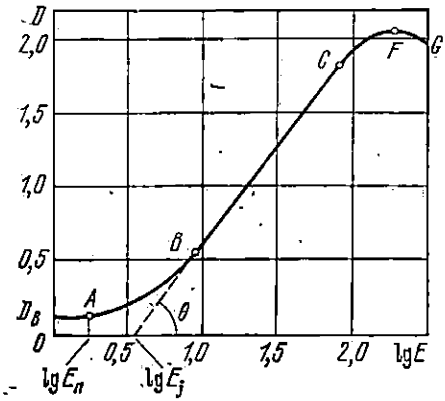


Рис. 4.8. Кривая почернения и отдельные ее участки.

Кривая почернения и ее свойства. Кривая почернения в форме $D = \varphi(\lg E)$ имеет ряд практических преимуществ. Укажем на некоторые из них. Поскольку величины освещенностей на практике могут изменяться в очень широких пределах, то логарифмический масштаб позволяет значительно «сжать» шкалу освещенностей. Кроме того, обе оси кривой почернения оказываются при этом логарифмическими (см. (4.3)). Од-

*) Величины $\hat{\tau}_j$ легко измерить по отношению $\hat{\tau}_j = i_j/i_0$, где i_0 — интенсивность света, падающего на ступеньку, i_j — интенсивность света, прошедшего через данную ступеньку. Такие измерения, так же как и измерения почернения, производятся с помощью микрофотометра (см. ниже § 4.7).

нако наиболее важное ее преимущество состоит в наличии прямолинейного участка, что позволяет проводить линейную интерполяцию в пределах этого участка. Далее, при логарифмическом масштабе выбор единиц освещенности не сказывается на форме кривой почернения. Переход от одних единиц к другим приводит лишь к смещению всей кривой, поскольку $\lg aE = \lg a + \lg E$. Поэтому при построении кривой почернения освещенность E выражают в наиболее удобных для практики единицах и, в частности, в единицах коэффициента пропускания ступенчатого ослабителя $\hat{\tau}_j$.

Рассмотрим отдельные участки кривой почернения (см. рис. 4.8). Точка $D_п$ соответствует вуали, образованной проявлением незасвеченных кристаллов AgBr. Вуаль представляет собой постоянную составляющую «фотографического шума». Точка A указывает порог почернения, определяющий наименьшую величину освещенности $E_п$ (или экспозиции $\mathscr{H}_п$), при которой почернение начинает превышать вуаль. Участок $A - B$ соответствует области недодержек, участок $B - C$ — прямолинейный участок кривой почернения — называется областью нормальных почернений, участок $C - F$ представляет область передержек, участок $F - G$ — область соляризации, в которой увеличение освещенности приводит к уменьшению почернения.

Тангенс угла наклона прямолинейного участка кривой почернения

$$\gamma = \operatorname{tg}\theta = \frac{\Delta D}{\Delta(\lg E)} \tag{4.4}$$

называется *коэффициентом* или *фактором контрастности эмульсии.*

Уравнение прямолинейного участка кривой почернения можно записать в виде

$$D = \gamma \lg\left(\frac{E}{E_j}\right), \quad \text{или} \quad D = a + \gamma \lg E,$$

где $a = -\gamma \lg E_j$, а E_j (см. рис. 4.8) — точка пересечения оси $\lg E$ с продолжением прямолинейного участка при $D = 0$. Точку E_j называют *точкой инерции.*

Из сказанного ранее можно понять, что показанная выше форма кривой почернения в основном связана с наличием в эмульсии кристаллов AgBr различных размеров, т. е. с различной светочувствительностью, и существованием порога проявления N_0. Величина фактора контрастности связана с распределением кристаллов по размерам, со степенью неоднородности по светочувствительности; чем меньше различие в размерах кристаллов, тем больше величина γ. У эмульсии, содержащей кристаллы одного размера, кривая почернения имела бы ступенчатую форму: при достижении $N \geqslant N_0$ все кристаллы «проявились» бы, а при

$N < N_0$ — нет. Не было бы плавной зависимости между освещенностью и плотностью почернения.

Для фотометрических работ наибольший интерес представляют прямолинейный участок кривой почернения и величина фактора контрастности γ. Пусть мы имеем две спектральные линии с близкими длинами волн, освещенность которых на фотоэмульсии равна E_1 и E_2, а плотности почернения после проявления D_1 и D_2. Пусть на той же фотопластинке получены марки почернения, с помощью которых построена кривая почернения. По измеренным величинам D_1 и D_2 можно с помощью кривой почернения найти величину $\Delta \lg E = \lg (E_1/E_2)$ (рис. 4.9), а затем и относительную освещенность E_1/E_2. В частности, если почернения обеих линий лежат в области нормальных почернений, то, используя (4.4), можно написать

$$\Delta D = D_1 - D_2 = \gamma (\lg E_1 - \lg E_2) = \gamma \lg (E_1/E_2);$$

отсюда следует, что при одной и той же относительной освещенности линий E_1/E_2 разность плотностей почернения ΔD тем больше, чем больше фактор контрастности и, следовательно, тем больше точность измерения отношения E_1/E_2.

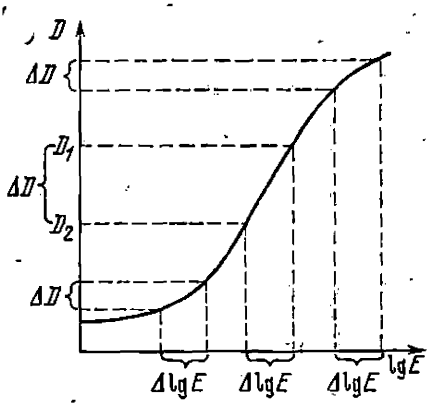


Рис. 4.9. К определению точности измерения относительной освещенности спектральных линий.

На рис. 4.9 показана величина ΔD для разных участков кривой почернения для одного и того же отношения E_1/E_2. Мы видим, что разность ΔD максимальна в области прямолинейного участка, так как здесь максимальна величина γ. Поэтому для повышения точности измерений необходимо получать такие почернения измеряемых линий, чтобы они лежали в области нормальных почернений.

Различные типы фотоэмульсий отличаются не только чувствительностью, но и фактором контрастности. И, как следует из сказанного выше, эмульсии с бо́льшим γ имеют определенные преимущества, так как они способны обеспечить увеличение точности фотографических измерений. Но, с другой стороны, оказывается, что чем больше фактор контрастности, тем меньше, как правило, интервал освещенностей или экспозиций, лежащих в области нормальных почернений. Этот интервал определяется проекцией прямолинейного участка кривой почернения на ось $\lg E$; он равен

$$L_1 = \lg E'' - \lg E' = \lg (E''/E')$$

(рис. 4.10) и называется *широтой фотоэмульсии*. Высококонтрастные эмульсии ($\gamma \approx 2{,}5-3{,}0$) низкой чувствительности имеют относительно небольшую широту L_2; для них $E''/E' \approx 10$. У эмульсий высокой чувствительности, имеющих, как правило, меньший фактор контрастности ($\gamma \approx 0{,}7-2{,}0$), широта L_1 значительно больше и $E''/E' \approx 100-250$. Это обстоятельство следует иметь в виду при выборе типа фотоматериала для фотометрических работ.

Если интервал измеряемых относительных интенсивностей спектральных линий невелик и лежит в пределах широты высококонтрастных эмульсий, то целесообразно использовать именно последние. Если же интенсивности линий различаются значительно, то лучше использовать низкоконтрастные эмульсии. И хотя в последнем случае максимальная точность определения относительной интенсивности линий меньше из-за меньшей величины γ, но эта точность одинакова во всем диапазоне интенсивностей. При использовании же высококонтрастных эмульсий точность измерения для линий, интенсивность которых лежит в пределах широты фотоэмульсии, выше, а для линий, лежащих вне этой широты,— соответственно ниже.

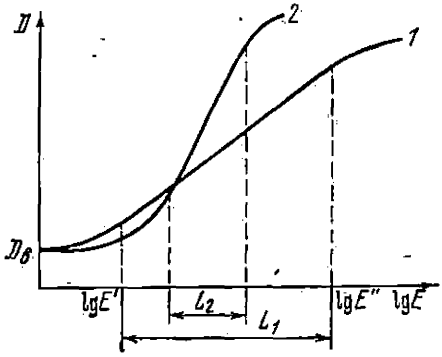


Рис. 4.10. Определение широты фотографической эмульсии.

Кривые почернения для низкоконтрастной (1) и высококонтрастной (2) эмульсий.

Естественно, что при выборе эмульсии следует принимать во внимание и ее чувствительность, так как последняя влияет на время экспозиции при заданных условиях эксперимента (заданном источнике и спектральном приборе).

Форма кривой почернения и величина γ данной эмульсии зависят от длины волны, длительности проявления и химического состава проявителя. Зависимость γ от длины волны для разных типов эмульсий может быть различной. В видимой области γ может изменяться различным образом, а у ряда эмульсий остается практически постоянной. При переходе к ультрафиолету ($\lambda < 4000$ Å) величина γ часто уменьшается, но остается почти постоянной в области 2500—3000 Å и быстро уменьшается при дальнейшем уменьшении длины волны ($\lambda < 2500$ Å) (рис. 4.11). Существуют специальные эмульсии, у которых зависимость γ от λ иная. Однако относительные изменения γ с длиной волны

обычно невелики и значительно меньше изменений спектральной чувствительности (см. ниже).

Зависимость фактора контрастности от условий проявления. Рассмотрим зависимость γ от времени проявления при заданном составе проявителя и постоянной температуре.

Если взять несколько фотопластинок одного типа, одинаковым способом отпечатать на них ступенчатый ослабитель, а затем каждую пластинку проявлять в одном и том же проявителе, но различное время (например, 4, 8, 16, 24 мин), то окажется, что у построенных кривых почернения фактор контрастности асимптотически возрастает с увеличением времени проявления

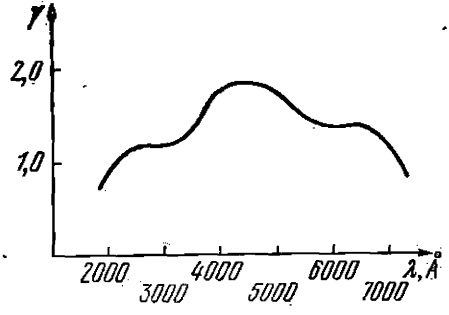


Рис. 4.11. Зависимость фактора контрастности от длины волны.

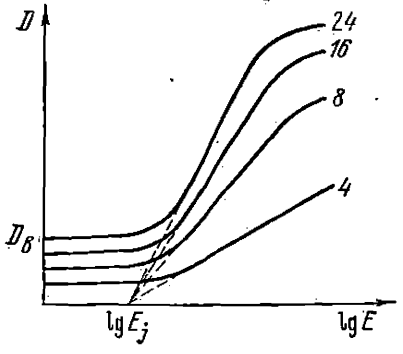


Рис. 4.12. Кривые почернения при различных временах проявления.

Числа у кривых указывают длительность проявления в минутах.

(рис. 4.12). Одновременно возрастают и почернение, и вуаль $D_в$. С увеличением длительности проявления кривые почернения трансформируются так, что точка инерции E_j (см. рис. 4.12) остается практически постоянной (при малом содержании KBr в проявителе) для всех кривых (что и объясняет название точки E_j).

Зависимость γ от времени проявления можно аналитически выразить в виде

$$\gamma_t = \gamma_\infty (1 - e^{-\hat{\mu} t}),$$

где γ_∞ — фактор контрастности при бесконечно большом времени проявления, $\hat{\mu}$ — постоянная, зависящая от типа эмульсии, химического состава и температуры проявителя. Исходя из такой зависимости, можно было бы предположить, что для получения наибольшей величины γ, близкой к γ_∞, следует проявлять как можно дольше. Однако при увеличении времени проявления, как

уже отмечалось, растет величина $D_в$, причем для многих эмульсий почти линейно (рис. 4.13, *а*), а при больших значениях $D_в$ точность фотографических измерений падает из-за снижения контраста фотографического изображения спектральных линий на фоне вуали. Поэтому существует практический предел увеличения времени проявления, зависящий от типа эмульсии, состава проявителя и его температуры.

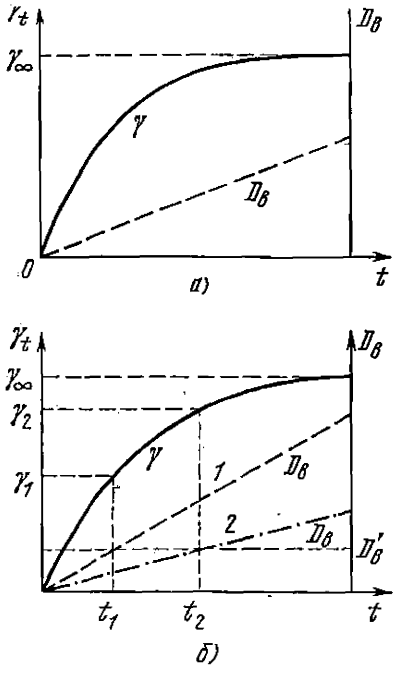


Рис. 4.13. Зависимость γ и $D_в$ от времени проявления (*а*) и влияние добавки KBr на увеличение $D_в$ и γ (*б*).

1 — в отсутствие KBr, *2* — при добавлении KBr.

Обычно необходимое время проявления определяется эмпирически—проявлением незасвеченных пластинок или пленок небольших размеров в течение различного времени (3, 4, 5, 6, . . . мин). Необходимая длительность проявления определяется тем временем, за которое на одной из проявленных (и, естественно, отфиксированных) пластинок появилась слегка заметная вуаль — начало медленного процесса проявления незасвеченных кристаллов AgBr с $N < N_0$.

Существенное влияние на эффекты проявления оказывает концентрация в проявителе бромистого калия. KBr, вводимый в проявитель в больших количествах, уменьшает скорость химического превращения засвеченных кристаллов AgBr в металлическое серебро, в результате чего уменьшается скорость роста почернения и вуали в процессе проявления. Вместе с тем добавка KBr практически не влияет на скорость роста коэффициента контрастности γ, что позволяет получить большую величину γ за счет увеличения времени проявления.

Пусть, например, при проявлении без KBr за время t_1 величина вуали достигала допустимого значения $D'_в$, а фактор контрастности равнялся γ_1 (рис. 4.13, *б*). При добавлении KBr та же величина вуали $D'_в$ получается при большем времени проявления ($t_2 > t_1$), причем и γ оказывается больше ($\gamma_2 > \gamma_1$). Однако добавление KBr приводит и к уменьшению почернения спектральных линий, что эквивалентно уменьшению чувствительности эмульсии.

Поэтому при исследовании спектров малой интенсивности, когда увеличение времени экспозиции может оказаться нежелательным, следует применять проявители без бромистого калия или с малым содержанием его.

§ 4.3. Светочувствительность и спектральная чувствительность фотографических эмульсий

Фотографические эмульсии значительно различаются по своей светочувствительности. Существуют эмульсии низкой, средней, высокой и очень высокой чувствительности.

Качественно судить об относительной чувствительности эмульсий достаточно просто. Например, та эмульсия, на которой при равной экспозиции и равных условиях проявления плотность почернения больше, очевидно, обладает более высокой чувствительностью. Количественно же характеризовать чувствительность эмульсии достаточно сложно и в какой-то степени неопределенно. Поэтому не случайно существует несколько систем определения чувствительности, в основу которых положены различные принципы. Мы лишь укажем на систему ГОСТ для черно-белых эмульсий, принятую в СССР. В этой системе (ГОСТ № 10691-63) светочувствительность определяется числом 10, разделенным на экспозицию $\mathscr{H}$, определяемую по рис. 4.14, при которой почернение превышает $D_в$ на 0,85, т. е.

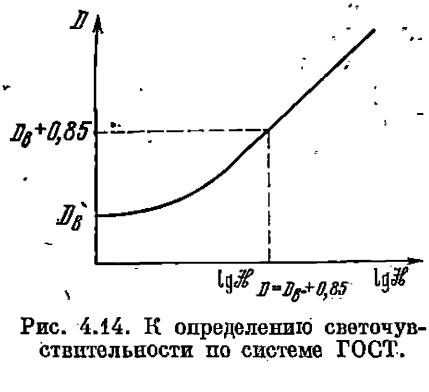


Рис. 4.14. К определению светочувствительности по системе ГОСТ.

$$S_{0,85}=\frac{10}{\mathscr{H}_{D=D_в+0,85}},$$

причем экспозиция $\mathscr{H}$ выражается в лк·с. Проявление производится в стандартном проявителе при стандартных условиях. В качестве источника света применяется лампа накаливания с системой светофильтров, создающих излучение со спектральным составом, близким к спектру солнечного света, соответствующего излучению черного тела с температурой 5500 К.

Мы видим, что при определении чувствительности по системе ГОСТ (а также по всем другим системам) используется спектрально неразложенное излучение со спектром, близким к спектру «среднего» дневного света. Поэтому измеренная такими методами чувствительность фотоэмульсий пригодна лишь для оценки экспо-

зиций при получении обычных фотоснимков при дневном свете. В случае же фотографирования спектров в различных спектральных областях эти данные оказываются практически непригодными. Так, например, в ультрафиолетовой области спектральная чувствительность диапозитивных пластинок чувствительностью 2 единицы ГОСТ почти такая же, как и у панхроматических пластинок с чувствительностью 250 единиц ГОСТ. Вместе с тем панхроматические пластинки обладают достаточно высокой чувствительностью в красной области спектра, где диапозитивные пластинки практически нечувствительны.

Поэтому для фотоэмульсий, предназначенных для спектроскопических исследований, необходимо знать светочувствительность для различных длин волн, т. е. *спектральную чувствительность*.

В принципе спектральную чувствительность можно определить тем же методом, как и светочувствительность, но при освещении эмульсии монохроматическим излучением различных длин волн с известной энергетической освещенностью (т. е. в единицах эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$) и с последующим проявлением в стандартных условиях. По системе ГОСТ (№ 2818-45) спектральная чувствительность S_λ определяется величиной

$$S_\lambda = \frac{1}{(\mathscr{H}_\lambda)_{D=D_в+1}} \text{ (см}^2\cdot\text{эрг}^{-1}),$$

т. е. величиной, обратной энергетической освещенности $\mathscr{H}$ в данной длине волны, вызывающей плотность почернения, на единицу превышающую уровень вуали.

Значение S_λ определяется по кривым почернения, построенным для различных длин волн. Монохроматическое излучение выделяется с помощью монохроматора из излучения источника с непрерывным спектром. Измерив величины S_λ для ряда длин волн, можно построить кривую спектральной чувствительности $S_\lambda = f(\lambda)$. Но обычно спектральную чувствительность выражают в виде зависимости $\lg S_\lambda = -\lg [\mathscr{H}_\lambda]_{D=D_в+1}$. В качестве примера на рис. 4.15 приведены типичные кривые спектральной чувствительности для пяти различных эмульсий.

Если бы кривая спектральной чувствительности была точно известна для каждого типа эмульсии, то можно было бы не только точно оценивать величину экспозиции при фотографировании спектра, но и определять относительную интенсивность спектральных линий с различными длинами волн. Но, к сожалению, эта кривая не только не строго постоянна для данного типа эмульсии, но не остается постоянной для каждой ее партии и даже для различных пластинок из одной и той же коробки фотопластинок. В силу нестабильности кривой спектральной чувствительности ни одна фирма в мире в настоящее время не снабжает фотопленки

и фотопластинки точной кривой спектральной чувствительности. Обычно ограничиваются указанием лишь чисто качественных характеристик: типичных кривых спектральной чувствительности различных эмульсий (см. рис. 4.15 [4.1]), различного рода схем или таблиц с указанием областей спектра, где данная эмульсия обладает общей и максимальной чувствительностью. Так поступают, например, фирмы «Kodak» (США), «Ilford» (Англия),

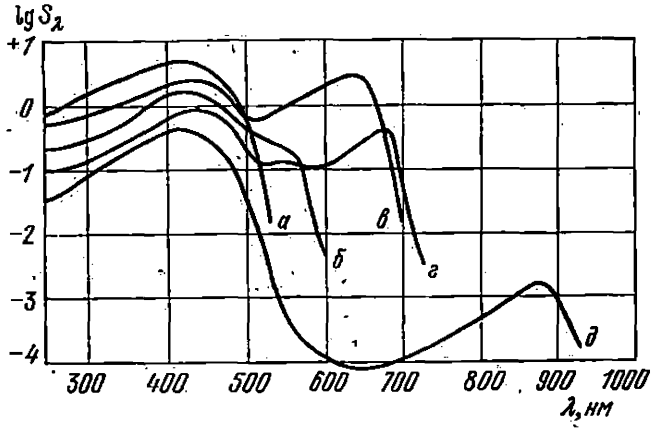


Рис. 4.15. Спектральная чувствительность различных фотоэмульсий.
а — несенсибилизированная, *б* — ортохроматическая, *в* — панхроматическая, *г* — изопанхроматическая, *д* — И-900.

«ORWO» (ГДР), «Agfa» (ФРГ) и др. Поэтому определение необходимой длительности экспозиций производится эмпирически — путем фотографирования серии спектров с различной выдержкой. При измерении же относительной интенсивности спектральных линий с различными длинами волн применяются специальные методы, позволяющие учесть спектральную чувствительность той пластинки, на которой получена фотография спектра. Эти методы одновременно позволяют учесть зависимость светосилы спектрографа от длины волны.

Сенсибилизация эмульсии. Фотоэмульсия обладает светочувствительностью лишь в той области спектра, в которой происходит поглощение фотонов, приводящее к образованию скрытого изображения. Фотоэмульсия, состоящая лишь из желатины и кристаллов AgBr (несенсибилизированная эмульсия), чувствительна в области 2000—5000 Å, и максимум ее чувствительности приходится на участок 3900—4500 Å (см. рис. 4.15, кривая *а*). Положение длинноволновой «красной» границы этой области обусловлено тем, что

фотоны с $\lambda > 5000$ Å не поглощаются кристаллами AgBr и поэтому не образуют скрытого изображения. Существование же коротковолновой границы (в области 2000 Å) связано со значительным поглощением излучения с длиной волны короче 2000 Å слоем желатины (играющим роль светофильтра), хотя сами кристаллы AgBr способны поглощать излучение до $\lambda \approx 1-2$ Å. Для расширения области спектральной чувствительности как в сторону коротких ($\lambda < 2000$ Å), так и в сторону длинных ($\lambda > 5000$ Å) волн пользуются различными методами.

Для области $\lambda < 2000$ Å применяют специальные, так называемые шумановские эмульсии, в которых резко уменьшено количество желатины, связывающей кристаллы AgBr. Шумановские эмульсии позволяют работать в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена (до $\lambda \approx 1-2$ Å). В последнее время для указанных областей спектра начинают применяться эмульсии, у которых вместо связывающей желатины используются новые вещества, обладающие меньшим поглощением в области $\lambda < 2000$ Å, чем желатина.

Кроме того, повышения чувствительности в этой области можно достичь путем нанесения на поверхность обычной эмульсии тонкого слоя вещества, способного люминесцировать под действием коротковолнового излучения. Излучение люминесценции этого вещества должно лежать в той области спектра, которая не поглощается желатиной, но поглощается кристаллами AgBr. Наиболее часто в качестве такого трансформатора коротковолнового излучения в длинноволновое применяется салициловый натр, позволяющий работать до длин волн $\lambda \approx 400$ Å. Нанесение на эмульсию тонкого слоя салицилового натра можно производить непосредственно перед фотографированием спектра путем опускания фотопластинки на несколько минут в спиртовой раствор салицилового натра. Тонкий слой салицилового натра, оставшийся на поверхности эмульсии после испарения спирта, оказывается достаточно прочным и позволяет обращаться с такой фотопластинкой, как с обычной. В частности, слой салицилового натра не влияет на процесс проявления, так как он растворяется в проявителе.

Расширение области спектральной чувствительности в сторону длин волн $\lambda > 5000$ Å достигается путем использования различного рода сенсибилизаторов — специальных веществ, вносимых в эмульсию или на ее поверхность. Сенсибилизатор — обычно сложный органический краситель — обладает рядом специфических свойств. Молекулы сенсибилизатора поглощают излучение в той области спектра, в которой не поглощают кристаллы AgBr, и передают поглощенную энергию этим кристаллам с образованием

в конечном счете скрытого изображения *). Схематически действие сенсибилизатора можно представить следующим образом:

$$AgBr + M_c + h\nu \rightarrow AgBr + M_c^* \rightarrow Ag + Br + M_c,$$

где M_c — молекула сенсибилизатора, M_c^* — возбужденная молекула сенсибилизатора после поглощения фотона.

Область спектра поглощения сенсибилизатора и ее протяженность зависят от природы молекулы сенсибилизатора. Для большинства сенсибилизаторов эта область относительно мала, и поэтому и область дополнительной длинноволновой чувствительности также оказывается небольшой. В настоящее время наиболее широко используются следующие сенсибилизированные фотоэмульсии: ортохроматическая, с сенсибилизацией к желто-зеленой области спектра, с границей чувствительности $\lambda_{гр} \approx 6000$ Å (см. рис. 4.15, кривая *б*); панхроматическая, с сенсибилизацией к красно-оранжевой области ($\lambda_{гр} \approx 7000$ Å), но с некоторым понижением чувствительности в зеленой области (рис. 4.15, кривая *в*); изохроматическая или изопанхроматическая эмульсия, с более равномерной чувствительностью во всей видимой области спектра (рис. 4.15, кривая *г*). Кроме того, существует целый ряд специальных эмульсий (для научных целей), различающихся общей чувствительностью, областью спектральной чувствительности, фактором контрастности, разрешающей способностью и др. У специальных инфрахроматических эмульсий длинноволновая граница может достигать $\lambda_{гр} = 12\,000$ Å. Однако сенсибилизаторы, используемые в этих эмульсиях, имеют полосы поглощения небольшой ширины (см., например, рис. 4.15, кривая *д*), и поэтому для «охвата» инфракрасного участка спектра 7000—12 000 Å применяется ряд сенсибилизаторов. Например, выпускаются инфрахроматические эмульсии: И-800, И-850, И-900, И-950, И-1030, И-1070, где цифра указывает длину волны области максимальной чувствительности в нанометрах.

Заметим, что инфрахроматические эмульсии имеют очень небольшой срок хранения; например, для эмульсий И-1030 и И-1070 он не превышает трех месяцев. Их следует хранить только при пониженной температуре (в холодильнике) вследствие малой термической стойкости сенсибилизаторов.

Для спектроаналитических работ выпускаются следующие эмульсии: спектральные типа I, типа II и типа III, предназначенные для работы в ультрафиолетовой области спектра. Их спектральная чувствительность близка к чувствительности несенсибилизированной эмульсии (см. рис. 4.15, кривая *а*), но они имеют

*) В действительности механизм действия сенсибилизаторов очень сложен и недостаточно хорошо изучен, хотя методы сенсибилизации известны давно и широко используются.

более высокий фактор контрастности ($\gamma \approx 3{,}0$) и более высокое разрешение. В эмульсию типа III введен салициловый натр, благодаря чему она обладает более коротковолновой границей чувствительности.

§ 4.4. Нарушение закона взаимозаместимости

Как уже указывалось, плотность почернения фотоэмульсии тем больше (при равных условиях проявления), чем большее число фотонов попало на данное место эмульсии за время экспозиции, т. е. чем больше величина экспозиции $\mathscr{H} = Et$. Поэтому можно было бы предположить, что плотность почернения будет одной и той же ($D = \text{const}$), если постоянно произведение освещенности E на время экспозиции t, т. е. $\mathscr{H} = Et = \text{const}$ при любых E и t. Это так называемый *закон взаимозаместимости* (или равноправности) величин E и t в фотографическом эффекте. Однако исследования показали, что если значения E и t изменяются в широких пределах, то закон взаимозаместимости не выполняется, т. е. при $\mathscr{H} = Et = \text{const}$ $D \neq \text{const}$. Оказалось, что при относительно небольших освещенностях и, следовательно, больших временах экспозиции (порядка десятков и сотен секунд) плотность почернения остается постоянной, если постоянную величину имеет произведение $Et^p = \text{const}$, где p — постоянная Шварцшильда (зависящая в общем случае от времени t), которая для указанных времен экспозиции примерно равна 0,7—0,8.

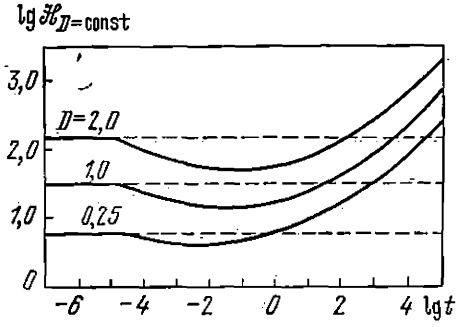


Рис. 4.16. Типичные изоопаки для различных значений плотности почернения.

Нарушение закона взаимозаместимости обычно изображается с помощью изоопак — кривых, описываемых соотношением $\lg \mathscr{H}_{D=\text{const}} = f(\lg t)$ (рис. 4.16), где по оси ординат отложен логарифм экспозиции $\mathscr{H} = Et$, необходимой для получения некоторой заданной плотности почернения D (например, $D = 2{,}0$, 1,0, 0,25 на рис. 4.16) при изменении величины $\lg t$. При выполнении закона взаимозаместимости изоопаки на рис. 4.16 имели бы вид горизонтальных прямых (пунктир). Отличие формы реальной изоопаки от горизонтальной прямой характеризует отступление от закона взаимозаместимости. Из приведенных на рис. 4.16 кри-

вых следует, что закон взаимозаместимости выполняется лишь для времен экспозиции, лежащих в интервале *) 10^{-7}—10^{-5} с.

Поскольку светочувствительность эмульсии определяется величиной, обратной экспозиции, необходимой для получения некоторой постоянной плотности почернения ($D = D_в + 0{,}85$ в системе ГОСТ), изоопака указывает на зависимость светочувствительности от времени экспозиции. При длительности экспозиции, соответствующей области минимума изоопаки, светочувствительность максимальна (так как в этой области заданное значение плотности почернения может быть получено при наименьшей величине экспозиции).

Аппроксимируя ограниченные участки кривой изоопаки уравнением $Et^p = c$, где p и c — константы, находим, что постоянная Шварцшильда p равна

$$p = 1 - \frac{d(\lg \mathscr{H}_D)}{d(\lg t)},$$

где $d(\lg \mathscr{H}_D)/d(\lg t)$ — производная, имеющая различную величину и знак в различных участках изоопаки. Из анализа кривых, приведенных на рис. 4.16, следует, что при временах экспозиции $10^{-7} < t < 10^{-5}$ с $p = 1$, при $10^{-5} < t < 10^{-1}$ с $p > 1$ и при $10^{-1} < t < 10^{3}$ с $p < 1$. $p = 1$ и в области минимума изоопаки. Следует отметить, что границы изменения величины p при изменении времени экспозиции t не являются строго определенными и зависят как от сорта эмульсии, так и от величины $D = \text{const}$. Изоопаки, построенные для различных значений плотности почернения, оказываются различными по своей форме и по положению минимума (см. рис. 4.16).

Важным обстоятельством, связанным с нарушением закона взаимозаместимости и зависимостью формы изоопак от величины D, является то, что кривые почернения и величины фактора контрастности γ оказываются различными для значительно различающихся времен экспозиции. Если, например, $t'' \gg t'$, то обычно $\gamma'' > \gamma'$. Кривые почернения не деформируются при изменении t лишь в области времен экспозиции, где $p = 1$, т. е. где выполняется закон взаимозаместимости ($10^{-7} < t < 10^{-5}$ с).

Зависимость формы кривой почернения и величины γ от времени экспозиции t накладывает определенные условия на выбор длительности экспозиций при проведении некоторых фотометрических работ. Например, нельзя сравнивать плотности почернения спектральных линий двух или нескольких различных спектров

*) Можно предположить, что закон взаимозаместимости будет выполняться и для меньших времен экспозиции (10^{-8} — 10^{-12} с). Однако этот вопрос еще мало изучен и не исключено, что будут наблюдаться отклонения от закона взаимозаместимости, вызванные нелинейными эффектами взаимодействия излучения с эмульсией при больших плотностях мощности излучения.

или спектра и марок почернения, если они получены при значительно различающихся временах экспозиции. Экспериментально показано, что такие сравнения допустимы, если длительности экспозиций сравниваемых спектров различаются не более чем в 10 раз. При таком их различии формы кривых почернения остаются практически одинаковыми.

Если, например, спектр комбинационного рассеяния света фотографируется в течение 1 час, то марки почернения, необходимые для измерения относительной интенсивности линий, должны фотографироваться за время не менее 6 мин. При исследовании же спектра излучения импульсных лазеров (например, при оценке его ширины) с длительностью импульса порядка 10^{-8} с марки почернения желательно фотографировать не дольше 10^{-7} с *) (хотя в принципе допустимо и большее различие), но не более 10^{-5} с, когда оканчивается область выполнения закона взаимозаместимости (см. рис. 4.16).

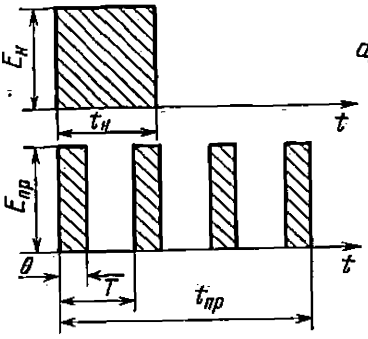


Рис. 4.17. К объяснению влияния прерывистого освещения.
а) Непрерывное облучение; б) прерывистое.

Остановимся еще на одном своеобразном нарушении закона взаимозаместимости — эффекте прерывистого, или модулированного, освещения фотоэмульсии, а именно на *зависимости фотографического действия от частоты прерывистого освещения*. Этот эффект состоит в следующем.

Пусть при непрерывном облучении эмульсии в течение времени $t_н$ и при освещенности $E_н$ (рис. 41.7, *а*) плотность почернения после проявления равна $D_н$. Если же на эмульсию действовать прерывистым излучением в виде импульсов длительностью θ, создающих освещенность $E_{пр}$ (рис. 4.17, *б*), в течение такого времени $t_{пр}$, чтобы полное количество попавших на эмульсию фотонов в обоих случаях было одинаковым, т. е. $E_н t_н = E_{пр}\hat{n}\theta$ (где $\hat{n} = t_{пр}/T$ — число импульсов за время $t_{пр}$, а T — период), то получающаяся плотность почернения $D_{пр}$ в общем случае оказывается не равной $D_н$.

Отличие $D_{пр}$ от $D_н$ зависит от частоты модуляции $f = 1/T$ и скважности импульсов $q = \theta/T$ — отношения длительности импульса к периоду [4.2]. Кроме того, при прерывистом освещении происходят изменения светочувствительности фотоэмульсии, формы кривой почернения, величины фактора контрастности γ

*) См. сноску на стр. 333.

и постоянной Шварцшильда p, причем $\gamma_{пр} > \gamma_н$. Для каждой эмульсии существует определенная критическая частота прерывания $f_{кр}$, при которой изменяется характер воздействия на эмульсию прерывистого освещения.

При низких частотах ($f < f_{кр}$) происходит суммирование отдельных световых импульсов и действие прерывистого освещения эквивалентно действию непрерывного освещения при равной освещенности ($E_{пр} = E_н$) в течение времени $t_н = \hat{n}\theta = (\theta/T)\, t_{пр} = qt_{пр}$. При этих условиях $D_н = D_{пр}$. С увеличением частоты f от 0 до $f_{кр}$ кривая почернения изменяется, а фактор контрастности возрастает. При высоких частотах ($f > f_{кр}$) действие прерывистого освещения эквивалентно действию непрерывного при средней освещенности за период, т. е. при $\bar{E}_{пр} = (\theta/T)\, E_{пр} = E_н$ за время $t_н = t_{пр}$. Кривая почернения и фактор контрастности при $f > f_{кр}$ остаются практически постоянными. В области частот, близких к $f_{кр}$, действие прерывистого освещения оказывается промежуточным между рассмотренными крайними случаями.

Значение критической частоты $f_{кр}$ для данной эмульсии зависит от величин освещенности и скважности q и может изменяться от нескольких вспышек в секунду до нескольких сотен (и даже больше).

Эффект прерывистого освещения необходимо учитывать при фотометрических работах с источниками, интенсивность излучения которых изменяется во времени. К такого рода источникам относятся, например, электрические дуги переменного тока, искровые источники, применяемые в спектроаналитической практике, а также твердотельные лазеры, работающие в режиме повторяющихся импульсов, непрерывные лазеры с модулированным излучением. Для исключения фотометрических ошибок, связанных с указанным эффектом, марки почернения следует получать от того же источника и в тех же условиях, что и при получении исследуемого спектра. В частности, нельзя изготовлять марки почернения при непрерывном освещении, если исследуемый спектр сфотографирован при модулированном освещении.

§ 4.5. Фотографическая фотометрия. Определение относительной яркости спектральных линий

Как уже отмечалось выше (см. § 4.2), задачей фотографической фотометрии является определение по измеренным плотностям почернения относительной интенсивности спектральных линий, расположенных на одной и той же фотопластинке в одном и том же спектре или в различных, но близко расположенных спектрах, полученных при одном и том же времени экспозиции. Лишь в этом случае все фотографические факторы, влияющие на плотность почернения (за исключением спектральной чувствительности),

одинаковы для всех измеряемых линий и различие в почернении линий определяется только различием в их освещенности при экспонировании.

Различают два способа фотографической фотометрии.

С первым — *гомохромной*, или монохромной, фотометрией мы имеем дело, когда длины волн измеряемых спектральных линий так близки, что для них характеристики эмульсии — спектральную чувствительность, кривую почернения, величины γ и p — можно считать одинаковыми. Это условие обычно выполняется, если разность длин волн не превышает 25 Å. Указанное ограничение определяется главным образом зависимостью от длины волны спектральной чувствительности, так как γ и p относительно мало зависят от λ. Поэтому величина допустимого интервала длин волн зависит от области спектра и типа эмульсии, т. е. от вида кривой спектральной чувствительности.

Со вторым — *гетерохромной* фотометрией мы имеем дело, когда длины волн измеряемых спектральных линий значительно различаются и, следовательно, для них фотографические характеристики эмульсии нельзя считать постоянными. Этот случай более сложен и требует учета спектральной чувствительности эмульсии, а также зависимости от длины волны светосилы и других параметров спектрального прибора.

Рассмотрим сначала метод гомохромной фотометрии.

Гомохромная фотометрия. В основу гомохромной фотометрии положен следующий принцип Гартмана: два излучения с одной и той же длиной волны и с одинаковой интенсивностью, действующие на одну и ту же эмульсию одинаковое время, вызывают на эмульсии после проявления одинаковые почернения.

Пусть, например, имеется два излучения с различной интенсивностью, но с одной и той же длиной волны, которые создают на эмульсии освещенности E_1 и E_2, причем для определенности $E_1 > E_2$. Тогда полученные после проявления плотности почернения, очевидно, окажутся различными, причем $D_1 > D_2$. Будем теперь с помощью того или иного устройства ослаблять излучение E_1, доводя до такой освещенности E_1', при которой наступит равенство почернений, $D_1' = D_2$. Если при этом коэффициент ослабления освещенности первого источника равен $\hat{\tau}$ ($\hat{\tau} < 1$), то согласно принципу Гартмана справедливо равенство $E_1' = \hat{\tau}E_1 = E_2$, или $E_2/E_1 \approx \hat{\tau}$. В этом методе фотоэмульсия используется лишь как индикатор равенства почернений, а измерительным элементом служит фотометрическое устройство, позволяющее изменять освещенность в известное число раз *).

*) Заметим, что аналогичный метод применяется в различного рода визуальных фотометрах, где в качестве индикатора равенства освещенностей используется глаз.

Описанный метод измерения относительной освещенности двух излучений является трудоемким, так как необходимо произвести большое число фотоснимков, пока не будет достигнуто равенство $D_1' = D_2$. Однако эту процедуру можно значительно упростить, если известна кривая почернения, которая позволяет определить условие равенства $D_1' = D_2$ методом интерполяции. Такой метод обычно и используется на практике, и поэтому, кроме фотографии спектра с измеряемыми линиями, необходимо иметь марки почернения для построения кривой почернения. Но так как фотометрические характеристики эмульсии зависят не только от типа эмульсии и условий проявления (несмотря на их стандартизацию), но и различны для каждой отдельной фотопластинки, то необходимо определять кривую почернения для каждой данной фотопластинки и даже для каждого данного ее участка (конечно, при той же длине волны). Иначе говоря, измеряемый спектр и марки почернения должны быть получены на одной и той же фотопластинке и расположены возможно ближе друг к другу.

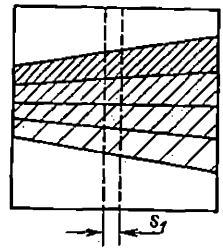


Рис. 4.18. Спектрофотометрический ступенчатый ослабитель (s_1 — входная щель).

Существует множество различных способов получения марок почернения (см. Приложение 4), но в фотографической спектрофотометрии наиболее широкое распространение получил метод с использованием ступенчатого ослабителя, который устанавливается непосредственно на входную щель спектрографа или отображается на нее. Ступенчатый ослабитель представляет собой стеклянную или кварцевую пластинку размером обычно не более 10—12 мм, на которую нанесены клиновидные полоски — ступеньки — с различными коэффициентами пропускания (рис. 4.18). При такой форме ступенек перемещение ослабителя в направлении, перпендикулярном к высоте щели, позволяет изменять действующую ширину ступенек, пересекающих щель. Ступеньки обычно изготовляются путем напыления в вакууме полосок различной толщины из платины, коэффициент пропускания которой сравнительно мало зависит от длины волны. Число ступенек может быть различным (3, 5, 7, 9).

Ослабитель, помещенный на входную щель спектрографа ($s_1 > s_{10}'$), освещают с помощью той или иной конденсорной системы так, чтобы освещенность была одинаковой во всех точках щели по ее высоте. Тогда яркости излучения, прошедшего в коллиматор через отдельные ступеньки, окажутся различными и равными $B_j = \hat{\tau}_j B$, где $\hat{\tau}_j$ — коэффициент пропускания ступеньки, B — яркость излучения на щели в отсутствие ослабителя. Поэтому каждое монохроматическое изображение щели в фокальной пло-

скости камерного объектива также окажется состоящим из отдельных полосок — ступенек — с различной освещенностью (рис. 4.19):

$$E_j = P_л(\lambda)\, B_j = P_л(\lambda)\, \hat{\tau}_j B(\lambda),$$

где $P_л(\lambda)$ — светосила спектрографа (см. (1.63)).

После экспонирования (причем все ступеньки экспонируются одно и то же время) и проявления (они также проявляются одновременно) получается негативная фотография спектра, на которой каждая из спектральных линий состоит из ступенек с различными плотностями почернения D_j. Эти ступеньки в фотографическом изображении щели можно использовать в качестве марок почернения для построения характеристической кривой $D = f(\lg E)$. Для этой цели необходимо измерить с помощью микрофотометра плотность почернения D_j на каждой из ступенек изображения щели

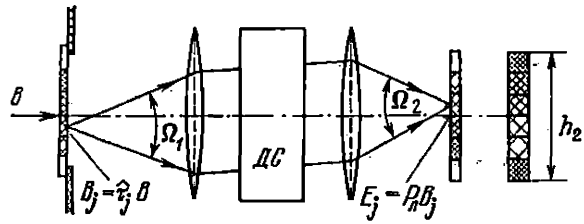


Рис. 4.19. Схема образования изображения щели при помещенном на щель ступенчатом ослабителе и вид негативного изображения щели (справа).

и определить соответствующую величину освещенности $E_j = P_л(\lambda)\, \hat{\tau}_j B(\lambda)$. Однако определение величины E_j связано с известными трудностями, так как в общем случае светосила $P_л(\lambda)$ оказывается различной для различных ступенек в результате возможного виньетирования наклонных пучков в спектрографе [4.10]. Тем не менее можно рассчитать такую систему освещения щели, при которой *виньетирование* устраняется и светосила $P_л(\lambda)$, а точнее, величина телесного угла Ω_2, входящая в выражение (1.63) для $P_л(\lambda)$, оказывается постоянной для всех ступенек в изображении щели. Тогда произведение $P_л(\lambda)\, B(\lambda)$ также постоянно и изменение освещенности ступенек изображения щели $E_j = P_л(\lambda)\, B(\lambda)\, \hat{\tau}_j$ определяется только изменением коэффициента пропускания ослабителя $\hat{\tau}_j$ и в силу равенства $\lg E_j = \lg(PB) + \lg \hat{\tau}_j$ можно построить кривую почернения в виде зависимости $D_j = f(\lg \hat{\tau}_j)$.

На практике обычно «чистое» место ступенчатого ослабителя (по обе стороны от напыленных ступенек, см. рис. 4.18) считают обладающим 100%-ным коэффициентом пропускания, а коэффи-

циент пропускания остальных ступенек выражают в процентах к нему. Для удобства построения кривой почернения величины коэффициентов пропускания ступенек делают такими, чтобы шкала $\lg \hat{\tau}$ была близка к равномерной. Например, для пятиступенчатого ослабителя коэффициенты пропускания $\hat{\tau}$ делаются близкими к 100, 32, 10, 3,2 и 100%, при которых $\lg \hat{\tau} = 2{,}0$; 1,5; 1,0; 0,5; 2,0. Построенная по этим значениям кривая почернения приведена на рис. 4.20.

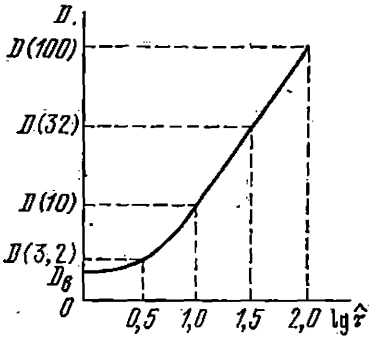


Рис. 4.20. Кривая почернения в координатах D, $\lg \hat{\tau}$.

Как уже отмечалось, необходимыми условиями построения кривой почернения в координатах D, $\lg \hat{\tau}$ являются постоянство произведения PB, т. е. отсутствие виньетирования ($P = \text{const}$), и постоянство яркости освещения щели по высоте ($B = \text{const}$). Контроль выполнения этих условий производится фотографированием спектра без ступенчатого ослабителя (но с той же полной высотой щели, как при установке ослабителя) и измерением плотности почернения в различных точках изображения спектральных линий по их высоте. При $PB = \text{const}$ плотность почернения должна быть постоянной во всех точках изображения щели по ее высоте с точностью до ошибок фотометрирования (1—2%). Дальнейший контроль постоянства освещенности по высоте изображения щели можно производить по сопоставлению величин почернения на «чистых» ступеньках ослабителя по обе стороны от напыленных. Однако этот метод недостаточно надежен, так как почернение «чистых» ступенек может быть одинаковым и при «бочкообразном» распределении по высоте освещенности щели, т. е. при симметричном изменении освещенности от середины щели к ее верхнему и нижнему краям.

Рассмотрим наиболее распространенные методы определения относительной освещенности двух спектральных линий близких длин волн λ_1 и λ_2 с использованием ступенчатого ослабителя.

Метод I. Производится фотографирование исследуемого спектра при широкой щели ($s_1 > s'_{10}$) со ступенчатым ослабителем на ней. Ступеньки в изображении более интенсивной линии (пусть $E(\lambda_1) < E(\lambda_2)$) (рис. 4.21, *а*) используются в качестве марок почернения для построения характеристической кривой (рис. 4.21, *б*) $D_2 = f(\lg \hat{\tau})$. Измеряют плотность почернения D_1 (100) менее интенсивной линии на чистых — 100%-ных ступень-

ках (см. рис. 4.21, *а*). Среднее значение измеренного почернения на обеих 100%-ных ступеньках D_1 (100) откладывают по оси ординат кривой почернения и находят соответствующую величину $\lg \hat{\tau}_x$. Далее на основании принципа Гартмана можно утверждать, что освещенность менее интенсивной линии $E(\lambda_1)$ вызывает такое же почернение $D_1(100) = D_2(\hat{\tau}_x)$, как и ослабленная в $\hat{\tau}_x$ раз

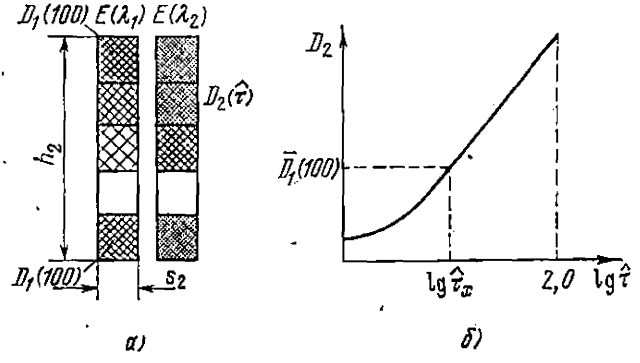


Рис. 4.21. К определению относительной освещенности двух спектральных линий.

а) Изображение линий; *б*) кривая почернения.

освещенность более интенсивной линии $E(\lambda_2)$, т. е. $E(\lambda_1) = \hat{\tau}_x E(\lambda_2)$, или $\lg \hat{\tau}_x = \lg [E(\lambda_1)/E(\lambda_2)]$.

Таким образом, найденная с помощью кривой почернения величина $\lg \hat{\tau}_x$ дает возможность определить относительную освещенность линий. Если, например, $\lg \hat{\tau}_x = 1{,}0$, то $\hat{\tau}_x = 10\%$ и $E(\lambda_1) = 0{,}1E(\lambda_2)$.

В описанном методе исключаются всякие ошибки, связанные с нарушением закона взаимозаместимости, поскольку марки почернения и измеряемый спектр фотографируются одновременно и в одних и тех же условиях. Однако этот метод не лишен некоторых недостатков. В реальных условиях не всегда удается добиться одинаковой освещенности изображения входной щели по ее высоте при освещении щели непосредственно исследуемым источником, так как его размеры, форма и расположение относительно спектрографа часто задаются условиями эксперимента, а не необходимыми требованиями к освещению щели. В этом отношении более удобен метод II.

Метод II. Определение относительной освещенности двух близких линий в спектре производится с использованием кривой почернения, построенной с помощью ступенчатого ослабителя при освещении щели излучением другого, независимого источника

(обычно источника непрерывного спектра). Вспомогательный источник выбирается таким, чтобы было легко выполнить необходимые условия освещения щели, обеспечивающие постоянство освещенности изображения щели по высоте. Исследуемый же спектр фотографируется на ту же пластинку при небольшой высоте щели (2—3 мм) и без ступенчатого ослабителя.

Для исключения ошибок, связанных с нарушением закона взаимозаместимости, необходимо, чтобы времена экспозиций при фотографировании исследуемого спектра и марок почернения были близкими или отличались друг от друга не более чем в 10 раз. Кроме того, для уменьшения влияния пространственного непостоянства чувствительности эмульсии исследуемый спектр и марки почернения располагаются на фотопластинке возможно ближе друг к другу (рис. 4.22, *а*). С помощью марок почернения в области длин волн, близких к длинам волн сравниваемых линий λ_1 и λ_2 (обычно при $\bar{\lambda} = {}^1/_2(\lambda_1 + \lambda_2)$), строят кривую почернения

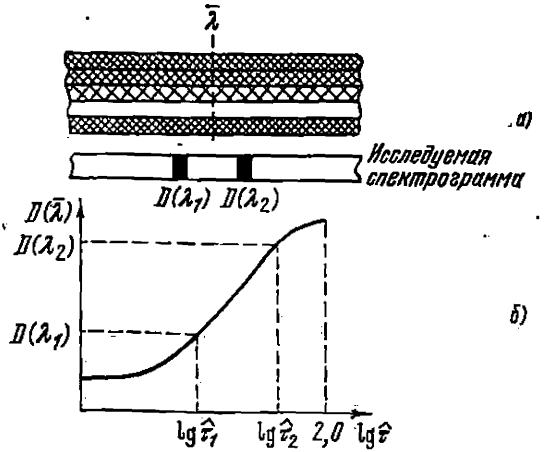


Рис. 4.22. К определению относительной освещенности линий с помощью вспомогательного источника.

а) Исследуемая спектрограмма; *б*) кривая почернения.

$D(\bar{\lambda}) = f(\lg\hat{\tau})$ (рис. 4.22, *б*). Измеряют почернения сравниваемых линий $D(\lambda_1)$ и $D(\lambda_2)$ и по кривой почернения находят величины $\lg\hat{\tau}_1$ и $\lg\hat{\tau}_2$.

Из принципа Гартмана следует, что освещенность линии с длиной волны λ_1 вызывает такую же плотность почернения $D(\lambda_1)$, как и ослабленная в $\hat{\tau}_1$ раз освещенность E, полученная с вспомогательным источником, т. е. $E(\lambda_1) = \hat{\tau}_1 E$. Соответственно для линии λ_2 имеем $E(\lambda_2) = \hat{\tau}_2 E$. Таким образом, пользуясь принци-

ном Гартмана, мы выражаем освещенность измеряемых линий в единицах освещенности вспомогательного источника E. Тогда

$$E(\lambda_2)/E(\lambda_1)=\hat{\tau}_2/\hat{\tau}_1, \quad \text{или} \quad \lg(E_2/E_1)=\lg\hat{\tau}_2-\lg\hat{\tau}_1.$$

Следовательно, определение относительной освещенности линий $E(\lambda_2)/E(\lambda_1)$ сводится к нахождению с помощью кривой почернения разности $\lg\hat{\tau}_2-\lg\hat{\tau}_1$ по измеренным величинам $D(\lambda_2)$ и $D(\lambda_1)$.

Для определения разности $\lg\hat{\tau}_2-\lg\hat{\tau}_1$ в принципе можно воспользоваться любым участком кривой почернения. Однако, как уже указывалось, точность определения отношения $E(\lambda_2)/E(\lambda_1)$ выше, если плотности почернения $D(\lambda_2)$ и $D(\lambda_1)$ лежат в области нормальных почернений, где значение γ максимально. Поэтому время экспозиции марок почернения и соответственно интенсивность вспомогательного источника выбирают так, чтобы плотности $D(\lambda_2)$ и $D(\lambda_1)$ лежали в области нормальных почернений или близко к ней. Для этой цели обычно фотографируют несколько спектров с марками почернения (сверху и снизу от исследуемого спектра) с различными временами экспозиции и используют те марки почернения, где описанные выше условия выполняются.

Процедура определения относительной освещенности двух линий значительно упрощается, если заведомо известно, что плотности почернения обеих линий лежат в области нормальных почернений. (Такая ситуация возможна при выполнении повторных или многократных измерений при стандартных условиях получения спектров и проявления.) Тогда для прямолинейного участка кривой почернения справедливо равенство (см. рис. 4.22, *б*)

$$\lg\hat{\tau}_2-\lg\hat{\tau}_1=\frac{D(\lambda_2)-D(\lambda_1)}{\gamma}=\lg\frac{E(\lambda_2)}{E(\lambda_1)}.$$

Иными словами, для нахождения относительной освещенности линий нужно измерить лишь разность плотностей почернения $D(\lambda_2)-D(\lambda_1)$ и знать величину γ.

Метод III. Производится фотографирование исследуемого спектра через ступенчатый ослабитель. На одном и том же графике строятся кривые почернения для обеих сравниваемых линий λ_1 и λ_2, с одним и тем же масштабом по оси абсцисс $\lg\hat{\tau}$. Если, например, $E(\lambda_2)>E(\lambda_1)$, то плотность почернения линии с длиной волны λ_2, равная $D(\lambda_2)$, на всех ступеньках больше $D(\lambda_1)$. Поэтому кривые почернения для этих линий окажутся смещенными друг относительно друга как по оси ординат, так и по оси абсцисс (рис. 4.23). Если для обеих линий выполняется условие применимости гомохромной фотометрии, то величины γ должны быть одинаковы для обеих кривых почернения и, следовательно,

прямолинейные участки их должны быть параллельными. Возьмем на обеих кривых точки с одинаковым почернением D_j (см. рис. 4.23). Тогда, в согласии с принципом Гартмана, они соответствуют одинаковой освещенности. Но, поскольку известно, что сравниваемые линии имеют различную освещенность, равенство плотностей почернения $D_j(\lambda_1) = D_j(\lambda_2)$ может выполняться лишь при различном ослаблении этих линий. Для одной линии точке D_j соответствует освещенность $E'(\lambda_1) = \hat{\tau}_1 E(\lambda_1)$, для другой линии — $E'(\lambda_2) = \hat{\tau}_2 E(\lambda_2)$, и из условия $D_j(\lambda_1) = D_j(\lambda_2)$ следует равенство $E'(\lambda_1) = E'(\lambda_2)$, или $\hat{\tau}_1 E(\lambda_1) = \hat{\tau}_2 E(\lambda_2)$, откуда

$$\lg(E_2/E_1) = \lg\hat{\tau}_2 - \lg\hat{\tau}_1.$$

В полученном равенстве разность $\lg\hat{\tau}_2 - \lg\hat{\tau}_1 = \Delta\lg\hat{\tau}$ равна величине смещения кривых почернения $D(\lambda_2)$ и $D(\lambda_1)$ вдоль оси абсцисс $\lg\hat{\tau}$. Найденное соотношение справедливо для любых значений D_j, и поэтому величину $\lg\hat{\tau}_2 - \lg\hat{\tau}_1$ можно определить между двумя любыми точками кривых почернений [4.3].

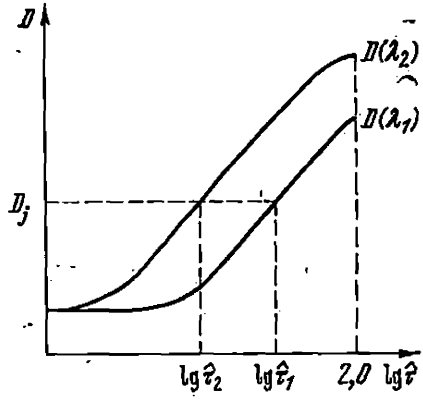


Рис. 4.23. К методу смещенных кривых почернения.

Описанный метод определения относительной освещенности линий обладает рядом преимуществ. Во-первых, в нем производится двойное усреднение: один раз при построении кривых почернения и второй — по измеренным величинам $D(\lambda_1)$ и $D(\lambda_2)$ на различных ступеньках. Во-вторых, выполняется контроль параллельности обеих кривых почернения, что является критерием применимости метода гомохромной фотометрии. В-третьих, измеряемые линии и марки почернения фотографируются одновременно и расположены в одном и том же месте фотопластинки, благодаря чему уменьшаются ошибки, связанные с нарушением закона взаимозаместимости и с пространственным непостоянством чувствительности фотоэмульсии.

Определение относительной спектральной яркости линий. В случае спектральных линий конечной ширины распределение освещенности в наблюдаемом контуре имеет сложную форму, определяемую уравнением свертки (1.101). Соответственно и распределение почернения в фотографическом изображении линий также имеет сложную форму. Измеряя плотности почернения в различных точках фотографического изображения, можно с помощью кривой почернения найти распределение освещенности

в наблюдаемом контуре, а далее применить тот или иной метод исключения аппаратной функции и определить истинный контур линий.

Нахождение контура спектральных линий мы рассмотрим позже (см. § 4.8), а сейчас остановимся на другой, часто встречающейся на практике задаче — определении относительной яркости спектральных линий конечной ширины. В этом случае оказывается достаточным найти лишь относительные освещенности в максимумах наблюдаемых контуров, причем эти максимумы для симметричных спектральных линий (а таких большинство) совпадают с серединами наблюдаемых контуров.

Выражение для освещенности в максимуме наблюдаемого контура при чисто щелевой аппаратной функции легко найти, положив в уравнении свертки (1.108) $x' = 0$. Получим

$$I(0) = \frac{1}{s_2} \int_{-s_2/2}^{+s_2/2} \omega(x)\, dx,$$

или, учитывая (1.99) и (1.16), имеем

$$I(0) = \tau_{\text{сп}} \Omega_2 \frac{d\nu}{dl} \int_{-s_2/2}^{+s_2/2} B(x)\, dx. \tag{4.5}$$

В выражении (4.5) мы величины $\tau_{\text{сп}}$, Ω_2 и $d\nu/dl$ вынесли за знак интеграла, так как они мало изменяются в пределах ширины аппаратной функции $\pm{}^1/_2 s_2$.

Рассмотрим сначала два крайних случая. Первый случай — ширина входной щели s_1 настолько велика, что спектральная ширина аппаратной функции $\delta\nu$ значительно больше спектральной ширины линии $\Delta\nu$, или $\alpha = s_2 \gg \beta$. Тогда область интегрирования $\pm{}^1/_2 s_2$ в (4.5) много больше области, где велика величина $B(x) = B(\nu - \nu_0)$, и поэтому можно с достаточным приближением заменить пределы интегрирования в (4.5) на $\pm\infty$. Учитывая, кроме того, что $\frac{d\nu}{dl} dx = d\nu$, имеем

$$I(0) \approx \tau_{\text{сп}} \Omega_2 \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu - \nu_0)\, d\nu = \tau_{\text{сп}} \Omega_2 B_{\text{и}}, \tag{4.6}$$

где $B_{\text{и}} = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu - \nu_0)\, d\nu$ — интегральная яркость спектральной линии. Выражение (4.6) совпадает с (1.62) для освещенности квазимонохроматической линии. Следовательно, $I(0)$ представляет собой освещенность в максимуме наблюдаемого контура $E_0 = \tau_{\text{сп}} B_{\text{и}} \Omega_2$, которая является величиной постоянной, независящей от формы контура линии и пропорциональной $B_{\text{и}}$.

Другой крайний случай — ширина аппаратной функции $\delta\nu$ много меньше ширины спектральной линии $\Delta\nu$, или $s_2 \ll \beta$ (рис. 4.24). В этом случае интеграл (4.5) берется лишь в очень малой области контура линии, вблизи его максимума, где яркость изменяется мало и среднее ее значение в пределах интегрирования $\pm{}^1/_2 s_2$ близко к значению яркости в максимуме $\overline{B} \approx B_0$

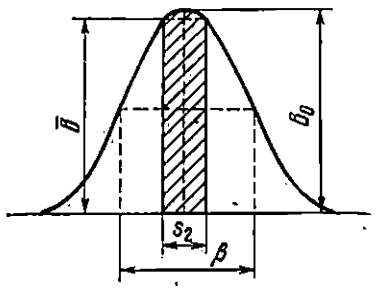


Рис. 4.24. К вычислению $I_\lambda(0)$ в случае $s_2 \ll \beta$.

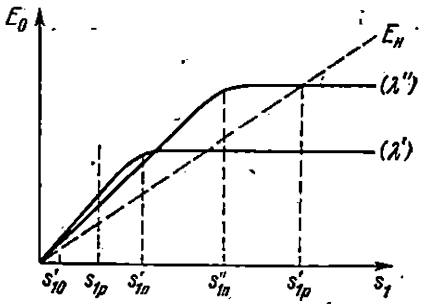


Рис. 4.25. Зависимость освещенности в максимуме наблюдаемого контура линий конечной ширины от ширины входной щели.

$E_н$ — освещенность непрерывного спектра.

(см. рис. 4.24). При сделанных допущениях выражение (4.5) для $I(0)$ запишется в виде

$$I(0) = \tau_{сп}\Omega_2 \frac{d\nu}{dl} \overline{B} \int\limits_{-s_2/2}^{+s_2/2} dx \approx \tau_{сп} B_0 \Omega_2 \delta\nu,$$

что совпадает с выражением для освещенности непрерывного спектра (1.76), и, значит,

$$I(0) = E_0 = \tau_{сп} B_0 \Omega_2 \delta\nu. \qquad (4.7)$$

Отсюда следует, что $E_0 \backsim B_0$. Это является следствием того, что при $\beta \gg s_2$ аппаратурные искажения малы и наблюдаемый контур близок к истинному.

Поскольку величина $\delta\nu = s_2 (d\nu/dl)$ пропорциональна s_2, а $s_2 \sim s_1$, то из (4.7) следует также, что освещенность в максимуме E_0 линейно зависит от ширины входной щели s_1, причем это выполняется для всех спектральных линий (при $\beta \gg s_2$).

Таким образом, на кривой зависимости $E_0 = f(s_1)$ имеется начальный линейный участок $E_0 \sim s_1$ при $\delta\nu \ll \Delta\nu$ и участок $E_0 = \text{const}$ при $\delta\nu \gg \Delta\nu$. Между этими крайними участками, т. е. в области $\delta\nu \approx \Delta\nu$, происходит плавный переход от линейной зависимости к постоянному значению. В области $\delta\nu \approx \Delta\nu$ E_0 более сложно зависит от ширины щели s_1 (рис. 4.25) и параметров линии B_0 и $B_н$.

Непосредственный расчет интеграла (4.5) для различных форм спектральных линий $B(\nu)$ показывает, что величина переходной области зависит от формы контура. Так, например, для гауссовского контура (длина волны λ') «насыщение» происходит быстрее, чем для дисперсионного (длина волны λ'').

В качестве примера приведем результат вычисления (4.5) для дисперсионного контура

$$I(0) = E_0 = \tau_{\text{сп}}\Omega_2 B_0 \Delta\nu \operatorname{arctg}\frac{\delta\nu}{\Delta\nu}.$$

Мы видим, что кривая зависимости E_0 от s_1 описывается функцией $\operatorname{arctg}(\delta\nu/\Delta\nu)$, форма графика которой близка к кривым, изображенным на рис. 4.25. При $\delta\nu \ll \Delta\nu$

$$\operatorname{arctg}\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} \approx \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} \quad \text{и} \quad E_0 = \tau_{\text{сп}} B_0 \Omega_2 \delta\nu,$$

т. е. E_0 линейно зависит от $\delta\nu$, а следовательно, и от s_1, причем тангенс угла наклона прямолинейного участка $E_0 = f(s_1)$ пропорционален B_0. При широких щелях ($\delta\nu \gg \Delta\nu$)

$$\operatorname{arctg}\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} \approx \frac{\pi}{2} \quad \text{и} \quad E_0 = \tau_{\text{сп}} B_{\text{н}} \Omega_2,$$

где

$$B_{\text{н}} = \frac{\pi}{2} B_0 \Delta\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\nu)\, d\nu.$$

Указанная выше зависимость $E_0 = f(s_1)$ (см. рис. 4.25) накладывает определенные условия на выбор рабочей ширины щели $s_{1\text{р}}$ при определении относительной яркости линий, имеющих различную ширину.

Пусть мы имеем две спектральные линии ν' и ν'' различной ширины $\Delta\nu'$ и $\Delta\nu''$ с различными параметрами $B_0(\nu')$, $B_0(\nu'')$, $B_{\text{н}}(\nu')$ и $B_{\text{н}}(\nu'')$. На кривых зависимости E_0 от s_1 для этих линий найдем точки перегиба для более узкой из измеряемых линий $s'_{1\text{п}}$ и более широкой $s''_{1\text{п}}$ (см. рис. 4.25), причем $s''_{1\text{п}} \gg s'_{1\text{п}}$. При ширинах щели $s'_{10} < s_1 < s'_{1\text{п}}$ обе эти кривые имеют линейные участки, где выполняется равенство (4.7), а при $s_1 > s''_{1\text{п}}$ — области насыщения, где справедливо равенство (4.6).

По измеренным величинам почернений в максимумах D_0 для линий ν' и ν'' определяют тем или иным из описанных выше методов отношение освещенностей $E_0(\nu')/E_0(\nu'') = \hat{\tau}_0(\nu')/\hat{\tau}_0(\nu'')$, где $\hat{\tau}_0(\nu')$ и $\hat{\tau}_0(\nu'')$ — коэффициенты пропускания ступенчатого ослабителя для $D_0(\nu')$ и $D_0(\nu'')$, найденные по кривым почернения (см. рис. 4.22 и 4.23).

Если спектр получен при рабочей ширине щели $s'_{10} < s_{1p} < s'_{1п}$, то согласно (4.7) для найденного отношения освещенностей имеем

$$\frac{E_0(\nu')}{E_0(\nu'')} = \frac{\tau_{сп}(\nu')\, B_0(\nu')\, \Omega'_2 \delta\nu'}{\tau_{сп}(\nu'')\, B_0(\nu'')\, \Omega''_2 \delta\nu''} = \frac{\hat{\tau}_0(\nu')}{\hat{\tau}_0(\nu'')}.$$

В условиях применимости гомохромной фотометрии ($\lambda' - \lambda'' \leqslant \leqslant 25$ Å) $\tau_{сп}(\nu') \approx \tau_{сп}(\nu'')$, $\Omega'_2 \approx \Omega''_2$, $\delta\nu' \approx \delta\nu''$ и мы находим

$$\frac{E_0(\nu')}{E_0(\nu'')} = \frac{B_0(\nu')}{B_0(\nu'')} = \frac{\hat{\tau}_0(\nu')}{\hat{\tau}_0(\nu'')}.$$

Если же спектр получен при рабочей ширине щели $s'_{1p} > s''_{1п}$, то согласно (4.6) имеем

$$\frac{E_0(\nu')}{E_0(\nu'')} = \frac{B_и(\nu')}{B_и(\nu'')} = \frac{\hat{\tau}_0(\nu')}{\hat{\tau}_0(\nu'')}.$$

Таким образом, в зависимости от рабочей ширины щели можно определить либо отношение спектральных яркостей в максимумах линий, либо отношение интегральных яркостей.

При ширинах щелей от $s'_{1п}$ до $s''_{1п}$ (см. рис. 4.25), когда ход зависимости $E_0(\nu) = f(s_1)$ различен для обеих линий, отношение $E_0(\nu')/E_0(\nu'')$ зависит от s_1, т. е. определяется не только параметрами спектральных линий. Поэтому эта область ширин щелей не пригодна для измерений.

Если производится измерение относительных яркостей нескольких линий, то рабочая ширина должна быть либо меньше ширины щели, соответствующей точке перегиба для самой узкой из измеряемых линий, либо больше этой ширины для самой широкой линии.

Мы рассмотрели два возможных способа определения относительных яркостей спектральных линий при $s'_{10} < s_{1p} < s'_{1п}$ и $s'_{1p} > s''_{1п}$. Какой из них предпочтительнее? В общем случае это зависит от поставленной задачи, так как в них определяются различные величины, а именно $B_0(\nu')/B_0(\nu'')$ или $B_и(\nu')/B_и(\nu'')$. Физически наибольший интерес представляет определение отношения интегральных яркостей $B_и(\nu')/B_и(\nu'')$, поскольку интегральная яркость непосредственно связана с характеристиками излучающего атома — вероятностями перехода. Кроме того, величина $B_и(\nu)$ меньше зависит от параметров излучающей плазмы: ее температуры, плотности, природы окружающих частиц и пр., тогда как величина $B_0(\nu)$ и ширина линий зависят от указанных параметров. Далее, следует отметить, что при широких щелях ($\delta\nu > \Delta\nu$), при которых ведется определение интегральных яркостей, форма наблюдаемого контура близка к прямоугольной. Это позволяет при фотометрировании и измерении $D_0(\nu)$ использовать более широкие щели микрофотометра (см. § 4.7), что в свою очередь

позволяет повысить точность фотометрирования и определения отношения $B_и(\nu')/B_и(\nu'')$.

Однако использование широких щелей приводит уменьшению практической разрешающей способности и возможному переналожению изображений спектральных линий. Кроме того, если в исследуемом спектре, кроме измеряемых линий, присутствует непрерывный спектр, освещенность которого пропорциональна s_1 (см. рис. 4.25), то при широких рабочих щелях она может быть настолько большой, что точность определения $B_и(\nu')/B_и(\nu'')$ упадет в результате снижения контраста спектра.

Поэтому при наличии непрерывного спектра может оказаться более целесообразным проводить измерения на линейных участках кривой $E_0(\nu) = f(s_1)$ при рабочих ширинах щелей, близких к ширине, соответствующей точке перегиба для самой узкой измеряемой линии, $s_{1р} < s_{1п}$.

Таким образом, выбор условий измерения относительных яркостей линий определяется характером исследуемого спектра.

Гетерохромная фотометрия. Задача гетерохромной фотометрии состоит в определении относительной яркости спектральных линий, значительно различающихся по длине волны ($\lambda' - \lambda'' > 25$ Å), когда необходим учет зависимости параметров фотографической эмульсии и параметров спектрографа от длины волны. В настоящее время в практике гетерохромной фотометрии наиболее широкое распространение получил метод, в котором используется вспомогательный эталонный источник излучения с известной зависимостью яркости от длины волны или частоты. Для определения относительной яркости спектральных линий исследуемого источника достаточно знать зависимость яркости эталонного источника от длины волны лишь в относительных единицах, что значительно упрощает технику измерения.

В качестве эталонного источника можно использовать источник с любым видом спектра — линейчатым (если число линий достаточно велико) и непрерывным, но чаще всего в видимой и близкой ультрафиолетовой областях применяются источники с непрерывным спектром.

Рассмотрим процедуру определения относительной яркости двух спектральных линий путем измерения плотности почернения в максимумах фотографического изображения линий с использованием эталонного источника с известной зависимостью $B_э(\lambda)$ в области расположения этих линий. Обычно эталонным источником пользуются и для получения марок почернения.

Пусть исследуемые линии с длинами волн λ' и λ'' в максимумах *) контура имеют ширины β' и β'', или $\Delta\lambda'$ и $\Delta\lambda''$, спектральные

*) Здесь мы будем рассматривать зависимость яркости от длины волны λ, так как эталонные источники обычно градуируются по излучению черного тела в функции λ.

яркости в максимумах $B_0(\lambda')$ и $B_0(\lambda'')$ и интегральные яркости $B_и(\lambda')$ и $B_и(\lambda'')$, причем для определенности $\Delta\lambda' < \Delta\lambda''$.

Сначала, как и в случае гомохромной фотометрии, находят точки перегиба $s_{1п}$ на кривой $E_0(\lambda) = f(s_1)$ (см. рис. 4.25) для обеих сравниваемых линий и определяют рабочие ширины щелей

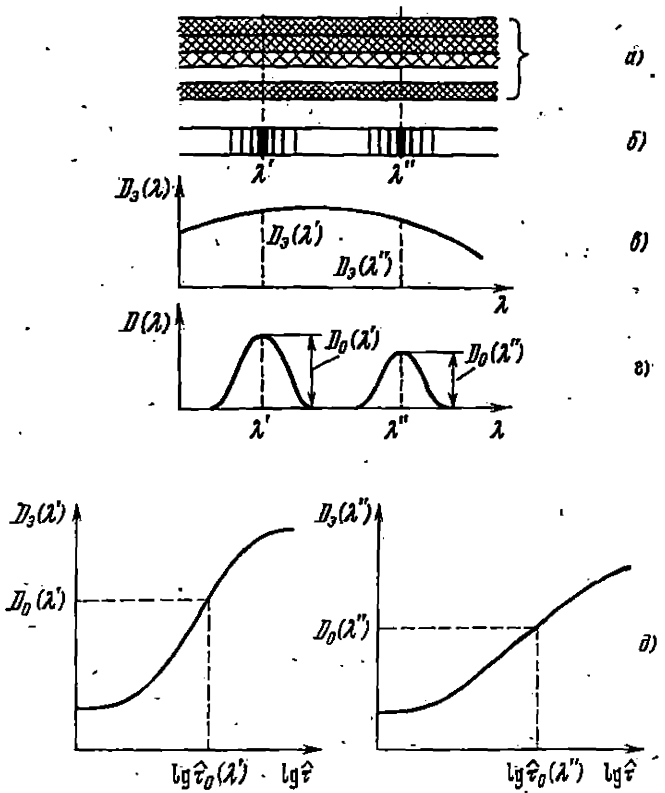


Рис. 4.26. К методу гетерохромной фотометрии.

а) Марки почернения с эталонным спектром; *б*) исследуемый спектр; *в*) плотности почернения в эталонном спектре; *г*) плотности почернения исследуемых линий; *д*) кривые почернения для длин волн λ' и λ''.

$s'_{10} < s_{1р} < s'_{1п}$ и $s'_{1р} > s''_{1п}$. При рабочей ширине щели фотографируют исследуемый спектр (рис. 4.26, *б*) (при высоте щели несколько мм), а рядом с ним (обычно сверху и снизу) фотографируют через ступенчатый ослабитель спектр эталонного источника (рис. 4.26, *а*) при той же ширине $s_{1р}$ и высоте щели, определяемой ступенчатым ослабителем. Условия освещения щели при фотографировании марок почернения должны обеспечить постоянство яркости по высоте щели и отсутствие всякого виньетирования,

а времена экспозиции при фотографировании обоих спектров не должны различаться более чем в 10 раз (см. выше). С помощью микрофотометра измеряют плотность почернений в различных ступеньках эталонного спектра $D_э(\lambda')$ и $D_э(\lambda'')$ и в максимумах обеих линий $D_0(\lambda')$ и $D_0(\lambda'')$ (рис. 4.26, *в*, *г*), а затем по маркам почернения для тех же длин волн λ' и λ'' строят кривые почернения $D_э(\lambda') = \varphi(\lg \hat{\tau})$ и $D_э(\lambda'') = \varphi(\lg \hat{\tau})$ (рис. 4.26, *д*). Используя метод II гомохромной фотометрии, находят при помощи кривых почернения по измеренным $D_0(\lambda')$ и $D_0(\lambda'')$ отношения

$$\frac{E_0(\lambda')}{E_э(\lambda')} = \hat{\tau}_0(\lambda') \quad \text{и} \quad \frac{E_0(\lambda'')}{E_э(\lambda'')} = \hat{\tau}_0(\lambda''). \tag{4.8}$$

Поскольку эталонный источник имеет непрерывный спектр, ширина которого много больше ширины аппаратной функции, то наблюдаемое распределение освещенности $E_э(\lambda)$ совпадает с истинным распределением яркости и в соответствии с (1.76) имеем

$$E_э(\lambda) = \tau_{сп}(\lambda) B_э(\lambda) \Omega_2(\lambda) \delta\lambda \sin \varepsilon(\lambda).$$

Выражения же для $E_0(\lambda)$ зависят от выбора рабочей ширины щели $s_{1р}$.

1. Случай $s'_{10} < s_{1р} < s'_{1п}$. В этом случае $E_0(\lambda)$ определяется выражением (4.7), которое при наклонной фокальной плоскости (см. рис. 1.5) и переходе от ν к λ имеет вид, совпадающий с (1.76):

$$E_0(\lambda) = \tau_{сп}(\lambda) B_0(\lambda) \Omega_2(\lambda) \delta\lambda \sin \varepsilon(\lambda).$$

Тогда для отношения (4.8) при λ' мы можем написать

$$\frac{E_0(\lambda')}{E_э(\lambda')} = \frac{\tau_{сп}(\lambda') B_0(\lambda') \Omega_2(\lambda') \delta\lambda' \sin \varepsilon(\lambda')}{\tau_{сп}(\lambda') B_э(\lambda') \Omega_2(\lambda') \delta\lambda' \sin \varepsilon(\lambda')} = \hat{\tau}_0(\lambda').$$

Здесь величины $\tau_{сп}(\lambda')$, $\delta\lambda'$ и $\varepsilon(\lambda')$ одни и те же, действующие же величины телесных углов $\Omega_2(\lambda)$ зависят от способа освещения щели. При работе с высокими щелями и при устранении виньетирования (при фотографировании марок почернения) действующая величина $\Omega_2(\lambda)$ обычно меньше максимально возможной. Для того чтобы отношение $E_0(\lambda)/E_э(\lambda)$ не зависело от параметров спектрографа, необходимо обеспечить равенство телесных углов $\Omega_2(\lambda)$ при фотографировании исследуемого и эталонного спектров. Этому требованию легче удовлетворить, если исследуемый спектр фотографировать при той же осветительной системе, что и марки почернения (т. е. эталонный спектр).

При выполнении указанных условий получим

$$\hat{\tau}_0(\lambda') = \frac{B_0(\lambda')}{B_э(\lambda')} \quad \text{и, аналогично,} \quad \hat{\tau}_0(\lambda'') = \frac{B_0(\lambda'')}{B_э(\lambda'')}, \tag{4.9}$$

откуда находим

$$\frac{B_0(\lambda')}{B_0(\lambda'')}=\frac{B_э(\lambda')}{B_э(\lambda'')}\frac{\hat{\tau}_0(\lambda')}{\hat{\tau}_0(\lambda'')}.$$

Отношение $B_э(\lambda')/B_э(\lambda'')\equiv\varkappa(\lambda',\lambda'')$ нам известно из кривой $B_э(\lambda)$ для эталонного источника, и поэтому окончательно имеем

$$\frac{B_0(\lambda')}{B_0(\lambda'')}=\varkappa(\lambda',\lambda'')\frac{\hat{\tau}_0(\lambda')}{\hat{\tau}_0(\lambda'')}. \qquad (4.10)$$

2. Случай $s'_{1р}>s''_{1п}$. Значение $E_0(\lambda)$ определяется выражением (4.6), которое при наклонной фокальной плоскости и переходе от ν к λ совпадает с (1.62) и имеет вид

$$E_0(\lambda)=\tau_{сп}(\lambda)B_и\Omega_2(\lambda)\sin\varepsilon(\lambda).$$

Теперь в случае равенства действующих телесных углов при регистрации эталонного и исследуемого спектров для отношений (4.8) получим

$$\frac{E_0(\lambda')}{E_э(\lambda')}=\frac{B_и(\lambda')}{B_э(\lambda')}\frac{1}{\delta\lambda'}=\hat{\tau}^*(\lambda')$$

и

$$\frac{E_0(\lambda'')}{E_э(\lambda'')}=\frac{B_и(\lambda'')}{B_э(\lambda'')}\frac{1}{\delta\lambda''}=\hat{\tau}^*(\lambda''),$$

откуда

$$\frac{B_и(\lambda')}{B_и(\lambda'')}=\varkappa(\lambda',\lambda'')\frac{\hat{\tau}_0^*(\lambda')}{\hat{\tau}_0^*(\lambda'')}\frac{\delta\lambda'}{\delta\lambda''},$$

где $\varkappa(\lambda',\lambda'')=B_э(\lambda')/B_э(\lambda'')$. Сравнивая полученное выражение с (4.10), мы видим, что в этом случае для определения интегральных яркостей линий, кроме измерения величин $\hat{\tau}_0^*(\lambda')$, $\hat{\tau}_0^*(\lambda'')$ и $\varkappa(\lambda',\lambda'')$, необходимо знать величины спектральных ширин щели $\delta\lambda'$ и $\delta\lambda''$ для длин волн λ' и λ''.

Используя (1.77), найдем для отношения спектральных ширин щели

$$\frac{\delta\lambda'}{\delta\lambda''}=\frac{\left(f_2\Gamma_м\frac{d\lambda}{dl}\right)_{\lambda'}}{\left(f_2\Gamma_м\frac{d\lambda}{dl}\right)_{\lambda''}}=\frac{\left(\Gamma_м\frac{d\lambda}{d\varphi}\right)_{\lambda'}}{\left(\Gamma_м\frac{d\lambda}{d\varphi}\right)_{\lambda''}},$$

и, следовательно,

$$\frac{B_и(\lambda')}{B_и(\lambda'')}=\varkappa(\lambda',\lambda'')\frac{\hat{\tau}^*(\lambda')}{\hat{\tau}^*(\lambda'')}\frac{\left(\Gamma_м\frac{d\lambda}{d\varphi}\right)_{\lambda'}}{\left(\Gamma_м\frac{d\lambda}{d\varphi}\right)_{\lambda''}}. \qquad (4.10а)$$

Таким образом, при определении отношения $B_и(\lambda')/B_и(\lambda'')$ необходимо измерить величины углового увеличения $\Gamma_м$ и угловой дисперсии $d\varphi/d\lambda$ для тех же длин волн λ' и λ''.

Для близких спектральных линий, когда $\delta\lambda' \approx \delta\lambda''$ и $\varkappa(\lambda', \lambda'') \approx 1$, выражения для относительной яркости совпадают с соотношениями, полученными методом гомохромной фотометрии.

Если известна абсолютная спектральная яркость эталонного источника $B_э(\lambda)$, то соотношения (4.9) позволяют определить абсолютную яркость спектральных линий. При этом необходимо, чтобы строго выполнялось условие равенства действующих светосил спектрографа (т. е. величин Ω_2) при фотографировании эталонного и исследуемого спектров.

§ 4.6. Эталонные источники

В качестве эталонного источника непрерывного спектра наиболее удобным было бы использовать источник, излучение которого близко к излучению абсолютно черного тела (АЧТ). Как известно [1.2], для АЧТ зависимость яркости от длины волны задается формулой Планка:

$$b(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5}\left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1\right)^{-1}, \quad (4.11)$$

определяющей мощность излучения с 1 см² поверхности в единичном интервале длин волн, где $c_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-12}$ Вт·см$^{-2}$, $c_2 = 14\,384$ мкм·К, T — абсолютная температура АЧТ.

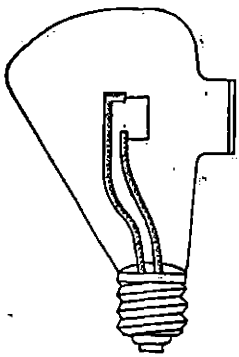


Рис. 4.27. Схематическое изображение эталонной ленточной вольфрамовой лампы.

Источники со спектрами излучения, близкими к спектру АЧТ (искусственные черные тела), существуют, но их эксплуатация связана с большими экспериментальными трудностями. Поэтому они используются главным образом в специальных метрологических лабораториях и служат для градуировки вторичных эталонных источников. В качестве вторичных эталонных источников в настоящее время наиболее широко применяются *ленточные вольфрамовые лампы накаливания*. У таких ламп телом свечения служит полоска из вольфрамовой фольги толщиной 0,02—0,03 мм, шириной 1—2 мм и рабочей высотой 7—10 мм. При такой форме тела свечения его удобно отображать на щель спектрального прибора. У современных эталонных ламп баллон имеет коническую форму и патрубок с плоским окном (рис. 4.27). С окном из обычного стекла лампой можно пользоваться в диапазоне 3600 Å — 2,4 мкм, с окном из увиолевого стекла — в диапазоне 3,5 мкм — 2500 Å.

Распределения энергии по длинам волн в излучении раскаленного вольфрама и АЧТ значительно различаются, что особенно

ярко выражено в ближней инфракрасной области, где излучательная способность вольфрама сильно падает в результате увеличения его коэффициента отражения с ростом λ (рис. 4.28).

В соответствии с законом Кирхгофа [1.2] выражение для яркости излучения ленточной лампы можно записать в виде

$$B_э(\lambda, T) = \tau_0(\lambda)\,\varepsilon(\lambda, T)\,b(\lambda, T), \qquad (4.12)$$

где $\varepsilon(\lambda, T)$ — коэффициент излучения, или коэффициент «черноты» вольфрама как реального «нечерного» тела ($\varepsilon(\lambda, T) < 1$ и зависит от λ и истинной температуры T вольфрама), $\tau_0(\lambda)$ — коэффициент пропускания окна ленточной лампы, $b(\lambda, T)$ — яркость АЧТ (см. (4.11)) при той же температуре T.

При достаточно высокой температуре вольфрама ($T \geqslant 2500$ К) зависимость яркости $B_э(\lambda, T)$ от λ в видимой области спектра (4000—7000 Å) приближенно совпадает с распределением яркости $b(\lambda, T_ц)$ АЧТ, но при более высокой его температуре $T_ц > T$, которая называется *цветовой температурой* тела. Это означает, что

$$\frac{B_э(\lambda', T)}{B_э(\lambda'', T)} \approx \frac{b(\lambda', T_ц)}{b(\lambda'', T_ц)}. \qquad (4.13)$$

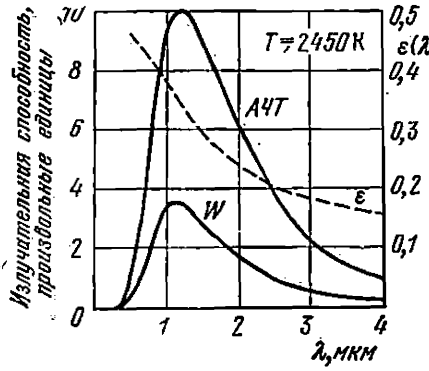


Рис. 4.28. Излучательная способность АЧТ и вольфрама при $T = 2450$ К.
$\varepsilon(\lambda, T)$ — коэффициент излучения вольфрама.

Для характеристики абсолютной яркости излучения вольфрама (и других нечерных тел) вводится понятие *яркостной температуры* $T_я$. В соответствии с (4.12) спектральная яркость излучения ленточной лампы с истинной температурой вольфрама T для любой длины волны меньше яркости излучения АЧТ с той же температурой T. Однако для заданной длины волны λ существует такая температура АЧТ $T_я$ (причем $T_я < T$), при которой его спектральная яркость $b(\lambda, T_я)$ Вт·см$^{-2}$ равна яркости излучения ленточной лампы $B_э(\lambda, T)$. Эта температура абсолютно черного тела $T_я$ называется *яркостной температурой* вольфрама.

Учитывая сказанное выше и принимая во внимание (4.12), можно написать

$$b(\lambda, T_я) = B_э(\lambda, T) = \tau_0(\lambda)\,\varepsilon(\lambda, T)\,b(\lambda, T). \qquad (4.14)$$

Яркостная температура $T_я$ зависит от истинной температуры вольфрама T и длины волны λ, поскольку коэффициент излучения вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$ зависит от λ и T.

Равенства (4.14) и (4.11) позволяют найти следующую приближенную связь между яркостной и истинной температурами вольфрама:

$$\frac{1}{T}-\frac{1}{T_я}=\frac{\lambda}{c_2}\ln[\tau_0(\lambda)\varepsilon(\lambda,\ T)], \qquad (4.15)$$

которая с погрешностью до 1% выполняется для $\lambda T < 0{,}3$ см·К (например, для $T < 3000$ К и $\lambda < 1$ мкм).

При градуировке эталонных ленточных вольфрамовых ламп яркостная температура обычно определяется для $\lambda_0 = 0{,}65$ мкм. При подстановке в (4.15) величин $\lambda_0 = 0{,}65$ мкм и c_2 оно принимает вид

$$\frac{1}{T}-\frac{1}{T_я}=1{,}041\cdot10^{-4}\lg[\tau_0(\lambda)\,\varepsilon(\lambda_0,\ T)]. \qquad (4.16)$$

где $\tau_0(\lambda) \approx 0{,}92$, а $\varepsilon(\lambda_0,\ T)$ — коэффициент излучения вольфрама при $\lambda_0 = 0{,}65$ мкм и температуре T.

Уравнение (4.16) позволяет определить истинную температуру вольфрама T, если для данной эталонной лампы известна яркостная температура $T_я$. Поскольку коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda_0,\ T)$ довольно медленно изменяется с температурой, в первом приближении из соотношения (4.16) находят величину T' при значении $\varepsilon(\lambda_0,\ T_я)$, а затем — величину T при значении $\varepsilon(\lambda_0,\ T')$. Полученное таким способом значение T позволяет далее с достаточной точностью вычислить по (4.14) абсолютную величину спектральной яркости вольфрамовой лампы $B_э(\lambda,\ T)$ для любой длины волны λ, используя экспериментально измеренные величины $\varepsilon(\lambda,\ T)$ и значения $b(\lambda,\ T)$ для различных λ и T. Величины $\varepsilon(\lambda,\ T)$ могут быть взяты из [4.4], где соответствующие данные приведены в форме графиков (см. графики, помещенные на форзацах, и Приложение 3), или таблицы в [4.5]. Значения же $b(\lambda,\ T)$ можно заимствовать, например, из таблиц в [4.6] или из табл. 6 в [4.7], где даны величины *) $b(\lambda,\ T)/b(\lambda_{max},\ T)$ для различных произведений λT.

При измерении относительной яркости спектральных линий входящее в (4.10), (4.10а) отношение $\varkappa(\lambda',\ \lambda'') = B_э(\lambda')/B_э(\lambda'')$ вычисляется согласно (4.14) в виде

$$\varkappa(\lambda',\ \lambda'')=\frac{B_э(\lambda',\ T)}{B_э(\lambda'',\ T)}=\frac{\varepsilon(\lambda',\ T)\,b(\lambda',\ T)\,\tau_0(\lambda')}{\varepsilon(\lambda'',\ T)\,b(\lambda'',\ T)\,\tau_0(\lambda'')}.$$

Если же для эталонного источника известна цветовая температура $T_ц$, то $\varkappa(\lambda',\ \lambda'')$ вычисляется по (4.13).

При градуировке ленточных вольфрамовых ламп указывается рабочая сила тока или напряжение, при которых определяется яркостная или цветовая температура, а также эталонируемый

*) λ_{max} — длина волны в максимуме излучения АЧТ.

участок тела свечения и рабочая установка лампы (пространственная ориентация, полярность питания).

Рабочая сила тока, которая у обычных эталонных ламп типа СИ-8-200 лежит в пределах 10—20 А, должна контролироваться (с помощью приборов класса 0,1, 0,2) и поддерживаться с высокой степенью точности, так как яркость излучения вольфрама резко зависит от силы тока.

Заметим также, что коэффициент излучения вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$ зависит от химической чистоты вольфрамовой фольги, качества ее поверхности, технологии изготовления и у реальных эталонных ламп может отличаться от значений $\varepsilon(\lambda, T)$, приведенных на графиках.

В результате недостаточно точного знания величин $B_э(\lambda, T)$ ошибка в определении относительной яркости спектральных линий методом гетерохромной фотометрии значительно больше, чем в случае гомохромной фотометрии, и может достигать 10% и более. Эта ошибка тем больше, чем больше разность длин волн сравниваемых линий. По той же причине ошибка в определении абсолютной яркости спектральных линий также довольно велика.

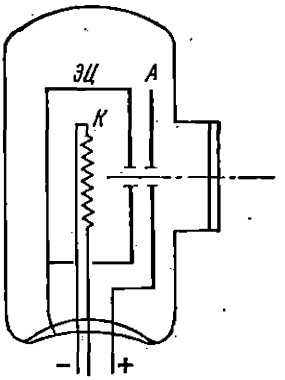


Рис. 4.29. Схема низковольтной водородной лампы.

Рассмотрим теперь *водородную лампу*. Яркость непрерывного спектра вольфрамовых ламп накаливания в ультрафиолетовой области ($\lambda < 3000$ Å) сильно падает, и поэтому их нельзя использовать. В качестве эталонных источников в этой области спектра применяются водородные лампы, представляющие собой газоразрядные лампы низкого давления с молекулярным водородом или дейтерием. При возбуждении в электрическом разряде молекулы водорода излучают достаточно интенсивный непрерывный спектр, начинающийся от $\approx$4800 Å и простирающийся до 1670 Å. В более коротковолновой области испускается только линейчатый спектр. Распределение энергии в непрерывном спектре водородной лампы приведено в [3.11].

Водородные лампы бывают двух типов — высоковольтные и низковольтные, и они различаются по своей конструкции. В первых разряд осуществляется в длинном, охлаждаемом проточной водой капилляре при давлении сухого водорода около 1 мм рт. ст. и напряжении 2—3 кВ. Схема низковольтной водородной лампы приведена на рис. 4.29. В таких лампах разряд происходит между накаливаемым оксидным катодом *К* и анодом *А* через небольшое отверстие в экранирующем никелевом цилиндре *ЭЩ*, окружающем катод. Анод также имеет небольшое отверстие для вывода

излучения. Выходное окно на тубусе баллона лампы изготовляется из высококачественного кварца. Лампа наполняется тщательно высушенным водородом или дейтерием при давлении около 4 мм рт. ст. Напряжение питания лампы 250 В (через стабилизирующее балластное сопротивление). При равных условиях питания у лампы с дейтерием яркость непрерывного спектра больше, чем у лампы с водородом. Наша промышленность выпускает водородные лампы различных типов и различной мощности.

В качестве эталонных источников используются также некоторые люминесцирующие вещества, имеющие широкие спектры

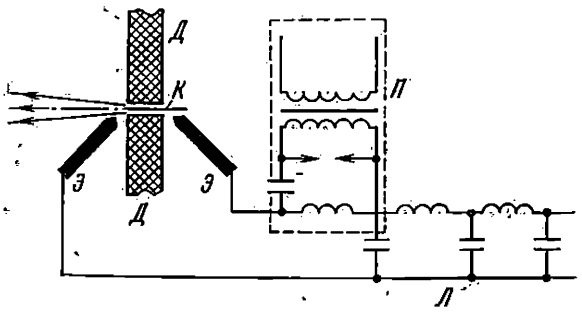


Рис. 4.30. Схема импульсного эталонного источника.
Д — диэлектрическая пластина, *К* — капилляр, *Э* — угольные электроды, *П* — блок поджига, *Л* — искусственная линия.

люминесценции с известным распределением энергии. Так, для работы в видимой области спектра можно использовать спектр люминесценции водного раствора сернокислого хинина при возбуждении его излучением ртутной лампы с $\lambda = 3650$ Å. Градуировку таких источников производят с помощью эталонной вольфрамовой лампы.

Кроме рассмотренных выше эталонных источников с постоянным во времени излучением находят применение *импульсные эталонные источники* сплошного спектра. Схема одного из них ЭВ-45, серийно выпускаемого в СССР, приведена на рис. 4.30. В этом источнике используется свечение высокотемпературной плазмы большой плотности, образующейся при импульсном разряде через капилляр в диэлектрике. Капилляр диаметром 2 мм делается в пластине из диэлектрика (текстолит, гетинакс, тефлон) толщиной около 10 мм. Импульс длительностью 100 мкс формируется в искусственной линии *Л* (см. рис. 4.30). Сначала для ионизации воздуха в капилляре производится поджиг от небольшого высоковольтного контура *П*, а затем наступает разряд линии *Л*. Основной сильноточный разряд происходит в воздухе

и парах материала диэлектрика, испаряющегося со стенок капилляра. При плотности разрядного тока порядка 10^4 А/см^2 излучение образующейся плотной плазмы имеет непрерывный спектр, близкий к спектру абсолютно черного тела с температурой $T = 40\,000$ К, который простирается от ультрафиолета до ближней инфракрасной области.

Заметим, что импульсный эталонный источник применим лишь при измерении относительной яркости спектральных линий импульсных источников с длительностью свечения, близкой к длительности свечения эталонного источника (в пределах одного порядка).

§ 4.7. Техника фотометрирования. Ошибки измерения

Определение плотности почернения $D = \lg(i_0/i)$ требует независимого измерения величин i_0 и i, причем определение i_0 должно производиться в отсутствие фотопластинки в пучке. В реальных микрофотометрах измерение величин i_0 и i обычно выполняется в сходящемся пучке, и поэтому внесение пластинки в пучок несколько изменяет ход лучей, что приводит к ошибке в определении величины D. Кроме того, при внесении пластинки в пучок ослабление света происходит не только за счет поглощения его в эмульсии, но и за счет отражения от поверхностей пластинки или пленки. Для исключения указанных ошибок определяют разность оптических плотностей почернения данного участка спектра $D_c = \lg(i_0/i_c)$ и соседнего к нему, «чистого» участка эмульсии, где имеется только фотовуаль $D_в = \lg(i_0/i_в)$. Легко видеть, что $D_c - D_в = \lg(i_в/i_c)$. При этих измерениях отпадает необходимость измерения величины i_0 и пластинка не выносится из пучка. Измеренную таким образом величину $\lg(i_в/i_c)$ часто называют почернением над вуалью. Характеристическая кривая для почернения над вуалью $D_c - D_в = \lg(i_в/i_c) = f(\lg E)$ имеет вид, изображенный на рис. 4.31. Она получается из кривой, приведенной на рис. 4.8, перенесением начала оси ординат в точку $D_в$.

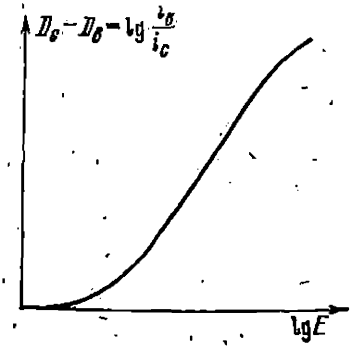


Рис. 4.31. Характеристическая кривая для почернения над вуалью.

Измерение плотности почернения спектра (а также коэффициента пропускания ступенчатого ослабителя τ) производится с помощью микрофотометров, принципиальная схема которых

приведена на рис. 4.32. По такой схеме построен широко используемый микрофотометр МФ-2. С помощью конденсора K и микрообъектива O_1 освещается небольшой участок спектра на фотопластинке $ФП$, который микрообъективом O_2 отображается с увеличением на измерительную щель шириной L и высотой H. Измерительная щель «вырезает» из увеличенного изображения спектра лишь небольшой участок площадью $Q = LH$, и свет, прошедший сквозь этот участок, попадает на фотоэлемент $ФЭ$. Возникающая в фотоэлементе э. д. с. измеряется с помощью зеркального гальванометра и шкалы. Электроизмерительная система должна быть

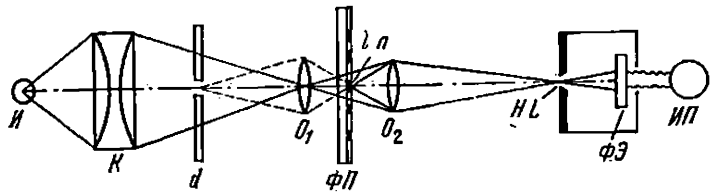


Рис. 4.32. Схема микрофотометра.

И — источник света, *d* — щель, образованная пластинками из цветного стекла, *ИП* — измерительный прибор.

линейной, т. е. показания гальванометра должны быть пропорциональны интенсивности света, падающего на фотоэлемент, в широком их интервале.

При измерении плотности почернения с помощью микрофотометра определяется величина

$$\lg\left(\frac{\hat{N}_в - \hat{N}'_0}{\hat{N}_с - \hat{N}_0}\right) = \lg\frac{i_в}{i_с} = D_с - D_в = D,$$

где $\hat{N}_0$ и $\hat{N}'_0$ — нулевые отсчеты по шкале при закрытой измерительной щели перед измерением спектра и вуали соответственно, а $\hat{N}_с$ и $\hat{N}_в$ — отсчеты при выводе на нее измеряемого участка спектра или линии и вуали *вблизи* этой линии соответственно. В случае измерения почернения D_0 в максимуме линии перемещением столика с пластинкой добиваются минимального отсчета. Линии спектра должны быть параллельны измерительной щели, а ее высота H не должна превышать высоту изображения щели. О выборе ширины измерительной щели будет сказано ниже.

Существуют автоматические регистрирующие микрофотометры (например, МФ-4), у которых столик с фотопластинкой непрерывно перемещается с постоянной скоростью, а фототок фотоэлемента регистрируется с помощью того или иного устройства. При этом, кроме регистрации спектра, на одном и том же бланке должны быть зарегистрированы нулевая линия $\hat{N}_0$ с закрытой измерительной

ной щелью, регистрограмма вуали $\hat{N}_в$ и марки почернения (рис. 4.33). Для нахождения почернения нужно определить отношение ординат

$$\frac{\hat{N}_в - \hat{N}_0}{\hat{N}_с - \hat{N}_0} = \frac{i_в}{i_с}.$$

Поскольку указанные регистрограммы получаются последовательно, яркость источника света должна быть чрезвычайно стабильной.

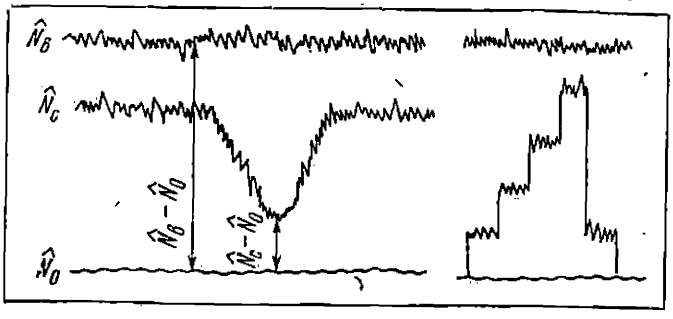


Рис. 4.33. Регистрограммы, полученные при работе с регистрирующим микрофотометром.
Справа — марки почернения.

В этом отношении более совершенны двухлучевые микрофотометры. Принципиальная схема одного из них, отечественного

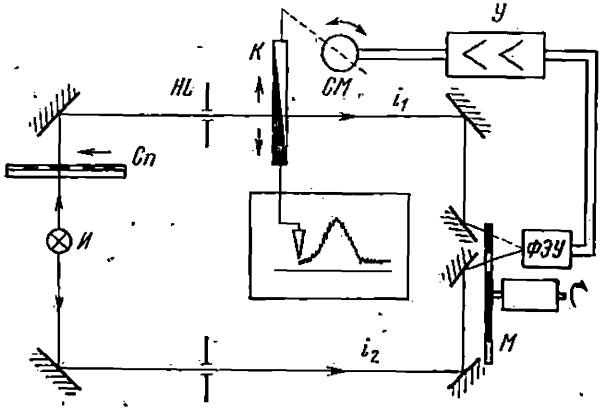


Рис. 4.34. Принципиальная схема двухлучевого микрофотометра.

микрофотометра ИФО-451 приведена на рис. 4.34. Свет от лампы накаливания *И* разделяется и идет по двум каналам; в одном из них помещается исследуемая спектрограмма *Сп*, измеритель-

ная щель HL и фотометрический клин K, а другой служит каналом сравнения. С помощью вращающегося модулятора M световые потоки обоих каналов i_1 и i_2 попеременно попадают на фотоприемник *ФЭУ*, включенный на вход усилителя переменного тока *У* с фазочувствительным детектором. Усиленный сигнал подается далее на управляющую обмотку сервомотора *СМ*, перемещающего фотометрический клин. Если потоки i_1 и i_2 не равны, то в цепи возникает переменный сигнал, фаза которого зависит от того, какой поток больше (i_1 или i_2). В соответствии с этим сервомотор перемещает клин в таком направлении, чтобы происходило уравнивание потоков i_1, i_2, т. е. компенсация изменений интенсивности света, проходящего через спектрограмму в процессе регистрации микрофотограммы. Таким образом, цепь *ФЭУ* — фотометрический клин образует следящую систему, обеспечивающую равенство $i_1 = i_2$, при котором переменная составляющая сигнала отсутствует. Фотометрический клин кинематически связан с пером самописца, и поэтому перо вычерчивает кривую изменения интенсивности света, проходящего через участок спектрограммы, «вырезаемый» измерительной щелью.

В микрофотометре ИФО-451 применен фотометрический клин, линейный по оптической плотности, благодаря чему непосредственно регистрируется оптическая плотность почернения спектрограммы.

Поскольку в двухлучевых микрофотометрах световые потоки i_1 и i_2 рабочего канала и канала сравнения создаются одним и тем же источником, изменение его яркости (в небольших пределах) сравнительно мало сказывается (в отличие от случая однолучевых приборов) на регистрируемой микрофотограмме.

Рассмотрим теперь ошибки, возникающие при фотометрировании. При рассматривании фотографического изображения при большом увеличении легко видеть, что оно состоит из отдельных зерен, или гранул, видимые размеры которых обычно больше размеров отдельных кристаллов AgBr. Существует несколько причин возникновения гранулярности фотоизображения, которые мы здесь не будем рассматривать. Отметим только, что обычно размеры гранул тем больше, чем больше средний размер кристаллов AgBr. По этой причине размер гранул у низкочувствительных эмульсий меньше, чем у высокочувствительных. Кроме того, размер образующихся гранул зависит от условий проявления — химического состава проявителя, его температуры, скорости проявления, а также от плотности почернения. Существуют специальные, обычно медленно действующие, так называемые мелкозернистые проявители, которые позволяют значительно уменьшить зернистость фотографического изображения.

Гранулярность фотоизображения и другие оптические неоднородности, существующие в проявленном эмульсионном слое,

влияют на распространение в нем пучка света. Происходит не только поглощение света дисперсным металлическим серебром, но и диффузное рассеяние света. В результате этого апертура пучка, прошедшего через фотопластинку при измерении почернения, оказывается больше апертуры пучка, падающего на нее из объектива O_1 (см. рис. 4.32 и 4.35), и поэтому прошедший через эмульсию пучок не полностью попадает в объектив O_2. Та часть пучка, которая идет мимо объектива O_2, не участвует в образовании изображения спектра на измерительной щели и при измерении плотности почернения воспринимается как поглощенная. Это приводит к отличию измеренной величины плотности почернения от истинной. Поскольку указанная ошибка зависит от геометрии падающего пучка и апертуры микрообъектива O_2, то измеренная величина почернения одного и того же участка спектра может оказаться различной при использовании микрофотометров различных типов [4.8].

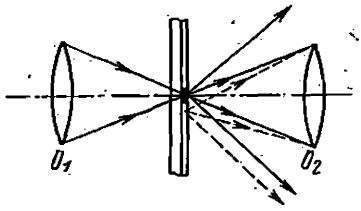


Рис. 4.35. К объяснению влияния рассеянного света в эмульсионном слое на измеряемую величину оптической плотности почернения.

Эффект рассеяния света в проявленном эмульсионном слое также выражается в том, что в объектив O_2 и на фотоэлемент попадает часть света, рассеянного освещенными участками спектрограммы, соседними с измеряемой линией (пунктир на рис. 4.35). Поскольку интенсивность рассеянного света зависит от вида спектра в измеряемой области, то тем самым в результаты определения почернения вносится неконтролируемая ошибка.

Чтобы уменьшить влияние рассеянного света и вместе с тем сохранить возможность визуального наблюдения достаточно большого участка спектра, в микрофотометре устанавливают щелевую диафрагму d (см. рис. 4.32), образованную пластинами из цветного стекла, которая отображается объективом O_1 на фотопластинку и ограничивает ширину интенсивно освещенного участка измеряемого спектра. Ширина изображения этой щелевой диафрагмы в плоскости измерительной щели должна быть лишь несколько больше ширины последней.

Укажем еще на один фактор, влияющий на величину регистрируемой плотности почернения. Измерение почернения с помощью микрофотометра обычно проводится в спектрально неразложенном свете лампы накаливания. Вместе с тем коэффициент поглощения дисперсного серебра и коэффициент диффузного рассеяния зависят от длины волны. Поэтому на определяемую плотность почернения оказывает влияние вид кривой спектральной чувствительности применяемого фотоэлемента.

В результате действия всех указанных выше факторов величины измеренной плотности почернения линий в данном спектре, полученные с помощью различных микрофотометров, могут значительно отличаться друг от друга. Поэтому для получения сопоставимых результатов измерение плотностей почернения линий спектров и марок почернения должно проводиться с помощью одного и того же микрофотометра и при одних и тех же условиях измерения.

Кроме рассмотренных выше ошибок, которые в значительной степени относятся к аппаратурным, систематическим ошибкам, существует еще ряд ошибок, связанных со свойствами фотоэмульсии.

Если с помощью регистрирующего микрофотометра произвести фотометрирование равномерно засвеченной и проявленной фотопластинки вдоль ее полной длины x_0, используя узкую измерительную щель, то получим микрофотограмму, вид которой схематически изображен на рис. 4.36.

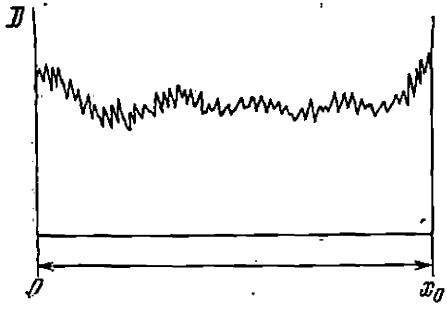


Рис. 4.36. Микрофотограмма равномерно засвеченной фотопластинки.

Мы видим, что, несмотря на равномерную засветку, плотность почернения не постоянна вдоль пластинки. Во-первых, наблюдаются сравнительно медленные изменения почернения вдоль пластинки, причем на ее краях плотность почернения, как правило, больше. Во-вторых, наблюдаются относительно небольшие по величине, но быстро изменяющиеся от точки к точке отклонения от среднего значения — флуктуации плотности почернения.

Медленные изменения среднего значения почернения обусловлены неоднородностью состава эмульсии и непостоянством толщины ее слоя вдоль фотопластинки. Увеличение почернения на краях пластинки связано с тем, что в процессе проявления они в большей степени омываются свежим проявителем, и поэтому скорость проявления на периферических областях пластинки больше. Этот краевой эффект (а также другие эффекты проявления, на которых мы здесь не останавливаемся, см. Приложение 4), выражен сильнее, если в процессе проявления проявитель плохо перемешивается.

Существование мелкомасштабных флуктуаций почернения, определяющих «шум» и порог чувствительности фотоэмульсии, обусловлено зернистой, или гранулярной, структурой фотографического изображения.

Действительно, при измерении плотности почернения в данном месте фотоэмульсии интенсивность прошедшего света i зависит от числа зерен серебра $\tilde{N}$, находящихся на фотометрируемой площадке, а плотность почернения D, согласно (4.3), пропорциональна $\tilde{N}$, т. е. $D \sim c \sim \tilde{N}$. Но исследования показали, что зерна серебра в фотографическом изображении распределены по площади пластинки по закону случая и лишь в среднем число зерен, приходящихся на единицу площади, постоянно. В действительности же число зерен серебра на равных площадках в различных участках пластинки различно, т. е. отличается от среднего, что и приводит к флуктуации почернения — случайной ошибке измерения плотности почернения.

Пусть среднее число зерен на 1 см^2 равно $\tilde{N}_0$, а размер фотометрируемой площадки lh; тогда $\tilde{N} = \tilde{N}_0 lh$ и $D \sim \tilde{N}_0 lh$. Здесь l и h — ширина и высота фотометрируемой площадки непосредственно на эмульсии, определяемые размерами измерительной щели микрофотометра при ее мысленном отображении объективом O_2 на плоскость фотопластинки (см. рис. 4.32) при линейном увеличении объектива, равном Г, т. е. $lh = LH/\Gamma^2$.

При числе зерен на фотометрируемой площадке $\tilde{N} = \tilde{N}_0 lh$ флуктуации этого числа, согласно законам статистики, равны $\delta\tilde{N} = \sqrt{\tilde{N}} = \sqrt{\tilde{N}_0 lh}$ и соответственно $\delta D \sim \sqrt{\tilde{N}_0 lh}$. Тогда относительная случайная ошибка измерения плотности почернения определяется как

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{N}_0 lh}}. \qquad (4.17)$$

Отсюда следует, что погрешность измерения почернения зависит от среднего числа зерен серебра и размеров фотометрируемой площади; она тем меньше, чем больше $\tilde{N}_0$ и lh.

У низкочувствительных, мелкозернистых, эмульсий, у которых $\tilde{N}_0$ больше, погрешность соответственно меньше. Кроме того, поскольку $\tilde{N}_0$ определяет и среднюю плотность почернения, то при малых его плотностях величина случайной ошибки больше, что находится в согласии с экспериментом. Уменьшение погрешности измерения за счет увеличения размеров фотометрируемой площадки lh не всегда возможно, так как ее размер часто определяется другими причинами, связанными с поставленной задачей, видом спектра. В ряде случаев увеличение размеров площадки приводит к увеличению систематической ошибки фотометрирования (см. ниже).

Экспериментально показано, что для мелкозернистых эмульсий при хороших условиях проявления случайная ошибка фотометрирования составляет около 1%, если фотометрируемая пло-

щадка на эмульсии $lh \geqslant 0{,}025$ мм^2. Для более крупнозернистых, высокочувствительных, эмульсий такая ошибка возникает при большем размере фотометрируемой площадки. Поэтому на практике фотометрируемая площадка в большинстве случаев не делается меньше 0,05 мм^2. Это позволяет при заданном линейном увеличении Г микрообъектива O_2 определить минимальные размеры измерительной щели микрофотометра ($L = \Gamma l$, $H = \Gamma h$).

§ 4.8. Измерение контура спектральных линий фотографическим методом

Выше мы рассмотрели методы определения относительных яркостей спектральных линий путем измерения почернений в максимумах фотографических изображений этих линий, не интересуясь формой их контура. Однако в целом ряде физических исследований ставится задача определить контур спектральных линий и их ширину, т. е. по почернению линий восстановить наблюдаемый оптический контур линий в единицах освещенности, а затем и яркости. В принципе такой переход сделать достаточно просто. Для этой цели необходимо измерить плотности почернений в различных точках фотографического изображения линии $D(x')$ (рис. 4.37, *а*) и с помощью кривой почернения (рис. 4.37, *б*) методом гомохромной фотометрии (например, методом II) определить относительную величину освещенности $E(x')/E(0) = \hat{\tau}(x')/\hat{\tau}(0)$, где $E(0)$ — освещенность в максимуме линии. Найденные величины $E(x')/E(0)$ позволяют по точкам построить контур распределения освещенности в спектре $E(x')$ при экспонировании, т. е. оптический, наблюдаемый контур линии (рис. 4.37, *в*), связанный с истинным контуром линии уравнением свертки (1.110).

Однако в действительности процесс фотометрирования вносит дополнительные ошибки измерения. Одна из них, случайная, о которой упоминалось ранее, связана с гранулярностью фотографического изображения спектральной линии. Другая, систематическая, ошибка обусловлена конечной шириной измерительной щели микрофотометра L (и соответственно l, см. рис. 4.32), играющей роль его аппаратной функции. При конечной ширине этой щели реально измеряется не почернение $D(x')$ в данной точке x' контура линии, а некоторое усредненное значение $D'(x')$ на участке контура шириной l (рис. 4.38). Поэтому измеренный контур почернения линии $D'(x')$ (рис. 4.38, *б*) отличается от действительного $D(x')$. В частности, величина почернения в максимуме $D'(0)$ у измеренного контура меньше, чем у действительного ($D'(0) < D(0)$), а ширина δ' больше, т. е. $\delta' > \delta$. Кроме того, измеренный контур содержит случайную ошибку («зубцы» на рис. 4.38, *б*) (такой же контур $D'(x')$ непосредственно регистри-

руется с помощью автоматических микрофотометров). В результате указанных искажений контур линии $E'(x')$, получающийся при переходе от измеренных почернений $D'(x')$ к освещенности, также отличается от наблюдаемого оптического контура $E(x')$ (см. рис. 4.37, *в*), т. е. он содержит дополнительную систематическую ошибку. Очевидно, что величина этой систематической ошибки зависит от соотношения между шириной изображения

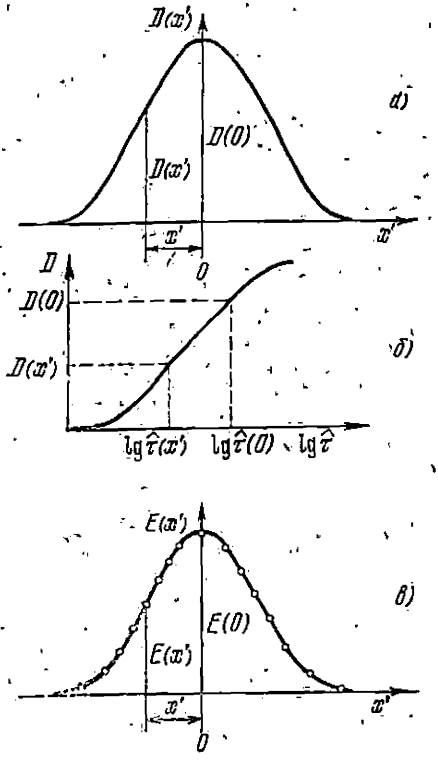


Рис. 4.37. Переход от почернения к оптическому контуру спектральной линии.

а) Почернения в различных участках линий; *б*) кривая почернения; *в*) оптический контур линии.

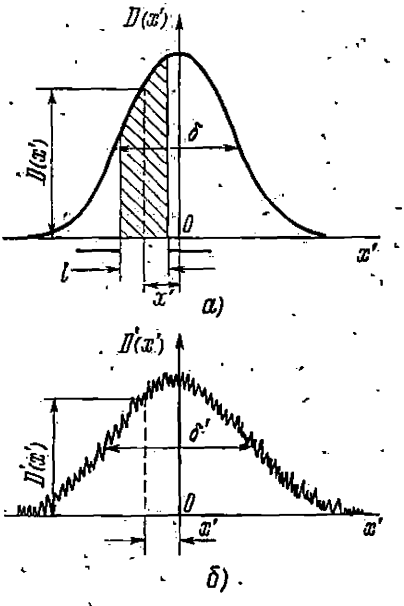


Рис. 4.38. Искажения, вносимые конечной шириной измерительной щели.

измерительной щели микрофотометра l и линейной шириной фотографического контура спектральной линии δ (рис. 4.38, *а*). Уменьшение ширины щели l приводит к уменьшению систематической ошибки фотометрирования. Но в то же время уменьшение ширины измерительной щели уменьшает световой поток, падающий на фотоэлемент, и, как следствие этого, уменьшает величину показаний измерительного устройства $(\hat{N} - \hat{N}_0)$ и, в соответствии с (4.17), увеличивает относительную случайную ошибку измерения.

Таким образом, и здесь существует определенная связь между систематической и случайной ошибками измерения. Чем больше систематическая фотометрическая ошибка, тем меньше случайная, и наоборот.

Практически выбор ширины измерительной щели микрофотометра зависит от истинной ширины спектральных линий и величины аппаратурной систематической ошибки, определяемой аппаратной функцией спектрографа.

Для того чтобы систематические ошибки фотометрирования были малы по сравнению с аппаратурными, ширина l, очевидно, должна быть много меньше ширины аппаратной функции спектрографа $\alpha_{сп}$. Получающиеся при этих условиях случайные ошибки в почернении на измеренном контуре, если они не слишком велики, усредняются обычными методами. При очень больших случайных ошибках целесообразнее несколько увеличить ширину щели.

Обычно ставится задача измерения контура спектральных линий с минимальными суммарными ошибками, т. е. измеренный контур должен быть близок к истинному контуру спектральных линий. Для этого необходимо, чтобы ширина аппаратной функции спектрографа $\alpha_{сп}$ была мала по сравнению с шириной истинного контура линий β и одновременно выполнялось условие $l < \alpha_{сп}$.

Напомним (см. § 1.14), что аппаратная функция спектрографа является сверткой оптической аппаратной функции и аппаратной функции фотослоя (см. (1.111)). Ширина аппаратной функции спектрографа, как известно, становится минимальной при ширине щели спектрографа, близкой к оптимальной ($s_1 \approx s'_{10}$), и при исключении влияния аппаратной функции фотослоя ($\alpha_ф < \alpha_{сп}$), что достигается за счет увеличения фокусного расстояния камерного объектива f_2 в соответствии с (1.112). Вместе с тем увеличение f_2 приводит к увеличению масштаба изображения спектральных линий, что в свою очередь облегчает выполнение условия $l < \alpha_{сп}$, а при одном и том же соотношении между l и $\alpha_{сп}$ позволяет использовать бо́льшие размеры l, обеспечивая тем самым уменьшение случайной ошибки. В этом состоит преимущество спектрографов с длиннофокусными камерами при определении контура спектральных линий.

Если при минимальной ширине аппаратной функции спектрографа условие $\alpha_{сп} < \beta$ не выполняется, то измеренный оптический контур линии $E(x')$ содержит аппаратурные искажения и для нахождения истинного контура линии $B(\nu)$ следует тем или иным методом исключать аппаратную функцию, решая уравнение свертки (1.110).

Как уже отмечалось, величина случайной ошибки фотометрирования зависит, согласно (4.17), не только от ширины изображения измерительной щели l, но и от ее площади lh. Поэтому при узких щелях l, когда случайные ошибки становятся значи-

тельными, их можно уменьшить за счет увеличения высоты щели h (и соответственно H). Правда, увеличение высоты щели возможно лишь в ограниченных пределах, что связано с кривизной спектральных линий, так как значительное увеличение высоты прямой щели эквивалентно увеличению ее эффективной ширины (как и в случае монохроматора, см. § 1.10). Поэтому при проведении особо точных фотометрических работ и измерении контура узких спектральных линий целесообразно применять искривленные измерительные щели микрофотометров. Можно также получать прямые изображения спектральных линий при работе с искривленными входными щелями спектрографа соответствующей кривизны.

При определении относительной интегральной яркости спектральных линий путем измерения почернения в максимумах линий (см. § 4.5) обычно используются относительно широкие входные щели спектрографа ($s_1 \gg s'_{10}$), и поэтому распределение освещенности и почернения в изображении спектральных линий имеет форму, близкую к прямоугольной. В этом случае при фотометрировании применяются достаточно широкие измерительные щели, ширина которых составляет $^1/_2$—$^2/_3$ от ширины изображения щели спектрографа. Тогда значение измеренного почернения практически совпадает с истинным, а величина случайной фотометрической ошибки мала.

§ 4.9. Исключение фона непрерывного спектра при фотометрировании

Часто на снимках спектров кроме линейчатого спектра имеется непрерывный спектр — фон (кроме вуали), который накладывается на линейчатый спектр. Обычно излучение непрерывного спектра попадает на фотопластинку в процессе экспонирования одновременно с линейчатым спектром, т. е. происходит сложение освещенностей линий и непрерывного спектра. В этом случае измеренное почернение определяется суммарным действием непрерывного и линейчатого спектров, что при определении контура линий или их относительной яркости вносит определенную ошибку. Для устранения этой ошибки необходимо исключить непрерывный спектр из измеренных величин, например определить относительную яркость линий над фоном.

Обсудим процедуру исключения непрерывного спектра при определении относительной яркости спектральных линий по измеренным почернениям в максимуме этих линий.

Рассмотрим две линии с длинами волн λ' и λ'' на фоне неравномерного непрерывного спектра (рис. 4.39, *а*). Измерим величины суммарного почернения в максимумах линий $D\,(E'_л + E'_ф)$ и $D\,(E''_л + E''_ф)$, где $E''_ф$ и $E''_ф$ — значения освещенности непрерывного спектра (фона) в месте расположения максимумов линий,

а $E'_л$ и $E''_л$ — освещенности линий в максимуме *). Определим также среднее значение почернения фона в местах расположения максимумов линий путем измерения почернений справа и слева от линий (см. рис. 4.39, *а*)

$$D_ф(E'_ф) = {}^1/_2[D_1(E'_ф) + D_2(E'_ф)] \quad и \quad D_ф(E''_ф) = {}^1/_2[D_1(E''_ф) + D_2(E''_ф)].$$

По измеренным величинам $D(E_л + E_ф)$ и $D(E_ф)$ находим с помощью кривой почернения, полученной обычными методами

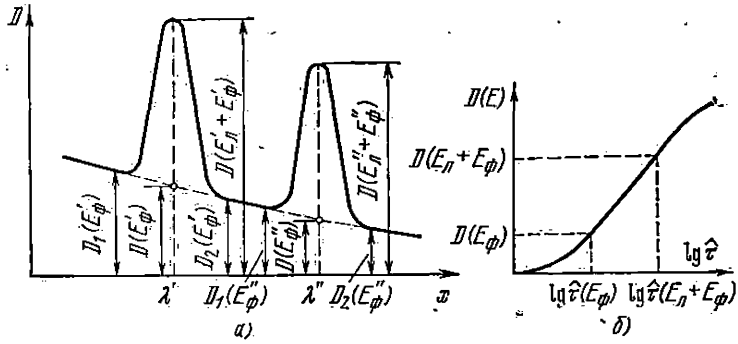


Рис. 4.39. К исключению непрерывного спектра при фотометрировании. *а*) Микрофотограмма; *б*) кривая почернения.

(например, с использованием дополнительного источника), величины $\hat{\tau}(E_ф)$ и $\hat{\tau}(E_л + E_ф)$ (рис. 4.39, *б*). Применяя принцип Гартмана, выразим освещенности $E_ф$ и $(E_л + E_ф)$ в единицах освещенности вспомогательного источника E:

$$\hat{\tau}(E_л + E_ф)E = E_л + E_ф \quad и \quad \hat{\tau}(E_ф)E = E_ф.$$

Отсюда имеем

$$\hat{\tau}(E_л + E_ф) - \hat{\tau}(E_ф) = \frac{E_л}{E},$$

т. е. находим величину освещенности в максимуме линии $E_л$ по сравнению с освещенностью E.

Если сравниваемые линии λ' и λ'' близки по длинам волн, так что к ним применимы методы гомохромной фотометрии, то с помощью одной и той же кривой почернения можно получить аналогичные выражения для относительной освещенности обеих линий:

$$\hat{\tau}(E'_л + E''_ф) - \hat{\tau}(E'_ф) = \frac{E'_л(0)}{E} \quad и \quad \hat{\tau}(E''_л + E''_ф) - \hat{\tau}(E''_ф) = \frac{E''_л(0)}{E},$$

*) Для упрощения записи опускаем знак (0), полагая $E'_л(0) = E'_л$.

откуда легко найти отношение освещенностей в максимумах

$$\frac{E'_{\text{л}}(0)}{E''_{\text{л}}(0)}=\frac{\hat{\tau}(E'_{\text{л}}+E'_{\text{ф}})-\hat{\tau}(E'_{\text{ф}})}{\hat{\tau}(E''_{\text{л}}+E''_{\text{ф}})-\hat{\tau}(E''_{\text{ф}})}.$$

Полученное выражение позволяет определить в зависимости от рабочей ширины щели $s_{1\text{р}}$ (см. § 4.5) либо величину $B'(0)/B''(0)$, либо $B'_{\text{и}}/B''_{\text{и}}$.

Если же сравниваемые линии значительно отличаются по длинам волн, то, применяя эталонный источник, можно найти методом гетерохромной фотометрии с использованием кривых почернения для длин волн λ' и λ'' величину относительной освещенности в максимумах линий

$$\frac{E'_{\text{л}}(0)}{E''_{\text{л}}(0)}=\frac{E'_{\text{э}}}{E''_{\text{э}}}\,\frac{\hat{\tau}(E'_{\text{л}}+E'_{\text{ф}})-\hat{\tau}(E'_{\text{ф}})}{\hat{\tau}(E''_{\text{л}}+E''_{\text{ф}})-\hat{\tau}(E''_{\text{ф}})},\quad \text{где}\quad \frac{E'_{\text{э}}}{E''_{\text{э}}}=\frac{B_{\text{э}}(\lambda')}{B_{\text{э}}(\lambda'')},$$

и затем определить $B'(0)/B''(0)$ или $B'_{\text{и}}/B''_{\text{и}}$.

Заметим, что при исключении фона ни в коем случае нельзя вычитать почернения $D(E_{\text{л}}+E_{\text{ф}})-D(E_{\text{ф}})$ или $\lg\hat{\tau}(E_{\text{л}}+E_{\text{ф}})-\lg\hat{\tau}(E_{\text{ф}})$, так как

$$\frac{\lg\hat{\tau}(E'_{\text{л}}+E'_{\text{ф}})-\lg\hat{\tau}(E'_{\text{ф}})}{\lg\hat{\tau}(E''_{\text{л}}+E''_{\text{ф}})-\lg\hat{\tau}(E''_{\text{ф}})}\neq\lg\frac{E'_{\text{л}}}{E''_{\text{л}}}.$$

§ 4.10. Тепловые приемники излучения

В тепловых приемниках поглощенная энергия электромагнитного излучения непосредственно преобразуется в тепловую, вызывая повышение температуры термочувствительного элемента приемника. Это повышение температуры $\Delta T=T-T_0$ можно измерить в относительных или абсолютных единицах, причем при определенных условиях оно оказывается пропорциональным потоку Φ падающего на приемник излучения, т. е. $\Delta T=\mathscr{S}\Phi$, где $\mathscr{S}$ — коэффициент преобразования (см. § 4.1).

В тепловую энергию можно преобразовать энергию излучения с любой длиной волны, и, значит, тепловые приемники в принципе могут быть неселективными. Поэтому их можно использовать не только для измерения мощности излучения с любыми длинами волн, но и для измерения относительной мощности излучения и, в частности, для измерения относительной яркости спектральных линий со значительно различающимися длинами волн. Это обстоятельство является важным преимуществом тепловых приемников.

По величине порога чувствительности тепловые приемники уступают селективным фотоэлектрическим приемникам, особенно в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Постоянная

времени тепловых приемников обычно существенно больше, чем у фотоэлектрических приемников.

В настоящее время тепловые приемники наиболее широко используются в инфракрасной области спектра.

Идеальные тепловые приемники. Детальное рассмотрение физических процессов, происходящих в тепловом приемнике при воздействии на него потока постоянной мощности ($\Phi_{t>0} = \text{const}$), с учетом дополнительных потерь в результате обратного теплового излучения и теплопроводности и при предположении, что шум приемника определяется только флуктуацией температуры (*идеальный приемник*), позволяет найти закон изменения $\Delta T = T - T_0$ во времени, а также выражения для порога чувствительности $\Phi_{\min}$ и постоянной времени $\tilde{\tau}_{\text{пр}}$ в виде

$$\Delta T = \frac{\varepsilon_1 \Phi}{\varkappa}\left(1 - e^{-\frac{\varkappa}{c_1} t}\right), \tag{4.18}$$

$$\Phi_{\min} = \frac{T_0}{\varepsilon_1}\sqrt{\frac{2{,}3k\varkappa}{\tilde{\tau}_{\text{пр}}}} \tag{4.19}$$

$$\tilde{\tau}_{\text{пр}} = \frac{2{,}3}{\varkappa}, \tag{4.20}$$

где

$$\varkappa = 4\sigma A \varepsilon T_0^3 + p \tag{4.21}$$

— константа охлаждения, включающая потери на излучение и другие потери, T_0 — средняя температура приемника до начала облучения, c_1 — теплоемкость приемника, ε_1 — коэффициент его поглощения, A — площадь приемного элемента, ε — коэффициент обратного излучения, σ — постоянная Стефана — Больцмана [1.2], k — постоянная Больцмана и p — коэффициент теплопроводности и другие нерадиационные потери.

Из (4.18) следует, что при достижении стационарного состояния, соответствующего установлению равенства между количеством подводимого к приемнику тепла и тепла, теряемого им в окружающую среду, имеем

$$\Delta T_{\text{ст}} = (\varepsilon_1/\varkappa)\,\Phi = \mathcal{S}\Phi,$$

где $\mathcal{S} = \varepsilon_1/\varkappa$ — коэффициент преобразования.

Таким образом, при достижении стационарного состояния повышение температуры приемника пропорционально мощности падающего потока.

Анализ выражений (4.19) и (4.21) позволяет определить требования, предъявляемые к конструкционным и другим параметрам приемника для уменьшения порога чувствительности. Для этого необходимо: 1) увеличить коэффициент поглощения ε_1 (если возможно до 1) за счет применения специальной черни; 2) охлаж-

дать приемник, уменьшая T_0; 3) использовать приемную площадку A небольших размеров (обычно $3{,}3 \times 0{,}3 \approx 1$ мм^2); 4) уменьшить величину нерадиационных потерь p (например, поместить приемник в вакуум, использовать держатели и другие детали из материалов с низким коэффициентом теплопроводности).

Из (4.19) также следует, что чем больше постоянная времени $\tilde{\tau}_{пр}$, тем ниже порог чувствительности.

Указанные выше требования действительно выполняются в современных тепловых приемниках.

Выражение (4.19) позволяет также оценить порог чувствительности при заданных параметрах идеального теплового приемника. Положим $\varepsilon = \varepsilon_1 = 1$, $T_0 = 290$ К, $A = 1$ см^2, $p = 0$, $\tilde{\tau}_{пр} = 1$ с; тогда $\Phi_{min} = 4 \cdot 10^{-11}$ Вт.

У реальных тепловых приемников шумы определяются не только флуктуацией температуры, но также бо́льшими по величине шумами сопротивления, токовыми шумами (в случае полупроводниковых материалов) и внешними помехами. Поэтому порог чувствительности реальных приемников оказывается выше порога идеального приемника (при равных остальных параметрах) и зависит от природы и величины доминирующего шума.

Сравнение качества различных типов тепловых приемников связано с известными трудностями, поскольку порог чувствительности реальных приемников (как и идеального) зависит от площади термочувствительного элемента A (см. (4.19), (4.21)) и от ширины полосы пропускания Δf, при которой измеряется уровень шумов (порог чувствительности пропорционален $\sqrt{\Delta f}$), так как последний может быть различным у конкретных типов приемников. Поэтому для сопоставления качества приемников различных типов вводят величину обнаружительной (или детектирующей) способности $\mathscr{D}^*$, отнесенную к полосе $\Delta f = 1$ Гц и единичной площади $A = 1$ см^2, определяемую следующим образом:

$$\mathscr{D}^* = \frac{\sqrt{A\,\Delta f}}{\Phi_{min}}\ \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}^1 \cdot \text{Вт}^{-1}. \qquad (4.22)$$

Чем больше величина $\mathscr{D}^*$, тем выше качество приемника. Для рассмотренного выше идеального теплового приемника $\mathscr{D}^* = 2{,}5 \cdot 10^{10}$ Гц$^{1/2}$·см^1·Вт$^{-1}$. Эту характеристику используют для сравнения не только тепловых, но и фотоэлектрических приемников.

Поскольку величина $\mathscr{D}^*$ для селективных приемников зависит от длины волны, то обычно ее определяют для длины волны, соответствующей максимуму чувствительности приемника, и обозначают $\mathscr{D}^*_{max}$.

Типы тепловых приемников. Современные тепловые приемники позволяют обнаруживать повышение температуры термо-

чувствительного элемента при его облучении на 10^{-6}—10^{-7} К и измерять мощности излучения до 10^{-11} Вт. Но поскольку такое повышение температуры непосредственно измерить нельзя, применяются различного рода косвенные методы, позволяющие преобразовывать повышение температуры в сигналы, поддающиеся измерению. По принципу такого преобразования тепловые приемники разделяются на несколько типов. Укажем основные из них.

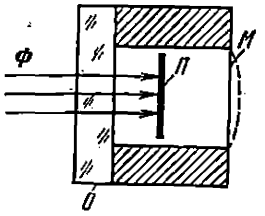


Рис. 4.40. Принципиальная схема оптико-акустического приемника.

О — окно, *М* — мембрана, покрытая зеркальным слоем, *П* — зачерненная поглощающая пластинка, Ф — падающий поток.

Оптико-акустический приемник. К оптико-акустическим приемникам (ОАП) относятся приемники, у которых повышение температуры, вызванное поглощенной радиацией, непосредственно «преобразуется» в механическую работу регистрирующего устройства. Такой приемник представляет собой небольшую герметичную камеру ($3 \times 3 \times 3$ мм^3), наполненную газом (обычно гелием), в которой расположена зачерненная пластинка *П* (рис. 4.40). Одной из стенок камеры служит окно, прозрачное для радиации, а другой — тонкая, гибкая пленка — мембрана, покрытая зеркальным слоем. Излучение, падающее на зачерненную пластинку, нагревает ее, что приводит к повышению температуры и давления газа и, как следствие этого, к деформации зеркальной мембраны — изменению ее кривизны (пунктир на рис. 4.40). Изменение кривизны зеркальной мембраны в реальных приемниках преобразуется с помощью оптико-электронной системы в электрический сигнал [4.10], который может быть усилен и измерен.

Обычно в оптико-акустический приемник направляется промодулированное излучение, и поэтому мембрана периодически колеблется с амплитудой, зависящей от мощности потока излучения.

Постоянная времени ОАП $\tilde{\tau}_{пр} = (2 - 3)\cdot 10^{-2}$ с, порог чувствительности $\Phi_{min} \approx 1\cdot 10^{-10}$ Вт/Гц$^{1/2}$, коэффициент преобразования $\mathcal{S} \approx 40\,000$ В/Вт [4.11].

Термоэлементы. К этому типу относятся термоэлементы, принцип действия которых основан на термоэлектрическом эффекте — возникновении электродвижущей силы в контуре из различных материалов, спаи которых имеют неодинаковую температуру. На один из спаев контура из материалов *А* и *В* (рис. 4.41, *а*) направляется измеряемое излучение, что приводит к повышению температуры на ΔT этого спая по сравнению с температурой другого, «холодного» спая. Возникающая при этом термо-э. д. с. $\mathscr{E} = e\,\Delta T$ (где e — коэффициент, зависящий от природы мате-

риалов спая) измеряется с помощью электроизмерительного прибора.

При модулированном потоке излучения в цепи возникает переменный электрический сигнал, который можно усилить с помощью узкополосного резонансного усилителя. При этом период модуляции должен быть больше постоянной времени термоэлемента (см. § 4.1). При постоянной времени современных термоэлементов $\tilde{\tau} \approx 0{,}01—0{,}02$ с частота модуляции обычно составляет

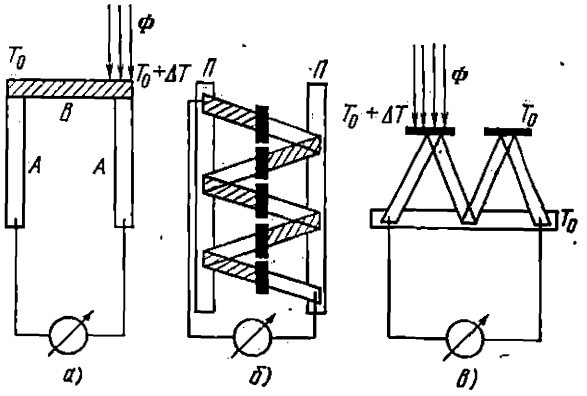


Рис. 4.41. Принципиальная схема термоэлемента (*а*), схема термостолбика (зачерненные участки — приемные пластины) (*б*) и схема компенсационного термоэлемента (средние полоски сделаны из одного материала, внешние — из другого) (*в*).

$f = 10—13$ Гц, т. е. период модуляции в 5—10 раз больше постоянной времени.

При потоках радиации, близких к пороговым, величина возникающей термо-э. д. с. мала (порядка 10^{-10} В), и измерение ее связано со значительными трудностями. Для увеличения первоначального электрического сигнала вместо одного термоэлемента применяют систему последовательно включенных термоэлементов. Такие системы называют *термостолбиками* (см. рис. 4.41, *б*, где *П* — массивные пластины, на которых крепятся «холодные» спаи термоэлементов). При одновременном облучении средних «горячих» спаев результирующая термо-э. д. с. равна сумме термо-э. д. с. отдельных термоэлементов: $\mathscr{E} = Ne\,\Delta T$, где N — число облучаемых спаев.

При измерении потоков радиации малой мощности с помощью термоэлементов (и других тепловых приемников) возникает ряд практических трудностей, связанных с наличием различного рода тепловых помех. В самом деле, подлежащее измерению повышение температуры термочувствительных элементов при потоках,

близких к пороговым, может составлять 10^{-6}—10^{-7} К, тогда как радиационные помехи от окружающих приемник предметов и флуктуации температуры среды (воздуха) могут вызвать сигнал, на несколько порядков больший измеряемого и больший уровня собственных шумов приемника. Это приводит не только к значительному увеличению реального порога чувствительности, но и к нестабильности всей измерительной схемы.

Для уменьшения уровня помех приемники помещают в вакуум (хотя это не устраняет радиационных помех), окружают термочувствительные элементы охлаждаемыми экранами, применяют модуляционные методы, а также используют *компенсационные системы*. Компенсационный термоэлемент представляет собой систему из двух обычных одинаковых термоэлементов, включенных навстречу друг другу, с близко расположенными приемными элементами (рис. 4.41, *в*). Тепловые и радиационные помехи практически одновременно и в одинаковой степени воздействуют на оба приемных элемента, и поэтому создаваемые ими термо-э. д. с. компенсируют друг друга. Вызываемый помехами ток практически равен нулю. Измеряемый же поток радиации направляется лишь на один приемный элемент, и поэтому возникающая термо-э. д. с. не компенсируется и ее можно измерить.

Кроме компенсационных термоэлементов существуют компенсационные термостолбики — два одинаковых термостолбика, включенных навстречу друг другу и расположенных рядом.

В настоящее время в спектрофотометрии практически используются только компенсационные термоэлементы. Лучшие термоэлементы имеют следующие параметры: коэффициент преобразования $\mathscr{S} = 5$—20 В/Вт, постоянная времени $\tilde{\tau}_{пр} = (1 - 3)\cdot 10^{-2}$ с, порог чувствительности $\Phi_{min} \approx (4-6)\cdot 10^{-11}$ Вт/Гц$^{1/2}$ [4.10].

В термоэлементах, изготовленных из чистых металлов или сплавов, доминирующим шумом, определяющим порог чувствительности, является шум сопротивления (шум Джонсона).

К рассматриваемому типу тепловых приемников с непосредственным преобразованием повышения температуры в электрический сигнал следует отнести появившиеся в последнее время *пироэлектрические приемники*, основанные на использовании пироэлектрического эффекта. Этот эффект состоит в том, что при нагревании некоторых кристаллов (титанат бария, триглицинсульфат и др.) на определенных их гранях возникают электрические заряды, которые могут быть измерены. Такой приемник представляет собой тонкую пластинку, вырезанную определенным образом из пироэлектрического кристалла (ПЭК), на которую нанесены металлические электроды и тонкий слой поглощающей черни (рис. 4.42). Излучение, падающее на чернь, вызывает нагревание кристаллической пластинки и появление зарядов на электродах.

В зависимости от материала пирокристалла, его геометрических размеров, толщины и материала электродов и черни параметры пироэлектрических приемников изменяются в очень широких пределах. Площадь приемника варьирует от 0,25 до 400 мм², коэффициент преобразования — от 10^4 до 5 В/Вт, постоянная времени — от $2\cdot10^{-8}$ до $2\cdot10^{-2}$ с, порог чувствительности — от $1\cdot10^{-9}$ до $1\cdot10^{-7}$ Вт/Гц$^{1/2}$ [4.10].

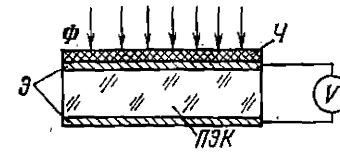


Рис. 4.42. Схема пироэлектрического приемника.

Ч — поглощающая чернь, Э — серебряные электроды, ПЭК — пластинка из пироэлектрического кристалла.

Болометры. К болометрам относятся приемники, у которых повышение температуры вызывает изменение некоторых физических параметров чувствительного элемента. Среди них наибольшее распространение получили *болометры сопротивления*, основанные на зависимости электрического сопротивления металлических и полупроводниковых материалов от температуры. Принципиальная схема болометра приведена на рис. 4.43, *а*. Здесь болометр представляет собой замкнутую цепь, содержащую термочувствительное сопротивление, источник э. д. с. и измерительный

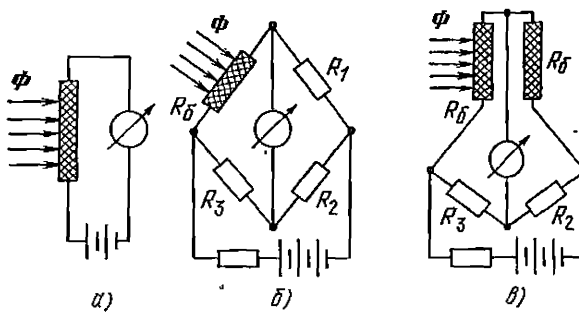


Рис. 4.43. Принципиальная схема болометра (*а*), схема с мостом Уитстона (*б*) и компенсационная схема (*в*).

прибор. Повышение температуры термочувствительного сопротивления при его облучении приводит к изменению величины сопротивления и соответственно к изменению силы тока, протекающего в цепи. Однако такая схема обладает рядом недостатков, а именно требует высокой стабильности э. д. с. источника и, кроме того, измеряемой величиной является не сила тока I, а изменение силы тока ΔI, причем $\Delta I \ll I$. Поэтому на практике обычно используются болометрические приемники с мостом Уитстона

(рис. 4.43, *б*). В этой схеме термочувствительное сопротивление, представляющее собой тонкую зачерненную полоску из электропроводящего материала, включено в одно из плеч сбалансированного моста Уитстона. Известно, что подбором сопротивлений моста $R_б$, R_1, R_2, R_3 можно добиться того, чтобы ток в измерительной цепи был равен нулю. Изменение сопротивления термочувствительной полоски при ее облучении приводит к нарушению баланса и появлению тока в измерительной цепи. Расчет показывает, что при установлении стационарного состояния (как и в случае идеального приемника) сила тока пропорциональна повышению температуры, вызванному облучением, и, следовательно, мощности потока радиации: $I_{ст} \sim \beta\,(\Delta T)_{ст} \sim \beta\Phi$, где $\beta = (dR_б/dT)/R_б$ — температурный коэффициент сопротивления материала болометра.

Для уменьшения влияния тепловых и радиационных помех современные болометры делаются компенсационного типа. С этой целью вместо сопротивления R_1 (см. рис. 4.43, *б*) берут идентичную термочувствительную полоску и располагают ее возможно ближе к рабочей, облучаемой полоске (рис. 4.43, *в*). Помехи, воздействующие в одинаковой степени на обе полоски, не вызывают нарушения баланса. Сопротивления других плеч моста R_2 и R_3 помещают в массивный металлический экранирующий кожух.

Для уменьшения порога чувствительности площадь болометрической полоски делается небольшой, а для уменьшения постоянной времени — очень тонкой. Типичные размеры болометра сопротивления: площадь $A \approx 1$ мм$^2 \approx 3{,}3 \times 0{,}3$ мм^2, толщина 0,1—0,01 мкм. При таких размерах постоянная времени составляет $\tilde{\tau}_{пр} \approx$ $\approx$ 0,01—0,02 с. При толщинах 0,1—0,01 мкм металлические слои частично прозрачны, и поэтому для увеличения коэффициента поглощения их покрывают слоем черни, обычно золотой, получаемой при термическом распылении золота в атмосфере чистого азота или водорода при давлении 1—5 мм рт. ст. Толщина слоя черни составляет 20—30 мкм. Золотая чернь неселективна в широком диапазоне длин волн.

В качестве материала для термочувствительных сопротивлений используют золото, никель, висмут (для Bi $\beta \approx 0{,}005$ К$^{-1}$). Коэффициент преобразования металлических болометров $\mathscr{S}$ достигает 10—25 В/Вт.

В большинстве случаев приемную и компенсационную полоски помещают в вакуумный баллон с окном из материала, прозрачного для излучения в исследуемой области спектра.

Получение тонких металлических полосок чисто механическими методами (например, прокаткой) связано с большими трудностями; поэтому в настоящее время их изготовляют методом термического распыления в вакууме на какую-либо диэлектрическую подложку, например на тонкую ($(2—3)\cdot 10^{-2}$ мкм) пленку из нитроцеллюлозы, натянутую на рамку из стекла или керамики.

Кроме металлических болометров существуют *полупроводниковые болометры*, или *термисторы*, у которых температурный коэффициент сопротивления ($\beta \approx 0{,}05$ К$^{-1}$) на порядок больше, чем у металлических, соответственно больше у них и коэффициент преобразования, достигающий $\approx$1000 В/Вт.

Порог чувствительности металлических болометров определяется шумом Джонсона, и у лучших болометров он составляет $5 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц$^{1/2}$ [4.10]. Порог чувствительности полупроводниковых болометров выше, чем у металлических (несмотря на большое различие в коэффициенте преобразования), так как он определяется токовым шумом ($\Phi_{\min} \approx 10^{-9}$ Вт/Гц$^{1/2}$). Порог чувствительности некоторых полупроводниковых болометров можно уменьшить путем их охлаждения, так как температурный коэффициент сопротивления β полупроводников возрастает по абсолютной величине при понижении температуры. Это реализовано, например, в угольном болометре и болометре из германия, легированного галлием.

В большинстве отечественных инфракрасных спектрометров в качестве приемника излучения используются металлические напыленные болометры компенсационного типа, работающие при комнатной температуре.

Значительное уменьшение порога чувствительности возможно у металлических *сверхпроводящих болометров*. В этих болометрах используется эффект резкого уменьшения сопротивления у некоторых металлов и сплавов при низких температурах. Так, например, у нитрида ниобия изменение температуры на 0,01 К в области перехода в сверхпроводящее состояние ($T_c = 14{,}36$ К) приводит к изменению сопротивления в два раза. Благодаря большой величине температурного коэффициента сопротивления ($\beta \approx$ ≈ 50—100 К$^{-1}$) и низкой рабочей температуре величина порога чувствительности оказывается малой. Постоянную времени болометра можно уменьшить за счет отвода тепла от болометрической полоски в массивную подложку. Для болометра из нитрида ниобия постоянная времени варьирует от 10^{-2} с до $5 \cdot 10^{-4}$ с, а порог чувствительности — от 10^{-12} до 10^{-10} Вт/Гц$^{1/2}$ [4.11].

Калориметры. В особый класс тепловых приемников следует выделить приемники, у которых непосредственно измеряется повышение температуры, вызванное поглощенной радиацией. Эти приемники — *калориметры* — применяются для измерения потоков радиации относительно большой мощности и в том числе потоков излучения лазеров непрерывного и импульсного действия. Схема одного из таких калориметров приведена на рис. 4.44. Он состоит из двух одинаковых медных конусов K и K' (или сфер с отверстием) с зачерненной внутренней поверхностью, помещенных в термоизолирующий кожух (иногда в вакуум). Один из конусов служит поглощающей камерой для измеряемого излучения,

другой — компенсационным элементом для устранения внешних помех. На наружной поверхности конусов расположено большое число (до нескольких сот) последовательно соединенных термопар, измеряющих разность температур между рабочим и компенсационным конусами.

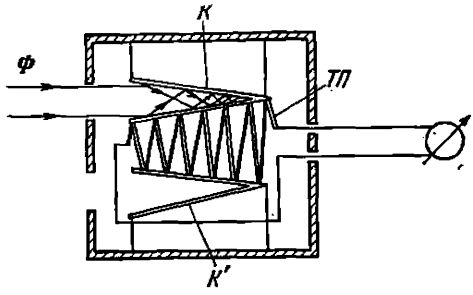


Рис. 4.44. Схема калориметра.
К — приемный, *К'* — компенсационный конус, *ТП* — батарея термопар.

§ 4.11. Фотоэлектрические приемники

Действие фотоэлектрических приемников основано на явлении фотоэффекта — передаче энергии отдельного фотона электрону, который при этом переходит в другое состояние, приводящее к электрически регистрируемому процессу, например к испусканию электрона или образованию пары электрон—дырка. Фотоэлектрические приемники являются, по существу, счетчиками фотонов, так как их выходной сигнал пропорционален числу падающих на приемник фотонов. Поэтому их часто называют *квантовыми* или *фотонными приемниками*.

Мы уже отмечали, что фотонные приемники селективны — для них существует «красная» граница чувствительности $\lambda_{кр}$, т. е. такая длина волны, при которой энергия фотона недостаточна для изменения электронного состояния. Вместе с тем «красная» граница ограничивает уровень помех, обусловленных флуктуацией излучения окружающего фона. По этой причине порог чувствительности селективных квантовых приемников всегда ниже, чем у неселективных тепловых приемников.

Теоретически порог чувствительности квантовых приемников определяется флуктуацией падающего излучения — фотонным шумом, связанным с дискретным, квантовым, характером электромагнитного излучения и квазислучайным характером испускания фотонов источником. Практически же у большого числа реальных квантовых приемников порог чувствительности часто определяется другими флуктуационными процессами, такими, как шум сопротивления (шум Джонсона), дробовой шум, генерационно-рекомбинационный шум и др.

Кристаллическая решетка не принимает участия в процессе взаимодействия фотона с электроном, и поэтому падающий поток не приводит к повышению температуры приемника. Теплоемкость приемника не влияет на его параметры и, в частности, на постоянную времени фотонных приемников.

Инерционность собственно фотоэффекта, т. е. длительность процесса передачи энергии фотона электрону, оценивается временем порядка 10^{-14} с. Постоянная же времени реальных фотонных приемников зависит от типа приемника, различных релаксационных процессов, которые, однако, протекают быстрее тепловых, а также от характеристик конструктивных элементов приемника. У некоторых специальных фотонных приемников постоянная времени составляет 10^{-9}—10^{-10} с, т. е. она значительно меньше, чем у тепловых приемников.

Основные типы фотоэлектрических приемников. Существует несколько различных типов фотоприемников. Рассмотрим основные из них.

Фотоприемники с внешним фотоэффектом, или вакуумные фотоэлементы. Их действие основано на эмиссии электронов с поверхности твердого тела при поглощении фотонов. Этот эффект наблюдается у металлов, полупроводников и диэлектриков. «Красная» граница чувствительности таких фотоэлектрических приемников $\lambda_{кр}$ определяется работой выхода электронов с поверхности твердого тела. Она зависит от природы тела и для большинства чистых металлов лежит в видимой и ближней ультрафиолетовой области. Для некоторых диэлектриков «красная» граница лежит в области вакуумного ультрафиолета ($\lambda_{кр} < 2000$ Å), а для полупроводников — в видимой и ближней инфракрасной области.

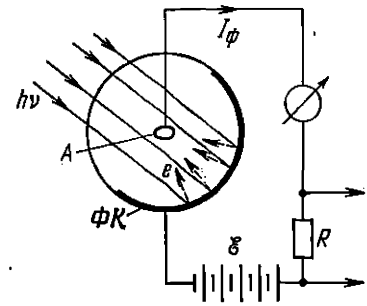


Рис. 4.45. Схема вакуумного фотоэлемента с внешним фотоэффектом.

ФК — фотокатод, *А* — анод, $\mathscr{E}$ — источник э.д.с.

Простейший фотоэлемент с внешним фотоэффектом представляет собой эвакуированный стеклянный баллон, на часть внутренней стенки которого (примерно $^1/_2$ всей площади) нанесен фоточувствительный слой — фотокатод, а в центре баллона находится металлическое кольцо (или сетка), служащее анодом (рис. 4.45). Между фотокатодом и анодом приложена разность потенциалов от внешнего источника, создающая ускоряющее электрическое поле. Фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода при его освещении, попадают под действием поля на анод, создавая в цепи ток. Зависимость величины фототока от внешней разности потенциалов — вольтамперная характеристика — приведена на рис. 4.46. Она имеет область насыщения, где все фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода, попадают на анод. Поэтому только ток насыщения пропорционален падающему потоку излучения, $I_{нас} = \mathscr{S}(\lambda)\,\Phi(\lambda)$ ($\mathscr{S}(\lambda)$ — коэффициент преобразования)

и практически не зависит от величины приложенного напряжения. Однако линейная зависимость между током насыщения и потоком излучения (мощностью) соблюдается лишь при небольших мощностях светового потока, причем область линейности зависит от природы фотокатода и ряда конструктивных факторов.

Материал фотокатода определяет также спектральную чувствительность фотоэлемента $S(\lambda)$. Наиболее широкое распространение получили три основных типа фотокатодов: сурьмяно-цезиевый (Sb — Cs) с областью чувствительности 1600—6500 Å и максимумом чувствительности $\lambda_{max} \approx 4000$ Å, серебряно-кислородно-цезиевый (Ag — O — — Cs) с областью чувствительности 4000—13 000 Å и $\lambda_{max} \approx$ ≈ 8000 Å и мультищелочной (Sb, Na, K, Cs), 4000—8700 Å и $\lambda_{max} \approx 4400$ Å.

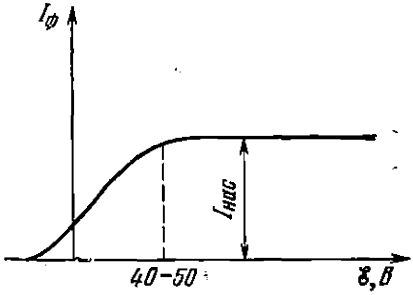


Рис. 4.46. Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента с внешним фотоэффектом.

Фотокатоды различаются также величиной квантового выхода $\hat{\eta}$ — отношением числа образовавшихся фотоэлектронов к числу упавших на фотокатод фотонов. Квантовый выход зависит от длины волны света и характеризует монохроматическую чувствительность фотокатода.

У фотокатода Sb — Cs $\hat{\eta}_{max} = 0{,}2 - 0{,}3$, у мультищелочного $\hat{\eta}_{max} = 0{,}3 - 0{,}4$, а у Ag — O — Cs квантовый выход очень мал: $\hat{\eta}_{max} = 0{,}003 - 0{,}005$, но он является самым «длинноволновым» фотокатодом.

В отсутствие освещения в цепи фотоэлемента течет небольшой ток, называемый *темновым*. Он обусловлен спонтанной термоэмиссией с фотокатода — наличием в фотокатоде быстрых тепловых электронов, способных вылетать из фотокатода. Величина темнового тока не остается постоянной, а флуктуирует около среднего значения, так как число электронов, вылетающих из фотокатода в единицу времени, различно. Порог чувствительности фотоэлементов определяется флуктуацией темнового тока (дробовым шумом), на фоне которого измеряется фототок. Средняя величина темнового тока зависит от природы фотокатода и разности потенциалов между катодом и анодом. При комнатной температуре плотность темнового тока у мультищелочного фотокатода составляет 10^{-15}—10^{-16} А/см^2, у фотокатода Sb — Cs — 10^{-14}—10^{-15} А/см^2, у фотокатода Ag — O — Cs — 10^{-11}—10^{-13} А/см^2.

Средняя величина темнового тока и уровень дробового шума сильно зависит от температуры фотокатода. Охлаждение фотокатода до температуры жидкого азота (77 К) приводит к снижению величины темнового тока на четыре порядка и к значительному уменьшению порога чувствительности (в 10^2 раз). Этот метод его уменьшения часто используется на практике.

Постоянная времени обычных вакуумных фотоэлементов значительно больше теоретически возможной, определяемой собственно фотоэффектом ($\sim 10^{-14}$ с), и составляет 10^{-4} — 10^{-9} с. Одной из причин, ограничивающей постоянную времени реальных фотоэлементов, является различие времен пролета фотоэлектронов от фотокатода к аноду. Это связано с различной длиной траекторий электронов, дисперсией скоростей электронов за счет различия начальных скоростей и их углового распределения. Кроме того, на постоянную времени влияет время отвода заряда с анода и катода в измерительный тракт, которое зависит от электрического сопротивления фотокатода, собственной емкости фотоэлемента, емкости и самоиндукции отводящего тракта. Для уменьшения этого влияния созданы специальные скоростные фотоэлементы типа ФЭК (фотоэлемент коаксиальный). У них фотокатод представляет собой плоскую и достаточно большую поверхность, а анод — металлическую, туго натянутую сетку, расположенную строго параллельно катоду на расстоянии до 2 мм от него (рис. 4.47). Между катодом и анодом создают достаточно большую разность потенциалов (1,5 — 2,0 кВ), при которой приобретаемая в этом поле энергия электронов оказывается много больше разброса в начальной энергии фотоэлектронов. Измеряемый поток излучения направляется перпендикулярно фотокатоду. Токоотводящим трактом служит широкополосный высокочастотный кабель. Постоянная времени таких фотоэлементов достигает $1 \cdot 10^{-10}$ — $3 \cdot 10^{-11}$ с.

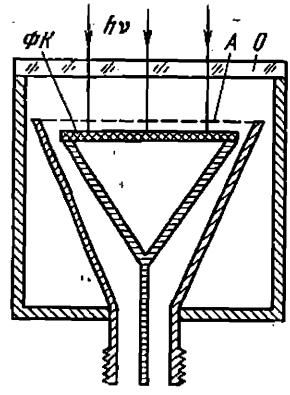


Рис. 4.47. Схема скоростного фотоэлемента типа ФЭК.

O — окно, *A* — анод (сетка), *ФК* — фотокатод.

Фотоэлектронные умножители. Фототок, возникающий в фотоэлементах при малых мощностях излучения, имеет небольшую величину, что представляет известные трудности при его измерении. Поэтому разработаны методы усиления первичного фототока, и наиболее эффективный из них реализован в фотоэлектронных умножителях — ФЭУ. ФЭУ представляет собой вакуумный фотоэлемент с внутренним усилением фототока в результате вторичной эмиссии. Эффект вторичной эмиссии состоит в испускании элек-

тронов поверхностью твердого тела при ее бомбардировке потоком электронов большой энергии, причем число вторичных электронов может быть больше числа первичных. Отношение числа вторичных электронов к числу первичных называется *коэффициентом вторичной эмиссии* σ. Если первичными электронами являются фотоэлектроны, то при $\sigma > 1$ происходит увеличение числа вторичных электронов, т. е. усиление фототока. Последовательно и многократно повторяя такой процесс, можно получить значительное усиление электронного потока. Эта идея реализована в многокаскадных ФЭУ. Его принципиальная схема приведена на рис. 4.48. ФЭУ содержит обычный фотокатод *ФК* и большое число вторичных эмиттеров *Э* (или динодов), между которыми приложены ускоряющие

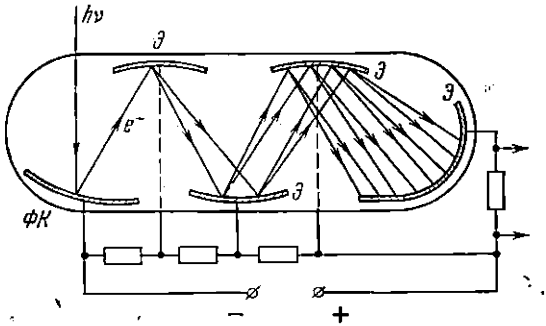


Рис. 4.48. Схема фотоэлектронного умножителя.

разности потенциалов. Вылетевшие из фотокатода под действием света электроны ускоряются электрическим полем и направляются на первый эмиттер, и образовавшиеся вторичные электроны также ускоряются и направляются на следующий эмиттер и т. д. Форма фотокатода и вторичных эмиттеров, их взаимное расположение и величины ускоряющих полей рассчитываются так, чтобы *все* электроны, вылетевшие с одного эмиттера (и фотокатода), попали на последующий. При этих условиях результирующий коэффициент усиления ФЭУ равен σ^N, где N — число эмиттеров. У современных ФЭУ число эмиттеров достигает 10—14, а коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 6 - 10$, что позволяет получать большие коэффициенты усиления.

Спектральная чувствительность ФЭУ определяется материалом фотокатода (она такая же, как и у фотоэлементов). В некоторых ФЭУ применяются полупрозрачные фотокатоды, работающие «на просвет».

Постоянная времени ФЭУ достигает $10^{-8} - 10^{-9}$ с. Порог чувствительности ФЭУ, как и у обычного фотоэлемента, опреде-

ляется главным образом дробовым шумом и составляет 10^{-14} — 10^{-16} Вт. Для снижения темнового тока и порога чувствительности ФЭУ применяется охлаждение (до 77 К). У охлажденных ФЭУ порог чувствительности может в основном определяться фотонным шумом.

Линейная зависимость между током на выходе ФЭУ и световым потоком соблюдается лишь при относительно небольших мощностях. Отступление от линейности при больших мощностях связано с возникновением на последних каскадах ФЭУ объемных зарядов, нарушающих электрофокусировку.

Каналовые фотоэлектронные умножители. Кроме ФЭУ с дискретными эмиттерами, в последнее время созданы ФЭУ с непрерывным (распределенным) эмиттером в форме канала — *каналовый ФЭУ* (*КЭУ*). В простейшем случае КЭУ представляет собой трубку *Т* из диэлектрика (стекла, кварца), внутренняя поверхность которой покрыта тонким слоем полупроводникового материала с большим омическим сопротивлением и большим коэффициентом вторичной эмиссии ($\sigma > 1$). К концам трубки прикладывается высокое напряжение (3 — 5 кВ), создающее вдоль трубки электростатическое поле. Один конец трубки, обычно снабженный коническим раструбом, устанавливается на небольшом расстоянии от полупрозрачного фотокатода *ФК*. (У некоторых КЭУ фотокатод помещается на внутреннюю поверхность раструба.) Вблизи другого конца трубки расположен коллектор *К* для электронов (рис. 4.49). Фотоэлектрон, вылетающих из фотокатода, влетает в трубку и, многократно ударяясь о стенки трубки, вызывает лавинообразный поток вторичных электронов, которые по выходе из трубки попадают на коллектор *К*. Для увеличения числа ударов электронов о поверхность трубки диаметр трубки делается небольшим (1—2 мм), а трубка (длиной до 100 мм) изгибается в форме спирали. Коэффициент усиления КЭУ достигает 10^8.

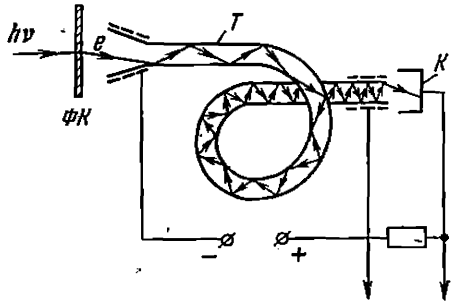


Рис. 4.49. Схема каналового фотоэлектронного умножителя.

При больших коэффициентах усиления КЭУ обладают значительной нелинейностью из-за образования в конце трубки объемных зарядов электронов большой плотности. Поэтому КЭУ наиболее широко применяются в качестве счетчика фотонов, так как они способны регистрировать отдельные фотоны, вызвавшие появление фотоэлектрона.

Фотоэлектрические приемники с внутренним фотоэффектом, или фотосопротивления. В них используется эффект фотопроводимости — увеличение электропроводности полупроводника при поглощении фотонов. Этот эффект наблюдается в полупроводниках при энергии падающего фотона, недостаточной для образования внешнего фотоэффекта, но превышающей разность энергий зоны проводимости и валентной зоны (запрещенная зона). Такой фотон вызывает внутренний фотоэффект, увеличивая в зоне проводимости и в валентной зоне число носителей заряда — электронов и дырок. Величина запрещенной зоны определяет «красную» границу внутреннего фотоэффекта, т. е. границу чувствительности фотосопротивлений. «Красная» граница фотосопротивлений зависит от природы полупроводника и может располагаться в области значительно более длинных волн, чем у приемников с внешним фотоэффектом. Так, у некоторых легированных (или примесных) полупроводников граница чувствительности лежит в области 30—40 мкм. Вместе с тем уменьшение запрещенной зоны увеличивает вероятность перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости за счет внутреннего теплового возбуждения, что приводит к увеличению равновесной концентрации свободных электронов и резкому снижению чувствительности. Поэтому использование эффекта фотопроводимости в длинноволновой инфракрасной области спектра возможно лишь при низких температурах; чем больше длина волны, соответствующая «красной» границе, тем ниже должна быть температура (см. табл. 4.1).

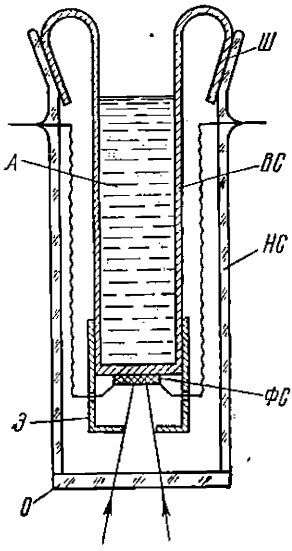


Рис. 4.50. Схема охлаждаемого фотосопротивления.

НС — наружный стакан Дьюара из стекла, *ВС* — внутренний стакан из ковара или красной меди, *ФС* — фотосопротивление, *Э* — охлаждаемый экран, *Ш* — шлиф, *О* — окно, *А* — жидкий азот.

Фотосопротивление как приемник излучения представляет собой тонкую пластинку или пленку из полупроводника, нанесенную на диэлектрическую подложку, с двумя контактами для включения в цепь внешнего источника питания и измерительного прибора или нагрузочного сопротивления. Схема включения фотосопротивления аналогична схеме включения болометра (см. рис. 4.45, *а*). Изменение проводимости фотосопротивления при облучении регистрируется по изменению силы тока в цепи.

Охлаждаемые фотосопротивления обычно монтируют на внутреннем дне дьюаровского сосуда (рис. 4.50), наполненного жидким

азотом или другим хладоагентом (включая жидкий гелий *)). Для уменьшения радиационных помех фотосопротивление заключают в охлаждаемый металлический экран с апертурной диафрагмой.

Порог чувствительности фотосопротивлений определяется генерационно-рекомбинационным шумом, связанным с флуктуациями в процессах генерации и рекомбинации носителей заряда. Кроме того, у некоторых фотосопротивлений наблюдается специфический токовый шум, возникающий при протекании тока через фотосопротивление. Характерной его особенностью является обратная пропорциональность между уровнем шума и частотой f. Токовый шум часто определяет порог чувствительности фотосопротивлений. Обнаружительная способность фотосопротивлений меньше, чем у вакуумных фотоэлементов.

Постоянная времени фотосопротивлений $\tilde{\tau}_{пр}$ определяется временем установления стационарного состояния неравновесных носителей заряда, возникающих при освещении. Величина $\tilde{\tau}_{пр}$ зависит от природы полупроводника и варьирует для разных фотосопротивлений от 10^{-2} до 10^{-8} с.

Зависимость изменения силы тока в цепи с фотосопротивлением от мощности падающего излучения в общем случае нелинейна (такого же типа, что и на рис. 4.4). Линейность соблюдается лишь при небольших мощностях, причем интервал линейности различен у различных фотосопротивлений.

В настоящее время используется большое число различных типов фотосопротивлений как из чистых, так и из примесных полупроводников. Параметры некоторых из них приведены в табл. 4.1.

Фотоприемники с запирающим (вентильным) переходным барьером или с фотогальваническим эффектом. Фотогальванический эффект наблюдается в системах с внутренним фотоэффектом, в которых существуют вентильный, или запирающий, переходный слой с униполярной электрической проводимостью. Такой слой образуется в области контакта двух полупроводников с электронной (n-типа) и дырочной (p-типа) проводимостью или полупроводника и металла, где возникает контактная разность потенциалов (p — n-переход). Свободные носители заряда разных знаков, образующиеся при поглощении фотонов в приконтактной области, пространственно разделяются в переходном слое и создают разность потенциалов и ток во внешней цепи.

Таким образом, в фотоэлементах с запирающим переходным слоем происходит непосредственное преобразование энергии электромагнитного излучения в электрическую энергию. Фотоэлементы такого типа (кремниевые фотоэлементы) установлены в солнечных батареях космических аппаратов.

---

*) При использовании жидкого гелия дьюар имеет более сложную конструкцию.

ТАБЛИЦА 4.1 ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ [4.10, 4.11

Числа в скобках указывают частоту модуляции в герцах

Типы приемников	Рабочая температура, К	λ_{max}, мкм	$\lambda_{гр}$ *), мкм	$\mathscr{D}^*_{max}$, Гц$^{1/2}$см/Вт и частота модуляции	Постоянная времени $\tau_{пр}$, мкс	Доминирующие помехи
Тепловые						
Болометры						
германиевый	2,1			$8\cdot10^{11}$, (200)	$4\cdot10^2$	Шум Джонсона
металлический (Bi)	295			$1,5\cdot10^9$, (6)	$2\cdot10^4$	» »
полупроводниковый	295			$2\cdot10^8$ (10)	$15\cdot10^2$	Шум Джонсона и токовый
сверхпроводящий (NbN)	15			$4,8\cdot10^9$ (360)	$5\cdot10^2$	Колебания температуры
угольный	2,1			$4,3\cdot10^{10}$ (13)	10^4	Токовый шум
Оптико-акустический	295			$1,7\cdot10^9$ (10)	$2\cdot10^4$	Тепловой шум
Термоэлемент	295			$2\cdot10^9$ (5)	$2\cdot10^4$	Шум Джонсона
Фотогальванические InAs	295	3,4	3,7	$2,5\cdot10^9$ (750)	2	Токовый шум
InSb	77	5,3	5,6	$4,3\cdot10^{10}$ (900)	<1	» »
Se—SeO	295	0,55	0,69	$1,2\cdot10^{11}$	910	» »
Фотодиод Ge	295	1,5	1,8	$5\cdot10^{12}$	2	» »
Фотосопротивления CdSe	295	0,7	0,72	$2,1\cdot10^{11}$	$1,2\cdot10^4$	» »
Ge : Au	77	5,0	7,1	$1,8\cdot10^{10}$ (900)	<1	» »
Ge : Cu	20	20	27	$2,5\cdot10^{10}$ (900)		» »
Ge : Zn	4,2	36	39,5	$1\cdot10^{10}$ (800)	$<0,01$	» »
InSb	295	6,5	7,3	$4,3\cdot10^7$ (800)	0,2	Тепловой шум
InSb	77	5,0	5,4	$6\cdot10^{10}$ (900)	<2	Токовый шум
PbS	295	2,1	2,5	$1\cdot10^{11}$ (90)	250	» »
PbS	77	2,5	3,3	$8\cdot10^{10}$ (90)	450	» »
PbSe	295	3,4	4,2	$2,7\cdot10^8$ (90)	4	» »
PbSe	77	4,5	5,8	$1\cdot10^{10}$ (90)	48	» »
PbTe	77	4,0	5,1	$2,7\cdot10^9$ (90)	25	» »
Tl_2S	295	0,9	1,1	$2,2\cdot10^{12}$ (90)	530	» »
Фотоумножители Ag—O—Cs	295	0,7	1,2—1,5	10^{11}—10^{13}	0,1	Дробовой шум
Cs—Sb	295	0,4	0,65	$5\cdot10^{14}$ (1000)	0,01	» »
Фотоэлемент вакуумный Ag—O—Cs	295	0,8	1,2	10^{11}	0,1	» »

*) Граница чувствительности определена длиной волны $\lambda_{гр}$, где $\mathscr{D}^*$ составляет 1/2 от $\mathscr{D}^*_{max}$.

На рис. 4.51 приведена в качестве примера схема селенового фотоэлемента с p — n-переходом. Здесь запирающий переход образуется в области контакта p-селена с дырочной проводимостью и n-селена с электронной проводимостью. Слои селена нанесены на пластинку из железа, а сверху напылена полупрозрачная пленка из золота, служащая вторым электродом. Спектральные чувствительности селенового фотоэлемента и глаза близки друг к другу, и потому такие фотоэлементы часто используются в световой фотометрии. Широкое распространение получили кремниевые фотоэлементы из n-Si и p-Si, у которых $\lambda_{кр} \approx 1{,}2$ мкм и $\lambda_{max} \approx$ $\approx 0{,}9$ мкм. Они обладают высоким коэффициентом полезного действия, достигающим 14—16%.

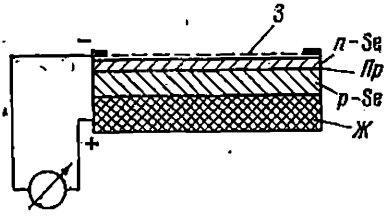


Рис. 4.51. Схема селенового фотоэлемента.

З — пленка из золота, Пр — p — n-переход, n-Se и p-Se — селен с электронной и дырочной проводимостью, Ж — пластинка из железа.

Длина волны «красной» границы фотоэлементов с p — n-переходом значительно меньше, чем у фотосопротивлений, и не превышает 6 мкм (у фотоэлемента из InSb при $T = 77$ К). У приемников с p — n-переходом порог чувствительности определяется токовым (при низких частотах) и генерационно-рекомбинационным шумами. Постоянная времени различных типов таких фотоэлементов изменяется в пределах от 10^{-3} до 10^{-6} с. Ток во внешней цепи фотоэлемента пропорционален падающему потоку лишь при небольших мощностях, причем величина отступлений от линейности зависит от сопротивления нагрузки.

Фотодиоды. Разновидностью фотоприемников с запирающим p — n-переходом являются фотодиоды, в которых в запирающем направлении создают внешним источником э. д. с. дополнительное электрическое поле. В таких приемниках при освещении приконтактной области образующиеся носители заряда уменьшают сопротивление переходного слоя, вызывая увеличение тока в цепи. Наиболее широко используются германиевые и кремниевые фотодиоды, у которых «красная» граница соответственно равна 1,8 и 1,2 мкм; их постоянные времени порядка 10^{-6} с. Обнаружительная способность германиевого фотодиода достаточно велика: $\mathscr{D}^*_{max} \approx 10^{12}$ Гц$^{1/2}$·см·Вт$^{-1}$ [4.11].

Значительный интерес представляют фотодиоды с p — i — n-переходом. Такие фотодиоды состоят из трех различных типов полупроводников: двух легированных p- и n-типов и расположенного между ними слоя чистого полупроводника, в котором в основном происходит поглощение фотонов. У таких фотодиодов постоянная времени достигает 10^{-9} с [4.11], что близко к постоянной

времени ФЭУ, причем у германиевых $p-i-n$-фотодиодов «красная» граница ($\lambda_{кр} \approx 1{,}8$ мкм) больше, чем у ФЭУ с Ag—Cs—O-фотокатодом.

Фотоэлектромагнитные приемники. Это приемники с внутренним фотоэффектом, у которых пространственное разделение образовавшихся носителей заряда различных знаков производится с помощью внешнего магнитного поля. Электроны и дырки, двигающиеся из зоны поглощения фотонов внутрь полупроводника в процессе диффузии, отклоняются магнитным полем, направление которого перпендикулярно к падающему излучению, в противоположных направлениях, создавая на концах пластинки полупроводника разность потенциалов.

Практически используются фотоэлектромагнитные приемники из InSb ($\lambda_{max} = 6{,}2$ мкм) и InAs ($\lambda_{max} = 2{,}5$ мкм), их постоянная времени порядка 10^{-6} с, а обнаружительная способность того же порядка, что и у фотосопротивлений из тех же материалов при $T = 295$ К.

В заключение укажем еще на один тип полупроводникового фотонного приемника; его действие основано на поглощении излучения свободными электронами и увеличении их кинетической энергии, в результате чего их средняя энергия становится больше средней энергии решетки. Увеличение же кинетической энергии электронов приводит к повышению их подвижности, что проявляется в изменении сопротивления полупроводника. Этот эффект — *эффект горячих электронов* — наблюдается у некоторых полупроводников высокой степени чистоты (например, у InSb), охлажденных до очень низких температур (4 К и ниже), когда взаимодействие между электронами и решеткой становится слабым. Такие приемники пригодны для работы только в далекой инфракрасной области спектра ($\lambda > 200$ мкм). Их постоянная времени порядка 10^{-7} с.

§ 4.12. Измерение относительной яркости спектральных линий фотоэлектрическим методом

В § 1.15—1.17 мы рассмотрели общий случай регистрации спектров фотоэлектрическим методом и искажения, вносимые в измеряемый спектр монохроматором, регистрирующей системой и случайными ошибками. Были рассмотрены также оптимальные условия регистрации спектра при определении контура спектральных линий. Но на практике часто возникает задача измерения относительной яркости двух или нескольких спектральных линий без определения контура самих линий. Такие измерения, например, лежат в основе спектроаналитических методов, при определении температуры и других параметров плазмы и в ряде других физических задач.

Как и при фотографической регистрации спектра, рассмотрим два крайних случая определения относительной яркости спектральных линий — при спектральной ширине аппаратной функции монохроматора $\delta\lambda$, много большей и много меньшей спектральной ширины линии $\Delta\lambda$. При этом предположим, что $s_2' = s_2$, $h_2' = h_2$, т. е. аппаратная функция монохроматора имеет треугольную форму шириной $\delta\lambda = s_2\,(d\lambda/dl)$ и является сверткой аппаратной функции выходной щели и изображения входной щели (см. § 1.15).

Ранее было показано (см. § 4.5), что освещенность в максимуме изображения спектральной линии в фокальной плоскости выходного коллиматора при щелевой аппаратной функции определяется выражением (4.6):

$$E_0(\lambda) = \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_{\text{и}}(\lambda)\, \Omega_2 \quad \text{при} \quad \delta\lambda \gg \Delta\lambda$$

(распределение освещенности в этом случае имеет форму, близкую к прямоугольной, и ширину s_2), и выражением (4.7):

$$E_0(\lambda) = \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_0(\lambda)\, \Omega_2 \delta\lambda \quad \text{при} \quad \delta\lambda \ll \Delta\lambda$$

(распределение освещенности близко к форме спектральной линии) *).

Если в первом случае ($\delta\lambda \gg \Delta\lambda$) выходная щель точно совпадает с изображением входной щели, т. е. $s_2' = s_2$, то выходящий из монохроматора поток максимален и равен

$$\Phi_{\max}(\lambda) = E_0(\lambda)\, s_2' h_2' = \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_{\text{и}}(\lambda)\, \Omega_2 s_2 h_2,$$

или, с учетом (1.16),

$$\Phi_{\max}(\lambda) = \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_{\text{и}}(\lambda)\, \Omega_1 s_1 h_1.$$

Регистрируемый сигнал на выходе усилителя (см. рис. 1.38) определяется выражением

$$V_{\max}(\lambda) = \eta \mathscr{S}(\lambda)\, \Phi_{\max}(\lambda) = \eta \mathscr{S}(\lambda)\, \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_{\text{и}}(\lambda)\, \Omega_1 s_1 h_1, \qquad (4.23)$$

где η — коэффициент усиления усилителя, $\mathscr{S}(\lambda)$ — коэффициент преобразования приемника излучения.

Во втором случае ($\delta\lambda \ll \Delta\lambda$), если середина выходной щели приходится на максимальную освещенность $E_0(\lambda)$, то выходящий поток равен

$$\Phi_{\max}(\lambda) = \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_0(\lambda)\, \Omega_1 s_1 h_1\, \delta\lambda,$$

а регистрируемый сигнал

$$V_{\max}(\lambda) = \eta \mathscr{S}(\lambda)\, \tau_{\text{сп}}(\lambda)\, B_0(\lambda)\, \Omega_1 s_1 h_1 \delta\lambda. \qquad (4.24)$$

---

*) В приведенных выше формулах длина волны λ в $B_{\text{и}}'(\lambda)$ и $B_0^{\text{г}}(\lambda)$ соответствует длине волны в максимуме истинного контура спектральных линий.

Выражения (4.23) и (4.24) показывают, что в первом случае максимальная величина сигнала пропорциональна интегральной спектральной яркости линии ($V_{max} \sim B_и(\lambda)$), а во втором случае — яркости в максимуме линии ($V_{max} \sim B_0(\lambda)$).

Указанные измерения могут производиться двумя методами: выведением спектральной линии на выходную щель с последующим измерением максимального сигнала и непрерывным сканированием спектра и регистрацией сигнала самописцем.

Первый метод (с измерением $B_и(\lambda)$) чаще всего применяется в спектрально-аналитической практике и в том числе при использовании спектрометров с полихроматором — монохроматором с большим числом выходных щелей, установленных в местах расположения анализируемых линий. Метод же сканирования обычно используется в физических исследованиях как при измерении $B_и(\lambda)$, так и при определении контура спектральных линий, причем в этом случае, как уже указывалось (см. гл. 1), регистрируемый сигнал является функцией времени, $V_c(t, \lambda)$.

Рассмотрим определение относительной яркости спектральных линий λ' и λ'' различной ширины методом сканирования.

Определение относительной интегральной яркости $\frac{B_и(\lambda')}{B_и(\lambda'')}$. Ширины щелей монохроматора берутся такими, чтобы условие $\delta\lambda = s_2(d\lambda/dl) \gg \Delta\lambda$ выполнялось для более широкой из сравниваемых линий, а следовательно, и для более узкой линии. Регистрируют нулевой сигнал V_0 при закрытой щели монохроматора (нулевая линия), а затем сигнал, обусловленный непосредственно спектром. Скорость сканирования должна быть такой, чтобы были малы инерционные искажения. При этих условиях форма регистрируемых кривых должна быть близкой к треугольной форме (рис. 4.52, *а*) аппаратной функции монохроматора при $s_2' = s_2$. Поскольку величина s_2 зависит от λ из-за изменения с λ углового увеличения Γ и f_2, то соответствующим образом должна изменяться фокусировка выходной щели монохроматора, а также ее ширина s_2'. При использовании монохроматоров постоянного отклонения с зеркальной оптикой (см. § 2.8), у которых $f_2 = \text{const}$ и обычно $\Gamma(\lambda) = 1 = \text{const}$, условие $s_2 = s_2'$ выполняется для обеих измеряемых линий при одних и тех же ширинах щелей.

Измеряя на регистрограмме (см. рис. 4.52, *а*) величины максимальных сигналов $V_{max}(\lambda')$ и $V_{max}(\lambda'')$ и используя соотношение (4.23), получим для отношения интегральных яркостей выражение

$$\frac{B_и(\lambda')}{B_и(\lambda'')} = \frac{V_{max}(\lambda')}{V_{max}(\lambda'')} \frac{\eta''}{\eta'} \frac{\mathscr{S}(\lambda'')}{\mathscr{S}(\lambda')} \frac{\tau_{сп}(\lambda'')}{\tau_{сп}(\lambda')}. \qquad (4.25)$$

Если усилительно-регистрирующая система линейна, то $\eta' = \eta'' = \text{const}$.

Выражение (4.25) показывает, что для определения относительной яркости линий необходимо знать отношение коэффициентов

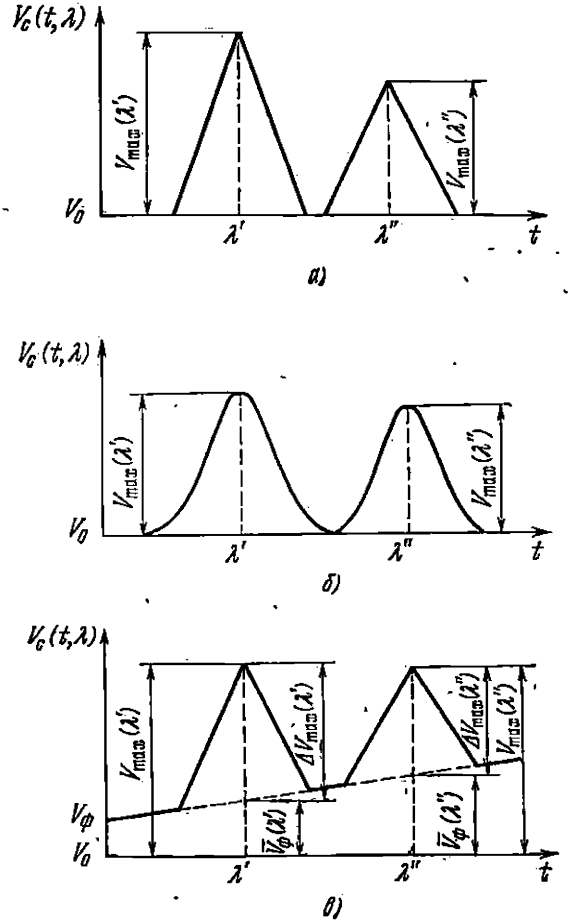


Рис. 4.52. К определению относительной яркости спектральных линий фотоэлектрическим методом.

а) Определение $B_и(\lambda')/B_и(\lambda'')$ при $\delta\lambda \gg \Delta\lambda$; *б)* определение $B_0(\lambda')/B_0(\lambda'')$ при $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$; *в)* определение $B_и(\lambda')/B(\lambda'')$ при наличии непрерывного фона.

пропускания монохроматора $\tau_{сп}(\lambda'')/\tau_{сп}(\lambda')$ и отношение коэффициентов преобразования приемника излучения $\mathcal{S}(\lambda'')/\mathcal{S}(\lambda')$ для тех же длин волн λ' и λ'', т. е. кривую спектральной чувствительности приемника. Лишь при использовании неселективных (тепловых) приемников излучения и близких спектральных линий,

когда $\mathscr{S}(\lambda') \approx \mathscr{S}(\lambda'')$ и $\tau_{сп}(\lambda') \approx \tau_{сп}(\lambda'')$, отношение интегральных яркостей линий равно отношению максимальных сигналов: $B_и(\lambda')/B_и(\lambda'') \approx V_{max}(\lambda')/V_{max}(\lambda'')$.

При значительно различающихся длинах волн λ' и λ'' необходимо определить произведение двух последних сомножителей, входящих в (4.25). Обычно это производится эмпирическим методом путем использования эталонного источника непрерывного спектра с известным распределением яркости $B_э(\lambda)$.

В случае непрерывного спектра величина регистрируемого сигнала определяется соотношением

$$V_э(\lambda) = \eta \mathscr{S}(\lambda) \tau_{сп}(\lambda) B_э(\lambda) \Omega_1 s_1 h_1 \delta\lambda,$$

аналогичным (4.24). Измерив величины сигналов для λ' и λ'' при неизменных условиях регистрации, найдем

$$\frac{V_э(\lambda')}{V_э(\lambda'')} = \frac{\tau_{сп}(\lambda')}{\tau_{сп}(\lambda'')} \frac{\mathscr{S}(\lambda')}{\mathscr{S}(\lambda'')} \frac{\delta\lambda'}{\delta\lambda''} \frac{B_э(\lambda')}{B_э(\lambda'')}, \tag{4.26}$$

откуда для искомого произведения имеем

$$\frac{\tau_{сп}(\lambda')}{\tau_{сп}(\lambda'')} \frac{\mathscr{S}(\lambda')}{\mathscr{S}(\lambda'')} = \frac{V_э(\lambda')}{V_э(\lambda'')} \frac{B_э(\lambda'')}{B_э(\lambda')} \frac{\delta\lambda''}{\delta\lambda'};$$

подставляя его в (4.25), получим окончательно

$$\frac{B_и(\lambda')}{B_и(\lambda'')} = \frac{V_{max}(\lambda')}{V_{max}(\lambda'')} \left(\frac{V_э(\lambda')}{V_э(\lambda'')} \frac{B_э(\lambda'')}{B_э(\lambda')} \frac{\delta\lambda''}{\delta\lambda'} \right)^{-1}, \tag{4.27}$$

где $\frac{\delta\lambda''}{\delta\lambda'} = \frac{(\Gamma(d\lambda/d\varphi))_{\lambda''}}{(\Gamma(d\lambda/d\varphi))_{\lambda'}}$ — легко определяемая на опыте величина.

Определение относительной яркости в максимумах спектральных линий. Ширины щелей монохроматора должны быть такими, чтобы условие $\delta\lambda \ll \Delta\lambda$ выполнялось для наиболее узкой линии. При этом условии контур регистрируемых линий близок к истинному контуру спектральных линий (рис. 4.52, *б*). Определив на регистрограмме максимальные величины сигналов $V_{max}(\lambda')$ и $V_{max}(\lambda'')$ и используя соотношение (4.24), найдем

$$\frac{B_0(\lambda')}{B_0(\lambda'')} = \frac{\tau_{сп}(\lambda'')}{\tau_{сп}(\lambda')} \frac{\mathscr{S}(\lambda'')}{\mathscr{S}(\lambda')} \frac{\delta\lambda''}{\delta\lambda'} \frac{V_{max}(\lambda')}{V_{max}(\lambda'')}. \tag{4.28}$$

Произведение первых трех множителей, входящих в (4.28), можно непосредственно определить с помощью эталонного источника, используя соотношение (4.26). Окончательно получим

$$\frac{B_0(\lambda')}{B_0(\lambda'')} = \frac{V_{max}(\lambda')}{V_{max}(\lambda'')} \left(\frac{V_э(\lambda')}{V_э(\lambda'')} \frac{B_э(\lambda'')}{B_э(\lambda')} \right)^{-1}. \tag{4.29}$$

Исключение непрерывного спектра. Если исследуемый спектр содержит не только линейчатый, но и непрерывный спектр (фон), действующий на приемник в процессе сканирования одно-

временно со спектральными линиями, то происходит сложение создаваемых ими потоков. В этом случае регистрограмма имеет вид, изображенный на рис. 4.52, *в*.

Для исключения непрерывного спектра и определения относительной яркости линий над фоном используем соотношения (4.27) и (4.29) при замене величин $V_{max}(\lambda)$ на $\Delta V_{max}(\lambda) = V_{max}(\lambda) - \overline{V}_{ф}(\lambda)$, где $V_{max}(\lambda)$ — величина максимального сигнала (см. рис. 4.54, *в*), а $\overline{V}_{ф}(\lambda)$ — среднее значение сигнала, обусловленного фоном в месте расположения максимумов линий (см. рис. 4.54, *в*). Значение $\overline{V}_{ф}(\lambda)$ определяется, как обычно, путем измерения сигналов $V_{ф1}(\lambda)$ и $V_{ф2}(\lambda)$ по обе стороны от линии за ее пределами ($\overline{V}_{ф} = {}^1/_2\,[V_{ф1}(\lambda) + V_{ф2}(\lambda)]$) или путем графической интерполяции $V_{ф}(\lambda)$.

§ 4.13. Модуляционный метод регистрации спектра

Мы уже отмечали, что случайная ошибка измерения часто определяется не только шумами приемника излучения или фотонным шумом, но и различного рода помехами, наводками. Для уменьшения влияния помех и повышения отношения сигнал/шум в фотоэлектрических спектрометрах широко используются модуляционные методы измерения. Сущность их состоит в том, что поток излучения, падающий на приемник радиации из монохроматора, предварительно модулируется — обычно с помощью механических модуляторов — секторных или дисковых (с отверстиями) прерывателей, благодаря чему на выходе приемника возникает периодический электрический сигнал. Этот сигнал в дальнейшем усиливается с помощью резонансного усилителя переменного тока с ограниченной полосой пропускания Δf. Резонансный усилитель, настроенный на частоту модуляции потока излучения, эффективно усиливает только измеряемый периодический сигнал, тогда как сигналы помех, являющиеся, как правило, нерегулярными либо медленно изменяющимися, значительно ограничиваются. Кроме того, применение ограниченной полосы пропускания частот Δf в усилителе позволяет значительно уменьшить уровень регистрируемых шумов. Дальнейшее его снижение достигается с помощью синхронного или фазового детектора (связанного с модулятором), который «пропускает» периодические сигналы лишь с определенной фазой, а именно измеряемые периодические сигналы.

Модуляционные методы предъявляют определенные требования к величине частоты модуляции f, постоянной времени приемника радиации $\tilde{\tau}_{пр}$, скорости сканирования спектра v, величине полосы пропускания электронного усилителя Δf.

Период модуляции $2\theta = 1/f$ должен быть значительно больше постоянной времени приемника ($\theta > \tilde{\tau}_{пр}$), чтобы не было потерь

в амплитуде сигнала на выходе приемника (см. § 4.1). Вместе с тем период модуляции должен быть достаточно малым, чтобы не вносить дополнительных искажений в регистрируемый спектр. Поясним это на примере регистрации спектральной линии конечной ширины.

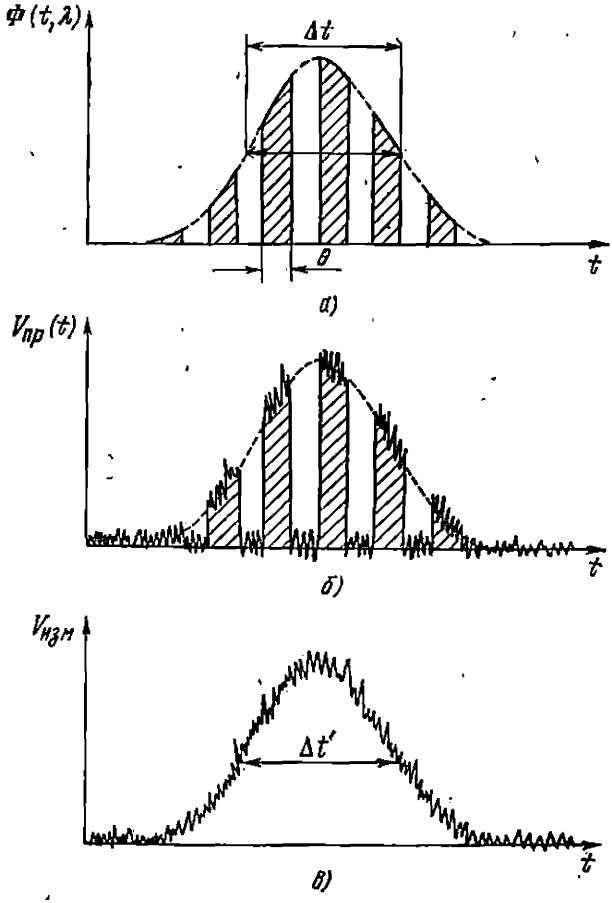


Рис. 4.53. К объяснению модуляционного метода.

а) Модулированный поток, выходящий из монохроматора; б) сигнал на выходе приемника; в) регистрируемый (измеряемый) сигнал на выходе усилителя.

Как уже указывалось (см. § 1.15), истинный контур спектральной линии $B = B(\lambda)$ шириной β «преобразуется» при сканировании во временную зависимость потока $\Phi(t, \lambda)$, выходящего из монохроматора, т. е. во временной контур шириной $\Delta t = \gamma/v$ (см. рис. 1.58), где γ — линейная ширина наблюдаемого контура

линии ($\gamma > \beta$). Модулятор (устанавливаемый обычно перед входной щелью монохроматора) разбивает временной контур на отдельные прямоугольные участки с периодом $2\theta = 1/f$ (рис. 4.53, *а*). Для того чтобы эти участки достаточно хорошо воспроизводили огибающую (временной контур спектральной линии), их длительность θ должна быть много меньше общей ширины контура Δt.

Возникающий в приемнике периодический сигнал $V_{пр}$ при условии $\theta > \tilde{\tau}_{пр}$ подобен по форме модулированному потоку, но на него накладываются шумы приемника, изменяющие высоты прямоугольников (рис. 4.53, *б*). После усиления в резонансном усилителе (который должен быть линейным) синхронный детектор, обладающий вместе с усилителем большой постоянной времени $\tilde{\tau}_{ус} \approx 1/\Delta f$, восстанавливает огибающую временного контура, которая и регистрируется. Но регистрируемый контур, в отличие от исходного, содержит шумы (рис. 4.53, *в*), уровень которых зависит от величины полосы пропускания Δf и имеет бо́льшую ширину $\Delta t' > \Delta t$. Вместе с тем постоянная времени усилительного блока приводит, как уже отмечалось (см. § 1.16, 1.17), к инерционным искажениям регистрируемого контура ($\Delta t' > \Delta t$), и поэтому величина постоянной времени должна быть согласована со скоростью сканирования и ширинами щелей монохроматора с тем, чтобы суммарная ошибка измерения была минимальной (см. § 1.17).

Заметим, что модуляционные методы получили широкое распространение в спектроскопии лишь после создания малоинерционных приемников радиации, постоянная времени которых ограничивает максимальную частоту модуляции. При использовании тепловых приемников радиации ($\tilde{\tau}_{пр} \approx 0{,}01 - 0{,}02$ с) максимальная частота модуляции составляет 9—15 Гц. При использовании фотоэлектрических приемников она может быть значительно больше — достигает сотен герц — и ограничивается чисто техническими причинами (скоростью вращения модулятора). При использовании приемников, у которых доминирует не «белый», а токовый — гиперболический шум ($\sim 1/f$), частота модуляции должна быть достаточно высокой, что обеспечивает снижение уровня токового шума.

ГЛАВА 5

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ

В гл. 4 мы рассмотрели методы измерения спектров излучения, дающих информацию о физических процессах, происходящих в источниках излучения. Но в настоящее время также широко используются, и особенно в инфракрасной области, методы измерения спектров поглощения, сообщающих данные об атомах и молекулах, находящихся в основном, невозбужденном, состоянии. Преимущество этих методов состоит в том, что они позволяют исследовать спектры поглощения веществ в различных агрегатных состояниях и при различных температурах (включая гелиевые). Спектры поглощения также успешно используются для решения разнообразных спектроаналитических задач.

При распространении излучения в среде оно селективно поглощается на собственных частотах вещества среды. В ультрафиолетовой и видимой областях спектра поглощение происходит на частотах, связанных с электронными переходами в атомах и молекулах, а в инфракрасной области — на частотах колебательных и вращательных переходов молекул и собственных частотах кристаллических решеток. В тех участках спектра, где вещество селективно поглощает, величина прошедшего потока излучения становится меньше, образуя в спектре падающего на вещество излучения «провалы», или полосы поглощения, которые и составляют спектр поглощения.

Измерение спектра поглощения сводится к измерению зависимости энергии потока излучения, прошедшего через вещество, от длины волны (или частоты). Для этой цели излучение от источника (чаще всего непрерывного спектра) пропускают через исследуемое вещество и направляют на входную щель монохроматора. Поток, выходящий из монохроматора, направляется на приемник излучения, сигнал которого после усиления измеряется прибором или регистрируется при сканировании спектра. Схема классического спектрометра для измерения спектра поглощения приведена на рис. 5.1.

Создание перестраиваемых по частоте лазеров позволяет измерять спектр поглощения без применения спектрального прибора —

путем прямого определения зависимости потока излучения, прошедшего через вещество, от длины волны.

Спектр поглощения можно также измерять фотографическими методами путем обработки спектрограммы обычными методами

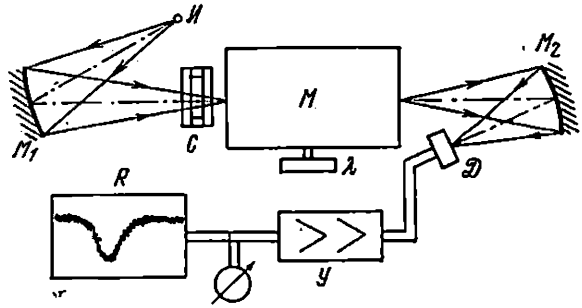


Рис. 5.1. Схема однолучевого спектрометра для измерения спектров поглощения.

И — источник непрерывного спектра, *С* — кювета с исследуемым веществом, *М* — монохроматор, *Д* — приемник излучения, M_1, M_2 — зеркала, *У* — усилитель, *R* — регистрограмма.

фотографической фотометрии, но эти методы применяются сравнительно редко. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением лишь фотоэлектрических методов измерения спектров поглощения.

§ 5.1. Способы представления спектров поглощения

Связь между потоком излучения $\Phi(d, \lambda)$, прошедшего через слой поглощающего вещества, и падающим на него потоком $\Phi_0'(\lambda)$ описывается объединенным законом Бугера — Ламберта — Бэра (Б — Л — Б) в форме

$$\Phi(d, \lambda) = \Phi_0'(\lambda) \exp[-k(\lambda) cd], \tag{5.1}$$

где $k(\lambda)$ — показатель поглощения, характеризующий поглощающее вещество, c — концентрация поглощающего вещества, если оно находится в растворе или в смеси с другими веществами, d — толщина поглощающего слоя (предполагается, что слой плоскопараллельный, а излучение падает перпендикулярно к слою), $\Phi_0'(\lambda)$ — поток излучения с длиной волны λ, ослабляемый непосредственно самим поглощающим веществом. Поскольку жидкие и газообразные вещества заключаются в кювету, снабженную прозрачными окнами, необходимо учесть потери на отражение на поверхностях окон, а в случае твердых образцов — потери на отражение от поверхностей образца. Эти потери мы учтем,

введя коэффициент пропускания кюветы $\tau_0(\lambda) < 1$; тогда

$$\Phi_0'(\lambda) = \tau_0(\lambda)\,\Phi_0(\lambda), \tag{5.2}$$

где $\Phi_0(\lambda)$ — поток, падающий на кювету с веществом (рис. 5.2).

Для окон кюветы из одинакового материала имеем

$$\tau_0(\lambda) = (1-\rho_1)^2(1-\rho_2)^2; \tag{5.3}$$

здесь ρ_1, ρ_2 — коэффициенты отражения на границе окно — воздух и окно — поглощающее вещество соответственно (см. (2.58)). В случае твердого образца

$$\tau_0(\lambda) = (1-\rho_1)^2. \tag{5.4}$$

Закон Б — Л — Б применим при выполнении следующих условий: на кювету падает параллельный (на практике слабо сходящийся) пучок монохроматического излучения перпендикулярно к окну кюветы; показатель поглощения $k(\lambda)$ не зависит от концентрации c; не зависит он и от мощности падающего излучения, т. е. отсутствуют нелинейные эффекты (эффекты «просветления»), возникающие при больших мощностях излучения.

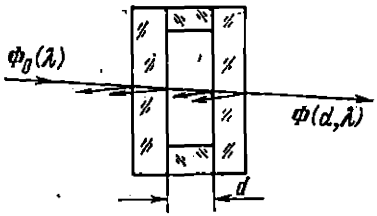


Рис. 5.2. Иллюстрация учета потерь на отражение в кювете с поглощающим веществом.

В законе Б — Л — Б концентрацию поглощающего вещества c принято выражать в моль/л, а толщину поглощающего слоя — в сантиметрах; тогда $k_\lambda'(\lambda)$ выражается в л·см$^{-1}$·моль$^{-1}$.

В законе Б — Л — Б (2.1) зависимость потока излучения, прошедшего через вещество, от длины волны $\Phi(d, \lambda)$ определяется не только показателем поглощения $k(\lambda)$, но и зависимостью от λ величины $\Phi_0'(\lambda)$ (см. (5.2)). Это означает, что полосы поглощения вещества наблюдаются на фоне спектра излучения источника и спектра потерь на отражение.

Для исключения зависимости регистрируемого спектра поглощения $\Phi(d, \lambda)$ от спектра источника вводят несколько величин, характеризующих только поглощающее вещество. Таких величин четыре.

1. *Коэффициент пропускания* T, определяемый соотношением

$$T(\lambda) = \frac{\Phi(d, \lambda)}{\Phi_0'(\lambda)} = \exp[-k(\lambda)cd]; \tag{5.5}$$

он изменяется в пределах $0 < T < 1$ и обычно выражается в процентах ($0\% < T < 100\%$). Зависимость $T(\lambda)$ часто называют *спектром пропускания* (рис. 5.3, *а*).

2. *Коэффициент поглощения* A, определяемый отношением поглощенной энергии к энергии, падающей на само поглощающее вещество:

$$A(\lambda) = \frac{\Phi_0'(\lambda) - \Phi(d, \lambda)}{\Phi_0'(\lambda)} = 1 - T(\lambda). \quad (5.6)$$

Величина $A(\lambda)$ изменяется в пределах $0\% < A(\lambda) < 100\%$ (рис. 5.3, *б*).

3. *Оптическая плотность поглощающего вещества* D, определяемая соотношением

$$D(\lambda) = \ln \frac{\Phi_0'(\lambda)}{\Phi(d, \lambda)} = \ln\left(\frac{1}{T(\lambda)}\right) = k(\lambda)\, cd. \quad (5.7)$$

Оптическая плотность линейно связана с $k(\lambda)$, c и d и пропорциональна количеству поглощающего вещества в кювете, т. е. $D(\lambda) \backsim cd$. $D(\lambda)$ изменяется в пределах $0 < D(\lambda) < \infty$.

Закон Б — Л — Б выражается через оптическую плотность в виде

$$\Phi(d, \lambda) = \Phi_0'(\lambda) \exp[-D(\lambda)]. \quad (5.8)$$

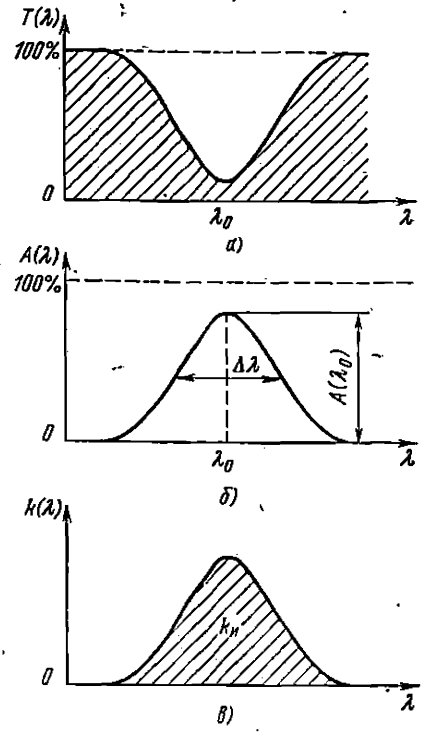


Рис. 5.3. Способы представления спектров поглощения.

а) График зависимости коэффициента пропускания T от λ; *б*) график зависимости коэффициента поглощения A от λ; *в*) график зависимости показателя поглощения k от λ.

4. *Показатель поглощения* $k(\lambda)$, определяемый соотношением

$$k(\lambda) = \frac{D(\lambda)}{cd} = \frac{1}{cd} \ln\left(\frac{1}{T(\lambda)}\right). \quad (5.9)$$

Величина $k(\lambda)$ изменяется в пределах $0 < k(\lambda) < \infty$ (рис. 5.3, *в*). Величины $T(\lambda)$, $A(\lambda)$ и $D(\lambda)$ зависят от концентрации поглощающих атомов или молекул c и от толщины поглощающего слоя d. Величина же $k(\lambda)$ характеризует только природу поглощающего вещества, т. е. является его спектроскопической характеристикой.

Интегральный показатель поглощения *) определяется следующим образом:

$$k_и = \int_{-\infty}^{+\infty} k(\lambda)\, d\lambda = \frac{1}{cd} \int_{-\infty}^{+\infty} \ln\left(\frac{1}{T(\lambda)}\right) d\lambda. \qquad (5.10)$$

На практике закон Б — Л — Б часто записывают в виде

$$\Phi(\lambda,\ d) = \Phi_0'(\lambda)\, 10^{-\varepsilon(\lambda)cd},$$

где $\varepsilon(\lambda) = 0{,}434\ k(\lambda)$ называется *показателем ослабления*. Тогда вместо (5.7), (5.9) и (5.10) имеем соответственно

$$D^*(\lambda) = \lg \frac{1}{T(\lambda)} = \varepsilon(\lambda)\, cd,$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{1}{cd} D^*(\lambda),$$

$$k_и = 2{,}303 \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(\lambda)\, d\lambda.$$

Оптическая плотность $D(\lambda)$ обычно используется при проведении количественных спектральных анализов, так как она является аддитивной величиной.

Если в кювете имеется смесь поглощающих веществ и каждая молекула или атом поглощает независимо друг от друга, то оптическая плотность смеси на данной длине волны λ равна сумме оптических плотностей отдельных компонент:

$$D(\lambda) = \sum_j D_j(\lambda) = k_1(\lambda)\, c_1 d + k_2(\lambda)\, c_2 d + \ldots$$

Это свойство оптической плотности позволяет определять концентрации отдельных компонент смеси c_j. Действительно, измерив величины оптической плотности смеси для нескольких длин волн (число которых равно числу компонент смеси) и зная показатели поглощения $k_j(\lambda)$ чистых веществ для тех же длин волн, можно написать систему линейных уравнений для определения величин c_j. Так, для двух компонент имеем

$$D(\lambda_1) = k_1(\lambda_1)\, c_1 d + k_2(\lambda_1)\, c_2 d,$$
$$D(\lambda_2) = k_1(\lambda_2)\, c_1 d + k_2(\lambda_2)\, c_2 d,$$

откуда можно найти c_1 и c_2, зная $k_1(\lambda_1)$, $k_1(\lambda_2)$, $k_2(\lambda_1)$, $k_2(\lambda_2)$, которые определяются из спектров поглощения чистых компонент.

---

*) Отметим, что интегральный показатель поглощения играет в спектроскопии важную роль, так как он пропорционален заселенности нижнего уровня и силе осциллятора перехода.

Однако на практике этот метод не всегда применим, так как измерения оптической плотности проводятся не в монохроматическом излучении, а в спектральном интервале, определяемом функцией пропускания монохроматора. Кроме того, из-за существования межмолекулярных взаимодействий поглощение каждой молекулы оказывается зависимым от природы и числа окружающих молекул, в результате чего величины $k_j(\lambda)$ оказываются зависимыми от концентрации c_j, т. е. нарушается закон аддитивности оптических плотностей.

Применимость указанного метода количественного анализа к реальным смесям должна предварительно проверяться по анализу эталонных смесей данных веществ с известной концентрацией компонент.

§ 5.2. Аппаратурные искажения спектров поглощения

Коэффициент поглощения $A(\lambda)$ (5.6) обычно используется при определении ширины и формы полос поглощения с учетом аппаратурных искажений и других факторов.

Мы уже отмечали, что закон Б — Л — Б (см. (5.1), (5.8)) выполняется лишь для строго монохроматического излучения, что соответствует применению монохроматора с бесконечно узкой аппаратной функцией. При регистрации же спектров поглощения в реальных условиях с использованием монохроматора с конечной шириной аппаратной функции возникают аппаратурные искажения, как и в случае регистрации спектров излучения. Кроме того, имеются и инерционные аппаратурные искажения, вносимые приемно-усилительной частью спектрометра, а также случайные — шумовые — ошибки измерения. В результате этого регистрируемый спектр поглощения отличается от истинного спектра, описываемого законом Б — Л — Б и величинами $T(\lambda)$, $A(\lambda)$, $k(\lambda)$.

Мы нашли ранее (см. § 1.15), что при фотоэлектрической регистрации спектров излучения связь между истинным контуром спектральной линии $\Phi(\lambda)$, наблюдаемым контуром $\Phi_{изм}(\lambda')$ и аппаратной функцией монохроматора $\mathcal{A}_м(\xi)$ определяется уравнением свертки (1.113), которое записывается в виде

$$\Phi_{изм}(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\lambda)\, \mathcal{A}_м(\lambda' - \lambda)\, d\lambda. \qquad (5.11)$$

Это уравнение, естественно, применимо и к спектрам поглощения, где под $\Phi(\lambda)$ следует понимать истинный контур полосы поглощения, определяемый уравнением Б — Л — Б (5.8).

Как уже отмечалось, спектр поглощения обычно выражается через коэффициент пропускания (а также через $A(\lambda)$, $k(\lambda)$), и поскольку монохроматор вносит искажения в форму полос погло-

щения, то и измеренный коэффициент пропускания $T_{изм}$ отличается от истинного T (см. (5.5)).

Аналогично (5.5), измеренный коэффициент пропускания равен

$$T_{изм}(\lambda') = \frac{\Phi_{изм}(\lambda')}{\Phi'_{0,\,изм}(\lambda')} = \frac{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\lambda)\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \Phi'_0(\lambda)\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda}, \qquad (5.12)$$

где $\Phi'_0(\lambda) = \tau_0(\lambda)\,\Phi_0(\lambda)$ (см. (5.2)).

При относительно широких щелях монохроматора ($s_1 > s'_{10}$) и условии $s_2 = s'_2$ аппаратная функция отлична от нуля лишь в интервале $\pm\delta\lambda = s_2\,(d\lambda/dl)$, и поэтому пределы интегрирования в (5.12) можно заменить на $\pm\delta\lambda$.

Обычно функция $\Phi'_0(\lambda)$ мало изменяется на ширине аппаратной функции, и поэтому в (5.12)

$$\Phi'_{0,\,изм}(\lambda') = \int\limits_{-\delta\lambda}^{+\delta\lambda} \Phi'_0(\lambda)\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda = \overline{\Phi}'_0(\lambda).$$

Тогда имеем

$$T_{изм}(\lambda') = \int\limits_{-\delta\lambda}^{+\delta\lambda} \frac{\Phi(\lambda)}{\overline{\Phi}'_0(\lambda)}\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda = \int\limits_{-\delta\lambda}^{+\delta\lambda} T(\lambda)\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda,$$

где $T(\lambda)$ — истинный коэффициент пропускания. Заменяя в написанном выражении согласно (5.6) величины $T(\lambda) = 1 - A(\lambda)$ и $T_{изм}(\lambda') = 1 - A_{изм}(\lambda')$, находим

$$A_{изм}(\lambda') = \int\limits_{-\delta\lambda}^{+\delta\lambda} A(\lambda)\,\mathcal{A}_м(\lambda'-\lambda)\,d\lambda. \qquad (5.13)$$

Уравнение свертки для коэффициента поглощения (5.13) формально совпадает с уравнением свертки (5.11), хотя физически они имеют различный смысл. $A(\lambda)$ описывает контур полосы поглощения, т. е. контур поглощенной в веществе энергии, тогда как контур линии излучения есть контур распределения энергии в самой линии. Тем не менее к контуру полосы поглощения применимы все выводы, относящиеся к контуру линии излучения. В частности, имеет место равенство

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} A_{изм}(\lambda')\,d\lambda' = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda)\,d\lambda \quad \text{при} \quad \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}_м(\xi)\,d\xi = 1.$$

Это означает, что площадь, ограниченная кривой зависимости коэффициента поглощения от длины волны (см. рис. 5.3, *б*), сохра-

няется при аппаратурных искажениях. Поэтому увеличение ширины полосы поглощения всегда сопровождается уменьшением поглощения в максимуме полосы, причем $A(\lambda_0)\beta = A_{изм}(\lambda_0')\gamma$, где β и γ — линейные ширины полос, а $A(\lambda_0)$ и $A_{изм}(\lambda_0')$ — коэффициенты поглощения в максимумах контуров истинной и измеренной полос поглощения.

Заметим, что площадь, ограниченная кривой интегрального показателя поглощения $k_и$ (см. (5.10)):

$$k_и = \int_{-\infty}^{+\infty} k(\lambda)\,d\lambda = \frac{1}{cd}\int_{-\infty}^{+\infty} \ln\frac{1}{1-A(\lambda)}\,d\lambda,$$

при аппаратурных искажениях не остается постоянной.

Как и в случае линий излучения, величина аппаратурных искажений полос поглощения зависит от соотношения между истинной шириной полосы поглощения β (или $\Delta\lambda$) и шириной аппаратной функции монохроматора $\alpha = s_2$ (или $\delta\lambda$). При значительном

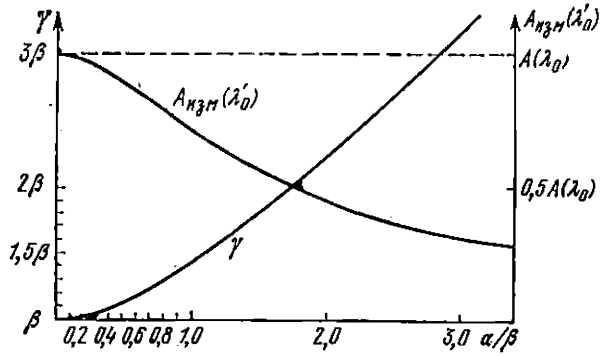


Рис. 5.4. Общий ход зависимости ширины полосы гауссовской формы и поглощения в максимуме полосы $A_{изм}$ наблюдаемого контура от α/β.

увеличении ширины щели ширина регистрируемой полосы γ сильно растет, а поглощение в максимуме $A_{изм}(\lambda_0')$ уменьшается (рис. 5.4). При $\alpha \gg \beta$ контур регистрируемой полосы принимает форму треугольника, высота которого стремится к нулю — «провал» на графике $T(\lambda)$ (см. рис. 5.3, *а*) на фоне непрерывного спектра исчезает. В случае полос поглощения гауссовской формы лишь при значениях $\alpha/\beta < 0{,}40$ различие между регистрируемым и истинным контурами мало (меньше 10%).

Кроме аппаратурных искажений спектров поглощения, вызываемых конечной шириной аппаратной функции монохроматора, при регистрации спектра методом сканирования (см. ниже) возникают и инерционные аппаратурные искажения, вносимые усили-

тельной частью спектрометра и связанные с конечной шириной полосы пропускания Δf (см. § 1.16). Эти искажения, как и в случае линий излучения, проявляются в дополнительном увеличении ширины регистрируемых полос поглощения, уменьшении амплитуды в максимуме полос, искажении формы полос и их смещении. Поэтому все приведенные в § 1.17 выводы относительно выбора оптимальных условий регистрации спектра излучения применимы и к спектрам поглощения. При работе с современными монохроматорами и известными источниками излучения непрерывного спектра (особенно в инфракрасной области) приходится применять относительно широкие щели монохроматоров (чтобы отношение сигнал/шум было достаточно велико), в результате чего аппаратурные искажения оказываются значительными при регистрации большинства реальных полос поглощения. Лишь при использовании современных светосильных дифракционных монохроматоров (особенно построенных по схеме Эберта — Фасти) указанные аппаратурные искажения значительно меньше, чем при работе с призменными монохроматорами, имеющими меньшую угловую дисперсию и меньшую светосилу. Именно по этой причине в современных спектрометрах, предназначенных для регистрации спектров поглощения, стремятся использовать дифракционные монохроматоры.

У серийных призменных инфракрасных спектрометров ширина аппаратной функции составляет $\delta\tilde{\nu} = 2—5$ см$^{-1}$, а у серийных дифракционных приборов $\delta\tilde{\nu} = 0{,}2 — 1{,}0$ см$^{-1}$. У дифракционных спектрометров высшего класса (длиннофокусных) $\delta\tilde{\nu} \approx 0{,}1 — 0{,}05$ см$^{-1}$.

Заметим, наконец, что у большинства жидкостей ширина полос поглощения лежит в пределах $\Delta\tilde{\nu} = 5 — 20$ см$^{-1}$, а у газов при низких давлениях $\Delta\tilde{\nu}$ составляет десятые и сотые обратных сантиметров.

§ 5.3. Методы измерения коэффициента пропускания

При измерении спектров поглощения обычно непосредственно определяется коэффициент пропускания $T(\lambda)$, через который можно найти и другие характеристики спектра, а именно $A(\lambda)$, $D(\lambda)$, $k(\lambda)$.

На практике используются два метода измерения $T(\lambda)$.

1. Первый метод состоит в раздельном измерении сигналов на выходе усилителя (см. рис. 5.1): с кюветой, стоящей в пучке перед щелью монохроматора, и без кюветы для фиксированных установок барабана длин волн монохроматора на различные λ. Это метод измерения $T(\lambda)$ по точкам при дискретном изменении длины волны (обычно на ширину аппаратной функции $\delta\lambda$). В дан-

ном методе измеряются сигналы

$$V(\lambda') = \eta \mathscr{S}(\lambda') \Phi_{\text{изм}}(\lambda') \quad \text{и} \quad V_0(\lambda') = \eta \mathscr{S}(\lambda') \Phi_{0,\,\text{изм}}(\lambda'),$$

где $\mathscr{S}(\lambda')$ — коэффициент преобразования приемника излучения, η — коэффициент усиления усилителя (который должен быть линейным), а $\Phi_{\text{изм}}(\lambda')$, $\Phi_{0,\,\text{изм}}(\lambda')$ определяются уравнением свертки вида (5.11), причем

$$\Phi_{0,\,\text{изм}}(\lambda') = \frac{1}{\tau_0(\lambda')} \Phi'_{0,\,\text{изм}}(\lambda').$$

Отношение измеренных сигналов равно

$$\frac{V(\lambda')}{V_0(\lambda')} = \frac{\Phi_{\text{изм}}(\lambda')}{\Phi_{0,\,\text{изм}}(\lambda')} = \tau_0(\lambda') \times \frac{\Phi_{\text{изм}}(\lambda')}{\Phi'_{0,\,\text{изм}}(\lambda')} = \tau_0(\lambda') T_{\text{изм}}(\lambda'), \tag{5.14}$$

где $T_{\text{изм}}(\lambda')$ — измеренный коэффициент пропускания поглощающего вещества (см. (5.12)).

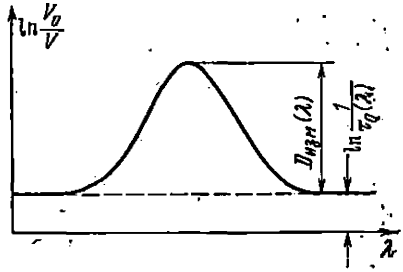


Рис. 5.5. К методу измерения оптической плотности поглощающего вещества.

Из последнего выражения следует, что в этом методе определяется коэффициент пропускания кюветы с поглощающим веществом. Величину $\tau_0(\lambda)$ можно в принципе рассчитать, зная показатели преломления материала окон кюветы и поглощающей среды, но обычно исключение величины $\tau_0(\lambda)$ производится графически. Например, можно построить кривую зависимости $\ln(V_0/V) = f(\lambda)$ (рис. 5.5). Тогда из (5.14) следует, что

$$\ln \frac{V_0}{V} = \ln \frac{1}{\tau_0} + \ln \frac{1}{T_{\text{изм}}} = \ln \frac{1}{\tau_0} + D_{\text{изм}},$$

или

$$D_{\text{изм}} = \ln \frac{V_0}{V} - \ln \frac{1}{\tau_0}.$$

Таким образом, оптическую плотность поглощающего вещества можно найти, отсчитывая величины $\ln(V_0/V)$ от уровня $\ln(1/\tau_0)$, определяемого в области, где $D_{\text{изм}} = 0$.

Существуют и другие методы исключения величины τ_0, о которых будет сказано ниже.

2. Второй метод измерения коэффициента пропускания состоит в последовательной регистрации сигналов $V(\lambda')$ и $V_0(\lambda')$ (с кюветой и без кюветы) во всей исследуемой области спектра при сканировании с постоянной скоростью. Кроме того, регистрируется нулевой сигнал, или нулевая линия, при закрытом пучке

(рис. 5.6). Отношение ординат полученных кривых дает измеряемую величину (5.14):

$$\frac{V(t, \lambda)}{V_0(t, \lambda)} = \tau_0(\lambda) \cdot T_{\text{изм}}(\lambda).$$

Заметим, что этот метод предъявляет очень высокие требования к измерительной аппаратуре и источнику излучения — к их стабильности в течение всего времени регистрации трех кривых. В реальных условиях (особенно при регистрации значительных участков спектра) это время составляет десятки минут и даже часы. Кроме того, необходимо точное равенство длин волн во всех точках обеих регистрограмм. В силу вышесказанного этот метод обычно применяется при регистрации отдельных полос поглощения.

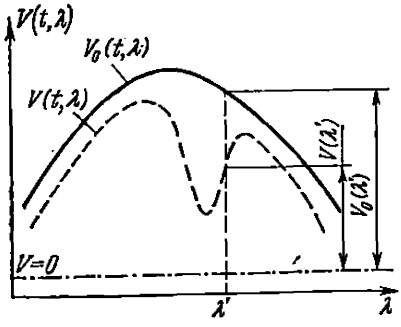


Рис. 5.6. Определение коэффициента пропускания по раздельным кривым.
Штрихпунктир — нулевая линия.

§ 5.4. Измерение спектров поглощения с помощью двухлучевых спектрометров

Рассмотренные в § 5.3 методы измерения спектров поглощения весьма трудоемки и требуют затраты большого времени. Для снижения указанных трудностей и автоматизации процесса регистрации спектра поглощения созданы двухлучевые автоматические спектрометры *), которые широко используются (особенно в инфракрасной области спектра).

Принципиальная схема двухлучевого спектрофотометра приведена на рис. 5.7.

Излучение источника непрерывного спектра *1* с помощью зеркальной конденсорной системы разделяется на два канала с потоками Φ_1 и Φ_2, которые затем с помощью вращающегося зеркального обтюратора *2* поочередно направляются на входную щель монохроматора. Выходящие из монохроматора *3* потоки модулированного излучения $\Phi_1(\lambda)$ и $\Phi_2(\lambda)$ **) вызывают в приемнике *4* переменные сигналы с амплитудами

$$V_1(\lambda) = \mathscr{S}(\lambda)\,\Phi_1(\lambda) \quad \text{и} \quad V_2(\lambda) = \mathscr{S}(\lambda)\,\Phi_2(\lambda),$$

*) Двухлучевые, или двухканальные, спектрометры, в которых непосредственно измеряется отношение двух величин и, в частности, коэффициент пропускания, обычно называют *спектрофотометрами*.

**) Для сокращения записи предположим, что аппаратная функция монохроматора мала по сравнению с шириной полосы поглощения; тогда в (5.11) $\Phi_{\text{изм}}(\lambda) \approx \Phi(\lambda)$, где $\Phi(\lambda)$ описывается законом Б — Л — Б (5.3).

сдвинутые по фазе друг относительно друга на 180° (рис. 5.8). Если $\Phi_1(\lambda) \neq \Phi_2(\lambda)$, то в приемнике возникает переменная составляющая с амплитудой $\Delta V = |V_1 - V_2|$, причем фаза этой составляющей зависит от того, какой поток больше. Фаза сигнала при

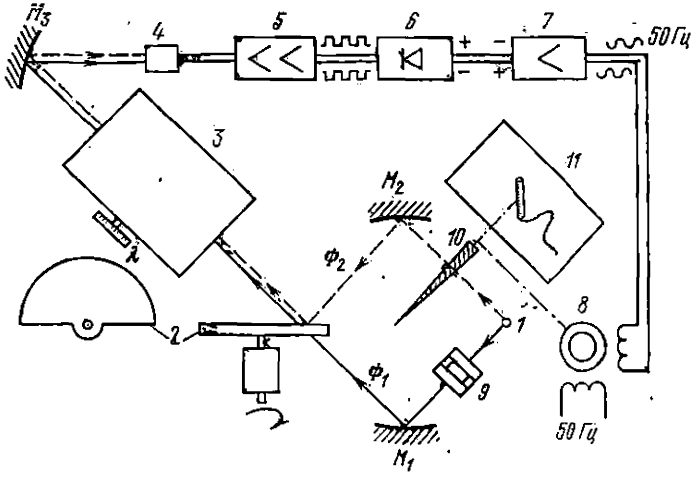


Рис. 5.7. Принципиальная схема двухлучевого прибора.

$\Phi_1 > \Phi_2$ отличается на 180° от его фазы при $\Phi_1 < \Phi_2$. Если же потоки одинаковы ($\Phi_1 = \Phi_2$), то переменная составляющая равна нулю ($\Delta V = 0$), и так как сигнал приемника поступает на вход усилителя переменного тока 5, то на его выходе сигнал отсутствует.

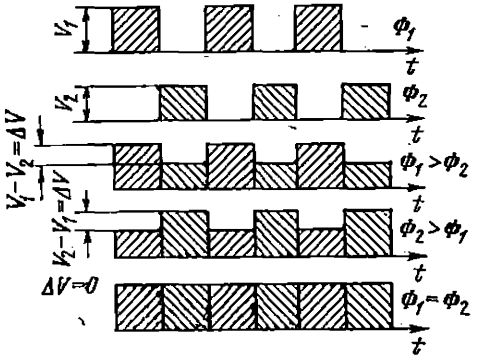


Рис. 5.8. Схема сигналов, возникающих в приемнике.

После усилителя включен синхронный детектор 6, на выходе которого возникает постоянное напряжение. Полярность напряжения зависит от фазы переменного сигнала на входе усилителя, т. е. от соотношения между Φ_1 и Φ_2. При переходе от $\Phi_1 > \Phi_2$ к $\Phi_1 < \Phi_2$ полярность напряжения изменяется на противоположную. Постоянное напряжение подается далее на преобразователь 7, где оно преобразуется в переменное напряжение технической частоты 50 Гц, причем его фаза также зависит от соотношения между Φ_1 и Φ_2, изменяясь на 180° при изменении знака у $\Delta V =$

$= V_1 - V_2$. Переменное напряжение от преобразователя подается на управляющую обмотку сервомотора *8*, в результате чего мотор начинает вращаться, причем направление вращения зависит от фазы тока в управляющей обмотке, а скорость вращения — от величины напряжения, т. е. от разности $\Delta V = V_1 - V_2$. Сервомотор механически связан с фотометрическим клином *10*, установленным в канале сравнения (см. рис. 5.7), изменяющим при своем перемещении величину потока Φ_2. Сервомотор включен таким образом, что если $\Phi_2 > \Phi_1$, то мотор вводит клин в пучок, уменьшая поток Φ_2 до тех пор, пока он не станет равным Φ_1; при этом переменная составляющая напряжения оказывается равной нулю ($\Delta V = V_1 - V_2 = 0$), и мотор останавливается. Таким образом, в приборе осуществляется нулевая следящая система, которая автоматически стремится уравнять потоки в рабочем канале и канале сравнения, а следовательно, сделать равным нулю переменную составляющую сигнала у приемника.

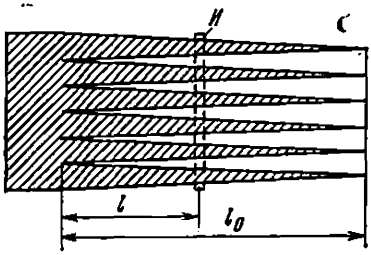


Рис. 5.9. Схема фотометрического клина.

И — изображение входной щели монохроматора.

При сканировании спектра интенсивность пучка в рабочем канале, где установлена кювета с исследуемым веществом *9*, изменяется с длиной волны как функция $D(\lambda)$ в соответствии с приведенным выше законом Бугера — Ламберта — Бэра

$$\Phi_1(\lambda) = \Phi_0'(\lambda) \exp[-D(\lambda)].$$

Следящая система перемещает фотометрический клин, который механически связан с пером самописца *11*, вычерчивающим на движущейся бумаге кривую перемещения клина. Если фотометрический клин линеен и нейтрален, т. е. если ослабление интенсивности пучка сравнения пропорционально перемещению клина и не зависит от λ, то ординаты регистрируемой кривой оказываются пропорциональными коэффициенту пропускания $T(\lambda)$ поглощающего вещества.

Фотометрический клин обычно представляет собой «гребенку» из тонких треугольных клиньев (рис. 5.9). Клин отображается оптической системой конденсора на входную щель монохроматора, разбивая ее по высоте на отдельные участки и изменяя тем самым действующую высоту щели, а следовательно, и величину потока, выходящего из монохроматора. Коэффициент ослабления такого клина можно представить в виде $\mu(l) = \mu_0 l$, где l — перемещение клина (см. рис. 5.9), μ_0 — постоянная клина. Тогда для перемен-

ной составляющей сигнала приемника имеем

$$\Delta V = V_1 - V_2 = \mathscr{S}(\lambda)[\Phi_1(\lambda) - \Phi_2(\lambda)] = \\ = \mathscr{S}(\lambda)[\Phi_0'(\lambda)e^{-D(\lambda)} - \mu_0 l \Phi_0(\lambda)],$$

или с учетом (5.2)

$$\Delta V = \mathscr{S}(\lambda)\Phi_0(\lambda)[\tau_0(\lambda)e^{-D(\lambda)} - \mu_0 l]. \qquad (5.15)$$

В режиме слежения системы $\Delta V = 0$ и, следовательно, имеем $\tau_0(\lambda)e^{-D(\lambda)} = \mu_0 l$, но так как $e^{-D(\lambda)} = T(\lambda)$ (см. (5.5), (5.8)), то

$$\tau_0(\lambda)T(\lambda) = \mu_0 l. \qquad (5.16)$$

Отсюда следует, что величина перемещения клина и пера l пропорциональна коэффициенту пропускания кюветы с веществом

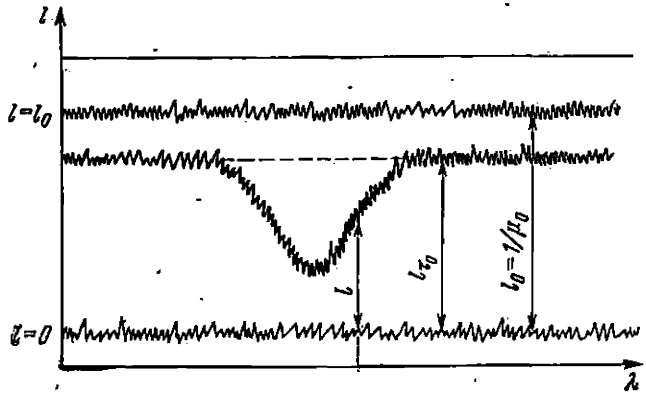


Рис. 5.10. Вид кривых, регистрируемых с помощью двухлучевого прибора.

$T(\lambda)$, т. е. отношению $\Phi(\lambda)/\Phi_0(\lambda)$. Для измерения абсолютной величины коэффициента пропускания кюветы необходимо определить величину μ_0. Для этой цели регистрируются три кривых при следующих условиях.

1. Рабочий канал перекрыт ($\Phi_1 = 0$ или $\tau_0 = 0$). Тогда клин полностью вводится в пучок сравнения, ослабляя поток до нуля: $\Phi_2(\lambda) = \mathscr{S}(\lambda)\mu_0 l \Phi_0(\lambda) = 0$, а следовательно, $l = 0$. Регистрируется нулевая линия (рис. 5.10).

2. Рабочий канал полностью открыт, кюветы нет; $\tau_0 = 1$, $D(\lambda) = 0$, $\Phi_1(\lambda) = \Phi_0(\lambda)$, $\Delta V = \mathscr{S}(\lambda)\Phi_0(\lambda)[1 - \mu_0 l]$; при $\Delta V = 0$ клин полностью выводится из пучка сравнения, $\mu_0 l_0 = 1$. Регистрируется масштабная линия $l_0 = 1/\mu_0$ (см. рис. 5.10), позволяющая определить μ_0.

3. В рабочий пучок устанавливается исследуемая кювета и регистрируется кривая пропускания.

Заменяя $\mu_0 = 1/l_0$ в (5.16), получим выражение

$$\tau_0(\lambda)\, T(\lambda) = l/l_0, \tag{5.17}$$

позволяющее определить коэффициент пропускания кюветы.

Полученные кривые (см. рис. 5.10) позволяют также исключить величину $\tau_0(\lambda)$ и определить величину $T(\lambda)$.

В тех участках спектра, где вещество не поглощает ($D(\lambda) = 0$), т. е. вдали от полосы поглощения, ослабление рабочего пучка происходит только за счет потерь на отражение $\tau_0(\lambda)$, которые слабо зависят от λ. Для этих участков спектра из (5.15) при $\Delta V = 0$ следует, что $\tau_0(\lambda) = l_{\tau_0}/l_0$, т. е. регистрируемая кривая l_{τ_0} (см. рис. 5.10) определяется только потерями на отражение. Подставляя $\tau_0(\lambda) = l_{\tau_0}/l_0$ в (5.17), имеем

$$T(\lambda) = \frac{l}{l_{\tau_0}}, \tag{5.18}$$

что позволяет найти величину $T(\lambda)$ из полученных кривых.

При рассмотрении работы двухлучевого спектрометра мы для простоты предположили, что регистрируется истинный спектр поглощения $\Phi(\lambda)$, определяемый законом Б — Л — Б. В действительности же здесь, как и в методах измерения коэффициента пропускания с однолучевым прибором (см. § 5.3), величина сигналов, возникающих в приемнике, и переменная составляющая определяются величиной потока, выходящего из монохроматора, т. е. сверткой $\Phi_{изм}(\lambda)$ (см. (5.11)). Поэтому нетрудно показать, что и в спектрах поглощения, полученных с помощью двухлучевого прибора, непосредственно регистрируемой величиной в (5.17) и (5.18) является не истинный коэффициент пропускания $T(\lambda)$, а измеряемый коэффициент пропускания $T_{изм}(\lambda)$, определяемый согласно (5.12).

Заметим также, что при описании двухлучевого прибора мы не учитывали шумы приемника, которые накладываются на возникающие в приемнике сигналы и тем самым влияют на работу следящей системы. В конечном счете это проявляется в случайном смещении фотометрического клина и пера самописца от среднего положения и регистрируется в форме шумовых выбросов (см. рис. 5.10).

Кроме того, постоянная времени усилительно-регистрирующей и следящей систем, влияющая на уровень регистрируемых шумов, должна быть согласована со скоростью сканирования, чтобы не вносить дополнительных инерционных искажений в регистрируемый спектр. Здесь также, вообще говоря, применимы оптимальные условия регистрации спектра, рассмотренные в § 1.16, 1.17 (см. также [1.3, 1.9, 1.10, 2.2]).

Как уже указывалось, в большинстве случаев при регистрации спектров поглощения ширина аппаратной функции монохроматора

соизмерима с шириной полос поглощения и, следовательно, возникают оптические аппаратурные искажения спектра. Поэтому в соответствии с оптимальными условиями измерения (см. § 1.17) ширины щелей и усиление должны быть такими, чтобы на регистрируемом спектре «присутствовал» шум. Усредненный по шумам спектр поглощения ближе к истинному спектру, чем регистрируемый гладкий спектр без шумов. Кроме того, регистрируемый шум указывает на достаточную чувствительность следящей системы спектрофотометра.

§ 5.5. Замечания о работе двухлучевых спектрометров

В описанной схеме двухлучевого спектрометра измерительным элементом служит фотометрический клин. Приемно-усилительный тракт, по существу, является лишь элементом нулевой следящей системы, поддерживающим условие слежения $\Delta V = V_1 - V_2 = 0$. Кроме того, потоки излучения в обоих каналах прибора — в измерительном канале и канале сравнения — создаются одним и тем же источником и в режиме слежения измеряется их отношение. Поэтому значительно снижаются требования строгой линейности и постоянства коэффициента усиления, предъявляемые к приемно-усилительному тракту, и постоянства интенсивности излучения — к источнику излучения. Эти параметры должны оставаться постоянными лишь в течение времени срабатывания следящей системы, необходимого для поддержания равенства интенсивностей пучков в обоих каналах. Указанные преимущества являются одной из причин широкого применения двухлучевых спектрофотометров.

Еще одно преимущество двухлучевых приборов состоит в том, что они в принципе позволяют исключить наложение на регистрируемый спектр полос поглощения паров атмосферы (что всегда происходит в однолучевых приборах), а в случае исследования растворов — полос поглощения растворителя; таким образом, они дают возможность регистрировать только спектр поглощения растворенного вещества.

Пусть в кювете, установленной в рабочем канале, находится раствор исследуемого вещества. Оптическая плотность раствора равна сумме оптических плотностей растворителя $D_р$ и исследуемого вещества D. Установим в канал сравнения другую такую же кювету, наполненную только чистым растворителем с оптической плотностью $D'_р$. Пусть также в атмосфере присутствуют поглощающие вещества (пары воды, CO_2 и т. п.), которые при равных длинах пути рабочего канала и канала сравнения от источника до приемника (что всегда специально делается) имеют в обоих каналах одну и ту же оптическую плотность $D_а$. При этих условиях

выражения для потоков в обоих каналах можно записать в виде

$$\Phi_1(\lambda) = \Phi_0(\lambda)\,\tau_{01}(\lambda)\exp[-D(\lambda)]\exp[-D_р(\lambda)]\exp[-D_а(\lambda)],$$

$$\Phi_2(\lambda) = \frac{l}{l_0}\Phi_0(\lambda)\,\tau_{02}(\lambda)\exp[-D'_р(\lambda)]\exp[-D_а(\lambda)]. \qquad (5.19)$$

Здесь $\tau_{01}(\lambda)$ и $\tau_{02}(\lambda)$ — коэффициенты пропускания кювет, которые в общем случае могут различаться из-за различия показателей преломления на границе окно — раствор в одном канале и окно — только растворитель — в другом. Величина $D_р(\lambda)$ также отличается от $D'_р(\lambda)$ чистого растворителя. Однако если концентрация растворенного вещества невелика, то $\tau_{01}(\lambda) \approx \tau_{02}(\lambda)$ и $D_р(\lambda) \approx D'_р(\lambda)$. Тогда из условия слежения $\Delta V = 0$, т. е. $\Phi_1(\lambda) = \Phi_2(\lambda)$, и из (5.19) легко получить

$$T(\lambda) = e^{-D(\lambda)} = l/l_0.$$

Таким образом, двухлучевой прибор регистрирует только спектр поглощения вещества в рабочем канале.

Однако опыт показывает, что указанное свойство двухлучевого прибора имеет место только при относительно небольшом (<20%) поглощении излучения в растворителе и в парах атмосферы. При значительном же поглощении в обоих каналах происходит искажение регистрируемых полос исследуемого вещества. Это связано со следующим обстоятельством [5.1].

Напряжение на управляющей обмотке сервомотора $V_{упр}$ пропорционально переменной составляющей сигнала приемника $\Delta V = (V_1 - V_2) = \mathscr{S}(\lambda)[\Phi_1(\lambda) - \Phi_2(\lambda)]$ (см. (5.15)) и коэффициенту усиления усилителя. Здесь $\Phi_1(\lambda)$ и $\Phi_2(\lambda)$ — выходящие из монохроматора потоки, определяемые (5.19), причем величина $\Phi_0(\lambda)$ пропорциональна яркости источника $B(\lambda)$ и светосиле монохроматора, т. е. пропорциональна квадрату ширины входной щели s_1^2 (см. (1.89)). Выделяя эту зависимость и учитывая сказанное выше, мы можем написать

$$V_{упр} = G(\lambda)\,B(\lambda)\,s_1^2\tau_0(\lambda)\times$$
$$\times\exp(-D_р(\lambda))\exp(-D_а(\lambda))[\exp(-D(\lambda)) - l/l_0], \qquad (5.20)$$

где $G(\lambda)$ — коэффициент, содержащий коэффициент преобразования приемника $\mathscr{S}(\lambda)$, коэффициент усиления η и геометрическую светосилу монохроматора.

Сервомотор следящей системы характеризуется некоторым минимальным напряжением — напряжением трогания $V_{тр}$, при котором он приходит во вращение. Следящая система входит в режим слежения, если $V_{упр} > V_{тр}$, а следовательно, в процессе слежения переменная составляющая сигнала $\Delta V = |V_1 - V_2| > 0$. В свою очередь это означает, что член в квадратных скобках в (5.20) не равен нулю и поэтому $(l/l_0) \neq \exp(-D(\lambda)) = T(\lambda)$,

т. е. регистрируемая величина I/I_0 отличается от коэффициента пропускания вещества. Их различие тем меньше, чем меньше напряжение трогания и чем больше коэффициент при члене в квадратных скобках. В тех областях спектра, где расположены полосы поглощения растворителя или атмосферы, т. е. $D_р > 0$ и $D_а > 0$, величина управляющего напряжения уменьшается, и для того, чтобы восстановился режим слежения $V_{упр} > V_{тр}$, должна возрасти величина разбаланса следящей системы, т. е. разность $[\exp(-D(\lambda)) - I/I_0]$. Иными словами, в этих областях регистрируемая кривая больше отличается от действительного изменения коэффициента пропускания $\exp[-D(\lambda)]$, чем в отсутствие полос поглощения атмосферы. Таким образом, хотя полосы поглощения растворителя и атмосферы на спектре не регистрируются, но в участках спектра, где они расположены, возникают дополнительные искажения регистрируемого спектра исследуемого вещества в результате нарушения режима работы следящей системы — увеличения разбаланса слежения. К аналогичным искажениям приводит и уменьшение яркости источника $B(\lambda)$ при переходе в область спектра, в которой спектральная яркость источника падает.

Устранить указанные искажения можно за счет сохранения постоянства режима работы следящей системы, что обычно достигается изменением ширин щелей монохроматора (с помощью специальных профилированных кулачков), обеспечивающим постоянство произведения $B(\lambda) \exp[-D_р(\lambda)] \exp[-D_а(\lambda)] s_1^2(\lambda)$. В большинстве современных приборов (как двухлучевых, так и однолучевых) этим методом компенсируется изменение яркости источника $B(\lambda)$ и поглощение паров атмосферы $\exp[-D_а(\lambda)]$.

Следует, однако, иметь в виду, что увеличение ширин щелей монохроматора одновременно ведет к увеличению ширины его аппаратной функции и, следовательно, к увеличению аппаратурных искажений. Поэтому и в двухлучевых приборах целесообразно устранять поглощение паров атмосферы путем использования вакуумных монохроматоров или заполнять кожух монохроматора и осветителя газом, свободным от поглощающих примесей.

При работе же с растворами следует избегать применения растворителей с интенсивными полосами поглощения, расположенными в области полос поглощения исследуемого растворенного вещества.

Детальные количественные исследования работы двухлучевых спектрометров с оптическим нулем показали [1.9], что практически у всех серийных приборов такого типа шкала коэффициента пропускания оказывается нелинейной *), причем ошибка может

*) Здесь мы не обсуждаем причины этой нелинейности, которая, по-видимому, связана с неоднородностью световых пучков.

достигать 3%. Поэтому при работе с такими приборами необходимы систематический контроль шкалы коэффициента пропускания и ее градуировка с помощью специальных эталонов пропускания. Наиболее удобными эталонами являются вращающиеся с большой скоростью секторные диски-модуляторы с различной скважностью, которые устанавливаются в рабочий пучок на место кюветы.

Несколько лучшую точность измерения имеют двухлучевые регистрирующие приборы без фотометрического клина с так называемым *электрическим нулем*. В таких приборах сигналы, возникающие в приемнике от рабочего пучка и пучка сравнения, после усиления и детектирования разделяются с помощью синхронного переключателя. Разделенные во времени электрические сигналы заряжают конденсаторы соответствующих фильтров, а возникающие на них напряжения $V(\lambda) \sim \Phi(\lambda)$ и $V_0(\lambda) \sim \Phi_0(\lambda)$ подаются далее на электронный регистрирующий потенциометр, который регистрирует их отношение $V(\lambda)/V_0(\lambda) = \Phi(\lambda)/\Phi_0(\lambda) = T(\lambda)$, т. е. коэффициент пропускания. В таких приборах усилитель и детектор являются частью измерительного тракта, и поэтому они должны обладать линейными характеристиками в широком динамическом диапазоне.

У последних моделей двухлучевых регистрирующих приборов сканирование производится не непрерывно, а скачкообразно, с помощью шагового двигателя. У ряда приборов имеется вывод на ЭВМ (для автоматизации процесса регистрации спектра по заданной программе) для обработки экспериментальных данных и в том числе для исключения аппаратной функции.

§ 5.6. Классические приборы для измерения спектров поглощения

Приборы с электрическим нулем наиболее широко используются в ультрафиолетовой ($\lambda > 2000$ Å), видимой и ближней ин-инфракрасной областях спектра. В инфракрасной области ($\lambda = 2{,}5 - 100$ мкм) до последнего времени применялись двухлучевые приборы с фотометрическим клином — оптическим нулем (что обусловлено трудностью в создании линейных усилителей с большим коэффициентом усиления), а также однолучевые приборы (главным образом для дальней инфракрасной области 100—1000 мкм).

Источники излучения. В качестве источников непрерывного спектра обычно применяются водородная (или дейтериевая) лампа (2000—3400 Å), ленточная вольфрамовая лампа ($T \approx 2500$ К, 3400 Å — 2,5 мкм), глобар ($T \approx 1600$ К, 2,5—100 мкм), ртутная кварцевая лампа типа ПРК-4 (100—1000 мкм).

Глобар (или силит) представляет собой стержень диаметром 4—6 мм из карбида кремния (SiC), который нагревается электри-

ческим током на воздухе и не требует вакуумного баллона. Его излучение близко к излучению абсолютно черного тела (степень черноты 0,8—0,9) с максимумом в области 1,8 мкм (при $T = 1600$ К), и поэтому энергия излучения в длинноволновой области мала. В области $\lambda \approx 10$ мкм энергия излучения в 10^2, а в области 100 мкм в 10^6 раз меньше, чем в максимуме.

Ртутная кварцевая лампа высокого давления излучает в дальней инфракрасной области ($\lambda > 100$ мкм) широкополосный, почти непрерывный спектр с яркостной температурой 6000 К; энергия ее излучения в указанной области спектра больше, чем у глобара.

Приемники излучения. В спектрофотометрах для ультрафиолетовой и видимой областей спектра (например, СФ-8) применяются сменные приемники: в области 2000—6500 Å — ФЭУ с фотокатодом Sb — Cs (например, ФЭУ-39); в области 6500—10 000 Å — ФЭУ с фотокатодом Ag — Cs — O (например, ФЭУ-62), в области 1,0—2,5 мкм — фотосопротивление PbS (см. выше § 4.11).

В спектрофотометрах для инфракрасной области ($\lambda > 2,5$ мкм) при регистрации спектров в широкой области длин волн в качестве приемников излучения (в большинстве серийных приборов) применяются тепловые приемники: термоэлементы, болометры (компенсационного типа), а также оптико-акустические (пневматические) приемники (см. выше § 4.11). При исследовании же спектров поглощения в узких областях спектра и при высоком разрешении используются различные фотоэлектрические приемники с внутренним фотоэффектом, имеющие более высокую обнаружительную способность, а также охлаждаемые и сверхпроводящие болометры (см. табл. 4.1).

Монохроматоры. В рассматриваемых приборах, как правило, применяются монохроматоры с зеркальной фокусирующей оптикой (см. § 1.18). В качестве диспергирующих систем используются призмы и дифракционные решетки — эшелетты. В дальней ИК-области ($\lambda > 50$ мкм) — только эшелетты. Призменные монохроматоры обычно построены по автоколлимационной схеме (типа, показанного на рис. 2.40), дифракционные — по автоколлимационной схеме (см. рис. 3.29,*б*) и схеме Эберта — Фасти (см. рис. 3.35).

В спектрофотометрах, рассчитанных на работу в широкой области спектра, используются сменные призмы из различных материалов (см. табл. 2.4) и соответствующие дифракционные решетки.

Для поддержания постоянного уровня сигнала в процессе измерения ширины щелей монохроматора соответствующим образом изменяются либо с помощью кулачковых и других механизмов, либо автоматически с помощью специальной следящей сервосистемы (например, в спектрофотометре СФ-8).

Для уменьшения ошибок измерения, связанных с наличием в монохроматоре рассеянного света, относительная интенсивность

которого (при использовании источников излучения с неравномерным спектром) становится значительной в участках, где яркость источника мала, применяется предварительная фильтрация излучения. Она осуществляется либо с помощью отсекающих или полосовых светофильтров, либо путем использования двойных монохроматоров (см. § 1.18), например основного — дифракционного и предварительного — призменного (см. рис. 3.37).

У двухлучевых регистрирующих приборов двухканальная осветительная система состоит из ряда плоских и вогнутых зеркал, обеспечивающих необходимый ход лучей, причем кювета обычно располагается в области промежуточного изображения источника.

У большинства ИК-спектрофотометров двухканальный осветитель установлен перед монохроматором. Но у ряда приборов он располагается после монохроматора, что уменьшает нагревание образца и исключает его облучение неразложенным светом. Последнее в ряде экспериментов является нежелательным, особенно при исследовании биологических и фоточувствительных объектов.

Частота модуляции излучения обтюратором зависит от постоянной времени используемого приемника.

У ряда приборов с оптическим нулем предусмотрена работа по однолучевой схеме, причем каналом сравнения служит спектрально неразложенное излучение источника, направляемое двухканальным осветителем непосредственно на приемник. У приборов с электрическим нулем сигнал рабочего пучка сравнивается со стабилизированным напряжением от постороннего источника.

Градуировка барабана длин волн производится по спектрам поглощения ряда эталонных веществ, полученным с высоким разрешением. Учитывая возможное смещение максимума полос в процессе сканирования (см. § 1.16), градуировку следует производить при тех же условиях, что и сканирование исследуемого спектра. Для градуировки приборов с небольшим разрешением в области 2,5—15 мкм удобно использовать спектр индена [5.2], а приборов с высоким разрешением — спектры некоторых газов [5.3].

Кюветы. При получении спектров поглощения большое значение имеет рациональный выбор толщины поглощающего слоя. Детальный анализ ошибок измерения показывает [1.10], что оптимальным условиям измерения оптической плотности соответствует такая толщина поглощающего слоя, при которой величина коэффициента поглощения в максимуме полосы лежит в пределах $0{,}3 < A(\lambda_0) < 0{,}85$.

Практически при исследовании спектров поглощения жидкостей и твердых тел толщины слоев варьируют в интервале от 0,01 до 0,1 мм в случае неполярных веществ и от 0,001 до 0,01 мм в случае полярных. Толщина поглощающего слоя газов зависит от давления, и ее изменяют в интервале от 1 см до нескольких сот метров. В последнем случае применяют многоходовые зеркальные

ТАБЛИЦА 5.1

Шифр прибора	Тип	Оптическая схема	Приемник	Рабочий интервал длин волн, мкм	Разрешение
СФ-8	Электрический нуль	Дифракционный монохроматор по схеме Эберта, предварительный призменный монохроматор	ФЭУ, PbS	0,2—2,5	$\delta\lambda = 0{,}2 - 0{,}5$ мкм
ИКС-22	Оптический нуль	Призменный монохроматор по схеме Литтрова. Сменные призмы, в том числе призма из CsI	Болометр	2—50	$\delta\tilde{\nu} = 1{,}5 - 3{,}0$ см$^{-1}$
ИКС-29	» »	Дифракционный монохроматор по автоколлимационной схеме. Решетки 150 и 50 штр/мм. Интерференционные светофильтры. Шаговой двигатель	»	2,5—25	$\delta\tilde{\nu} = 1$ см$^{-1}$ (при $\lambda = 10$ мкм)
ИКС-24	» »	Дифракционный монохроматор по автоколлимационной схеме. Решетки 300 и 75 штр/мм. Интерференционные светофильтры	»	2,5—25	$\delta\tilde{\nu} = 0{,}7$ см$^{-1}$ (при $\lambda = 10$ мкм)
PE-325 (Perkin-Elmer)	» »	Дифракционный монохроматор по схеме Эберта, предварительный призменный монохроматор	Термопара	2,5—50	$\delta\tilde{\nu} = 0{,}16$ см$^{-1}$ (при $\lambda = 10$ мкм)
PE-180	Электрический нуль	Дифракционный монохроматор по схеме Эберта. Светофильтры. Выход на ЭВМ	»	2,5—50	$\delta\tilde{\nu} = 0{,}2$ см$^{-1}$ (при $\lambda = 10$ мкм)
PE-580	» »	Дифракционный монохроматор по схеме Литтрова	»	2,5—50	$\delta\tilde{\nu} = 0{,}4$ см$^{-1}$ (при $\lambda = 10$ мкм)

кюветы. При получении спектров твердых тел используются тонкие пластинки, пленки, расплавы и порошки, помещенные в иммерсионную жидкость (обычно парафиновые масла) или запрессованные в KBr.

Однолучевые приборы. Кроме рассмотренных выше двухканальных регистрирующих приборов широко используются однолучевые нерегистрирующие приборы, главным образом для ультрафиолетовой и видимой областей спектра. В таких приборах определение $T(\lambda)$ и $D(\lambda)$ производится путем сравнения интенсивностей выделяемого монохроматором излучения, прошедшего через образец и через эталон (можно также вести работу без кюветы). Измерения обычно выполняются методом электрической компенсации фототока ФЭУ током, снимаемым с отсчетного потенциометра, проградуированного в величинах $T(\lambda)$ или $D(\lambda)$. Компенсация контролируется нулевым электроизмерительным прибором, включенным для повышения чувствительности через усилительный каскад. К таким приборам относится отечественный однолучевой спектрометр СФ-26. Он построен по автоколлимационной схеме с кварцевой призмой. Его рабочая область простирается от 1860 до 11 000 Å, а погрешность при измерении коэффициента пропускания составляет примерно 1%.

Укажем также на однолучевой спектрометр ИКС-31 для инфракрасной области (2—25 мкм). Он снабжен зеркальной оптикой и построен по схеме Эберта — Фасти. ИКС-31 имеет сменные решетки с 300, 150 и 75 штр/мм. Источником служит глобар с воздушным охлаждением, приемником — болометр. Разрешение $\delta\tilde{\nu} = 0{,}4—0{,}5$ см$^{-1}$ при $\tilde{\nu} = 1000$ см$^{-1}$.

В табл. 5.1 в качестве примера приведены параметры некоторых отечественных и зарубежных спектрофотометров.

ГЛАВА 6

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО

Интерферометр Фабри — Перо является многолучевым спектральным прибором с двумерной дисперсией и высокой разрешающей способностью. Его можно использовать и как прибор с пространственным разложением излучения в спектр и фотографической регистрацией, и как прибор, в котором изменение длины волны приводит к изменению интенсивности света в заданном направлении, с фотоэлектрической регистрацией.

Интерферометр Фабри — Перо (Ф — П) представляет собой плоскопараллельный слой из оптически однородного прозрачного материала, ограниченный отражающими плоскостями. По принципу действия он значительно отличается от дифракционных решеток. В интерферометре Ф — П образование когерентных пучков происходит не в результате расчленения падающего фронта волны на части, как у решетки, а в результате многократного отражения падающей волны от отражающих плоскостей и частичного ее выхода после каждого отражения. Поэтому ширина волнового фронта образующихся когерентных пучков практически такая же (при малых углах падения), как и у волнового фронта падающей волны. Вследствие этого происходит значительное перекрытие отдельных когерентных пучков, тогда как у решетки перекрытие пучков возникает из-за дифракции на штрихах решетки. Однако и в интерферометре имеет место дифракция когерентных пучков, поскольку ширина их конечна и определяется входной диафрагмой [6.1]. Но эти дифракционные эффекты лишь увеличивают перекрытие пучков и не являются определяющими.

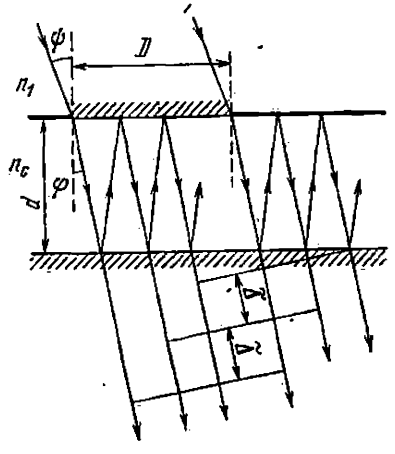


Рис. 6.1. Образование когерентных пучков в интерферометре Фабри — Перо.

Расстояние между фронтами соседних когерентных пучков $\tilde{\Delta}$ (рис. 6.1), идущих в одном и том же направлении, определяется разностью хода луча при двойном отражении от зеркальных слоев. Постоянство величины $\tilde{\Delta}$ обеспечивает периодичность во взаимном расположении волновых фронтов всех когерентных пучков, идущих в заданном направлении. Интенсивность каждого последующего когерентного пучка меньше, чем у предыдущего, так как коэффициент отражения зеркал меньше единицы, и поэтому она постепенно убывает, но число пучков в принципе бесконечно велико, особенно при малых углах падения.

Указанное различие как в способе получения когерентных пучков, так и в их параметрах приводит к тому, что результирующее распределение интенсивности в интерференционной картине интерферометра Ф — П иное, чем у дифракционной решетки. Кроме того, некоторые спектроскопические характеристики этого интерферометра зависят не только от геометрических параметров: углов, длин (что имеет место у решетки), но также от параметров отражающего слоя.

§ 6.1. Устройство интерферометра Фабри—Перо

В современном варианте интерферометр Ф — П представляет собой две стеклянные или кварцевые пластинки, расположенные на некотором расстоянии друг от друга, так что между внутренними поверхностями образуется плоскопараллельный слой воздуха. На обращенные друг к другу плоскости нанесены отражающие покрытия — зеркала — с высоким коэффициентом отражения. Поскольку слой воздуха между зеркалами должен быть возможно более параллельным, то и сами отражающие плоскости должны быть оптически плоскими (с точностью не менее $\lambda/50$—$\lambda/80$ видимого света).

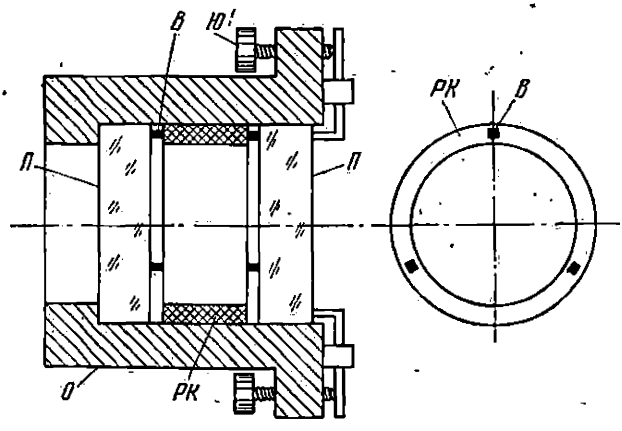


Рис. 6.2. Схема устройства интерферометра Ф — П.
П — пластины, *РК* — распорное кольцо, *В* — выступы, *Ю* — юстировочные винты, *О* — обойма.

Установка отражающих плоскостей параллельно друг другу и изменение расстояния между ними обычно осуществляются с помощью специальных распорных колец (выполняемых из материалов с малым коэффициентом термического расширения — кварц, инвар), устанавливаемых между внутренними плоскостями пластин. Для облегчения изготовления колец с высокой степенью точности и последующей установки пластин интерферометра распорные кольца снабжены тремя небольшими выступами (рис. 6.2),

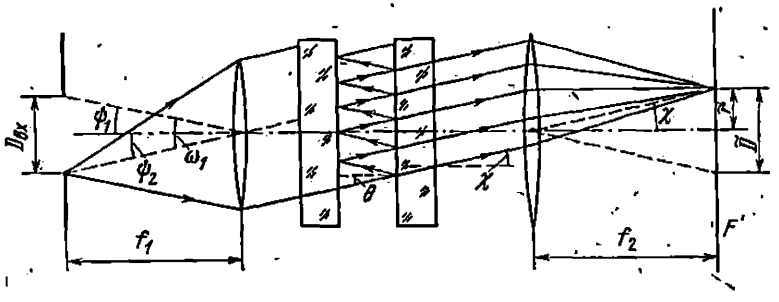


Рис. 6.3. Схема интерферометра Ф — П.

на которые и опираются внутренние плоскости. Пластины интерферометра вместе с распорным кольцом помещаются внутрь обоймы, снабженной юстировочными винтами, позволяющими слегка сдавливать пластины и добиваться параллельности отражающих плоскостей. Контроль их параллельности производится оптическими методами (по виду интерференционной картины в фокальной плоскости выходного коллиматора, см. ниже). Обычно интерферометр снабжается набором распорных колец различной высоты (от 0,3 до 150 мм). В рабочем положении интерферометр Ф — П располагается между входным и выходным коллиматорами (рис. 6.3). В фокальной плоскости входного коллиматора установлена круглая диафрагма или щель, определяющая угловые размеры веера параллельных пучков, падающих из объектива на интерферометр. В фокальной плоскости выходного коллиматора можно установить фотопластинку или выходную диафрагму (в случае фотоэлектрической регистрации).

§ 6.2. Распределение интенсивности в интерференционной картине, создаваемой интерферометром Фабри—Перо

Пусть на диафрагму, установленную перед интерферометром (ею может служить оправа интерферометра), падает плоская волна, нормаль к фронту которой составляет угол ψ с нормалью к плоскопараллельному слою (см. рис. 6.1). В результате дифракции на

диафрагме внутрь плоскопараллельного слоя распространяется волна с угловым распределением интенсивности, определяемым дифракционной функцией. При круглой диафрагме диаметром D амплитуда $\mathscr{E}_д$ и интенсивность J' при дифракционном распределении описываются (вместо (1.27)) соотношениями

$$\mathscr{E}_д(\psi, \varphi, D) = \mathscr{E}_0 D \left(\frac{2J_1(u)}{u}\right), \tag{6.1}$$

$$J'(\psi, \varphi, D) = \mathscr{E}_0^2 D^2 \left(\frac{2J_1(u)}{u}\right)^2, \tag{6.2}$$

где $J_1(u)$ — функция Бесселя первого рода, $u = k\gamma/2$, $\gamma = D(n_1 \sin\psi - n_c \sin\varphi)$ — разность хода между крайними дифрагированными лучами, n_1 и n_c — показатели преломления внешней среды и среды, образующей плоскопараллельный слой (см. рис. 6.1), $\mathscr{E}_0$ — амплитуда падающей волны, φ — угол дифракции.

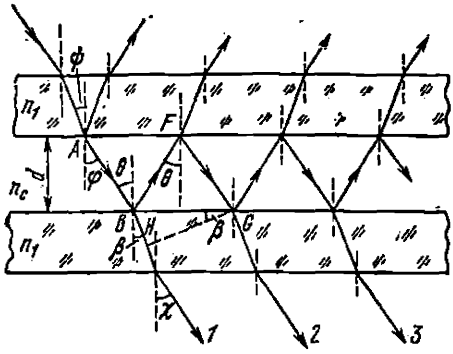


Рис. 6.4. К определению разности хода $\tilde{\Delta}$.

Заметим, что соотношение (6.2) аналогично дифракционному соотношению, справедливому при дифракции на щели (см. (1.27) и рис. 1.14). Различие состоит лишь в том, что минимумы функции $J'(\psi, \varphi, D)$ расположены на 20% дальше, чем у функции (1.27). (Они определяются из условия $u_1 = 1{,}22\pi$, $u_2 = 2{,}23\pi$, . . .) Угловое расстояние между центром главного максимума и первым минимумом задается выражением $\varphi_1 - \varphi_0 = \Delta\varphi = 1{,}22\lambda/(n_c D \cos\varphi)$ (вместо $\Delta\varphi = \lambda/(D\cos\varphi)$ в случае (1.27)). Направление на центр главного максимума φ_0 также определяется законами геометрической оптики — здесь законом преломления, вытекающим из требования $u = 0$, а именно $n_1 \sin\psi = n_c \sin\varphi_0$.

Найдем разность хода между соседними когерентными лучами, выходящими из плоскопараллельного слоя, образованного стеклянными пластинками конечной толщины (рис. 6.4). Пусть угол между лучами и нормалью к зеркальным плоскостям внутри плоскопараллельного слоя есть θ. Этот угол может быть одним из углов дифракции φ при заданном угле падения плоской волны ψ. Из хода лучей на рис. 6.4 легко найти разность хода между лучами *1* и *2* (а следовательно, между любыми соседними лучами),

она равна

$$\tilde{\Delta} = (BF + FG)\, n_c - BHn_1.$$

Используя соотношения $BF = d/\cos\theta$ и $n_c \sin\theta = n_1 \sin\beta$, получим

$$\tilde{\Delta} = 2dn_c \cos\theta, \tag{6.3}$$

где d — расстояние между отражающими слоями, β — угол преломления (см. рис. 6.4).

Найдем выражение для амплитуд *) когерентных лучей. Пусть коэффициенты отражения, пропускания и поглощения зеркал для интенсивности равны $\rho_{зер}$, $\tau_{зер}$ и $a_{зер}$, причем из закона сохранения энергии имеем

$$\rho_{зер} + \tau_{зер} + a_{зер} = 1. \tag{6.4}$$

Введем коэффициенты отражения и пропускания для амплитуд

$$r_{зер} = \sqrt{\rho_{зер}} \quad \text{и} \quad \sigma = \sqrt{\tau_{зер}}. \tag{6.5}$$

Оба отражающих покрытия считаем одинаковыми:

$$r_1 = r_2 = r_{зер}, \quad \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma.$$

Если амплитуда волны, вступающей в плоскопараллельный слой, есть $\mathscr{E}_д$ (см. (6.1)), то амплитуды пучков 1, 2, . . ., l, выходящих из слоя, равны

$$\mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_д \sigma^2, \quad \mathscr{E}_2 = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^2, \quad \mathscr{E}_3 = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^4, \ \ldots, \ \mathscr{E}_l = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^{2l-2}. \tag{6.6}$$

Одновременно образуется система когерентных пучков, выходящих из слоя по другую сторону от него (см. рис. 6.4):

$$\mathscr{E}_0' = \mathscr{E}_д r_{зер}, \quad \mathscr{E}_1' = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}, \quad \mathscr{E}_2' = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^3 \ \ldots, \ \mathscr{E}_l' = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^{2l-1},$$

причем амплитуда первого пучка $\mathscr{E}_0'$ много больше всех остальных, так как $\sigma \ll r_{зер}$, и он отличается по фазе на π.

Найдем уравнения, описывающие когерентные волны, прошедшие слой, с учетом их амплитуд и фаз. Пусть уравнение волны *1*, выходящей из интерферометра в точке B (см. рис. 6.4), есть

$$\tilde{\mathscr{E}}_1 = \mathscr{E}_1 \exp i(\omega t - k\varkappa),$$

где $\varkappa$ — значение фазы в точке B. Фаза волны *2*, выходящей из точки G, отличается от фазы волны *1* на величину $k\tilde{\Delta}$, и потому уравнение волны *2* имеет вид

$$\tilde{\mathscr{E}}_2 = \mathscr{E}_2 \exp i[\omega t - k(\varkappa + \tilde{\Delta})].$$

---

*) Здесь и далее, конечно, имеются в виду амплитуды и фазы когерентных волн, но мы для простоты будем часто говорить об амплитудах и фазах когерентных лучей (или пучков).

Для l-й волны имеем

$$\tilde{\mathscr{E}}_l = \mathscr{E}_l \exp i\{\omega t - k[\varkappa + (l-1)\tilde{\Delta}]\}.$$

Подставляя $\mathscr{E}_l$ из (6.6) и производя простые преобразования, получим

$$\tilde{\mathscr{E}}_l = \mathscr{E}_д \sigma^2 r_{зер}^{2l-2} \exp(-ik\tilde{\Delta}l) \exp[i(\omega t - \Phi)],$$

где $\Phi = k(\varkappa - \tilde{\Delta})$ — постоянный сдвиг фазы, не зависящий от l.

Результирующее колебание, возникающее при сложении бесконечно большого числа когерентных колебаний с амплитудами, убывающими в геометрической прогрессии, и с постоянной разностью фаз соседних волн $k\tilde{\Delta}$, равно

$$\mathscr{E} = \sum_{l=1}^{\infty} \tilde{\mathscr{E}}_l = \mathscr{E}_д \sigma^2 \exp[i(\omega t - \Phi)] \sum_{l=1}^{\infty} r_{зер}^{2l-2} \exp(-ik\tilde{\Delta}l).$$

Производя суммирование и учитывая (6.5), получим

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_д \tau_{зер} \exp[i(\omega t - \Phi)] \frac{\exp(-ik\tilde{\Delta})}{\rho_{зер}\exp(-ik\tilde{\Delta}) - 1},$$

а для интенсивности результирующей интерференционной картины имеем

$$J = \mathscr{E}\mathscr{E}^* = J' \frac{\tau_{зер}^2}{(1-\rho_{зер})^2 + 4\rho_{зер}\sin^2(k\tilde{\Delta}/2)} = J'J'', \tag{6.7}$$

где $J' = \mathscr{E}_д^2$ определяется выражением (6.2).

Таким образом, результирующее распределение интенсивности определяется произведением двух функций — дифракционной J' и интерференционной J'', которую можно представить в виде

$$J''(\lambda, \theta) = \left(\frac{\tau_{зер}}{1-\rho_{зер}}\right)^2 \frac{1}{1+\eta^2\sin^2(k\tilde{\Delta}/2)}, \tag{6.8}$$

где

$$\eta = \frac{2\sqrt{\rho_{зер}}}{1-\rho_{зер}}. \tag{6.9}$$

Величина η обычно называется *коэффициентом резкости*, так как она определяет ширину аппаратной функции интерферометра $\Phi - \Pi$ (см. ниже).

Анализ зависимости (при $\lambda = \text{const}$) функции $J''(\lambda, \theta)$ от разности хода $\tilde{\Delta}$ или угла θ (см. (6.3)) показывает, что она имеет осциллирующий характер с резкими интенсивными максимумами

(рис. 6.5), положение которых определяется из условия

$$\sin {}^1/_2 k\widetilde{\Delta}_{max} = 0 \quad \text{или} \quad {}^1/_2 k\widetilde{\Delta}_{max} = \pm m\pi,$$

где m — целое число; отсюда имеем

$$\widetilde{\Delta}_{max} = 2dn_c \cos\theta_{max} = \pm m\lambda. \qquad (6.10)$$

Это равенство означает, что интерференционный максимум образуется в направлениях θ_{max}, при которых разность хода между

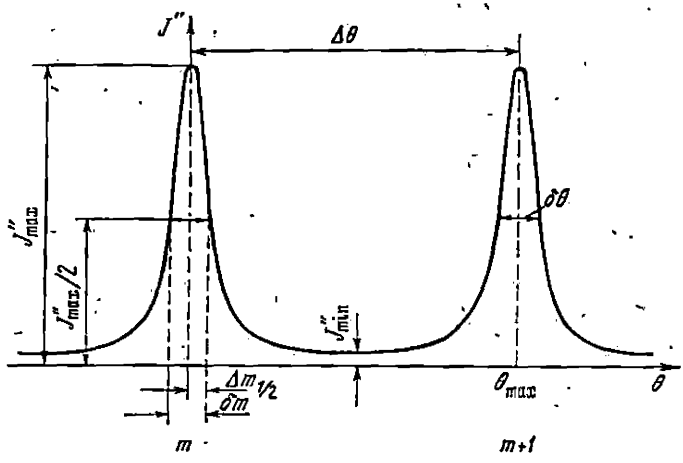


Рис. 6.5. График интерференционной функции интерферометра Ф — П $J''(\lambda, \theta)$.

соседними когерентными пучками равна целому числу длин волн (как и в случае решетки).

При выполнении условия (6.10) функция J'' принимает значение

$$J''(\lambda, \theta_{max}) = J''_{max} = \left(\frac{\tau_{зер}}{1-\rho_{зер}}\right)^2 = \left(\frac{\tau_{зер}}{\tau_{зер}+a_{зер}}\right)^2. \qquad (6.11)$$

Последнее равенство в (6.11) получено с учетом (6.4).

Посередине между двумя соседними максимумами функция $J''(\lambda, \theta)$ имеет минимум, определяемый из условия $\sin({}^1/_2 k\widetilde{\Delta}_{min}) = 1$ или ${}^1/_2 k\widetilde{\Delta}_{min} = (2m+1)\pi/2$, откуда $\widetilde{\Delta}_{min} = (m + {}^1/_2)\lambda$. Значение функции J'' при этом равно

$$J''(\lambda, \theta_{min}) = J''_{min} = \left(\frac{\tau_{зер}}{1+\rho_{зер}}\right)^2. \qquad (6.12)$$

Необходимо отметить, что функция $J''(\lambda, \theta)$ (в отличие от функции, показанной на рис. 3.6, *а*) нигде не обращается в нуль. Это

связано с тем, что когерентные пучки имеют различную интенсивность и при интерференции не могут полностью «погасить» друг друга. Контраст K интерференционной картины, т. е. отношение

$$K=\frac{J''_{\max}}{J''_{\min}}=\left(\frac{1+\rho_{\text{зер}}}{1-\rho_{\text{зер}}}\right)^2,$$

зависит только от коэффициента отражения зеркал $\rho_{\text{зер}}$. Так, при $\rho_{\text{зер}}=0{,}8$ имеем $K=81$, при $\rho_{\text{зер}}=0{,}9$ $K=360$, а при $\rho_{\text{зер}}=0{,}98$ $K=9800$. Как мы видим, увеличение $\rho_{\text{зер}}$ приводит к резкому увеличению контраста — к значительному выделению максимумов над непрерывным фоном.

Положение максимумов функции J'', определяемое условием (6.10), при постоянном m однозначно связано с длиной волны λ. Это означает, что интерферометр Ф — П производит пространственное разложение излучения в спектр. Здесь, как и в случае дифракционной решетки, образуется большое число спектров — по одному для каждого значения числа m, которое определяет порядок спектра.

§ 6.3. Аппаратная функция интерферометра Фабри—Перо

Функция $J''(\lambda, \theta)$ для монохроматического излучения является аппаратной функцией интерферометра Ф — П. Важной характеристикой аппаратной функции, как мы знаем, является ее ширина, определяющая разрешающую способность прибора. Найдем выражение для ширины аппаратной функции, т. е. для ширины максимума интерференционной функции $J''(\lambda, \theta)$ на уровне $^1/_2\, J''_{\max}$. Предварительно произведем преобразование функции $J''(\lambda, \theta)$.

В выражении (6.8) величина $\widetilde{\Delta}$, как функция угла θ, а следовательно, и число m в (6.10) могут принимать непрерывные значения, причем условие $^1/_2\, k\widetilde{\Delta}_{\max}=m\pi$ при *целом* m определяет положение максимумов функции $J''(\lambda, \theta_{\max})$. В промежутках между соседними максимумами число m изменяется непрерывно на Δm в пределах $0<\Delta m<1$. Поэтому мы можем записать J'' как функцию $(m+\Delta m)$, положив $^1/_2\,(k\widetilde{\Delta})=\pi\,(m+\Delta m)$. При изменении Δm в пределах $0<\Delta m<1$ функция $J''(m+\Delta m)$ принимает значения, промежуточные между $J''_{\max}$ и $J''_{\min}$. Вместо (6.8) с учетом (6.11) можем написать

$$J''(m+\Delta m)=J''_{\max}\frac{1}{1+\eta^2\sin^2\pi(m+\Delta m)},$$

но поскольку $\sin\pi(m+\Delta m)=\sin(\pi\,\Delta m)$, то

$$J''(\Delta m)=J''_{\max}\frac{1}{1+\eta^2\sin^2(\pi\Delta m)}. \qquad (6.13)$$

Пользуясь этим соотношением, определим величину $(\Delta m)_{1/2}$, при которой значение функции $J''(\Delta m)$ равно $^1/_2\, J''_{max}$ (см. рис. 6.5), учитывая, что для малых ширин аппаратной функции (больших $\rho_{зер}$), т. е. для величин J'', близких к J''_{max}, мы можем в (6.13) положить $\sin^2(\pi\,\Delta m) \approx (\pi\,\Delta m)^2$. Тогда из равенства $J''(\Delta m) = {}^1/_2\, J''_{max}$ легко найти $(\Delta m)_{1/2} = \pm\, 1/\pi\eta$, а полная ширина аппаратной функции в долях порядка (см. рис. 6.5) равна $\delta m = 2\,(\Delta m)_{1/2} = 2/\pi\eta$. Подставляя сюда η из (6.9), получим окончательно

$$\delta m = \frac{2}{\pi\eta} = \frac{1-\rho_{зер}}{\pi\sqrt{\rho_{зер}}}. \qquad (6.14)$$

Как мы видим, ширина аппаратной функции интерферометра Ф — П δm зависит *только* от коэффициента отражения $\rho_{зер}$

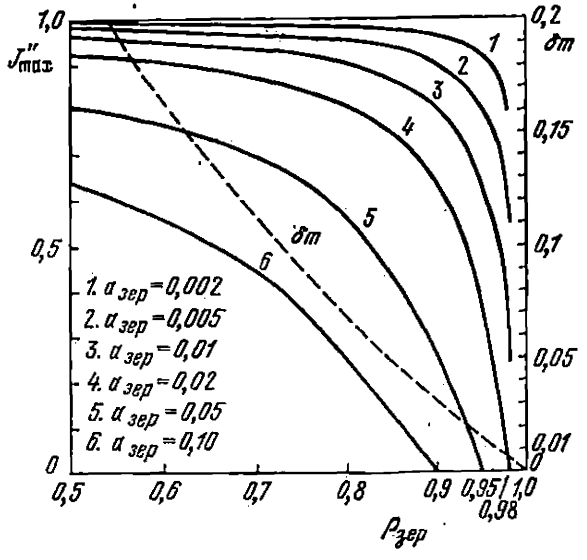


Рис. 6.6. Зависимость J''_{max} от $\rho_{зер}$ при различных величинах $a_{зер}$ и зависимость δm от $\rho_{зер}$.

зеркальных покрытий, уменьшаясь с ростом $\rho_{зер}$. При $\rho_{зер} \to 1$ $\delta m \to 0$. Зависимость величины δm от $\rho_{зер}$ приведена на рис. 6.6 (пунктир). В качестве примера укажем, что при $\rho_{зер} = 0{,}6$ $\delta m = 0{,}16$, при $\rho_{зер} = 0{,}8$ $\delta m = 0{,}07$, при $\rho_{зер} = 0{,}9$ $\delta m = 0{,}034$, при $\rho_{зер} = 0{,}95$ $\delta m = 0{,}016$ и при $\rho_{зер} = 0{,}98$ $\delta m = 0{,}0064$. Приведенные данные показывают, что увеличение $\rho_{зер}$ от 0,6 до 0,95 приводит к уменьшению δm (а следовательно, к увеличению разрешающей способности) примерно в 10 раз и даже при увели-

чении $\rho_{зер}$ от 0,9 до 0,95 δm уменьшается в два раза. Отсюда вытекает, что для повышения разрешающей способности следует использовать зеркала с возможно более высоким коэффициентом отражения. Однако практически увеличение $\rho_{зер}$ возможно лишь до определенного предела, связанного с уменьшением светосилы интерферометра. Величина J''_{max} (см. (6.11)), влияющая на светосилу интерферометра (см. ниже), зависит не только от $\rho_{зер}$ и $\tau_{зер}$, но и от коэффициента поглощения $a_{зер}$. Из (6.11) следует, что лишь при $a_{зер} = 0$ $J''_{max} = 1$ при всех значениях $\rho_{зер}$ и $\tau_{зер}$. Реальные же отражающие покрытия обладают конечным коэффициентом поглощения, и увеличение $\rho_{зер}$ приводит к уменьшению J''_{max}, так как при этом в соответствии с (6.4) уменьшается $\tau_{зер}$. Величина J''_{max} имеет относительно большое значение (но меньшее 1) при таких коэффициентах отражения $\rho_{зер}$, когда $\rho_{зер} > a_{зер}$. Так, например, уже при $\tau_{зер} = a_{зер}$ $J''_{max} = 0{,}25$.

На рис. 6.6 приведены графики зависимости J''_{max} от коэффициента отражения $\rho_{зер}$ при различных значениях коэффициента поглощения $a_{зер}$. Как мы видим, значения $J''_{max} \geqslant 0{,}9$ и $\rho_{зер} \approx \approx 0{,}9$ можно получить лишь при использовании зеркал с $a_{зер} \leqslant \leqslant 0{,}005$ (кривая 2). У реальных же зеркальных покрытий коэффициент $a_{зер}$ обычно больше. Так, по данным [6.2], для отражающих слоев из напыленного металлического серебра в области $\lambda = 5780$ Å при $\rho_{зер} = 0{,}93$ величина $a_{зер} = 0{,}042$, при этом $J''_{max} = 0{,}16$! Для серебра значения $\rho_{зер}$ и $a_{зер}$ зависят от толщины слоя и от λ. Для зеркал из алюминия $a_{зер} \approx 0{,}1$.

У многослойных диэлектрических зеркал коэффициент поглощения меньше, чем у металлических, и поэтому они обладают значительным преимуществом. Для диэлектрических зеркал из слоев криолита и ZnS $a_{зер} < 0{,}02$. Это позволяет получить $J''_{max} \approx 0{,}65$ при $\rho_{зер} \approx 0{,}9$. Следует, однако, иметь в виду, что диэлектрические зеркала являются селективными, так как их действие основано на интерференционном эффекте. Для них $\rho_{зер} = \rho(\lambda)$ и $J''_{max} = J''_{max}(\lambda)$.

Таким образом, величина коэффициента поглощения зеркальных покрытий играет исключительно важную роль для работы интерферометра Ф — П.

При заданном значении $a_{зер}$ величина $\rho_{зер}$ должна определяться из оптимальных условий для величин J''_{max} и δm. Для повышения же разрешающей способности следует увеличивать $\rho_{зер}$, жертвуя светосилой.

Мы нашли выражение для ширины аппаратной функции в единицах долей порядка спектра δm (см. (6.14)). Выразим эту ширину в угловой мере $\delta\theta$ (см. рис. 6.5). Дифференцируя (6.10), получим

$$d\theta = \frac{\lambda}{2n_c d \sin\theta}\, dm. \qquad (6.15)$$

Заменяя $d\theta$ на $\delta\theta$ и dm на δm, находим из (6.14)

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{\pi\eta n_c d \sin\theta}. \tag{6.16}$$

Как мы видим, угловая ширина аппаратной функции $\delta\theta$ зависит не только от $\rho_{зер}$, входящего в выражение для η, но и от расстояния между отражающими плоскостями d, от n_c и от угла θ и она растет с уменьшением d и θ.

Сопоставим величину $\delta\theta$ с угловым расстоянием $\Delta\theta$ между соседними максимумами (см. рис. 6.5), для которых $\Delta m = 1$. Полагая в (6.15) $dm = 1$, получим

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2n_c d \sin\theta}. \tag{6.17}$$

Используя (6.16) и (6.17), а также (6.9), имеем

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{2}{\pi\eta} = \frac{1-\rho_{зер}}{\pi\sqrt{\rho_{зер}}}.$$

Найденное отношение зависит только от $\rho_{зер}$, уменьшаясь с ростом коэффициента отражения. Так, при $\rho_{зер} = 0{,}90$ $\Delta\theta = 30\,\delta\theta$, а при $\rho_{зер} = 0{,}95$ $\Delta\theta = 60\delta\theta$.

Таким образом, увеличение $\rho_{зер}$ приводит не только к уменьшению ширины аппаратной функции $\delta\theta$ и повышению контраста, но и к уменьшению относительной величины ширины аппаратной функции $\delta\theta/\Delta\theta$ и расстояния между соседними максимумами функции J'', т. е. скважности интерференционной картины. Последнее обстоятельство связано с тем, что угловое расстояние между соседними максимумами не зависит от $\rho_{зер}$ (см. (6.17)).

§ 6.4. Роль дифракции в интерферометре Фабри—Перо

Мы нашли ранее, что распределение интенсивности в результирующей интерференционной картине (см.(6.7)) определяется произведением дифракционной функции $J'(\psi, \varphi, D, \lambda)$ (см. (6.2)) и интерференционной функции $J''(\lambda, \theta)$ (см. (6.8)) [6.1]. Поэтому интенсивность в результирующем распределении энергии велика только в той области углов, где обе функции, J' и J'', одновременно имеют относительно большие значения. Мы уже отмечали, что функция J' аналогична дифракционной функции (1.27) (см. рис. 1.14). Она имеет наибольшее значение в области полуширины центрального дифракционного максимума, приблизительно равной расстоянию между первым нулем и серединой центрального максимума (аналогично (1.32)):

$$d\varphi = \varphi_1 - \varphi_0 = 1{,}22\frac{\lambda}{Dn_c\cos\varphi}.$$

Но поскольку $\theta = \varphi$ (см. рис. 6.4), то $d\varphi = d\theta$ и

$$(d\theta)_д = 1{,}22 \frac{\lambda}{Dn_c \cos\theta}. \qquad (6.18)$$

Сравним ширину центрального дифракционного максимума с расстоянием между соседними интерференционными максимумами (6.17). Получим

$$\frac{(d\theta)_д}{\Delta\theta} = 2{,}44 \frac{d}{D} \operatorname{tg}\theta.$$

Оценим величину этого отношения. На практике величины d и D имеют различные значения: D варьирует от 20 до 60 мм, d — от 0,3 до 150 мм. Положим для оценки, что $d \approx D$. Обычно работа с интерферометром производится при малых углах: $\theta \approx 0{,}5 - 1{,}0°$, или $\approx 10^{-2}$ рад. При подстановке указанных величин получим $(d\theta)_д/\Delta\theta \approx 2{,}44 \cdot 10^{-2}$, т. е. ширина дифракционного максимума много меньше расстояния между соседними интерференционными максимумами. (Для сравнения отметим, что в случае дифракционной решетки это отношение примерно равно 2.)

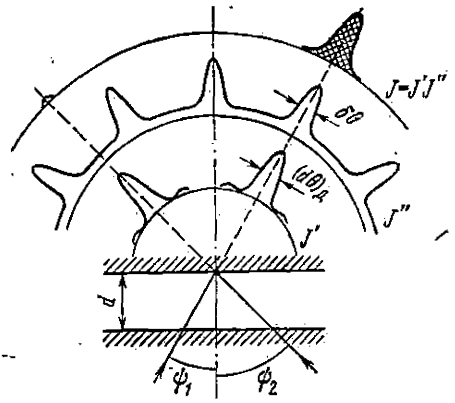


Рис. 6.7. Схема, поясняющая избирательность пропускания интерферометра Ф — П.

Сравним теперь ширины дифракционного и интерференционного максимумов. Из (6.16) и (6.18) найдем

$$\frac{(d\theta)_д}{\delta\theta} = 1{,}22 \frac{d}{D} \pi\eta \operatorname{tg}\theta = 2{,}44 \frac{d}{D} \pi \frac{\sqrt{\rho_{зер}}}{1-\rho_{зер}} \operatorname{tg}\theta.$$

Положим для оценки, что $d \approx D$, $\rho_{зер} = 0{,}95$, $\theta \approx 10^{-2}$ рад. Тогда $(d\theta)_д/\delta\theta \approx 1{,}5$, т. е. ширина дифракционного максимума порядка ширины интерференционного. Это означает, что в результирующем распределении энергии $J = J'J''$ интенсивность велика (близка к J''_{max}) лишь при *определенных* углах падения плоской волны ψ, при которых направление на центр дифракционного максимума φ_0 (определяемое из условия $n_1 \sin\psi = n_c \sin\varphi_0$) близко к направлению на интерференционный максимум θ_{max}, удовлетворяющему (6.10). При этом в фокальной плоскости выходного коллиматора F (см. рис. 6.3) будет наблюдаться одно яркое пятно с размером, близким к ширине интерференционного максимума. Если же $\varphi_0 \neq \theta_{max}$, то произведение $J = J'J''$ невелико. Схематически это изображено на рис. 6.7. Плоская волна, падающая на

интерферометр под углом ψ_1, «проходит» через интерферометр, а под углом ψ_2 — почти «не проходит».

Таким образом, у интерферометра Ф — П существуют лишь строго определенные направления, задаваемые функцией J'', в которых излучение может пройти через него. Поэтому функцию J'' также называют *функцией пропускания* интерферометра. Указанное его свойство обусловлено особыми свойствами функций J' и J'' и тем, что $\delta\theta \approx (d\theta)_д$.

Углы θ_{max} (см. (6.10)), задающие направления на максимумы функции пропускания J'' (для данной λ), не зависят от угла падения плоских волн и параметров зеркал ($\rho_{зер}$, $\tau_{зер}$, $a_{зер}$). Условие $\tilde{\Delta}_{max} = 2n_c d \cos\theta_{max} = m\lambda$ определяется только параметрами плоскопараллельного слоя (резонатора) — расстоянием между зеркалами d и n_c. Это условие задает возможные направления θ_{max} — моды резонатора, в которых излучение проходит через интерферометр, если на него падает реальная плоская волна под определенным углом ψ.

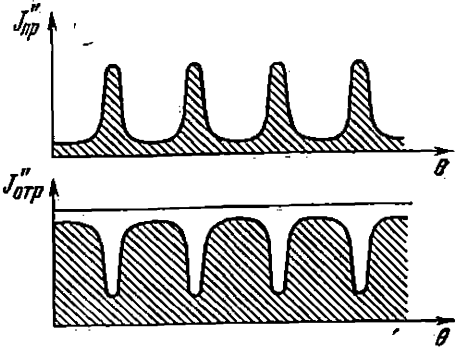


Рис. 6.8. Графики интерференционных функций пропускания и отражения.

Для данного плоскопараллельного слоя (d, n_c) направления на максимумы функции пропускания J'' фиксированы, тогда как направление на максимум дифракционной функции J' определяется углом падения ψ. В этом отношении функции J' и J'' (в отличие от случая дифракционной решетки) независимы. Поэтому ни форма, ни ширина аппаратной функции интерферометра Ф — П не зависят от угла падения на него излучения. Последнее свойство интерферометра крайне существенно, и из него следует, что, зная параметры интерферометра d, n_c, $\rho_{зер}$, можно рассчитать его аппаратную функцию.

В тех направлениях $\Delta\theta$ (причем $\Delta\theta \gg \delta\theta$), в которых излучение практически не проходит через интерферометр, т. е. в промежутках между максимумами функции пропускания, энергия падающей волны отражается интерферометром обратно в сторону падающей волны. Расчет показывает, что при интерференции когерентных волн, отраженных от зеркал в противоположную от рассмотренной ранее сторону (см. выше рис. 6.4), результирующее распределение энергии в поле отраженной волны — функция отражения $J''_{отр}$ — является дополнительным («негативным») к распределению энергии в проходящей волне $J'' = J''_{пр}$ (рис. 6.8). В тех направле-

ниях, в которых функция пропускания имеет максимум, функция отражения имеет минимум, и наоборот. Поскольку в отраженных пучках интенсивность первого пучка значительно больше ($\sim \mathscr{E}_{\text{п}}^2 \rho_{\text{зер}}$), чем у всех остальных, он создает интенсивный фон, на котором располагаются узкие (такой же ширины, как и максимумы функции пропускания) минимумы. Из закона сохранения энергии следует, что $J''_{\text{пр}}(\theta, \lambda) + J''_{\text{отр}}(\theta, \lambda) + J''_{\text{погл}}(\theta, \lambda) = J_0$, где $J''_{\text{погл}}(\theta, \lambda)$ — энергия, поглощенная зеркальными покрытиями при $a_{\text{зер}} \neq 0$.

Мы рассмотрели случай падения на интерферометр одной плоской волны, т. е. волны, исходящей от удаленного точечного источника или от одной точки освещенной входной диафрагмы $D_{\text{вх}}$ (см. рис. 6.3). При этом, как уже отмечалось, в фокальной плоскости F выходного коллиматора наблюдается также лишь одна точка, освещенность которой определяется функцией пропускания и зависит от соотношения между φ_0 и θ.

Если освещенная диафрагма $D_{\text{вх}}$ имеет конечные размеры, то излучение от каждой ее точки падает на интерферометр под различными, непрерывно изменяющимися углами ψ, и поэтому образуется совокупность соответственно смещенных дифракционных картин, описываемых функцией $J'(\psi, \varphi, D)$ (см. (6.2)). (При этом необходимо использовать такую осветительную систему, которая обеспечивала бы заполнение входного коллиматора излучением от каждой точки диафрагмы $D_{\text{вх}}$.)

В результате переналожения дифракционных картин от различных точек диафрагмы (см. рис. 1.17) образуется новая функция распределения $J'_{\text{к}}$, которую в случае некогерентного освещения диафрагмы можно представить в виде

$$J'_{\text{к}} = D^2 \int_{\psi_1}^{\psi_2} \mathscr{E}_0^2(\psi) \left(\frac{2J_1(u)}{u}\right)^2 d\psi,$$

где углы ψ_1 и ψ_2 определяются угловыми размерами входной диафрагмы ($|\psi_1| + |\psi_2| = D_{\text{вх}}/f_1$) (см. рис. 6.3). При равномерном освещении диафрагмы $D_{\text{вх}}$ $\mathscr{E}_0^2(\psi)$ — постоянная величина, и ее можно вынести за знак интеграла, который в этом случае аналогичен интегралу (1.42), а функция $J'_{\text{к}}$ имеет вид, приведенный на рис. 6.9,*а* (аналогичном рис. 1.19,*а*).

При диафрагме конечных размеров действительное распределение энергии в образовавшейся интерференционной картине в фокальной плоскости F определяется уже не (6.7), а выражением

$$J = J''J'_{\text{к}} = J''D^2\mathscr{E}_0^2 \int_{\psi_1}^{\psi_2} \left(\frac{2J_1(u)}{u}\right)^2 d\psi. \qquad (6.19)$$

Это означает, что в пределах изображения входной диафрагмы $\tilde{D} = D_{вх} f_2/f_1$ (см. рис. 6.3) вместо одной точки может наблюдаться целый ряд интерференционных максимумов функции J'' (рис. 6.9,*б*), причем их число зависит от угловых размеров входной диафрагмы. Схематически это изображено на рис. 6.9,*в*.

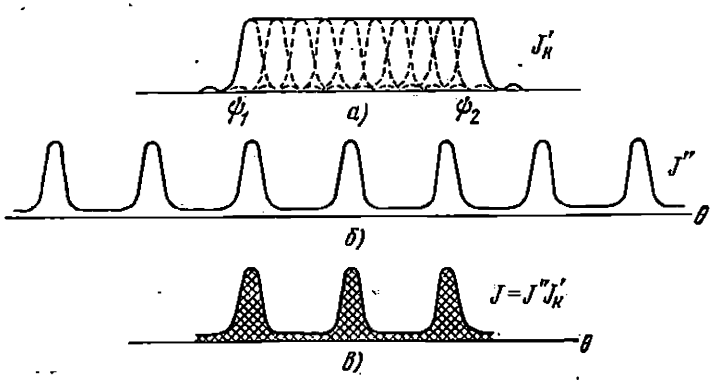


Рис. 6.9. Схематическое изображение распределения энергии при источнике (диафрагме) конечных размеров.

а) График функции $J'_к$; *б*) график функции J''; *в*) график произведения функций $J'_к J''$.

Таким образом, для получения интерференционной картины, содержащей большое число интерференционных максимумов, необходимо применять входную диафрагму конечных размеров и обеспечивать заполнение входного коллиматора интерферометра светом от всех точек диафрагмы.

При неравномерном освещении входной диафрагмы, т. е. при $\mathscr{E}_0^2(\psi) \neq \text{const}$, на результирующую интерференционную картину (6.19) наложится распределение освещенности на входной диафрагме. По этой причине нельзя, например, при фотографировании спектров излучения лазеров для увеличения расходимости лазерного пучка помещать на входную диафрагму $D_{вх}$ матовое стекло (для заполнения коллиматора), так как в этом случае на интерференционной картине наблюдается структура матового стекла. Для указанной цели лучше использовать рассеивающую линзу.

§ 6.5. Линейные параметры интерференционной картины

Интерферометр Ф — П обладает осевой симметрией, и поэтому для каждого постоянного значения угла $\theta_{max} = \text{const}$, удовлетворяющего условию (6.10), в фокальной плоскости выходного коллиматора F (см. рис. 6.3) образуются интерференционные максимумы равного наклона, имеющие при круглой входной диа-

фрагме форму окружностей, а при щелевой входной диафрагме — частей окружностей. Определим линейные параметры этой картины.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением воздушного интерферометра, образованного плоскопараллельными пластинками из прозрачного материала (см. рис. 6.4), положив $n_c = 1$ и $dn_c/d\lambda = 0$. При прохождении луча света через плоскопараллельную пластинку угол выхода из пластинки χ (см. рис. 6.4) равен углу падения θ, и поэтому когерентные пучки, выходящие из интерферометра, составляют с осью объектива выходного коллиматора также угол χ (см. рис. 6.3). Когерентные пучки, идущие под углом $\theta_{max} = \chi_{max}$, образуют в фокальной плоскости объектива кольцеобразный максимум, радиус которого равен $\tilde{r}_0 = f_2 \operatorname{tg} \chi_{max}$. Обычно угловые размеры входной диафрагмы малы (доли и единицы градуса) и, значит, малы и углы χ_{max}. Поэтому с достаточным приближением можно положить $\operatorname{tg} \chi_{max} \approx \approx \sin \chi_{max} \approx \tilde{r}_0/f_2$, что позволяет преобразовать соотношение (6.10) к виду

$$m\lambda = 2d \cos \theta_{max} = 2d \sqrt{1 - \sin^2 \theta_{max}} \approx 2d \sqrt{1 - \left(\frac{\tilde{r}_{0,m}}{f_2}\right)^2}.$$

Разлагая полученное выражение в ряд и ограничиваясь первым членом разложения, имеем

$$m\lambda \approx 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\tilde{r}_{0,m}^2}{f_2^2}\right),$$

откуда

$$\tilde{r}_{0,m}^2 = 2f_2^2 \left(1 - \frac{m\lambda}{2d}\right), \tag{6.20}$$

или

$$\tilde{D}_{0,m}^2 = 8f_2^2 \left(1 - \frac{m\lambda}{2d}\right), \tag{6.21}$$

где $\tilde{D}_{0,m} = 2\tilde{r}_{0,m}$ — диаметр интерференционного кольца порядка m. Для радиуса кольца получим

$$\tilde{r}_{0,m} = f_2 \sqrt{2\left(1 - \frac{m\lambda}{2d}\right)}. \tag{6.22}$$

Проанализируем выражение (6.22). Как мы видим, меньшему радиусу кольца соответствует больший порядок спектра m (рис. 6.10,*а*) и, следовательно, в центре интерференционной картины ($\chi = 0$) порядок спектра максимален (для данного интерферометра).

Из (6.22) также следует, что в данном порядке спектра m для большей длины волны радиус кольца меньше и наоборот (см. рис. 6.10,*б* для λ и $\lambda \pm d\lambda$).

Существенным является то, что величина $\tilde{r}_{0,m}$ (и $\tilde{D}_{0,m}$) нелинейно связана с λ и m. Линейная зависимость от λ и m справедлива лишь для $\tilde{r}^2_{0,m}$ и $\tilde{D}^2_{0,m}$.

Дифференцируя (6.20) при постоянной λ, получим $d\tilde{r}^2_{0,m} = -f_2^2(\lambda/d)\,dm$ или для соседних порядков спектра

$$d\tilde{r}^2_{0,m} = \tilde{r}^2_{0,m} - \tilde{r}^2_{0,m+1} = f_2^2\lambda/d. \qquad (6.23)$$

Отсюда следует, что разность квадратов радиусов (а также диаметров) соседних интерференционных колец при $\lambda = \text{const}$

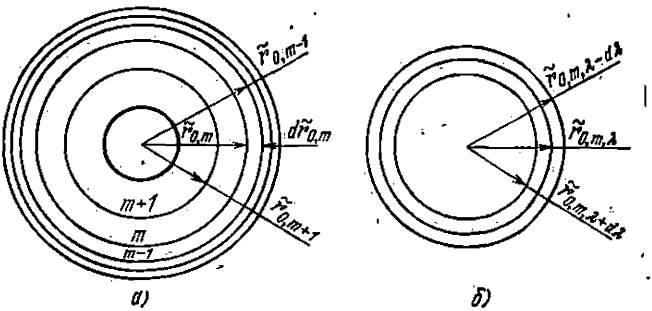


Рис. 6.10. К структуре интерференционных полос.

Зависимость $\tilde{r}_0$ от порядка спектра (*а*) и от длины волны в данном порядке (*б*).

является величиной постоянной для данного интерферометра. Вместе с тем легко показать, что

$$d\tilde{r}_{0,m} = \tilde{r}_{0,m} - \tilde{r}_{0,m+1} = f_2^2\frac{\lambda}{2\tilde{r}_{0,m}d}, \qquad (6.24)$$

откуда вытекает, что разность радиусов соседних колец уменьшается с увеличением $\tilde{r}_{0,m}$, а именно $d\tilde{r}_{0,m} \sim 1/\tilde{r}_{0,m}$. Это означает, что интерференционные кольца сгущаются по мере увеличения их радиусов (см. рис. 6.10,*а*).

Следует отметить, что рассмотренные закономерности для $\tilde{r}_{0,m}$, $d\tilde{r}^2_{0,m}$ и $d\tilde{r}_{0,m}$ не зависят от параметров отражающих слоев; они являются характеристиками только плоскопараллельного слоя, т. е. резонатора.

Найдем линейную ширину интерференционного максимума — линейную ширину аппаратной функции $\delta\tilde{r}$. Воспользовавшись выражением (6.16) и учитывая, что $\chi = \theta$ и $\delta\chi = \delta\theta$, а также, что для малых углов $\delta\tilde{r} = f_2\delta\chi$, получим

$$\delta\tilde{r} = f_2^2\frac{\lambda}{\pi\eta\tilde{r}_{0,m}d}. \qquad (6.25)$$

Выражение (6.25) показывает, что линейная ширина аппаратной функции также уменьшается с увеличением радиуса кольца ($\delta\tilde{r} \sim 1/\tilde{r}_{0,m}$). Но, в отличие от $d\tilde{r}_{0,m}$ (см. (6.24)), величина $\delta\tilde{r}$ зависит о η и, следовательно, от $\rho_{зер}$, уменьшаясь с увеличением

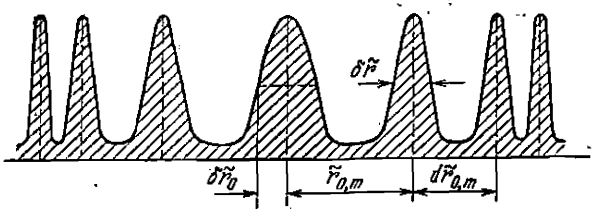


Рис. 6.11. Схема сечения интерференционной картины.

$\rho_{зер}$. Схематически сечение интерференционной картины плоскостью, проходящей через ее центр, показано на рис. 6.11.

Заметим, что выражение для $\delta\tilde{r}$ (6.25) неприменимо для центральной точки интерференционной картины, где $\tilde{r}_{0,m} = 0$ и, значит, $\delta\tilde{r} = \infty$, что лишено физического смысла. Это обусловлено тем, что операция дифференцирования при выводе выражения (6.16) и затем (6.25) неприменима для областей, где $\chi \approx \delta\chi$ (или $\delta\tilde{r} \approx \tilde{r}_{0,m}$). Далее будет показано (см. § 6.9), что ширина интерференционного максимума в центре картины (при $2d = m\lambda$) имеет конечную величину, равную

$$2\delta\tilde{r}_0 = f_2 \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi\eta d}}.$$

§ 6.6. Спектроскопические характеристики интерферометра Фабри—Перо

Угловая дисперсия интерферометра. Выражение для угловой дисперсии можно получить дифференцированием основного соотношения (6.10), которое для воздушного интерферометра ($n_c = 1$, $dn_c/d\lambda = 0$, $\theta = \chi$) имеет вид $2d \cos\chi = m\lambda$. Дифференцируя его при $m = \text{const}$, получим

$$\frac{d\chi}{d\lambda} = -\frac{m}{2d \sin\chi}$$

и, подставляя $m = 2d \cos\chi/\lambda$, имеем

$$\frac{d\chi}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg}\chi} \tag{6.26}$$

или для малых углов, для которых $\operatorname{tg}\chi \approx \chi$,

$$\frac{d\chi}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda\chi}. \tag{6.27}$$

Последние два соотношения показывают, что угловая дисперсия зависит только от λ и угла χ и не зависит от параметров отражающих поверхностей и расстояния между ними d. Знак минус указывает на то, что $d\chi$ и $d\lambda$ имеют разные знаки: увеличение λ ведет к уменьшению χ (см. рис. 6.10,*б*).

Линейная дисперсия интерферометра. Поскольку изменение длины волны приводит к изменению радиуса интерференционного кольца, то дисперсия интерферометра Ф — П является двумерной. *Линейной дисперсией* интерферометра называют отношение $d\tilde{r}/d\lambda$.

Дифференцируя выражение $\operatorname{tg}\chi = \tilde{r}/f_2$, получим $d\chi/\cos^2\chi = d\tilde{r}/f_2$. Подставляя $d\chi$ в (6.26), находим

$$\frac{d\tilde{r}}{d\lambda} = -f_2\frac{1}{\lambda\sin\chi\cos\chi} = -f_2^2\frac{1}{\lambda\tilde{r}\cos^2\chi}. \qquad (6.28)$$

Из выражений (6.26) и (6.28) следует, что линейная (а также угловая) дисперсия растет с уменьшением $\tilde{r}$ (или χ), но при $\tilde{r} = 0$ $d\tilde{r}/d\lambda = \infty$! Однако последнее заключение несправедливо и также является результатом незаконной операции дифференцирования в области $d\chi \approx \chi$ при выводе выражения для $d\chi/d\lambda$. Следует заметить, что обычное понятие линейной дисперсии при фиксированном направлении $\chi \equiv 0$ ($\tilde{r} \equiv 0$) неприменимо. В центре интерференционной картины ($\tilde{r} = 0$) изменение длины волны приводит не к изменению радиуса кольца, а к изменению интенсивности центрального интерференционного максимума.

Подставляя выражение для разности хода $\tilde{\Delta}$ (см. (6.3)), которое для точки $\tilde{r} = 0$ ($\theta = 0$) принимает вид $\tilde{\Delta} = 2dn_c$, в функцию пропускания J'' (ср. (6.8)), получим

$$J''(\lambda, d) = J''_{\max}\frac{1}{1+\eta^2\sin^2(2\pi n_c d/\lambda)}. \qquad (6.29)$$

Отсюда следует, что изменение n_c или d при заданной λ приводит к периодическому изменению функции пропускания (а следовательно, и интенсивности излучения) между значениями $J'' = J''_{\max}$ и $J'' = J''_{\min}$ (см. (6.11), (6.12)). При немонохроматическом же излучении условие $J''(\lambda, d) = J''_{\max}$ или $2dn_c = m\lambda$ выполняется в процессе сканирования (непрерывного изменения d или n_c) для определенной длины волны, и поэтому величина центрального максимума является функцией длины волны. Эта зависимость между ними лежит в основе фотоэлектрического метода регистрации спектра с помощью интерферометра Фабри — Перо (см. § 6.9).

Вернемся к выражению (6.28). Из него следует, что изменение радиуса кольца $d\tilde{r}$ не пропорционально $d\lambda$, а для заданного интервала $d\lambda$ величина $d\tilde{r}$ уменьшается с увеличением $\tilde{r}$ ($d\tilde{r} \sim d\lambda/\tilde{r}$).

Используя очевидное равенство $d\tilde{r}^2 = 2\tilde{r}\,d\tilde{r}$, находим из (6.28)

$$(d\tilde{r}^2)_\lambda = \tilde{r}_\lambda^2 - \tilde{r}_{\lambda-d\lambda}^2 = -f_2^2 \frac{2}{\lambda \cos^2 \chi}\, d\lambda.$$

Пренебрегая при малых углах χ слабой зависимостью $d\tilde{r}^2$ от χ можно считать, что

$$(d\tilde{r}^2)_\lambda = \tilde{r}_\lambda^2 - \tilde{r}_{\lambda-d\lambda}^2 = -f_2^2 \frac{2}{\lambda}\, d\lambda = \text{const} \cdot d\lambda,$$

т. е. приращение квадрата радиуса кольца пропорционально $d\lambda$.

Полученное соотношение $d\tilde{r}_\lambda^2 \backsim d\lambda$ используется при определении разности длин волн.

Величина линейной дисперсии интерферометра Ф — П достаточно велика. В качестве примера оценим ее для $\lambda = 5000$ Å, $\tilde{r} = 10$ мм, $f_2 = 500$ мм. Подставляя эти величины в (6.28), найдем, $d\tilde{r}/d\lambda = 5$ мм/Å, а обратная линейная дисперсия $d\lambda/d\tilde{r} = 0{,}2$ Å/мм.

Сравним угловые дисперсии интерферометра Ф — П и дифракционной решетки. Из (6.26) и (3.25) получим

$$\left(\frac{d\chi}{d\lambda}\right) \Big/ \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right) = \frac{1}{2 \operatorname{tg} \chi \operatorname{tg} \varphi}.$$

Полагая $\chi \approx 10^{-2}$ рад, $\varphi \approx 30°$, имеем

$$\left(\frac{d\chi}{d\lambda}\right) \Big/ \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right) \approx 86.$$

Таким образом, угловая дисперсия интерферометра Ф — П значительно больше угловой дисперсии решетки (даже при сравнительно большом угле φ, при котором используются эшелле).

Область дисперсии воздушного интерферометра. Выражение для области дисперсии $\Delta\lambda$ легко получить, дифференцируя основное уравнение (6.10) при постоянной λ (напомним, что $\theta = \chi$). Получим $2d \sin \chi\, \Delta\chi = \Delta m\, \lambda$. Для соседних порядков спектра $\Delta m = 1$, и тогда $\Delta\chi = \lambda / (2d \sin \chi)$.

Используя (6.26), выразим $\Delta\chi$ в длинах волн:

$$\Delta\lambda = \Delta\chi \frac{d\lambda}{d\chi} = \frac{\lambda^2}{2d \cos \chi} = \frac{\lambda}{m}. \qquad (6.30)$$

В отличие от угловой дисперсии (см. (6.26)), область дисперсии (6.30) зависит не только от λ и угла χ, но и от линейного параметра интерферометра — расстояния между зеркалами d. Величина области дисперсии зависит от соотношения между d и λ.

Поскольку обычно $d \gg \lambda$, то область дисперсии интерферометра Ф — П очень мала, а порядок спектра m велик. Оценим величины $\Delta\lambda$ и m для $\chi \approx 0$, $\lambda = 5000$ Å и $d = 1$ мм и $d = 100$ мм.

Для $d = 1$ мм $\Delta\lambda = \lambda^2/2d = 1{,}25$ Å, $m = 2d/\lambda = 4\cdot10^3$; для $d = 100$ мм $\Delta\lambda = 1{,}25\cdot10^{-2}$ Å, $m = 4\cdot10^5$.

В соотношении (6.30) величина $\Delta\lambda$, выраженная, например, в Å, зависит от λ. Если же область дисперсии выражать в волновых числах $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ см$^{-1}$, то

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d\cos\chi}\ \text{см}^{-1} \quad \text{или для} \quad \chi \approx 0 \quad \Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d}\ \text{см}^{-1}, \qquad (6.31)$$

т. е. область дисперсии является характеристикой плоскопараллельного слоя — резонатора — и определяется его параметром d.

Заметим, что область дисперсии $\Delta\lambda$ равна разности тех длин волн, для которых в центре интерференционной картины образуется максимум; они удовлетворяют условию $2d = m\lambda_1 = (m + 1)\lambda_2 = \ldots$; откуда $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_2/m$, что совпадает с выражением для области дисперсии дифракционной решетки (см. (3.40)).

Разрешающая способность интерферометра. При сопоставлении разрешающей способности призменных и дифракционных приборов мы использовали критерий разрешения Релея, который применим лишь к дифракционной аппаратной функции. Аппаратная же функция интерферометра Ф — П J'' (см. (6.13)) близка к дисперсионной (см. ниже) и не имеет «нулей».

Чтобы иметь возможность сравнивать релеевскую разрешающую способность решетки с разрешающей способностью интерферометра Ф — П, определим последнюю по равенству провалов в центре результирующего распределения при наложении двух аппаратных функций для близких длин волн λ и $\lambda + \delta\lambda$, т. е. $I_{\min} = 0{,}8\, I_{\max}$, что строго выполняется в случае дифракционных аппаратных функций (см. § 1.3).

Итак, пусть мы имеем два излучения одинаковой интенсивности с длинами волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ и пусть центры аппаратных функций интерферометра Ф — П J'' смещены на такую величину δm (рис. 6.12), что в образовавшемся распределении $I_{\min} = 0{,}8\, I_{\max}$. По определению $I_{\min} = 2J''(m + \delta m/2)$, и из рис. 6.12 следует, что $I_{\max} = J''_{\max} + J''(m + \delta m)$ (здесь $J''(m + \delta m) = J''(\delta m)$, см. (6.13), где Δm заменено на δm). Поскольку в пределах ширины аппаратной функции величина δm мала, то, полагая в (6.13) $\sin^2(\pi\,\delta m) \approx (\pi\,\delta m)^2$ и используя условие $I_{\min} = 0{,}8\, I_{\max}$, получим для определения δm уравнение

$$2J''_{\max}\frac{1}{1+\eta^2\pi^2(\delta m/2)^2} = 0{,}8\left[J''_{\max} + J''_{\max}\frac{1}{1+\eta^2\pi^2(\delta m)^2}\right];$$

его действительный положительный корень имеет вид

$$\delta m = \frac{2{,}11}{\pi\eta} = \frac{1}{1{,}49\eta}. \qquad (6.32)$$

Выразим величину δm в длинах волн. Для этой цели найдем связь между изменением длины волны $\Delta\lambda$ и изменением порядка спектра Δm для одной и той же точки интерференционной картины.

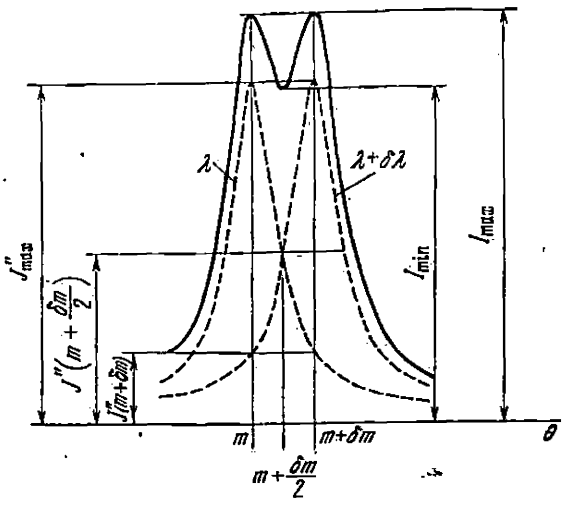


Рис. 6.12. К определению разрешающей способности интерферометра Ф — П.

Положив в (6.10) $2d\cos\chi = m\lambda = \text{const}$ и дифференцируя, получим $m\,\Delta\lambda + \Delta m\,\lambda = 0$, откуда

$$\left|\frac{m}{\Delta m}\right| = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \tag{6.33}$$

Подставляя сюда вместо Δm δm из (6.32) и заменяя $\Delta\lambda$ на $\delta\lambda$, находим для теоретической разрешающей способности интерферометра Ф — П выражение

$$\mathscr{R}_0 = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{m}{\delta m} = 1{,}49\ \eta m. \tag{6.34}$$

Учитывая (6.10), имеем

$$\mathscr{R}_0 = 2{,}98\eta\frac{d}{\lambda}\cos\chi, \tag{6.35}$$

или, принимая во внимание (6.9),

$$\mathscr{R}_0 = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx 6\frac{\sqrt{\rho_{зер}}}{1-\rho_{зер}}\frac{d}{\lambda}\cos\chi. \tag{6.36}$$

Отсюда следует, что разрешающая способность интерферометра зависит от коэффициента отражения и от расстояния между отражающими поверхностями d (а также слабо зависит от угла χ,

что можно не принимать во внимание). При больших значениях $\rho_{зер}$ и d величина $\mathscr{R}_0$ оказывается очень большой. Так, при $\rho_{зер} = 0{,}9$, $d = 100$ мм и $\lambda = 5000$ Å $\mathscr{R}_0 \approx 1 \cdot 10^7$, а минимальный разрешаемый интервал длин волн $\delta\lambda = \lambda/\mathscr{R}_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Å.

Спектральная ширина аппаратной функции интерферометра Фабри — Перо. Найдем выражение для спектральной ширины аппаратной функции интерферометра $\delta\lambda$, которую необходимо знать при оценке величины вносимых им аппаратурных искажений.

Используя выражения для угловой ширины аппаратной функции $\delta\chi$ (см. (6.16) при $\theta = \chi$) и угловой дисперсии $d\chi/d\lambda$ (см. (6.26)), находим

$$\delta\lambda = \delta\chi \frac{d\lambda}{d\chi} = \frac{\lambda^2}{\pi\eta d \cos\chi} \text{ Å},$$

или, выражая спектральную ширину функции J'' в волновых числах (см$^{-1}$),

$$\delta\tilde{\nu} = \frac{1}{\pi\eta d \cos\chi} \text{ см}^{-1} = \frac{(1-\rho_{зер})}{2\pi\sqrt{\rho_{зер}}\, d \cos\chi} \text{ см}^{-1}. \qquad (6.37)$$

Мы видим, что величина $\delta\tilde{\nu}$ является для данного интерферометра практически постоянной (слабой зависимостью от χ при малых χ можно пренебречь) и ее можно определить по независимо измеренным значениям $\rho_{зер}$ и d. Указанное обстоятельство является существенным преимуществом интерферометра Ф — П перед призменными и дифракционными приборами, у которых ширина аппаратной функции зависит от ширины входной щели, а сама аппаратная функция имеет различную форму: дифракционную при $s_1 < s'_{10}$, щелевую при $s_1 \gg s'_{10}$ и промежуточную при $s_1 \approx s'_{10}$ (см. § 1.3).

Мы уже отмечали (см. § 1.12), что при решении уравнения свертки (1.101) наблюдаемый контур и аппаратную функцию часто выражают через частоту или волновое число. Аппаратную функцию интерферометра Ф — П $J''(\Delta m)$ также легко преобразовать в функцию волнового числа. Для этой цели в соотношении (6.13), которое для области вблизи максимума можно записать в виде

$$J'' = J''_{\max} \frac{1}{1+\eta^2\pi^2(\Delta m)^2},$$

величину Δm выразим через спектральную ширину, воспользовавшись (6.10) и (6.33) и считая $n_c = 1$:

$$\Delta m = m\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2d\cos\chi\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = 2d\cos\chi\,\Delta\tilde{\nu}.$$

Тогда

$$J''(\tilde{\nu}) = J''_{\max} \frac{1}{1+4\eta^2\pi^2 d^2\cos^2\chi\,(\Delta\tilde{\nu})^2}.$$

Учитывая (6.37), получим окончательно

$$J''(\tilde{\nu}) = J''_{\max} \frac{1}{(\Delta\tilde{\nu})^2 + (\delta\tilde{\nu}/2)^2} \left(\frac{\delta\tilde{\nu}}{2}\right)^2,$$

где $\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0$ ($\tilde{\nu}_0$ — частота, соответствующая центру аппаратной функции). Как мы видим, аппаратная функция интерферометра Ф — П вблизи ее максимума описывается кривой (1.51).

Представляет интерес сопоставить выражения для теоретической разрешающей способности дифракционной решетки в форме $\mathscr{R}_{0,\text{р}} = m\tilde{n}$ (см. (3.34)) и интерферометра (см. (6.34)). Величину $\tilde{n}^* = 1{,}49\ \eta = 2{,}98\ \sqrt{\rho_{\text{зер}}}/(1 - \rho_{\text{зер}})$ в выражении (6.34) (представленном в форме $\mathscr{R}_{0,\text{р}} = m\tilde{n}^*$) можно рассматривать как эффективное число интерферирующих когерентных пучков одинаковой интенсивности, при котором разрешающая способность (в одном и том же порядке спектра m) имеет такую же величину, как и при бесконечно большом числе пучков убывающей интенсивности. В качестве примера приведем значения $\tilde{n}^*$ при некоторых значениях $\rho_{\text{зер}}$: $\rho_{\text{зер}} = 0{,}7$, $\tilde{n}^* = 8{,}3$; $\rho_{\text{зер}} = 0{,}8$, $\tilde{n}^* = 13{,}3$; $\rho_{\text{зер}} = 0{,}9$, $\tilde{n}^* = 28{,}3$; $\rho_{\text{зер}} = 0{,}95$, $\tilde{n}^* = 58$; $\rho_{\text{зер}} = 0{,}98$, $\tilde{n}^* = 149$. Как мы видим, при увеличении коэффициента отражения величина $\tilde{n}^*$, а следовательно, и $\mathscr{R}_0$ значительно возрастают. При увеличении $\rho_{\text{зер}}$ от 0,7 до 0,98 разрешающая способность возрастает в 18 раз, и даже увеличение $\rho_{\text{зер}}$ от 0,95 до 0,98 (т. е. всего лишь на 3%) увеличивает $\mathscr{R}_0$ почти в 3 раза.

Сравним также выражения для разрешающей способности интерферометра (6.36) и решетки в форме $\mathscr{R}_{0,\text{р}} = 2W \sin\varphi/\lambda$ (см. (3.36)). Разрешающая способность решетки зависит только от геометрических параметров, тогда как у интерферометра она зависит также от величины $\rho_{\text{зер}}$. Это позволяет получать с помощью интерферометра значительную разрешающую способность при относительно небольших величинах d ($d \ll W$). Так, приравнивая $\mathscr{R}_{0,\text{р}} = \mathscr{R}_{0,\text{и}}$, получим $d = \frac{1 - \rho_{\text{зер}}}{3\sqrt{\rho_{\text{зер}}}} W \sin\varphi$. Приняв $\varphi = 30°$ и $\rho_{\text{зер}} = 0{,}95$, найдем $d \approx 0{,}01\ W$, т. е. при одном и том же разрешении расстояние между зеркалами в 100 раз меньше длины решетки.

§ 6.7. Интерферометр Фабри—Перо с фотографической регистрацией спектра

Принципиальная схема интерферометра Ф — П приведена на рис. 6.3. В фокальной плоскости входного коллиматора устанавливается круглая или щелевая диафрагма, а в фокальной плоскости выходного коллиматора (камеры) F — фотопластинка. Вход-

ная диафрагма освещается излучением источника с помощью конденсорной системы, обеспечивающей заполнение коллиматора и равномерное освещение диафрагмы. Однако область дисперсии интерферометра очень мала, особенно при больших расстояниях между зеркалами d, и поэтому такая установка пригодна только для исследования узких спектров, полная ширина которых меньше области дисперсии (например, спектров излучения газовых лазеров). При изучении же более широких спектров необходима предварительная монохроматизация излучения с помощью монохроматора или узкополосных светофильтров.

Наиболее широко используются схемы скрещенной дисперсии — сочетание интерферометра Ф — П с призменным или дифракционным спектрографом. Один из вариантов такой схемы

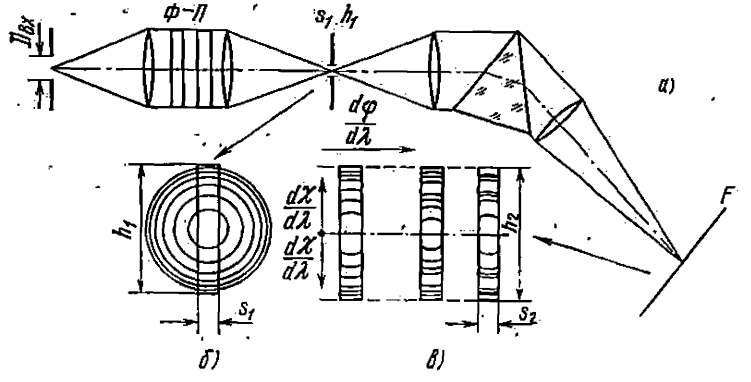


Рис. 6.13. Схема скрещения дисперсий интерферометра Ф — П и спектрографа.

а) Общая схема; б) вид интерференционной картины на входной щели спектрографа; в) спектр в фокальной плоскости спектрографа.

изображен на рис. 6.13,а. Здесь интерферометр Ф — П с входным и выходным коллиматорами устанавливают перед входной щелью спектрографа так, чтобы фокальная плоскость выходного коллиматора интерферометра совпадала с плоскостью щели.

Исследуемый источник линейчатого спектра или его изображение располагают в плоскости входной диафрагмы интерферометра $D_{вх}$ (обычно круглой). При этом в плоскости входной щели спектрографа (рис. 6.13,б) образуются системы интерференционных колец для всех длин волн спектра источника. При большом числе линий в спектре источника эти системы интерференционных колец перекрываются, образуя сложную картину, в которой отдельные кольца практически не различаются. Излучение сложной картины, вырезаемое входной щелью спектрографа, пространственно разлагается им в спектр в плоскости, перпендикулярной к высоте

щели, играющей роль линии дисперсии интерферометра. При этом в фокальной плоскости спектрографа F образуются изображения входной щели с отрезками интерференционных колец для тех длин волн, которые значительно различаются по величине (т. е. для $d\lambda > \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — область дисперсии интерферометра) (см. рис. 6.13,*в*). Для близких же линий λ и $\lambda \pm d\lambda$, для которых $d\lambda < \Delta\lambda$, смещение изображений щели в плоскости дисперсии спектрографа мало, тогда как смещение отрезков колец, соответствующих λ и $\lambda \pm d\lambda$, вдоль высоты изображения щели (т. е. вдоль

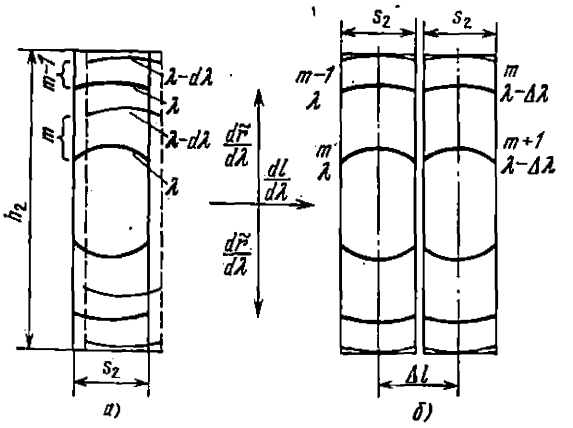


Рис. 6.14. Образование спектра в схеме скрещения дисперсий интерферометра и спектрографа.

а) Разность длин волн меньше области дисперсии, $d\lambda < \Delta\lambda$; б) разность длин волн равна области дисперсии, $d\lambda = \Delta\lambda$.

линии дисперсии интерферометра) значительно, поскольку угловая дисперсия интерферометра много больше дисперсии спектрографа (рис. 6.14,*а*). Смещенные вдоль высоты щели h_2 отрезки колец для λ и $\lambda - d\lambda$ отчетливо различаются.

Ширина входной щели спектрографа должна удовлетворять двум условиям. Она должна быть достаточно большой, чтобы отрезки интерференционных колец имели длину (примерно равную s_2), достаточную для последующей обработки спектрограммы. Вместе с тем спектральная ширина щели должна быть несколько меньше области дисперсии интерферометра, так как в противном случае интерференционные кольца соседних порядков для длин волн λ и $\lambda \pm d\lambda$, где $d\lambda \geqslant \Delta\lambda$, будут накладываться друг на друга. Это означает, что смещение изображения щелей в длинах волн λ и $\lambda - \Delta\lambda$ в плоскости дисперсии спектрографа, равное $\Delta l = \Delta\lambda\,(dl/d\lambda)$ (рис. 6.14,*б*), должно быть несколько больше ширины

изображения щели, т. е. $\Delta l > s_2$, откуда вытекает необходимость условия $s_2\,(d\lambda/dl) < \Delta\lambda = \lambda/m$.

Объектив выходного коллиматора интерферометра, отображающий интерференционную картину на щель спектрографа, и объектив камеры спектрографа должны быть высокого качества. Ширины аппаратных функций объективов (аберрационной и дифракционной) должны быть меньше ширины аппаратной функции интерферометра Ф — П.

На рис. 6.15 приведен другой вариант скрещенной схемы. Здесь интерферометр Ф — П установлен внутри спектрографа,

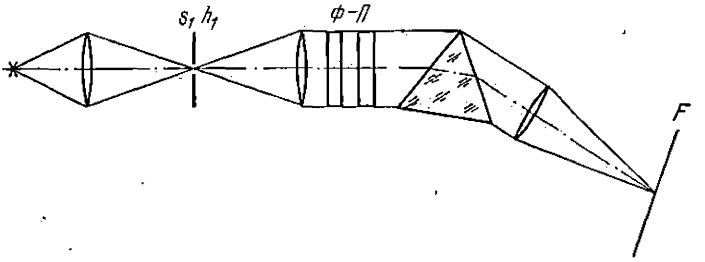


Рис. 6.15. Другой вариант схемы скрещения дисперсий.

между объективом входного коллиматора спектрографа и его диспергирующей системой. Вид получающегося спектра такой же, как и в схеме, изображенной на рис. 6.13. Преимущество схемы, показанной на рис. 6.15, состоит в том, что она не требует дополнительного входного и выходного коллиматоров для интерферометра — их роль выполняют коллиматор и камера спектрографа.

Измерение разности длин волн. Интерферометр Ф — П малопригоден для прямых измерений длин волн, так как невозможно с высокой степенью точности измерить величины d, n_c, χ и m, входящие в соотношение $2n_c d \cos\chi = m\lambda$. Он используется главным образом для измерения разности длин волн, которую можно определить с высокой степенью точности, а также для измерения ширины и формы спектральных линий.

При измерении разности двух длин волн наиболее широко применяется метод, основанный на использовании соотношения (6.21).

Продифференцируем соотношение (6.21) по переменной m при $\lambda = \text{const}$. Тогда для разности квадратов диаметров интерференционных колец соседних порядков m и $m+1$ для одной и той же длины волны и $\Delta m = 1$ получим *)

$$\Delta\widetilde{D}_m^2 = \widetilde{D}_{m,\lambda}^2 - \widetilde{D}_{m+1,\lambda}^2 = 4f_2^2\frac{\lambda}{d}.$$

*) Здесь и далее для сокращения опущен индекс 0 у $\widetilde{D}$.

Продифференцировав соотношение (6.21) по переменной λ при $m = \text{const}$, найдем для разности квадратов диаметров колец для длин волн λ и $\lambda + d\lambda$ в одном и том же порядке спектра m выражение

$$d(\widetilde{D}_m^2)_\lambda = \widetilde{D}_{m,\lambda}^2 - \widetilde{D}_{m,\lambda+d\lambda}^2 = 4f_2^2 \frac{m}{d} d\lambda.$$

Их отношение равно

$$\frac{d(\widetilde{D}_m^2)_\lambda}{\Delta\widetilde{D}_m^2} = \frac{m}{\lambda} d\lambda = \frac{d\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Последнее равенство получено с учетом (6.30).

Окончательная формула для определения разности длин волн принимает вид

$$d\lambda = \Delta\lambda \frac{d(\widetilde{D}_m^2)_\lambda}{\Delta\widetilde{D}_m^2} = \Delta\lambda \frac{\widetilde{D}_{m,\lambda}^2 - \widetilde{D}_{m,\lambda+d\lambda}^2}{\widetilde{D}_{m,\lambda}^2 - \widetilde{D}_{m+1,\lambda}^2}. \qquad (6.38)$$

На рис. 6.16 показаны величины, входящие в (6.38), которые измеряются на интерферограмме с помощью компаратора.

Если на интерферометр Ф — П направить одновременно излучение исследуемого источника и эталонного источника линейчатого спектра, одна из длин волн которого известна с высокой степенью точности, то, измерив указанным выше методом разность длин волн исследуемого и эталонного источников, можно определить длину волны исследуемого источника.

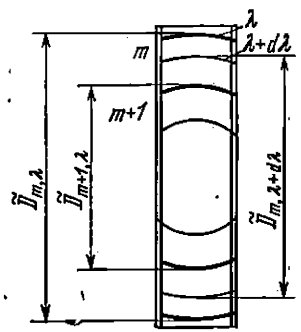


Рис. 6.16. Измеряемые величины при определении разности длин волн λ и $\lambda + d\lambda$.

§ 6.8. Замечания к практическому использованию интерферометра Фабри—Перо

«Духи». При использовании воздушного интерферометра Ф — П на спектрограмме могут появиться своеобразные «духи» — вторичные изображения интерференционных колец, возникающие в результате частичного отражения основных когерентных пучков от нерабочих поверхностей стеклянных пластин интерферометра (не покрытых отражающим слоем) (рис. 6.17,*а*).

Пластины интерферометра не изготовляются строго параллельными (что очень трудно), и поэтому образующиеся системы вторичных когерентных пучков при выходе из интерферометра имеют направление, отличающееся от направления основных пучков. В результате этого возникающие в фокальной плоскости выходного коллиматора вторичные интерференционные кольца оказы-

ваются смещенными относительно основных колец и могут на них накладываться. Хотя интенсивность вторичных колец —«духов»— мала, так как коэффициент отражения на границе стекло — воздух примерно равен 4%, все же они могут затруднять расшифровку компонент линий небольшой интенсивности на интерферограмме.

Для устранения наложения вторичной интерференционной картины на основную пластины интерферометра специально делают не параллельными, а клиновидными, с таким углом, чтобы

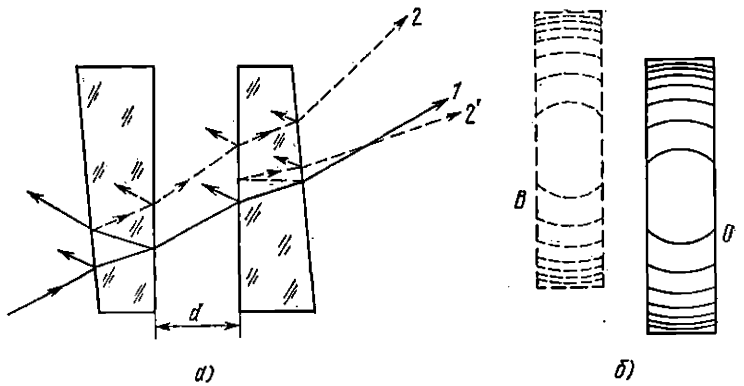


Рис. 6.17. К образованию вторичной системы когерентных пучков.
а) Общая схема, *1* — основной пучок, *2*, *2'* — вторичные пучки; *б*) расположение основной (*О*) и вторичной (*В*) интерференционных картин при клинообразных пластинах.

вторичные кольца оказались достаточно смещенными относительно основных колец. Практически клиновидность пластин составляет 5—10′. Кроме того, в качестве входной диафрагмы применяют широкую щель и выбирают такую взаимную ориентацию щели и клиновидных пластин, чтобы вторичная интерференционная картина была значительно смещена от основной картины (рис. 6.17,*б*). По этой причине пластины современных воздушных интерферометров Ф — П имеют клиновидность и ориентируются в держателе определенным образом, для чего у пластин делаются шлицы, а в держателе — шпонка.

Влияние температуры. Выражение $2n_c d \cos \chi = m\lambda$ показывает, что изменение расстояния d между заркальными плоскостями, а также показателя преломления воздуха n_c, вызываемое изменением температуры во время экспонирования спектра, приводит к смещению интерференционных максимумов, а именно к размазыванию регистрируемых спектральных линий.

Величину допустимого изменения температуры можно оценить тем же методом, как и в случае дифракционной решетки, потребо-

вав, чтобы смещение максимумов интерференционной функции J'' было меньше их ширины.

Дифференцируя (6.10), найдем смещение максимума в единицах долей порядка спектра Δm при изменении величин d и n_c в виде

$$\Delta m = \frac{2\cos\chi}{\lambda}\Delta(n_c d) = \frac{2\cos\chi}{\lambda}\left(n_c\frac{\partial d}{\partial T}\Delta T + d\frac{\partial n_c}{\partial T}\Delta T\right) =$$

$$= \frac{2n_c d\cos\chi}{\lambda}\left(\frac{1}{d}\frac{\partial d}{\partial T} + \frac{1}{n_c}\frac{\partial n_c}{\partial T}\right)\Delta T = m\left(\frac{1}{d}\frac{\partial d}{\partial T} + \frac{1}{n_c}\frac{\partial n_c}{\partial T}\right)\Delta T.$$

Потребовав, чтобы Δm было меньше ширины аппаратной функции $\delta m = m/\mathcal{R}_0$ (см. (6.34)), и определив величину $\partial d/\partial T$ из закона линейного расширения $d(T) = d_0(1 + \alpha_T T)$, получим

$$\Delta T < \frac{1}{\mathcal{R}_0\left(\alpha_T + \frac{1}{n_c}\frac{\partial n_c}{\partial T}\right)},$$

где α_T — коэффициент линейного расширения материала распорных колец (в обратных градусах Цельсия, $^\circ C^{-1}$), $\mathcal{R}_0$ — теоретическая разрешающая способность (см. (6.36)). Для воздуха $\partial n_c/\partial T$ отрицательно, а по абсолютной величине близко к α_T обычно используемых материалов распорных колец (инвар, плавленый кварц). Поэтому смещение спектральных линий, вызываемое изменением d, частично или даже полностью может компенсироваться изменением n_c.

Оценим величину допустимого изменения температуры δT для колец из инвара с $\alpha_T = 0{,}9\cdot10^{-6}\ ^\circ C^{-1}$ при $d = 100$ мм, $\rho_{зер} = 0{,}9$ и $\lambda = 5000$ Å, $\mathcal{R}_0 = 1\cdot10^7$, $T = 20\ ^\circ C$, $\partial n_c/\partial T = 0{,}94\cdot10^{-6}\ ^\circ C^{-1}$. Расчет дает $\delta T = 0{,}25\ ^\circ C$. Для колец из плавленого кварца, для которого $\alpha_T = 0{,}42\cdot10^{-6}\ ^\circ C^{-1}$, $\delta T = 0{,}02\ ^\circ C$.

Влияние атмосферного давления. При работе с воздушным интерферометром Ф — П возникает дополнительное требование — постоянство атмосферного давления, так как показатель преломления воздуха n_c, входящий в (6.10), зависит не только от температуры, но и от плотности воздуха, а следовательно, и от его давления (при $T = \text{const}$).

Изменение давления воздуха в помещении во время экспонирования спектра также приводит к смещению интерференционных колец — к размазыванию, расширению регистрируемых спектральных линий.

Величину допустимого изменения давления δP можно определить тем же методом, что и величину допустимого изменения температуры. Дифференцируя (6.10), найдем

$$\Delta m = \frac{2d\cos\chi}{\lambda}\frac{\partial n_c}{\partial P}\Delta P = m\frac{1}{n_c}\frac{\partial n_c}{\partial P}\Delta P.$$

Потребовав, чтобы $\Delta m < \delta m = m/\mathcal{R}_0$, получим

$$\frac{1}{n_c}\frac{\partial n_c}{\partial P}\Delta P < \frac{1}{\mathcal{R}_0}. \qquad (6.39)$$

Для газов связь между показателем преломления n_c и давлением P описывается соотношением $(n_c - 1)P = M = \text{const}$, причем для воздуха $M = 22\cdot 10^{-2}$. Дифференцируя его, найдем

$$\frac{\partial n_c}{\partial P} = \frac{M}{P^2}.$$

Подставляя это в (6.39) и полагая для оценки $P = P_0 = 760$ мм рт. ст., $n_c = 1$ и $M = 22\cdot 10^{-2}$, получим

$$\Delta P < \frac{0{,}26}{\mathcal{R}_0}\cdot 10^7 \text{ мм рт. ст.}$$

Оценим величины ΔP для следующих случаев:

$d = 10$ мм, $\rho_{зер} = 0{,}95$, $\lambda = 5000$ Å; тогда $\Delta P < 1$ мм рт. ст., а допустимое изменение $\delta P = 0{,}1\ \Delta P = 0{,}1$ мм рт. ст.

$d = 100$ мм, $\rho_{зер} = 0{,}90$, $\lambda = 5000$ Å; тогда $\Delta P < 0{,}26$ мм рт. ст., а $\delta P = 0{,}026$ мм рт. ст.

Из приведенных примеров мы видим, что требование постоянства атмосферного давления оказывается чрезвычайно жестким и на практике, в обычных условиях, его трудно выполнить.

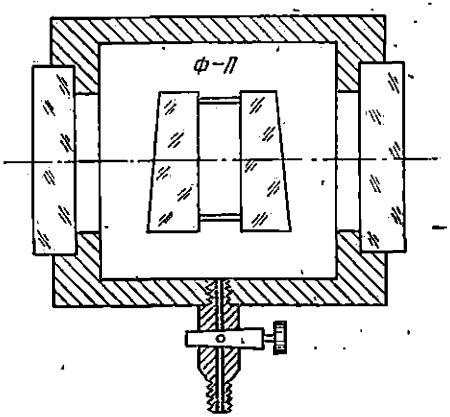


Рис. 6.18. Схема барокамеры.

Для устранения влияния изменения атмосферного давления интерферометры Ф — П помещают в закрытые герметичные камеры — *барокамеры* — с толстыми стенками и толстыми входными окнами (рис. 6.18). Кроме того, сама барокамера обычно термостатируется. В термостатированной барокамере температура и давление воздуха, а следовательно, и n_c остаются постоянными независимо от изменения внешнего атмосферного давления, и потому эффекты, связанные с изменением d и n_c, исключаются. Для уменьшения потерь на отражение вместо окон в барокамере можно укрепить объективы коллиматоров. Барокамеры обычно снабжают кранами, позволяющими изменять давление внутри камеры.

Исключение аппаратной функции фотослоя. Необходимым условием реализации теоретической разрешающей способности интерферометра Ф — П при фотографической регистрации спектра является исключение влияния аппаратной функции фотослоя. Для этого необходимо, чтобы разрешающая способность фотослоя была больше разрешающей способности интерферометра или чтобы линейная ширина аппаратной функции интерферометра $\delta\tilde{r}$ (см. (6.25)) была больше ширины аппаратной функции фотослоя $\alpha_ф$. Из этого требования можно найти условие, накладываемое на величину фокусного расстояния выходного коллиматора (см. рис. 6.3) или объектива камеры спектрографа в скрещенных схемах (см. рис. 6.13 и 6.15). Это условие имеет вид

$$f_2 > \sqrt{\alpha_ф \mathcal{R}_0 \tilde{r}_0}.$$

Оно выражает зависимость f_2 не только от аппаратной функции фотослоя и теоретической разрешающей способности, но и от радиуса интерференционного кольца $\tilde{r}_0$. И поскольку на кольцах меньшего радиуса это условие выполняется легче, на практике обычно измерения производятся с кольцами наименьших радиусов, близких к радиусу центрального максимума.

Оценим величину f_2 для двух случаев:

для $d = 10$ мм, $\rho_{зер} = 0{,}95$, $\alpha_ф = 0{,}02$ мм, $\tilde{r}_0 = 10$ мм, $\lambda = 5000$ Å, $\mathcal{R}_0 = 2{,}3 \cdot 10^6$ имеем $f_2 > 680$ мм;

для $d = 100$ мм, $\rho_{зер} = 0{,}90$, $\alpha_ф = 0{,}01$ мм, $\tilde{r}_0 = 10$ мм, $\lambda = 5000$ Å, $\mathcal{R}_0 = 1{,}1 \cdot 10^7$ имеем $f_2 > 1000$ мм.

§ 6.9. Интерферометр Фабри—Перо с фотоэлектрической регистрацией спектра

Интерферометр Ф — П с фотоэлектрической регистрацией спектра наиболее широко используется для изучения контура или тонкой структуры спектральных линий.

Если исследуемая спектральная линия имеет конечную ширину, то каждая ее монохроматическая составляющая изобразится в фокальной плоскости выходного коллиматора в виде аппаратной функции, т. е. функции J'' (см. (6.8)). Результирующее распределение интенсивности в интерференционной картине в зависимости от радиуса, т. е. $J''(\tilde{r})$, определится, как и в случае приборов с одномерной дисперсией, уравнением свертки истинного контура линии и функции $J''(\tilde{r})$. Для регистрации этого распределения необходимо в фокальной плоскости выходного коллиматора (см. рис. 6.3) в месте расположения любой линии поместить выходную щель, а выходящий через щель поток излучения $\Phi(\lambda)$

направить на приемник (рис. 6.19). Поскольку регистрируемая линия имеет форму интерференционного кольца, то, очевидно,

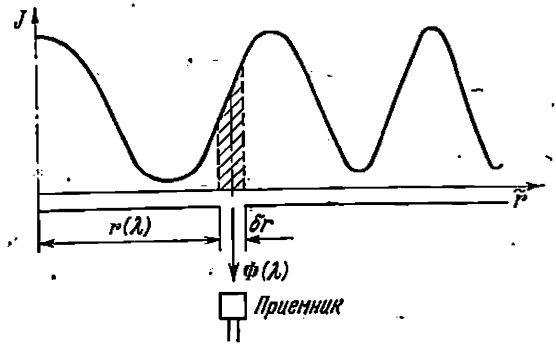


Рис. 6.19. Принципиальная схема фотоэлектрической регистрации спектральной линии конечной ширины.
$r(\lambda)$ — радиус кривизны кольцеобразной диафрагмы, δr — ее ширина.

и выходная щель должна иметь кольцеобразную форму соответствующего радиуса (рис. 6.20,*а*), а ее ширина должна быть меньше ширины наблюдаемой линии.

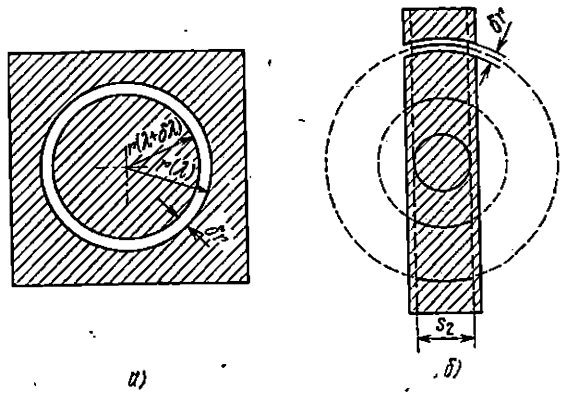


Рис. 6.20. Кольцеобразная выходная щель (*а*) и выходная щель шириной δr при регистрации спектра в схеме скрещенной дисперсии (*б*).

Используя зависимость радиуса интерференционного кольца $\tilde{r}_0$ от длины волны (см. (6.20)), легко найти ширину кольцеобразной щели и ее площадь, которая «вырезает» из интерференционной картины интервал длин волн $\delta\lambda$. Дифференцируя (6.20) по

переменной λ, получим

$$|\delta r^2| = f_2^2 \frac{m}{d} \delta\lambda, \tag{6.40}$$

откуда

$$|\delta r| = f_2^2 \frac{m}{2rd} \delta\lambda. \tag{6.41}$$

Полная площадь кольцеобразной щели q, очевидно, равна (см. рис. 6.20,*а*)

$$q = \pi [r^2(\lambda) - r^2(\lambda + \delta\lambda)] = \pi\delta(r^2).$$

Подставляя сюда величину δr^2 из (6.40), найдем

$$q = \pi [r^2(\lambda) - r^2(\lambda + \delta\lambda)] = \pi f_2^2 \frac{m}{d} \delta\lambda. \tag{6.42}$$

Метод регистрации спектра с использованием кольцеобразной выходной щели применим лишь в том случае, если ширина исследуемого спектра меньше области дисперсии интерферометра.

Если же исследованию подлежит сложный спектр, содержащий большое число линий, то фотоэлектрическую регистрацию отдельных линий можно производить при использовании предварительной монохроматизации или в схеме скрещенной дисперсии (см. рис. 6.13 и рис. 6.15), помещая выходную щель в фокальной плоскости камерного объектива спектрографа. При этом длина участка кольцеобразной щели должна равняться ширине изображения щели спектрографа (рис. 6.20, *б*), а ее спектральная ширина должна быть несколько меньше области дисперсии интерферометра (см. § 6.7).

Относительное перемещение интерференционных колец и выходной щели, т. е. сканирование спектра, обычно производится при неподвижной выходной щели и смещении интерференционных колец. Перемещение интерференционных колец можно осуществить разными методами, например либо путем непрерывного изменения расстояния между пластинами интерферометра d с помощью различных чисто механических устройств, либо с помощью пьезоэлектрических элементов. В этих случаях одна из пластин интерферометра укрепляется неподвижно, а вторая перемещается. При использовании пьезоэлектрических механизмов применяется также периодическая (с различной частотой), многократная регистрация спектра.

Основное требование, предъявляемое к этим механизмам, состоит в том, что при перемещении подвижной пластины ее зеркальная плоскость должна оставаться строго параллельной зеркальной плоскости неподвижной пластины, что, однако, связано с очень большими трудностями.

Другой метод сканирования, свободный от указанных выше трудностей, состоит в изменении показателя преломления воздуха

за счет медленного изменения его давления в барокамере (см. рис. 6.18). Обычно давление воздуха в ней предварительно уменьшают, а затем в процессе сканирования воздух медленно впускают с помощью натекателя.

В методе фотоэлектрической регистрации спектра по схеме скрещенной дисперсии измерение производится лишь в малой части интерференционного кольца (при длине щели, равной ширине щели спектрографа s_2) (см. рис. 6.20,*б*), в результате чего вся установка оказывается малосветосильной, так как используется не вся площадь кольцеобразной диафрагмы. Из рис. 6.20,*б* видно, что используемая часть интерференционного кольца тем больше, чем меньше радиус кольца. Очевидно, наибольшей светосилой обладает установка, в которой вместо кольцеобразной диафрагмы применяется круглая диафрагма, установленная в центре интерференционной картины, т. е. на ее оси при $\chi = 0$. В этом случае, как уже отмечалось, изменение величины d или n_c приводит к изменению интенсивности излучения, идущего вдоль оси интерферометра, в зависимости от λ (см. (6.29)). Такая установка оказывается конструктивно проще и удобнее в эксплуатации, чем и объясняется ее широкое применение.

Найдем радиус круглой диафрагмы, через которую проходит определенный интервал длин волн $\delta\lambda$. Выражение для площади кольцеобразной диафрагмы q (6.42), выделяющей интервал длин волн $\delta\lambda$, показывает, что q не зависит явно от радиуса кольцеобразной щели $\tilde{r}$, а зависит лишь от порядка спектра m. Поэтому, положив $r(\lambda + \delta\lambda) = 0$, мы перейдем от кольцеобразной диафрагмы к круглой той же площади q и с радиусом r_0. Тогда, используя (6.42), можно написать

$$q = \pi r_0^2 = \pi f_2^2 \frac{m}{d} \delta\lambda,$$

откуда

$$r_0 = f_2 \sqrt{\frac{m}{d} \delta\lambda}, \tag{6.43}$$

или, учитывая (6.10) и считая $\theta = 0$, получим

$$r_0 = f_2 \sqrt{2 \frac{\delta\lambda}{\lambda}}. \tag{6.44}$$

Последнее выражение позволяет определить радиус круглой диафрагмы, установленной в фокальной плоскости выходного коллиматора на его оси, которая выделяет интервал длин волн $\delta\lambda$ в центральном интерференционном максимуме. При этом величина $\delta\lambda$ определяет спектральную ширину аппаратной функции прибора, а следовательно, и практическую разрешающую способность. Очевидно, что наибольшая разрешающая способность достигается при r_0 (а также при δr, см. (6.41)), когда $\delta\lambda$ в (6.44) и в (6.41) равно

спектральной ширине аппаратной функции интерферометра, определяемой выражением (6.34). Произведя замену в (6.44), найдем

$$r_0 = f_2 \sqrt{\frac{2}{\mathcal{R}_0}}, \tag{6.45}$$

где численная величина $\mathcal{R}_0$ задается (6.36).

Непосредственный расчет, однако, показывает, что в результате наложения центрального максимума интерференционной функции J'' на круглую диафрагму действительная разрешающая способность установки при диафрагме радиуса r_0 несколько меньше теоретической $\mathcal{R}_0$ (6.36) и составляет 0,7 $\mathcal{R}_0$.

В качестве примера оценим величину r_0 для следующих данных: $\rho_{зер} = 0{,}9$, $d = 100$ мм, $f_2 = 500$ мм, $\lambda = 5000$ Å. Расчет по (6.36) и (6.45) дает $r_0 = 0{,}22$ мм и $q = 0{,}15$ мм². При $d = 10$ мм $r_0 = 0{,}7$ мм и $q = 1{,}5$ мм².

Светосила интерферометра Фабри — Перо по потоку. Найдем выражение для потока, выходящего из диафрагмы радиуса r_0.

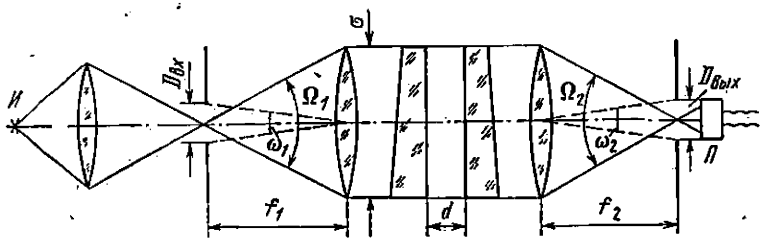


Рис. 6.21. К определению светосилы интерферометра.
И — источник излучения, *П* — приемник излучения.

Пусть входная и выходная круглые диафрагмы имеют диаметры $D_{вх}$ и $D_{вых}$ (причем $D_{вых} = D_{вх}\,(f_2/f_1)$) и площади q_1 и q_2 (рис. 6.21). Входная диафрагма $D_{вх}$ освещена равномерно монохроматическим излучением длины волны λ с интегральной яркостью $B_и$. Конденсорная система полностью заполняет входной коллиматор с телесным углом $\Omega_1 = \sigma/f_1^2$, где σ — площадь сечения осевого параллельного пучка, падающего на интерферометр. Предположим сначала, что пластин интерферометра между объективами коллиматоров нет. Тогда поток, входящий в коллиматор, равен (как и в любом спектральном приборе) $\Phi_1 = B_и q_1 \Omega_1$, а поток, выходящий через выходную диафрагму, $\Phi_2 = \tau_ф \Phi_1 = \tau_ф B_и q_1 \Omega_1$, где $\tau_ф$ — коэффициент пропускания фокусирующей оптики.

Учитывая соотношение Лагранжа — Гельмгольца (1.16) $q_1\Omega_1 = q_2\Omega_2$, где $\Omega_2 = \sigma/f_2^2$, преобразуем выражение для потока Φ_2

к виду

$$\Phi_2 = \tau_ф B_н q_2 \Omega_2 = \tau_ф B_н \sigma \frac{q_2}{f_2^2} = \tau_ф B_н \sigma \omega_2, \qquad (6.46)$$

где

$$\omega_2 = q_2/f_2^2 \qquad (6.47)$$

— телесный угол, под которым видна выходная диафрагма (см. рис. 6.21).

Поместим теперь между объективами коллиматоров пластины интерферометра, причем пусть расстояние между зеркалами d таково, что при $\chi = 0$ выполняется условие $2d = m\lambda$. Тогда, вместо постоянной освещенности по сечению выходной диафрагмы $D_{вых}$, в ее плоскости образуется интерференционная картина, в середине которой расположен интерференционный максимум с центром в направлении $\chi = 0$. Величина потока, выходящего через диафрагму $D_{вых}$, при этом изменится, так как интерферометр обладает функцией пропускания J''. Поэтому результирующий поток равен произведению Φ_2 на функцию пропускания интерферометра J'', т. е.

$$\Phi_И = \Phi_2 J'' = \tau_ф J'' B_н \sigma \omega_2. \qquad (6.48)$$

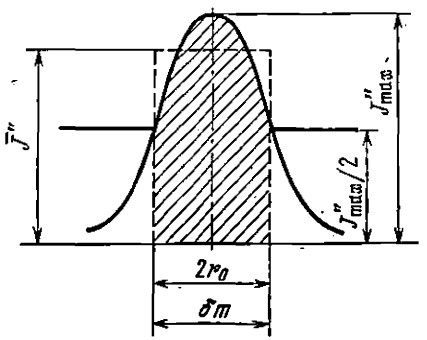


Рис. 6.22. К определению потока, проходящего через диафрагму радиуса r_0.

Определим величину $\Phi_И$ при выходной диафрагме радиуса r_0 (см. (6.45)), при которой достигается разрешение $\mathscr{R}_И = 0{,}7\mathscr{R}_0$. При такой диафрагме значение функции J'' в различных точках различно (рис. 6.22), изменяясь от J''_{max} в ее центре до $^1/_2\, J''_{max}$ на ее краях, так как диаметр диафрагмы $2r_0$ выбран равным ширине аппаратной функции. Результирующее значение функции пропускания J'' по площади всей диафрагмы или, что то же, в пределах ширины аппаратной функции (которая в долях порядка равна δm (см. (6.14)) определяется интегралом $\int\limits_{-\delta m/2}^{+\delta m/2} J''(\Delta m)\, dm$. Введя среднее значение функции пропускания $\overline{J''}$ на участке $\pm\, \delta m/2$, найдем

$$\overline{J''} = \frac{1}{\delta m} \int\limits_{-\delta m/2}^{+\delta m/2} J''(\Delta m)\, dm;$$

отсюда при непосредственном расчете с учетом (6.13) для малых Δm имеем

$$\overline{J''} = \frac{\pi}{4} J''_{\max}.$$

Тогда в соответствии с (6.48) выражение для потока, выходящего из диафрагмы радиуса r_0, запишется в виде

$$\Phi_{\text{И}} = \tau_{\text{ф}} B_{\text{п}} \sigma \omega_{20} \overline{J''}. \tag{6.49}$$

Здесь ω_{20} — угловые размеры выходной диафрагмы (см. (6.47)) радиуса r_0 (см. (6.45)). Подставляя в (6.47) $q_{20} = \pi r_0^2$, получим

$$\omega_{20} = \frac{2\pi}{\mathscr{R}_0}. \tag{6.50}$$

Подставляя в (6.49) определенные выше значения $\overline{J''}$ и ω_{20}, имеем

$$\Phi_{\text{И}} = \frac{1}{2} \pi^2 \tau_{\text{ф}} J''_{\max} B_{\text{п}} \sigma \frac{1}{\mathscr{R}_0}.$$

И, наконец, введя $\mathscr{R}_{\text{И}} = 0{,}7\mathscr{R}_0$, получим окончательно

$$\Phi_{\text{И}} = 3{,}4 \tau_{\text{ф}} J''_{\max} B_{\text{п}} \sigma \frac{1}{\mathscr{R}_{\text{И}}}. \tag{6.51}$$

Величина $\Phi_{\text{И}}$, как и для приборов с одномерной дисперсией, пропорциональна интегральной яркости источника $B_{\text{п}}$, площади апертурной диафрагмы σ и обратно пропорциональна практической разрешающей способности $\mathscr{R}_{\text{И}}$. В соотношении (6.51) величина $J''_{\max}$ (см. (6.11)) аналогична коэффициенту пропускания призменного $\tau_{\text{п}}(\lambda)$ или коэффициенту отражения дифракционного монохроматора $\rho_{\text{р}}(\lambda)$, причем численное значение $J''_{\max}$, как уже отмечалось, определяется свойствами отражающих покрытий.

Светосила интерферометра Ф — П по определению равна

$$\mathscr{F}_{\text{И}} = \frac{\Phi_{\text{И}}}{B_{\text{И}}} = 3{,}4 \tau_{\text{ф}} J''_{\max} \sigma \frac{1}{\mathscr{R}_{\text{И}}}, \tag{6.52}$$

а для его информационной способности имеем

$$\mathscr{F}_{\text{И}} \mathscr{R}_{\text{И}} = 3{,}4 \tau_{\text{ф}} J''_{\max} \sigma \tag{6.53}$$

§ 6.10. Сравнение интерферометра Фабри—Перо с дифракционным спектрометром

Мы уже отмечали, что угловая дисперсия и разрешающая способность интерферометра Ф — П значительно больше, чем дифракционных, а тем более призменных спектральных приборов. Сравним теперь информационные способности интерферометра Ф — П и дифракционного спектрометра. Для их отношения (см.

(6.53) и (3.79)) имеем

$$\frac{\mathscr{P}_{\text{и}}\mathscr{R}_{\text{и}}}{\mathscr{P}_{\text{р}}\mathscr{R}_{\text{р}}} = 3{,}4\,\frac{\tau_{\text{фи}}J''_{\max}\sigma}{\tau_{\text{фр}}\rho_{\text{р}}\beta_{\text{р}}A_{\text{р}}2\sin\varphi}. \qquad (6.54)$$

Примем для оценки, что коэффициенты пропускания фокусирующей оптики практически одинаковы ($\tau_{\text{фи}} \approx \tau_{\text{фр}}$). Для диэлектрических зеркал величина $J''_{\max}$ приблизительно равна коэффициенту отражения решетки $\rho_{\text{р}}$ ($\rho_{\text{р}} \approx 0{,}7 - 0{,}8$, а $J''_{\max} \approx 0{,}70$ для $\rho_{\text{зер}} = 0{,}9$ и $a_{\text{зер}} = 0{,}02$). Площадь дифракционных решеток $A_{\text{р}}$ современных приборов обычно больше площади пластин интерферометра σ (их диаметр не превышает 60 мм), но примем для оценки, что $A_{\text{р}} \approx \sigma$. Угол φ положим равным 30° (средняя величина между углами блеска эшелетта и эшелле, см. § 3.5).

При сделанных допущениях выражение (6.54) после сокращения принимает вид

$$\frac{\mathscr{P}_{\text{и}}\mathscr{R}_{\text{и}}}{\mathscr{P}_{\text{р}}\mathscr{R}_{\text{р}}} = \frac{3{,}4}{\beta_{\text{р}}}.$$

Обычно $\beta_{\text{р}} = h_1/f_1 = h_2/f_2$ лежит в пределах 0,01—0,1, причем достигает 0,1 крайне редко. Тогда

$$\frac{(\mathscr{P}_{\text{и}}\mathscr{R}_{\text{и}})}{(\mathscr{P}_{\text{р}}\mathscr{R}_{\text{р}})} \approx 34 - 340.$$

Это означает, что при равной разрешающей способности интерферометр Фабри — Перо обладает значительно большей светосилой, а при равной светосиле имеет более высокую разрешающую способность, чем дифракционный спектрометр.

Если же сравнивать информационные способности интерферометра Ф — П и призменного спектрометра (см. § 3.10), то преимущество первого перед вторым еще больше, а именно:

$$\frac{(\mathscr{P}_{\text{и}}\mathscr{R}_{\text{и}})}{(\mathscr{P}_{\text{пр}}\mathscr{R}_{\text{пр}})} \approx 300 - 30\,000!$$

Даже если учесть, что в действительности $\sigma < A_{\text{р}}$, то преимущество интерферометра Ф — П перед дифракционным и призменным спектрометрами все же оказывается значительным.

Преимущество в светосиле интерферометра Ф — П перед дифракционным спектрометром связано с тем, что при равных спектральных ширинах выходных диафрагм обоих приборов телесный угол при круглой выходной диафрагме интерферометра $\omega_{\text{и}0} = \omega_{20}$ (см. (6.50)), называемый *геометрическим фактором прибора*, значительно больше телесного угла при выходной щелевой диафрагме дифракционного прибора $\omega_{\text{р}0} = s_{20}h_2/f_2^2$ (где s_{20} — нормальная ширина выходной щели). Сравним величины $\omega_{\text{и}0}$ (см. (6.50)) и $\omega_{\text{р}0}$, причем в $\omega_{\text{и}0}$ введем $\mathscr{R}_{\text{и}} = 0{,}7\,\mathscr{R}_0$, а s_{20} в $\omega_{\text{р}0}$

выразим в спектральных единицах. Имеем

$$\omega_{\text{ио}} = 0{,}7\,\frac{2\pi}{\mathcal{R}_{\text{и}}}, \quad s_{20} = |\delta\lambda|_{\text{р}}\,\frac{dl}{d\lambda} = \frac{\lambda}{\mathcal{R}_{\text{р}}} f_2\,\frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{и} \quad \omega_{\text{р}0} = \frac{\lambda}{\mathcal{R}_{\text{р}}}\beta_{\text{р}}\,\frac{d\varphi}{d\lambda}.$$

Отношение геометрических факторов приборов при приблизительно одинаковых разрешающих силах ($\mathcal{R}_{\text{и}} \approx \mathcal{R}_{\text{р}}$) равно

$$\frac{\omega_{\text{ио}}}{\omega_{\text{р}0}} = \frac{1{,}4\pi}{\beta_{\text{р}}\lambda}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\text{р}}^{-1}.$$

Для решетки $d\varphi/d\lambda = 2\,\mathrm{tg}\,\varphi/\lambda$, и, полагая $\varphi = 30°$, получим

$$\omega_{\text{ио}}/\omega_{\text{р}0} = 3{,}7/\beta_{\text{р}}.$$

При $\beta_{\text{р}}$, варьирующем в пределах 0,1—0,01, для этого отношения имеем

$$\omega_{\text{ио}}/\omega_{\text{р}0} = 37 - 370.$$

Таким образом, геометрический фактор спектрального прибора с осевой симметрией и с двумерной дисперсией значительно больше геометрического фактора щелевого прибора с одномерной дисперсией при равной разрешающей способности и равных апертурных диафрагмах ($\sigma = A_{\text{р}}$).

Этот выигрыш в светосиле имеет место не только у интерферометра Ф — П, но и у других приборов с осевой симметрией интерференционной картины, таких, как фурье-спектрометр и СИСАМ (см. введение).

Недостатком интерферометра Ф — П, причем существенным, является малая величина области дисперсии $\Delta\lambda$ (см. (6.30)). Увеличивая разрешающую способность интерферометра за счет увеличения расстояния d между зеркалами ($\mathcal{R}_0 \sim d$), мы одновременно уменьшаем область дисперсии $\Delta\lambda \sim d^{-1}$. Более целесообразным было бы увеличивать разрешающую способность за счет увеличения коэффициента отражения $\rho_{\text{зер}}$ при неизменных расстояниях d и $\Delta\lambda$. Однако это возможно лишь при использовании отражающих покрытий, обладающих малым коэффициентом поглощения $a_{\text{зер}}$ (см. § 6.3), так как в противном случае уменьшается светосила интерферометра за счет уменьшения величины $J''_{\max}$ (см. (6.11)), входящей в (6.52).

Наиболее полное использование преимуществ интерферометра Ф — П в отношении его светосилы возможно лишь при исследовании спектров, ширина которых меньше области дисперсии. При исследовании же более широких спектров необходима, как уже указывалось, предварительная монохроматизация с помощью светофильтров, монохроматоров или путем использования скрещенных схем, что, однако, неминуемо уменьшает светосилу всей установки, так как уменьшается общий коэффициент пропускания.

Существует метод увеличения области дисперсии интерферометра при одновременном увеличении его разрешающей силы. Он состоит в использовании двух последовательно стоящих интерферометров Ф — П с различными расстояниями между зеркалами d_1 и d_2 (например, $d_1 < d_2$), но такими, что отношение оптических длин $n_{c,2}d_2 : n_{c,1}d_1$ равно целому числу. Можно показать, что результирующая функция пропускания такой системы, называемой *сложным* или *мультиплексным* интерферометром Ф — П, равна произведению функций пропускания $J_1^{\prime\prime}J_2^{\prime\prime}$ отдельных интерферометров. Область дисперсии сложного интерферометра определяется более «тонким» интерферометром ($\Delta\lambda \sim d_1^{-1}$), а разрешающая способность — более «толстым» ($\mathcal{R}_0 \sim d_2$ и даже несколько больше) [6.2]. При этом угловая дисперсия (см. (6.26)) остается неизменной, поскольку она не зависит от расстояния между зеркалами (см. (6.26)). Светосила сложного интерферометра меньше, чем у одного отдельно взятого, так как в выражение для светосилы (6.52) теперь входит произведение $(J^{\prime\prime}_{max})_1 (J^{\prime\prime}_{max})_2$, но каждый из множителей меньше единицы.

Следует, однако, отметить, что, несмотря на дополнительное уменьшение светосилы в результате предварительной монохроматизации или при использовании сложного интерферометра, интерферометр Ф — П с диэлектрическими зеркалами в большинстве случаев оказывается более светосильным, чем дифракционный, а тем более призменный спектрометр, обладая в то же время существенно более высокой разрешающей способностью.

ТАБЛИЦА 6.1

Тип прибора	Число пучков $\tilde{n}$	Порядок спектра m	Обратная линейная дисперсия $\frac{d\lambda}{dl}$, Å/мм	$\mathcal{R}_0 = \lambda/\delta\lambda$ и $\delta\lambda$, Å	Область дисперсии $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$, Å
Призменный спектрограф, 3 призмы, $\alpha = 60°$, общая длина оснований призм $\sum t = 30$ см, $\frac{dn}{d\lambda} = 5 \cdot 10^2$ см$^{-1}$	1	0	10	$1{,}5 \cdot 10^4$ $\delta\lambda = 0{,}3$	∞ Практически определяется прозрачностью материала
Дифракционный спектрограф, $W = 100$ мм, $d^{-1} = 1000$ штр/мм	10^5	2	5	$2{,}0 \cdot 10^5$ $\delta\lambda = 0{,}025$	2500
Интерферометр Фабри — Перо (воздушный), $\rho_{аер} = 0{,}92$, $d = 50$ мм	$\tilde{n} = \infty$ $\tilde{n}^* = 30$	$2 \cdot 10^5$	0,01	$6 \cdot 10^6$ $\delta\lambda = 0{,}0008$	0,025

В настоящее время интерферометр Ф — П как с фотографической, так и с фотоэлектрической регистрацией широко используется в ультрафиолетовой ($\lambda > 2000$ Å), видимой и инфракрасной областях спектра с пластинами из соответствующих прозрачных материалов.

В заключение приведем в табл. 6.1 спектроскопические характеристики типичных спектральных приборов с различными диспергирующими системами (трехпризменного спектрографа, спектрографа с дифракционной решеткой и интерферометра Фабри — Перо) для видимой области спектра ($\lambda = 5000$ Å) при одинаковых камерных объективах ($f_2 = 1000$ мм) и при средних размерах диспергирующих элементов, влияющих на разрешающую способность. Будем считать также, что коэффициент отражения зеркал интерферометра $\rho_{зер} = 0{,}92$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ПРИЗМЕННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Вывод призм из положения минимума отклонения. Как уже отмечалось, у серийных спектрографов призмы обычно установлены в положении минимума отклонения, при котором угловая дисперсия относительно невелика; поэтому при выводе призм из положения минимума отклонения ($i_1 < i_{1мо}$) угловую дисперсию всегда можно увеличить. Если при начальной установке ($i_1 = i_{1мо}$) практическая разрешающая способность $\mathcal{R}_ф$ определяется фотослоем и меньше теоретической, то при $i_1 < i_{1мо}$ угловая дисперсия (см. рис. 2.19, кривая *б*), а следовательно, и $\mathcal{R}_ф = \frac{\lambda}{\alpha_ф} f_2 \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}$ быстро растут, тогда как теоретическая разрешающая способность $\mathcal{R}_0 = D_2\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)$ медленно уменьшается (см. рис. 2.23, кривая *б*).

До достижения равенства $\mathcal{R}_ф = \mathcal{R}_0$ угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$ и практическая разрешающая способность прибора увеличиваются и могут быть значительно больше исходных (при $i_1 = i_{1мо}$), несмотря на некоторое уменьшение теоретической разрешающей способности. Но при уменьшении i_1 ($i_1 < i_{1мо}$) растет угловое увеличение ($\Gamma_м > 1$), а следовательно, и ширина изображения щели s_2; кроме того, увеличиваются потери на отражение, т. е. уменьшается коэффициент отражения (см. рис. 2.26), что приводит к уменьшению светосилы.

Однако в интересующем нас случае $\mathcal{R}_ф < \mathcal{R}_0$ и $s_2 < \alpha_ф$ ($s_{10} < s_1' < s_{10}'$) увеличение ширины изображения щели, связанное с возрастанием $\Gamma_м$, в известных пределах (пока выполняется условие $s_2 < \alpha_ф$) мало сказывается на освещенности линий, так как ширина их фотографического изображения в основном определяется шириной аппаратной функции фотослоя. Уменьшение же коэффициента пропускания призм $\tau_п$ относительно невелико, если ограничиться небольшим их выводом из положения минимума отклонения.

Для значительного увеличения дисперсии практически оказывается более выгодным применять указанный метод не к одной призме, а к системе, состоящей из нескольких призм. В этом случае необходимое увеличение дисперсии можно получить путем лишь небольшого вывода из положения минимума отклонения ($i_j < i_{jмо}$) каждой отдельной призмы. Возрастающее при этом угловое увеличение призм также проявляется в увеличении угловой дисперсии системы (см. (2.33)).

Рассмотрим систему из трех призм в воздухе, для которой угловая дисперсия определяется (2.39), а угловое увеличение — (2.40). Если все призмы одинаковы ($\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_5$, $n_1 = n_3 = n_5$) и установлены в положении минимума отклонения, то $\Gamma_1 = \Gamma_3 = \Gamma_5 = 1$,

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1мо} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{3мо} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{5мо}, \quad \Gamma_{1,3,5} = 1 \text{ и } \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,5} = 3\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1мо}.$$

При выводе всех призм из минимума отклонения так, чтобы $i_1 = i_3 = i_5 < i_{1мо}$, угловая дисперсия каждой призмы возрастает, $(d\varphi/d\lambda)_1 = (d\varphi/d\lambda)_3 = (d\varphi/d\lambda)_5 > (d\varphi/d\lambda)_{1мо}$, а угловое увеличение становится больше единицы, $\Gamma_1 = \Gamma_3 = \Gamma_5 > 1$. В результате угловая дисперсия системы, определяемая выражением (2.39), которое в данном случае можно преобразовать к виду

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,3,5} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_1 (\Gamma_1^2 + \Gamma_1 + 1),$$

значительно возрастает, и мы получаем $(d\varphi/d\lambda)_{1,3,5} > 3\,(d\varphi/d\lambda)_{1мо}$, но при этом $\Gamma_{1,3,5} > 1$. Такой метод увеличения дисперсии был испытан нами на трехпризменном спектрографе ($\alpha = 60°$, $n = 1{,}7$) с относительным отверстием $D_2/f_2 = 1:5$ и $f_2 = 550$ мм [2.6]. При установке призм в минимуме отклонения для $\lambda = 4260$ Å углы падения на все призмы были равны $i_{1мо} = 57°\,25'$, а для обратной линейной дисперсии мы имели $(d\lambda/dl)_{мо} \approx 10$ Å·мм$^{-1}$. При

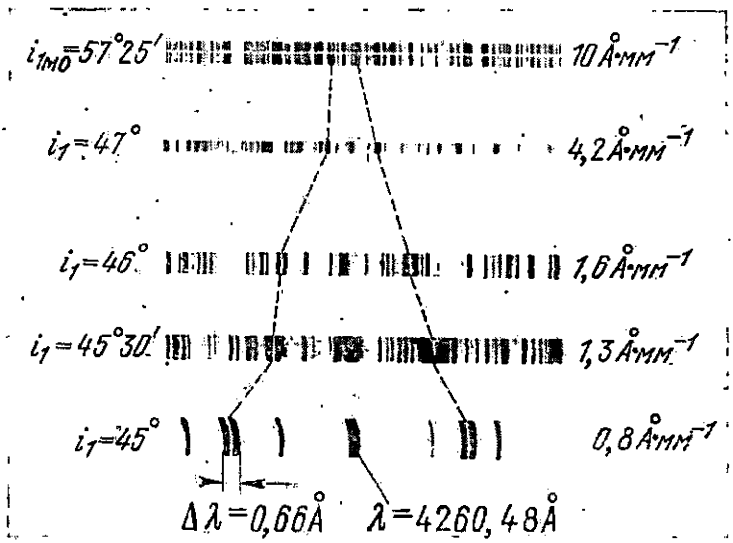


Рис. П.1.1. Спектр железа в области $\lambda = 4260$ Å при различном выводе трех призм из минимума отклонения.

уменьшении углов падения линейная дисперсия возрастала (рис. П.1.1), и при $i_1 = 45°$ она увеличивалась примерно в 12,5 раза, а обратная ей величина составила 0,8 Å·мм$^{-1}$, что находится в согласии с результатами расчета. Отметим также, что в этих экспериментах (при $s_1 < s'_{10}$) освещенность спектральных линий изменялась лишь незначительно.

Однако если в исходном положении ($i_1 = i_{1мо}$) $s_1 > s'_{10}$ и $s_2 > \alpha_ф$ (щелевая аппаратная функция), то увеличение линейной дисперсии при выводе призмы из минимума отклонения сопровождается заметным уменьшением освещенности спектральных линий в результате возрастания $\Gamma_{1,3,5} > 1$.

Система призм позволяет осуществить и такую установку призм, при которой ее угловая дисперсия значительно больше суммы дисперсий призм,

находящихся в минимуме отклонения, но угловое увеличение системы остается равным единице. Это возможно (см. § 2.1) при симметричности всей призменной системы и симметричном ходе луча через нее. Для трех одинаковых призм подобную установку можно реализовать, если среднюю призму поставить в положение минимума отклонения ($\Gamma_3 = 1$), а крайние призмы расположить так, чтобы $\Gamma_{1,\,3,\,5} = \Gamma_1 \cdot \Gamma_5 = 1$, т. е. чтобы $i_1 = i_5'$. При такой установке призмы выражение (2.39) легко преобразовать к виду

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{1,\,3,\,5} = 2\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_5 + \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{3\text{мо}} \cdot \Gamma_5.$$

Анализ этого выражения показывает, что при $i_5 < i_{5\text{мо}}$ имеем $i_5' > i_{5\text{мо}}$ и, следовательно, $i_1 > i_{1\text{мо}}$, $(d\varphi/d\lambda)_{1,\,3,\,5} > 3\,(d\varphi/d\lambda)_{5\text{мо}}$, а $\Gamma_{1,\,3,\,5} = 1$, т. е. угловая дисперсия возрастает без увеличения ширины изображения щели s_2.

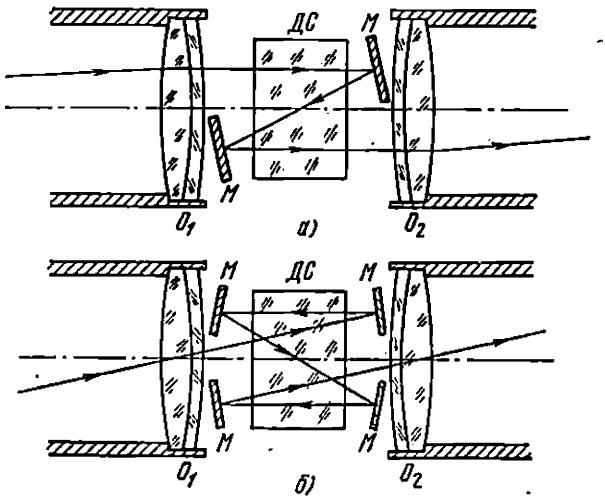


Рис. П.1.2. Схемы трех- (*а*) и пятикратного (*б*) прохождения пучка через диспергирующую систему.

ДС — диспергирующая система, O_1 и O_2 — объективы коллиматора и камеры, *М* — плоские зеркала с наружным отражающим слоем.

Однако и в этом случае происходит дополнительное снижение светосилы за счет уменьшения ширины параллельного пучка D_1, входящего в призму, в результате ограничения его входной гранью призмы, поскольку $D_1 = L_1 \cos i_1$ и при $i_1 > i_{1\text{мо}}$ $D_1 < D_{1\text{мо}}$ (см. рис. 2.22, *в*).

Заметим, что увеличение дисперсии за счет вывода призм из минимума отклонения при условии $\Gamma = 1$ возможно с любым число призм (больше одной) и, в частности, с автоколлимационными системами, изображенными на рис. 2.32, *а*, *б*. В автоколлимационных системах угол падения i_1 на входную грань призмы с $\alpha_1 = 60°$ также должен быть больше угла в минимуме отклонения $i_{1\text{мо}}$.

Описанные методы увеличения дисперсии применимы и к дисперсионной системе Ферстерлинга (см. рис. 2.34 и 2.39), используемой в спектрографе ИСП-51. Расчет и эксперимент показывают, что если призму Аббе оставить в положении минимума отклонения, то при равных углах падения луча

на первую и третью призмы ($i_1 = i_5 < i_{1мо}$ в случае $\Gamma_{1,\,3,\,5} > 1$ или $i_1 = i_5' > i_{1мо}$ в случае $\Gamma_{1,\,3,\,5} = 1$) полный угол отклонения луча системой остается равным 90°. У спектрографа ИСП-51 удавалось увеличить дисперсию в 4—5 раз как при $\Gamma_{1,\,3,\,5} > 1$, так и при $\Gamma_{1,\,3,\,5} = 1$ при достаточно высоком качестве спектра (см. фото в [2.6]).

Метод многократного прохода пучка через призмы. Метод состоит в многократном (3—5-кратном) пропускании пучка света через диспергирующую систему с любым числом призм [2.6, 2.7]. Это осуществляется при помощи двух (или четырех) плоских зеркал прямоугольной формы с наружным отражающим слоем, которые укрепляются сверху и снизу на оправах объективов коллиматора и камеры и ориентируются необходимым образом.

На рис. П.1.2 приведены схемы расположения зеркал и ход лучей при трех- и пятикратном прохождении лучей через диспергирующую систему; при этом угловая дисперсия увеличивается в три или в пять раз. Теоретическая разрешающая способность также при этом увеличивается в три или пять раз.

Если же призмы, кроме того, соответствующим образом вывести из минимума отклонения, то дисперсию можно увеличить еще больше по сравнению с установкой в минимуме отклонения.

Светосила прибора при таком методе увеличения дисперсии, конечно, уменьшается, так как реально используется лишь часть входной апертуры и, кроме того, появляются дополнительные потери за счет отражения от металлических зеркал. Потери же на отражение на гранях призм увеличиваются лишь незначительно, так как для призм с $\alpha_1 \approx 60°$ и $n \approx 1{,}7$ угол падения в минимуме отклонения близок к углу Брюстера (см. § 2.7).

Этот метод был проверен нами на приборе ИСП-51, где удавалось увеличить дисперсию в 5—6 раз (см. [2.6]).

Описанные методы увеличения дисперсии призменных спектрографов успешно применялись автором при разработке ряда спектрально-аналитических методик и, в частности, использовались в стилоскопах, построенных по автоколлимационной схеме.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭШЕЛЕТТА ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ДИФРАКЦИИ

Работа под углом блеска от малой грани штриха эшелетта соответствует нормальной работе эшелле (см. § 3.5). Однако если исходить из требования большой светосилы спектрального прибора в целом, то использование угла блеска от малой грани штриха на первый взгляд кажется невыгодным. Действительно, в дифракционных приборах решетка обычно служит апертурной диафрагмой, определяющей поперечное сечение $\sigma = D_\varphi H$ пучков в приборе, причем ширина пучка D_φ при нормальной установке эшелетта (рис. 3,41, *а*) примерно равна высоте решетки $H \approx D_\varphi = W \cos \varphi$. Тогда при использовании угла блеска от малой грани штриха поперечное сечение пучка $\sigma' = D_\varphi' H$, а следовательно, и геометрическая светосила прибора меньше, чем при угле блеска от большой грани, так как $D_\varphi' = W \cos \varphi'$ меньше D_φ. (При $\Omega' = 70°$ и $\Omega = 20°$ сечение пучка уменьшится в 2,7 раза.)

Однако более детальный анализ показывает, что в случае фотоэлектрической регистрации спектра переход к углу блеска от малой грани может представлять известные преимущества, и, в частности, в отношении светосилы прибора в целом, несмотря на то что $D_\varphi' < D_\varphi$ [3.7, 3.8].

Это, например, имеет место при исследовании непрерывных спектров (или спектров поглощения) при ширинах щелей монохроматора $s_1 > s_{10}'$. Поток, выходящий из монохроматора, в этом случае и при $s_2 = s_2'$ равен

(см. (3.77))

$$\Phi_\varphi(\lambda)=\tau_\varphi\rho_\varphi(\lambda)\,B(\lambda)\,H\,\frac{h}{f}\,(\delta\lambda)^2_\varphi D_\varphi\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_\varphi.$$

Если это выражение соответствует установке решетки под углом блеска от большой грани штриха, то под углом блеска от малой грани имеем аналогично

$$\Phi_{\varphi'}(\lambda)=\tau_\varphi\rho_{\varphi'}(\lambda)\,B(\lambda)\,H\,\frac{h}{f}\,(\delta\lambda)^2_{\varphi'}D_{\varphi'}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\varphi'}.$$

Если предположить, что $\rho_\varphi(\lambda)=\rho_{\varphi'}(\lambda)$, т. е. точное условие блеска выполняется в обоих случаях (для автоколлимационной схемы $2d\sin\Omega=m\lambda$ и $2d\sin\Omega'=m'\lambda$), то при одной и той же практической разрешающей способности $(\delta\lambda)_\varphi=(\delta\lambda)_{\varphi'}$ переход от одной установки решетки к другой приводит, как следует из соотношения (3.68) и равенства $D_\varphi=W\cos\varphi$, к увеличению потока в отношении $\Phi_{\varphi'}/\Phi_\varphi=\sin\Omega'/\sin\Omega$.

При постоянной же величине потока

$$\Phi_{\varphi'}=\Phi_\varphi,\quad\text{или}\quad(\delta\lambda)^2_{\varphi'}D_{\varphi'}\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\varphi'}=(\delta\lambda)^2_\varphi D_\varphi\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_\varphi,$$

новая ориентация решетки приводит к уменьшению *спектральной ширины щели* в отношении

$$(\delta\lambda)_{\varphi'}/(\delta\lambda)_\varphi=\sqrt{\sin\Omega/\sin\Omega'}.$$

Указанные эффекты связаны с тем, что в произведении $D_\varphi\,(d\varphi/d\lambda)_\varphi$, входящем в выражение для потока, угловая дисперсия возрастает с увеличением угла дифракции быстрее (как $\operatorname{tg}\varphi$), чем уменьшается (как $\cos\varphi$) поперечное сечение пучка D_φ.

Следует отметить, что получаемый при установке эшелетта в режиме блеска от малой грани штриха выигрыш в величине потока при постоянной *спектральной ширине щели* $\delta\lambda$ связан с соответствующим *увеличением геометрической ширины щелей* монохроматора. Действительно, поскольку $\delta\lambda=\frac{s_2}{f_2}\frac{d\lambda}{d\varphi}$ (см. (1.84)), то из требования $(\delta\lambda)_{\varphi'}=(\delta\lambda)_\varphi$ следует, что

$$\frac{s_2'}{s_2}=\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\varphi'}\Big/\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_\varphi=\frac{\operatorname{tg}\Omega'}{\operatorname{tg}\Omega}.$$

Учитывая увеличение отношения s_2'/s_2 и уменьшение отношения ширин $D_{\varphi'}/D_\varphi$ при переходе от одной ориентации эшелетта к другой, получим, как и раньше, $\Phi_{\varphi'}/\Phi_\varphi=\sin\Omega'/\sin\Omega$.

Нетрудно показать, что такой же выигрыш в величине потока при переходе к углу блеска от малой грани штриха (при $(\delta\lambda)_{\varphi'}=(\delta\lambda)_\varphi$) наблюдается и в случае регистрации линейчатого спектра фотоэлектрическим методом.

Отметим еще одно преимущество установки эшелетта при больших углах дифракции — возможность практического использования одной и той же решетки в более широком диапазоне длин волн. Действительно, если при нормальной установке эшелетта коэффициент отражения $\rho(\lambda)$ в m-м порядке спектра оказывается максимальным для длины волны $\lambda_{б,m}$, точно удовлетворяющей условию блеска $2d\sin\Omega=m\lambda_{б,m}$, то при угле блеска от малой грани коэффициент отражения в том же порядке спектра максимален для длины волны $\lambda_{б,m}'$, определяемой из условия $2d\sin\Omega'=m\lambda_{б,m}'$. Отсюда следует, что

$$\lambda_{б,m}'/\lambda_{б,m}=\sin\Omega'/\sin\Omega\quad\text{и}\quad\lambda_{б,m}'>\lambda_{б,m}.$$

Однако при работе в одной и той же области длин волн переход от угла блеска от большой грани штриха к углу блеска от малой приводит к увеличению порядка спектра и, следовательно, к уменьшению области дисперсии. Из условий блеска $2d \sin \Omega = m\lambda_б$ и $2d \sin \Omega' = m'\lambda_б$ следует, что

$$m'/m = \sin \Omega'/\sin \Omega \quad \text{и} \quad m' > m.$$

Наряду с перечисленными выше преимуществами, вытекающими из общей теории эшелетта, и при сделанных предположениях (в частности, $\rho_\varphi(\lambda) = \rho_{\varphi'}(\lambda)$) при практической реализации предлагаемой ориентации эшелетта могут встретиться некоторые трудности. При больших углах дифракции и высоких порядках спектра могут сказаться, во-первых, дефекты нарезания штрихов решетки, незаметные при малых φ и m, и, во-вторых, недостаточно высокое качество изготовления малой, «нерабочей» в нормальных условиях, грани штриха. Это может проявиться в увеличении интенсивности «духов», ухудшении качества изображения спектральных линий, невыполнении предположения $\rho_\varphi(\lambda) = \rho_{\varphi'}(\lambda)$. Поскольку указанные дефекты обычно различны у решеток разного типа, то вопрос о реально получаемых преимуществах установки эшелетта при углах блеска от малой грани должен решаться чисто экспериментальным путем для каждой решетки.

Мы проверили выводы теории на высококачественных эшелеттах с 600, 300 и 200 штр/мм, изготовленных в Государственном оптическом институте. Исследования проводились в видимой и ближней инфракрасной областях спектра с монохроматором Эберта — Фасти. Они показали, что все изученные нами экземпляры решеток дают при новой ориентации значительный выигрыш в светосиле или разрешающей способности при высоком качестве изображения спектральных линий [3.7, 3.8].

Заметим, далее, что в результате увеличения кривизны спектральных линий (см. § 3.6), связанного с значительным ростом угловой дисперсии при работе эшелетта в условиях блеска от малой грани штриха, использование такой установки наиболее перспективно в монохроматорах, построенных по схеме Эберта — Фасти, где благодаря использованию искривленных щелей происходит компенсация кривизны линий. Отметим еще, что в схеме Эберта — Фасти углы падения ψ и дифракции φ несколько отличаются друг от друга и поэтому угловое увеличение решетки $\Gamma_р = \cos\psi/\cos\varphi$ (см. (3.14)) отлично от единицы и тем больше, чем больше угол дифракции. Поэтому для восстановления треугольной формы аппаратной функции геометрическая ширина выходной щели s_2' должна настолько превышать ширину входной щели s_1, чтобы выполнялось равенство $s_2' = s_2 = s_1\Gamma_р$.

В заключение рассмотрим случай фотографической регистрации спектра. В таком случае, как мы знаем, фотометрической величиной является освещенность, которая при линейчатом спектре с учетом (3.76) записывается в виде (см. (1.62))

$$E_л = \tau_ф(\lambda)\,\rho_\varphi(\lambda)\,B_и\,\frac{\sigma_3}{f_2^2} = \tau_ф(\lambda)\,\rho_\varphi(\lambda)\,B_и\,\frac{H}{f_2^2}\,D_\varphi.$$

Отсюда следует, что переход от малого угла дифракции $\varphi = \Omega$ (рис. 3.40, *а*) к большому $\varphi' = \Omega'$ (рис. 3.40, *б*) приводит (в отличие от случая фотоэлектрической регистрации) к уменьшению освещенности спектра за счет уменьшения ширины пучка $D_{\varphi'} = W \cos \varphi'$. Следовательно, в отношении светосилы изменение ориентации эшелетта в работающем спектрографе невыгодно, так как $E_л'/E_л = \cos \Omega'/\cos \Omega < 1$. Однако значительно возросшая при новой ориентации эшелетта угловая дисперсия сама по себе может представлять известный интерес. Например, она может обеспечить увеличение точности измерения длин волн, повышение практической разрешающей способности (если последняя определялась фотослоем).

Указанный способ установки эшелетта использовался автором для создания компактного спектрографа с большой дисперсией [3.8] для исследования спектра излучения неодимового лазера в области $\lambda \approx 1$ мкм. Спектрограф

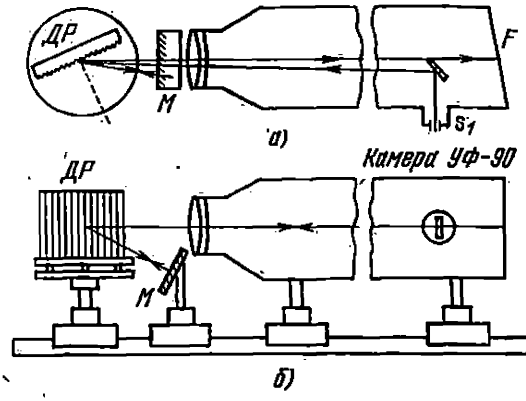


Рис. П.2.1. Автоколлимационный спектрограф с двукратной дифракцией.
а) Вид сверху; *б*) вид сбоку.

состоял из стандартной автоколлимационной камеры УФ-90 (см. рис. 3.29, *а*) и эшелетта с 200 штр/мм, установленного на столике под углом $\varphi' = \Omega' \approx \approx 75°$ ($\Omega = 15°$). Обратная дисперсия данного спектрографа в области $\lambda \approx \approx 1$ мкм составляет $d\lambda/dl \approx 1{,}0$ Å/мм и превышает дисперсию всех отечественных дифракционных спектрографов (ДФС-13, ДФС-8, СТЭ-1). Вместе с тем такой спектрограф очень компактен, имеет небольшие габариты и удобен в работе.

Линейную дисперсию описанного выше спектрографа можно дополнительно увеличить в два раза за счет двукратного падения пучка излучения на решетку. Для этой цели между решеткой и объективом камеры на рейтере устанавливают плоское зеркало M прямоугольной формы с наружным отражающим слоем (рис. П.2.1), а решетку и зеркало ориентируют так, чтобы дифрагированный на решетке пучок попадал на плоское зеркало и после отражения от него и вторичной дифракции на решетке шел по оси камеры.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВОЛЬФРАМА $\varepsilon(\lambda, T)$ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ $\lambda = 0{,}65$ мкм В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ [4.4]

T, К	1600	1700	1800	1900	2000	2100	2200
ε	0,4492	0,4474	0,4455	0,4436	0,4417	0,4398	0,4380
T, К	2300	2400	2500	2600	2700	2800	
ε	0,4360	0,4342	0,4325	0,4306	0,4288	0,4270	

Для промежуточных значений температуры величину $\varepsilon(0{,}65)$ можно определить линейной интерполяцией.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ К ПРАКТИКЕ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

Укажем на некоторые явления, связанные с процессами обработки фотоэмульсии после экспонирования, которые также могут привести к фотометрическим ошибкам при измерении почернения.

В процессе химического проявления происходит истощение проявителя в результате разложения проявляющего вещества с образованием в растворе ионов брома, которые в свою очередь уменьшают активность проявителя. В результате этого в неподвижном растворе процесс проявления протекает медленнее, плотность почернения и фактор контрастности меньше, а сам процесс протекает неравномерно в различных участках пластинки. Такая его неравномерность связана с тем, что в сильно экспонированных участках, где количество образовавшегося металлического серебра велико, в прилегающих к эмульсии слоях проявителя значительно повышается концентрация бромидов и процесс проявления замедляется. Кроме того, в результате диффузии ионов брома из областей с повышенной его концентрацией в соседние области в последних также замедляется процесс проявления. Указанные эффекты не только уменьшают плотность почернения отдельных спектральных линий, но и приводят к своеобразному влиянию интенсивных линий на менее интенсивные. Например, если в спектре имеются две близко расположенные спектральные линии, значительно различающиеся по интенсивности, то бромиды, образующиеся в области интенсивной линии, при диффузии попадают на менее интенсивную линию и замедляют скорость ее проявления. В результате почернение малоинтенсивной линии оказывается меньше чем то, которое было бы в отсутствие близкой интенсивной линии, что приводит к ошибке при измерении относительной яркости линий. Аналогичное взаимное влияние возникает и при проявлении марок почернения.

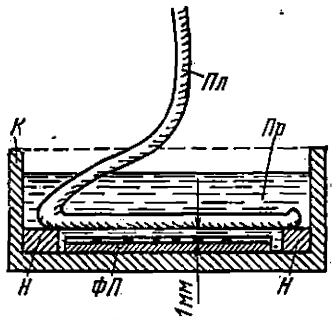


Рис. П.4.1. Приспособление для перемешивания проявителя.

К — кювета, *Н* — направляющая рамка, *ФП* — фотопластинка, *Пр* — проявитель, *Пл* — плунжер.

Эффект проявления может также привести к искажению контура линии и даже к появлению ложных дублетов при проявлении широких спектральных линий. Бромиды, образующиеся в большом количестве в максимуме линии, уменьшают скорость проявления, а следовательно, и величину почернения в центре линий, образуя иногда «провал». Уменьшить влияние указанного эффекта можно путем тщательного перемешивания проявителя во время проявления. Обычно применяемое для этой цели покачивание кюветы с пластинкой не всегда дает хороший результат, так как тонкий, прилегающий к эмульсии пограничный слой с истощенным проявителем и с повышенной концентрацией бромидов оказывается достаточно прочно связанным с эмульсией. Лучший эффект дает применение мягкой кисти из тонкой полоски поролона или мягкой листовой резины, которой без нажима проводят по эмульсии во время проявления. Но этот способ приводит, как правило, к неизбежному загрязнению кисти продуктами разложения проявителя при взаимодействии его с кислородом воздуха.

Автором был предложен метод энергичного перемешивания проявителя своеобразным плунжером — стеклянной палочкой (диаметром 3—4 мм), которая с помощью изогнутой ручки перемещается по направляющим на не-

большом расстоянии (1—0,5 мм) над поверхностью эмульсии (рис. П.4.1). Возникающее при движении плунжера турбулентное движение проявителя приводит к достаточно хорошему его перемешиванию и не повреждает поверхность эмульсии.

Для устранения влияния описанного эффекта при проявлении пленки в бачке со спиральным барабаном необходимо не только вращать барабан в течение всего времени проявления, но также периодически энергично встряхивать бачок.

Процесс фиксирования состоит в удалении из эмульсии непроявленных кристаллов AgBr и должен быть доведен до конца, так как оставшиеся в эмульсии кристаллы AgBr создают дополнительную оптическую неоднородность, влияющую на величину измеряемого почернения. Практически для полного удаления кристаллов AgBr из эмульсии рекомендуется держать пластинку в фиксаже удвоенное время после исчезновения видимого глазом с обратной стороны пластинки слабо опалесцирующего слоя. Рекомендуется фиксировать в кислом фиксаже, который быстро прекращает процесс проявления и тем самым позволяет более точно выдерживать постоянство времени проявления.

Окончательная промывка имеет своей целью удаление из эмульсии всех растворимых солей и особенно солей, содержащихся в фиксирующей ванне, которые также могут создать оптические неоднородности. Время, необходимое для полного удаления растворимых веществ, зависит от температуры воды и частоты ее смены. Время нормальной промывки в проточной воде при температуре 12—18 °С составляет около 20 мин. При неподвижной воде требуется 5—6 смен воды в кювете через интервалы в 5 мин при покачивании кюветы.

Для удаления с поверхности эмульсии твердых частиц рекомендуется после окончания промывки протереть поверхность эмульсии влажным тампоном ваты (без нажима), смоченным в дистиллированной воде, и ополоснуть пластинку в дистиллированной воде.

Выше (см. § 4.5) мы рассмотрели метод получения марок почернения с помощью ступенчатого ослабителя, установленного на входной щели спектрографа. Здесь укажем на некоторые другие методы получения марок почернения.

а. Получение марок почернения путем последовательного фотографирования серии спектров источника с линейчатым или непрерывным спектром при введении в пучок света металлических проволочных сеток с различными коэффициентами пропускания. Такие сетки из тонких зачерненных проволок (обычно латунных) служат достаточно нейтральными, неселективными, ослабителями в широкой области длин волн. Их коэффициент пропускания зависит от диаметра проволок и скважности и может изменяться в значительных пределах. Сетки следует устанавливать в широкой части пучка, освещающего щель, и вдали от нее, например сразу за объективом конденсора.

Поскольку в этом методе отдельные марки почернения фотографируются не одновременно, то необходимо обеспечить постоянство времени экспозиции при фотографировании каждой марки и постоянство яркости источника излучения во время фотографирования всех марок серии. Первое требование легче выполнить, если время экспозиции каждой ступеньки относительно велико (10—15 с), но не отличается более чем в 10 раз от времени экспозиции исследуемого спектра. Для фотографирования марок можно также использовать какой-либо автоматический затвор, например центральный затвор от фотоаппарата.

Если в пучок поместить две или несколько сеток, но так, чтобы образующие их проволоки не были параллельны и располагались под значительным углом друг к другу, то результирующий коэффициент пропускания системы будет равен произведению коэффициентов пропускания отдельных сеток.

Заметим, что указанное свойство сеток и их нейтральность можно с успехом использовать и в тех случаях, когда необходимо значительно (на несколь-

ко порядков) уменьшить интенсивность излучения какого-либо источника и когда непосредственное измерение малой величины коэффициента пропускания ослабителя не представляется возможным. Коэффициент же пропускания отдельных сеток легко измерить с помощью обычного микрофотометра при установке сеток в широкую часть пучка, например непосредственно за проектирующим объективом O_2 (см. рис. 4.32).

б. Получение марок почернения путем изменения ширины щели спектрографа. В основу метода положено то обстоятельство, что освещенность непрерывного спектра $E_н$ при широких щелях ($s_1 > s'_{10}$) пропорциональна ширине входной щели (см. (1.78)). Фотографируя серию непрерывных спектров (как и в методе сеток) при разных ширинах щели s_1, но при одном и том же времени экспозиции, получим необходимые марки почернения. При построении кривой почернения считают, что наиболее широкая щель s_{1max} пропускает 100% излучения, и тогда эквивалентом коэффициента пропускания $\tilde{\tau}_j$ служит отношение ширин s_{1j}/s_{1max}. При использовании этого метода необходимо предварительно проградуировать с помощью микроскопа отсчетный барабан щели по фактическим ее ширинам. Последующие значения ширин щели должны различаться не менее чем в 1,5—2 раза. Метод может применяться как в видимой, так и в ультрафиолетовой области с использованием водородной лампы в качестве источника излучения. Необходимым условием применения этого метода также является постоянство интенсивности источника за все время фотографирования серии марок почернения.

в. Использование дифракционной картины от щели для создания марок почернения. При исследовании спектральных характеристик излучения импульсных лазеров или при определении пространственного распределения интенсивности излучения часто возникают затруднения в построении кривой почернения с помощью ступенчатого ослабителя. Эти трудности связаны с невозможностью обеспечить однородное по высоте освещение ступенчатого ослабителя излучением лазера. Не всегда можно также использовать для построения кривой почернения посторонний источник с близким спектральным составом и импульсом излучения, близким по длительности к исследуемому импульсу.

Указанные трудности отпадают, если вместо ступенчатого ослабителя использовать распределение освещенности в изображении дифракционной картины от щели в фокальной плоскости объектива (см. (1.39)) при освещении щели непосредственно излучением исследуемого лазера [4.9]. Измеряя почернение в различных точках фотографического изображения дифракционной картины и зная распределение интенсивности в ней $J = J_0 (\sin u/u)^2$, легко получить необходимые данные для построения кривой почернения $D = f(\lg J)$. Можно также и саму зависимость $D = \varphi(J)$ в дифракционной картине использовать в качестве характеристической кривой почернения. Это удобно, например, при определении ширины спектральной линии на уровне половины ее максимума.

Применение описанного метода требует, однако, выполнения ряда условий. Как известно, распределение интенсивности в дифракционной картине описывается функцией $J = J_0 (\sin u/u)^2$ лишь при освещении щели строго параллельным пучком. Лазерный же пучок имеет некоторую конечную расходимость (в пределе — дифракционную), что может привести к дополнительному расширению дифракционной картины. Степень ее расширения зависит от соотношения между расходимостью лазерного пучка $\delta\varphi$ и угловой величиной основного дифракционного максимума $\Delta\varphi_1 \approx \lambda/d$, где d — ширина щели (см. (1.31)), и накладывает условия на выбор d. При ширинах щели $d = (2—5)\cdot 10^{-2}$ мм и длинах волн $\lambda = 0{,}5—1{,}0$ мкм величина $\Delta\varphi \gg 1°$, тогда как расходимость лазерного пучка не превышает нескольких угловых минут. Поэтому при указанных ширинах щелей эффектом уширения можно пренебречь ($\delta\varphi/\Delta\varphi_1 \ll 1$).

Выбор ширины щели d зависит также от мощности излучения лазера и от необходимой точности измерения при фотометрировании (см. § 4.8), так как величина d определяет угловые ($\Delta\varphi_1$), а вместе с f_2 и линейные ($\Delta l_1 = f_2\,\Delta\varphi_1$) размеры дифракционной картины в фокальной плоскости объектива (рис. П.4.2).

Следует также учитывать возможное дополнительное уширение дифракционной картины δl, вызванное немонохроматичностью лазерного излучения $\delta\lambda$. Относительная величина этого уширения определяется соотношением $\delta l/\Delta l_1 = \delta\lambda/\lambda$ и обычно мала, так как в большинстве случаев $\delta\lambda/\lambda < 0{,}01$.

На рис. П.4.2 приведена схема установки щели в автоколлимационном спектрографе для получения дифракционной картины рядом с исследуемым спектром (ход лучей в спектрографе не показан).

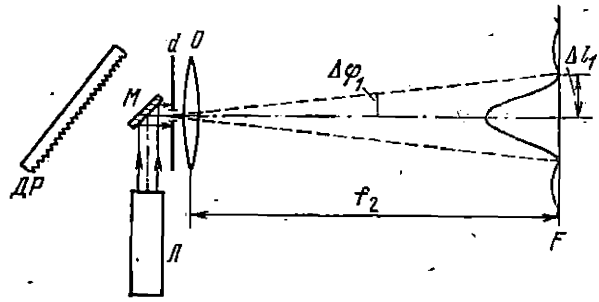


Рис. П.4.2. Схема установки щели d для получения дифракционной картины в спектрографе.

О — объектив, *ДР* — дифракционная решетка спектрографа, *М* — плоское зеркало или поворотная призма, *Л* — лазер, *F* — фокальная плоскость.

Обычно измеряется расстояние между первыми минимумами дифракционной картины (см. рис. 1.16) $2\Delta l_1 = 2\frac{\lambda}{d}f_2$, задающее масштаб картины, что позволяет далее определить точку, где $D = D_{max}$, и величину интенсивности соответствующую любой точке функции $(\sin u/u)^2$, где $u = (\Delta l/\Delta l_1)\,\pi$. Ниже приведены значения функции $(\sin u/u)^2$ в пределах главного максимума $0 < \Delta l/\Delta l_1 < 1$ через каждую десятую часть этого интервала.

u	$\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$	u	$\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$	u	$\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$
0,1π	0,9675	0,6π	0,2546	1,5π	0,0450
0,2π	0,8751	0,7π	0,1353	2,0π	0
0,3π	0,7368	0,8π	0,0547	2,5π	0,0162
0,4π	0,5732	0,9π	0,0119	3,00π	0
0,5π	0,4053	1,0π	0		

ЛИТЕРАТУРА

К введению

1. Применение ЭВМ в химических и биохимических исследованиях: Пер. с англ. Сб. статей/Под ред. Ч. Клопенштейна и Ч. Уилкинса.—М.: Химия, 1976.
2. *Белл Р.* Введение в фурье-спектроскопию: Пер. с англ.— М.: Мир, 1975.
3. *Connes P.* Principe et realisation d'un nouveau type de spèctromètre d'interférence.— Rev. d'opt., 1959, v. 38, p. 157, 416.
4. *Girard A.* Spèctromètre à grilles.— Appl. Opt., 1963, v. 2, p. 79.
5. *Ibbett R., Aspinal D., Grainger J.* Real-Time Multiplexing of Dispersed Spectra in any Wavelength Region.— Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 1089.
6. *Sloone N., Fine T., Phillips P.* New Method for Gratings Spectrometer.— Opt. Spectra, 1970, v. 4, p. 50.
7. *Decker A.* Experimental Hadamar-Transform Spectroscopy.— Opt. Spectra, 1970, v. 4, p. 45.
8. *Жакино П.* Последние достижения интерференционной спектроскопии: Пер. с франц.— УФН, 1962, т. 78, с. 123.
9. *Строук Д.* Введение в когерентную оптику и голографию: Пер. с англ./ Под ред. Л. М. Сороко — М.: Мир, 1967.
10. *Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И.* Техника и практика спектроскопии.— 2-е изд.— М.: Наука, 1976.
11. *Паршин П. Ф., Чумаченко А. А.* Голографическая спектроскопия:— УФН, 1971, т. 103, с. 553.
12. *Тарасов К. П.* Спектральные приборы.— Л.: Машиностроение, 1968.
13. *Толмачев Ю. А.* Новые спектральные приборы.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1976.

К главе 1

1.1. *Тудоровский А. И.* Теория оптических приборов.—2-е изд., перераб.— М.: Изд-во АН СССР, 1948.

1.2. *Ландсберг Г. С.* Оптика.—5-е изд., перераб.— М.: Наука, 1976.

1.3. *Раутиан С. Г.* Реальные спектральные приборы — УФН, 1958, т. 66, с. 475.

1.4. *Пейсахсон И. В.* Учет искажающего влияния оптической системы монохроматора на наблюдаемый контур спектральной линии.— Изв. АН СССР: Сер. физ., 1954, т. 18, с. 680.

1.5. *Фриш С. Э.* Определение концентрации нормальных и возбужденных атомов и сил осцилляторов методами испускания и поглощения света.— В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы.— Л.: Наука, 1970.

1.6. *Раутиан С. Г.* Влияние кривизны спектральной линии на форму функции пропускания монохроматора.— Опт. и спектр., 1965, т. 1, с. 1000.

1.7. *Brodersen S.* Noise Filetr Effects in Recording Spectroscopes.— JOSA, 1953, v. 43, p. 1216.

1.8. *Дмитриевский О. Д., Непорент Б. С., Никитин В. А.* Скоростная спектроскопия.— УФН, 1958, т. 64, с. 447.
1.9. *Никитин В. А.*— Докторская диссертация.— Л.: ГОИ, 1974.
1.10. *Петраш Г. Г.* Исследование аппаратурных искажений и методы их учета в инфракрасной спектроскопии.— В сб.: Труды ФИАН.— М.: Наука, 1964, т. 27, с. 3.
1.11. *Пейсахсон И. В.* Оптика спектральных приборов.— 2-е изд., перераб.— Л.: Машиностроение, 1975.
1.12. *Czerny M., Turner A.* Über den Astigmatismus bei Spigelspectrometer.— Z. Phys., 1930, Bd. 61, S. 792.
1.13. *Топорец А. С.* Монохроматоры — М.: Гостехиздат, 1955.

К главе 2

2.1. *Kayser H.* Prismen.— In: Handbuch der Spectroscopie.— Leipzig, 1900, Bd. 1, S. 253.
2.2. *Раутиан С. Г.*— Кандидатская диссертация — М.: ФИАН, 1957.
2.3. *Hammer A.* Prismenspectrographen hoher Auslösung und kurzer Brenweite.— Spectrochemica Acta, 1944, Bd. 2, S. 365.
2.4. *Нагибина И. М., Прокофьев В. К.* Спектральные приборы и техника спектроскопии.— 2-е изд., перераб.— Л.: Машиностроение, 1967.
2.5. *Walsh A.* Multiple Monochromators.— JOSA, 1952, v. 42, p. 94, 96.
2.6. *Малышев В. И.* Методы увеличения дисперсии спектрального аппарата.— Изв. АН СССР: Сер. физ., 1950, т. 14, с. 746.
2.7. *Малышев В. И.* Разработка спектральной аппаратуры.— В сб.: Труды ФИАН.— М.: Наука, 1971, т. 55, с. 206.

К главе 3

3.1. *Rowland H.* Gratings in Theory and Practice.— Phil. Mag., 1893, v. 35, p. 397.
3.2. *Stamm R., Whalen J.* Energy Distribution of Diffraction Gratings as Function of Groove Form.— JOSA, 1946, v. 38, p. 2.
3.3. *Герасимов Ф. М.* Современные дифракционные решетки.— Опт.-мех. пром., 1965, № 10, с. 33.
3.4. *Яковлев Э. А., Герасимов Ф. М.* Экспериментальное изучение распределения интенсивности дифракционными решетками по спектру в поляризованном свете.— Опт. и спектр., 1961, т. 10, с. 104.
3.5. *Тарасов К. И.* Спектральные приборы — Л.: Машиностроение, 1968.
3.6. *Fasty W.* Image Forming Properties of Ebert Monochromator.— JOSA, 1952, v. 42, p. 647.
3.7. *Малышев В. И., Раутиан С. Г.* Использование эшелетта при больших углах дифракции.— Опт. и спектр., 1959, т. 6, с. 550.
3.8. *Малышев В. И.* Разработка спектральной аппаратуры.— В сб.: Труды ФИАН.— М.: Наука, 1971, т. 55, с. 206.
3.9. *Haber H.* The Torus Grating.— JOSA, 1950, v. 40, p. 153.
3.10. *Cordelle J., Flamand J., Pleuchard G. et al.* Aberration-Corrected Concave Gratings Made Holographically.— In: Optics Instruments and Techniques/Ed. J. U. Dickson. — New Castle-upon-Tyne, 1970.
3.11. *Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я.* Вакуумная спектроскопия и ее применение.— М.: Наука, 1976.

К главе 4

4.1. *Гороховский Ю. Н., Баранова В. П.* Свойства черно-белых фотографических пленок.— М.: Наука, 1970.
4.2. *Картужанский А. Л.* Нарушение фотохимического закона взаимозаместимости для фотографических слоев.— УФН, 1953, т. 51, с. 161.

4.3. *Прокофьев В. К.* Фотографические методы количественного спектрального анализа.— М.: Гостехиздат, 1951.
4.4. *De Vos J.* A New Determination of the Emissivity of Tungsten Ribbon.— Physica, 1954, v. 20, p. 690.
4.5. *Дмитриев В. Д., Хлопов Г. К.* Спектральная лучеиспускательная способность вольфрамовой ленты в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.— ЖПС, 1967, т. 6, с. 425.
4.6. *Апанасевич П. А., Айзенштадт В. С.* Таблицы распределения энергии и фотонов в спектре равновесного излучения.— Минск: Изд-во АН БССР, 1961.
4.7. *Брамсон М. А.* Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел — М.: Наука, 1964.
4.8. *Мандельштам С. Л.* Введение в спектральный анализ.— М.: Гостехиздат, 1946.
4.9. *Луизова Л. А., Шорохов О. А.* Применение дифракции от щели для построения характеристической кривой фотоэмульсии.— Опт. и спектр., 1966, т. 20, с. 1076.
4.10. *Лебедева В. В.* Техника оптической спектроскопии.— М.: Изд-во МГУ, 1977.
4.11. *Шоль Ж., Марфан И., Мюнш М. и др.* Приемники инфракрасного излучения: Пер. с франц./ Под ред. Л. Н. Курбатова.— М.: Мир, 1969.

К главе 5

5.1. *Малышев В. И., Марков М. Н., Шубин А. А.* О двухлучевом спектрофотометре.— Изв. АН СССР: Сер. физ., 1953, т. 17, с. 654.
5.2. *Малышев В. И.* Инфракрасная спектроскопия.— В Физическом энциклопедическом словаре.— М., 1962, т. 2, с. 208.
5.3. *Воробьев В. Г., Никитин В. А.* Таблицы волновых чисел и спектров для градуировки спектрофотометров в области 4000—200 см$^{-1}$.— Опт.-мех. пром., 1974, № 5, с. 60.

К главе 6

6.1. *Королев Ф. А.* Спектроскопия высокой разрешающей силы.— М.: Гостехиздат, 1953.
6.2. *Таланский С.* Спектроскопия высокой разрешающей силы: Пер. с англ. — М.: ИЛ, 1955.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аберрации 41, 75
—, влияние на освещенность 58—63
— внеосевые 118—124
Абсолютно черное тело (АЧТ) 352
Аппаратная функция 41—50
— —, влияние астигматизма 268
— — гауссовская 47, 100
— — дисперсионная 47, 48, 100
— — дифракционная 47, 59, 100
— — интерферометра Ф — П 424, 426—429
— — — —, спектральная ширина 441, 442
— — монохроматора 107
— — —, спектральная ширина 108
— — решетки дифракционной 215, 216
— — — —, спектральная ширина 222—225
— — спектрографа 95, 104
— — треугольная 47, 100
— — форма 45
— — фотослоя 59, 104
— — —, ширина 43
— — —, — спектральная 49
— — —, — угловая 50
— — щелевая 46—50, 58, 100
— — —, аппаратурные искажения 100—103
Аппаратурные искажения 89—114
— — систематические 89—101
— — случайные 97
— — спектров излучения 89—114
— — — поглощения 401—404
Астигматизм 113, 120, 151—156, 268—241
— призмы 156

Блеск 239
—, угол 239, 241—251, 260
—, условие 241—251, 259, 260
Болометр 375
— полупроводниковый 377, 386
— сверхпроводящий 377, 386

Виньетирование 24, 145, 338

Геометрический фактор 457

Диафрагма апертурная 21
Дисперсия 9 и д.
— линейная 9, 27
— — обратная 27
—, область 9
—, плоскость 17
— скрещенная 443
— —, схемы 443
«Духи» 304, 446
— Лаймана 305
— Роуланда 304, 305

Закон Бугера — Ламберта — Бэра 337
— взаимозаместимости 332—335
— —, нарушения 332—335

Излучательная способность — см. Коэффициент излучения
Изоопаки 332—335
Интерферометр Фабри— Перо 11, 16, 419 и д.
— — —, аппаратная функция 424, 426—429
— — —, — —, спектральная ширина 441—444
— — —, геометрический фактор 457
— — —, дисперсия 437
— — —, — линейная 437, 438
— — —, —, область 438, 439
— — —, — угловая 436, 437
— — —, разрешающая способность 439—441, 450
— — —, светосила по потоку 454—456.
— — —, функция пропускания 431
Источники импульсные 356
— эталонные 352—357

Калориметр 377
Коэффициент излучения 353, 467
— отражения 398
— — решеток 249—251
— поглощения 399
— преобразования 405
— пропускания 52, 55, 173, 182, 398, 405—406
— резкости 424
Кривая почернения 321 и д.
Круг Роуланда 283

Линия спектральная 41 и д.
— — квазимонохроматическая 53
— — контур 87
— —, —, измерение 364—367
— —, — истинный 87—101
— —, — —, ширина 92
— —, — наблюдаемый 90—101
— —, — —, ширина 94
— —, кривизна 164—166
— —, освещенность 56—63, 315
— —, — относительная 339—343
— —, — средняя 59
— —, ширина 41, 53
— —, — спектральная 55
— —, яркость 56, 58, 335
— —, — относительная 335, 343—348, 388—390
— —, — — ,измерение 388—390
— —, — — интегральная 390—392

Марки почернения 321, 337
Микрофотометр 357—360
Минимум отклонения 139 и д.
Монохроматор 71, 77, 125
—, аберрации 126
— дифракционный 266
— — двойной 130, 271
— — с голографической решеткой 303
— — — вогнутой решеткой 000
— — — нулевой дисперсией 271
— — — эшелеттом 273
— — со сложением дисперсии 271, 272
— призменный 198
— —, конструкции 198—201
—, угловая дисперсия 133, 135

Объектив 118
—, аберрации 118—123
— камеры 119
— коллиматора 118, 119

Оптическая плотность 399
— — почернения 315—335
— — —, область нормальная 322
— — —, порог 322
Освещенность 31, 315
— монохроматических линий 58—63
— непрерывного спектра 63—68
— относительная 334—348
Ослабитель ступенчатый 320
— —, коэффициент пропускания 338, 339
Отрезки астигматические 284—288

Показатель ослабления 400
— поглощения 397
— — интегральный 400
Поле дифракции 208
Поток излучения 51, 71—86, 106, 128, 173, 267, 397, 454
Приборы спектральные 8 и д.
— —, аберрации 41
— —, аппаратные функции 95, 104
— —, аппаратурные искажения 89, 101
— — дифракционные 201—306
— — —, информационная способность 274
— — —, искривление линий 251—253
— — —, разрешающая способность 258
— — —, с решеткой вогнутой 296—304
— — —, — — плоской 251, 257—274
— — —, — — — —, схемы 257—274
— — —, фотометрические характеристики 254—257
— — идеальные 40, 41
— —, линейная дисперсия 27
— — призменные 136 и д.
— — —, астигматизм 151—156
— — —, информационная способность 274
— — —, искривление линий 146—151, 182, 183
— — —, коэффициент пропускания 173
— — —, потери света 173—185
— — —, разрешающая способность 40—50, 105
Приемники излучения 000
— —, инерционность 311
— —, коэффициент преобразования 310, 405

Приемники излучения, область спектральной чувствительности 314
— — пироэлектрические 314
— —, порог чувствительности 308
— —, постоянная времени 311
— — тепловые 314, 369, 370
— —, — идеальные 370, 371
— —, фотоэлектрические 314, 378—388
— —, —, «красная» граница 314
— —, —, основные типы 379—388
Призма 16 и д.
—, астигматизм 151—156
—, главная плоскость 19, 136
—, дисперсия 156—158
—, — угловая 157
—, коэффициент пропускания 182
—, потери света 178
—, разрешающая способность 167—173, 184, 185
—, увеличение 20, 139—149
—, — угловое 20, 139—145
—, — меридиональное 139—149
—, — — сагиттальное 148
Призмы 136
— дисперсионные 188
— —, основные типы 188—193
—, система 139—145
—, —, главная плоскость 136
—, —, дисперсия 156—158
—, —, — угловая 158—164
—, —, законы преломления 136—139
—, —, разрешающая способность 167—173
—, —, увеличение угловое 139—145
—, —, — — меридиональное 133—149
—, —, — — сагиттальное 148
Пятно рассеяния 41, 59

Разность астигматическая 152, 268
Разрешающая способность 9, 79, 80, 184
— —, влияние поглощения 184
— — практическая 48
— — теоретическая 29, 48, 105
— — фотоэмульсии 105
Разрешение 44
—, критерий 44, 48
—, — Релея 43
Решетка дифракционная 201 и. д.
— — амплитудная 230—233
— — вогнутая 277
— — —, астигматизм 283—290
Решетка дифракционная вогнутая, астигматизм, компенсация 290—296
— — — асферическая 292, 293
— — — голографическая 202, 295, 305
— — — с переменным шагом 293, 294
— — —, теория 278—283
— — плоская 202
— — —, аппаратная функция 215, 216
— — —, — —, ширина 222—225
— — —, — —, — угловая 225
— — —, дисперсия 218—220
— — —, —, область 225—230
— — —, искривление линий 251—253
— — —, коэффициент отражения 249—251
— — —, разрешающая способность 220—225
— — —, — — по Релею 223
— — —, спектроскопические характеристики 216—218
— — —, теория 202—216
— — —, угловое увеличение 255
— — —, фотометрические характеристики 254—257

Светосила 9 и д.
— по освещенности 52—71
— — —, влияние аберраций 58—63
— — —, — дифракции 58—63
— — потоку 52, 71—86
Светофильтр 129
Спектр излучения 9 и д.
— —, регистрация фотографическая 11, 58
— —, — —, аппаратурные искажения 103—106
— —, — фотоэлектрическая 11, 71, 76, 114—118, 313
— —, — —, аппаратурные искажения 106—110
— —, «чистота» 68—71
— поглощения 396—418
— —, регистрация фотоэлектрическая 397
Спектрограф дифракционный 260—263
— — с вогнутой решеткой 296—304
— — со скрещенной дисперсией 263—266
— призменный 118, 125 и д.
— —, схемы нормального падения 298—300
— —, — скользящего падения 300, 301

Спектрометр 89
—, аппаратурные искажения 89—101
— двухлучевой 406—414

Температура истинная 353
— цветовая 353
— яркостная 353
Термоэлементы 372—374
Техника фотометрирования 357—364
— —, исключение фона 367
Точка инерции 322

Увеличение геометрическое 22
— угловое 20 и д.
Угол Брюстера 175, 180
Уравнение Лагранжа — Гельмгольца 23, 26, 56
— свертки 89—101
— —, общее решение 97

Фокусирующая оптика 119
Фотометрия гетерохромная 348—352
— гомохромная 336—343
— фотографическая 315, 335
Фотоэмульсия 315 и д.
—, вуаль 322
—, закон взаимозаместимости 332—335
—, образование скрытого изображения 317
—, основные свойства 317
—, плотность почернения 315—335
—, проявление 317—319
—, светочувствительность 327
—, сенсибилизация 329—332
—, спектральная чувствительность 328—332
—, фактор контрастности 322
—, широта 324

Характеристическая кривая — см. Кривая почернения

Число волновое 28

Щель 16, 261
—, изображение 17
— , —, кривизна 76, 146—151, 164—166, 251—253
—, —, ширина 25
—, ширина нормальная 29
—, — — обобщенная 61
—, — спектральная 55

Экспозиция 320
Элемент диспергирующий 16 и д.
Эшелле 246
—, параметры 248, 249
—, угол блеска 246
Эшелетт 239, 240, 464—467
—, коэффициент отражения 242
—, область дисперсии 243—246
—, — рабочая 241—246
—, — энергетической эффективности 243
—, параметры 243
—, поляризующее действие 250, 251
—, условие блеска 241—246

Юстировка 124

Яркость 9
— интегральная 53, 64, 89
— источника 9
— спектральная 51, 53
— — средняя

Валентин Иванович Малышев

ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ СПЕКТРОСКОПИЮ

М., 1979 г., 480 стр. с илл.

Редактор *Н. А. Райская*
Технический редактор *В. А. Кондакова*
Корректоры *Т. С. Плетнева, Л. С. Сомова*

ИБ № 2172.

Сдано в набор 03.01.79. Подписано к печати 15.06.79.
Т-09892. Бумага 60×90 1/16, тип. № 2.
Обыкновенная гарнитура. Высокая печать.
Условн. печ. л. 30+0,25 форзац. Уч.-изд. л. 29,72+0,38 форзац.
Тираж 13500 экз.
Заказ № 072 Цена книги 1 р. 30 к.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Трудового Красного Знамени
Московская типография № 7
«Искра революции» Союзполиграфпрома
Государственного Комитета СССР
по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли.
103001, Москва, Трехпрудный пер., 9.

Издательство «НАУКА»

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Имеется в продаже:

Экспериментальная радиооптика/Под ред. В. А. Зверева и Н. С. Степанова — 13 л.— 1 р. 10 к.

В рамках единого радиооптического подхода обсуждаются методы когерентной и некогерентной оптики, радиовидения и акустики, приведены описания соответствующих установок и приборов. К разделу когерентной оптики относятся: исследование спектра излучения лазера, голография и мультиплицирование изображений, оптические методы обработки информации, изучение статистических характеристик (шумов) носителей информации, а также исследование статистики выбросов интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере. С помощью некогерентной и частично когерентного света решаются задачи пространственной фильтрации и корреляционного анализа изображений, осуществления интегральных преобразований Фурье и Френеля. Описания большинства установок снабжены схемами, практическими рекомендациями и т. д., достаточными для использования их в лабораторных практикумах.

Приобретайте книгу в магазинах Книготорга и Академкниги.