

К.Н. Мухин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

в двух книгах

Рекомендовано Комитетом по высшей школе
Министерства науки, высшей школы
и технической политики Российской Федерации

5-е издание, переработанное
и дополненное

книга 1

физика атомного ядра

часть I

**СВОЙСТВА НУКЛОНОВ, ЯДЕР
И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ**



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1993

ББК 22.38

М92

УДК 539.14.01(075.8)

Рецензенты: чл.-кор. РАН И. И. Гуревич,
доктор физ.-мат. наук П. А. Крупчицкий

Мухин К. Н.

М92 Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. I. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений.—5-е изд., перераб. и доп.—М.: Энергоатомиздат, 1993.—376 с.

ISBN 5-283-04080-1

Пятое издание учебника выпускается в двух книгах. Первая книга состоит из двух частей. В первой части рассмотрены свойства стабильных ядер, ядерные модели, α - и β -распады, γ -излучение, прохождение частиц и излучения через вещество. В 1977 г. за 3-е издание автору присуждена Государственная премия СССР. Пятое издание (4-е вышло в 1983 г.) переработано и дополнено новым, современным материалом.

Для студентов физических специальностей инженерно-физических, физико-технических институтов, университетов.

М $\frac{1604080000-043}{051(01)-93}$ 16-91

ББК 22.38

ISBN 5-283-04080-1 (Кн. 1. Ч. I)

ISBN 5-283-04075-5 (Кн. 1)

ISBN 5-283-03964-1

© Энергоатомиздат, 1983

© Автор, 1993, с изменениями

ОГЛАВЛЕНИЕ ПЕРВОЙ КНИГИ

Предисловие	10
Введение	14
Часть первая. СВОЙСТВА НУКЛОНОВ, ЯДЕР И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ	
Глава I. Свойства стабильных ядер, нуклонов и ядерных сил	28
§ 1. Массовое число A и электрический заряд Z атомного ядра	28
§ 2. Масса ядра и нуклонов	30
1. Масса и энергия. Единицы массы и энергии	30
2. Методы измерения массы ядер	34
3. Масса нейтрона	37
§ 3. Энергия связи ядра относительно всех нуклонов. Устойчивость ядер	39
1. Удельная энергия связи нуклона в ядре ϵ . Энергетическая поверхность	40
2. β -Стабильные ядра и свойства ядерных сил	42
3. Другие виды энергии связи ядра. Энергия отделения нуклона	49
4. Нуклоностабильные ядра и свойства ядерных сил	51
§ 4. Радиус ядра	60
1. Изучение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах	60
2. Измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах	62
3. Сравнение результатов	62
§ 5. Спин и магнитный момент нуклонов и ядра	64
1. История вопроса	64
2. Исследование сверхтонкой структуры	66
3. Методы определения спина и магнитного момента ядра, основанные на использовании внешних полей	69
а. Краткий обзор применяемых методов	69
б. Метод магнитного резонанса Раби	71
в. ЯМР и другие методы радиоспектроскопии	74
г. Определение магнитного момента нейтрона	76
а. Опыт Альвареса и Блоха	76
б. Двупетлевой метод Рамзея	80
5. Результаты измерений спинов и магнитных моментов. Однонуклонная модель Шмидта	84
§ 6. Пространственная (P) четность. Закон сохранения P -четности	91
§ 7. Дипольный и квадрупольный электрические моменты	99
1. Дипольный электрический момент ядра	99
2. Дипольный электрический момент нейтрона	101
3. Квадрупольный электрический момент ядра	103
§ 8. Изотопический спин	108
§ 9. Краткое заключение к гл. I	117
Глава II. Модели атомных ядер	119
§ 10. Капельная модель ядра	120
1. Полуэмпирическая формула Вейцзекера для энергии связи и массы ядра	121
2. Область применения капельной модели	125
3. Гипотетические сверхплотные ядра	129
§ 11. Модели независимых частиц	132
1. Недостатки капельной модели	132

2. Ядерный ферми-газ	134
§ 12. Модель ядерных оболочек	136
1. Экспериментальные основания модели ядерных оболочек	136
а. Закономерности в изменении энергии связи	136
б. Распространенность нуклидов	137
в. Закономерности α - и β -распадов	137
2. Схема построения модели ядерных оболочек	138
а. Принципы построения оболочечной модели ядра	139
б. Конкретные схемы моделей ядерных оболочек	141
3. Экспериментальные следствия оболочечной модели ядра и область ее применения	145
4. Недостатки модели оболочек	148
§ 13. Обобщенная модель ядра	149
1. Одночастичные состояния в несферической яме	151
2. Вращательные состояния	153
3. Колебательные уровни	155
4. Колебания всех нуклонов ядра. Гигантские резонансы	156
а. Дипольные резонансы $E1 (1^-)$	157
б. Квадрупольные резонансы $E2 (2^+)$	158
в. Октупольные резонансы $E3 (3^-)$	158
г. Монопольные резонансы $E0 (0^+)$	159
д. Магнитные и гамов-теллеровские резонансы	160
е. Область применения обобщенной модели	161
§ 14. Сверхтекучая модель ядра	161
§ 15. Краткое заключение к гл. II	164

Глава III. Радиоактивные превращения ядер

§ 16. История открытия и основные закономерности	167
1. Период полураспада	168
2. Законы радиоактивного распада	170
§ 17. α -Распад	174
1. Основные экспериментальные результаты по α -распаду	174
2. Энергетическое рассмотрение α -распада. Роль законов сохранения	178
3. Механизм α -распада. Туннельный переход	187
4. Роль центробежного барьера	191
5. Элементы теории α -распада	193
6. α -Переходы, запрещенные по четности	198
§ 18. β -Распад	202
1. Три вида β -распада. Свойства β -радиоактивных ядер	202
2. Характер β -спектра и гипотеза нейтрино	207
3. Первые опыты по доказательству существования нейтрино	210
4. Опыт Коузена и Рейнеса. Лептонный электронный заряд. Антинейтрино	213
5. Опыт Девиса	217
6. Масса электронного нейтрино и антинейтрино	219
7. Понятие о теории β -распада	221
а. История вопроса	221
б. Теория Ферми	222
в. Пять типов взаимодействия. Грубая модель β -распада	225
г. Разрешенные и запрещенные переходы. Правила отбора	228
д. Форма β -спектра. График Кюри	232
е. Константа β -взаимодействия	233

ж. Выбор варианта теории	233
8. Несохранение P -четности и нарушение C -инвариантности в β -распаде. Опыт Ву. CPT -теорема	235
9. Пересмотр теории β -распада	240
10. β -Распад нейтрона. $(V-A)$ -вариант теории слабого взаимодействия	242
а. Время жизни нейтрона. Спектр электронов	242
б. $(F\tau)_{\text{эксп}}$ и $\lambda = g_{GT}/g_F $	245
в. Угловые корреляции	245
г. $(V-A)$ -вариант. Примесь других вариантов	247
д. Сравнение λ_{β} с $\lambda_{\alpha, A}$ и значение g_{GT}	250
11. Правила отбора по изоспину	250
§ 19. γ -Излучение ядер	251
1. Вероятность γ -перехода и правила отбора	253
2. Внутренняя конверсия электронов	257
3. Ядерная изомерия	259
4. Эффект Мёссбауэра	264
а. Два опыта Мёссбауэра	267
б. Физическая природа эффекта Мёссбауэра	269
в. Простейшие формулы	273
г. Подбор веществ с хорошими параметрами	275
д. Применение эффекта Мёссбауэра в ядерной и общей физике	276
5. Эффекты нарушения четности в γ -переходах	281
§ 20. Новые (экзотические) виды радиоактивности	284
1. Протонная радиоактивность	284
а. Протонный распад	284
б. Запздывающие протоны	286
в. Изомерный протонный распад	288
2. Двухпротонная радиоактивность	288
3. Нейтронная радиоактивность	289
а. Запздывающие нейтроны	290
б. Запздывающая двухнейтронная радиоактивность	290
в. Запздывающая трехнейтронная радиоактивность	291
г. Запздывающая тритиевая радиоактивность	292
д. Углеродная радиоактивность	292
е. Неоновая, магниевая и кремниевая радиоактивности. Механизм кластерной радиоактивности	294
§ 21. Краткое заключение к гл. III	296
Глава IV. Взаимодействие частиц и излучения с веществом	299
§ 22. Общая характеристика взаимодействия заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с веществом	299
§ 23. Ионизационное торможение заряженных частиц	302
1. Формула Бора для удельной ионизации. Учет релятивистских эффектов и эффекта плотности	302
2. Зависимость ионизационных потерь от среды	307
3. Связь пробега с энергией	308
4. Монополь Дирака	310
§ 24. Упругое рассеяние частиц	313
1. Импульсная диаграмма рассеяния	314
2. Формула Резерфорда	318
3. Понятие о формулах Мотта	322
4. δ -Электроны	325
5. Многократное рассеяние	326
§ 25. Тормозное излучение	330
§ 26. Синхротронное излучение	333

§ 27. Излучение Вавилова—Черенкова	335
§ 28. Переходное излучение	343
§ 29. Взаимодействие нейтронов с веществом	347
§ 30. Взаимодействие γ -излучения с веществом	349
1. Фотоэффект	349
2. Рассеяние γ -излучения	352
а. Томсоновское рассеяние	353
б. Эффект Комптона	354
в. Обратное комптоновское рассеяние	357
3. Образование электрон-позитронных пар	358
4. Общий характер взаимодействия γ -излучения с веществом	361
§ 31. Краткое заключение к гл. IV	362
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	366
Алфавитно-предметный указатель	368
Часть вторая. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
Глава V. Общие закономерности ядерных реакций	3
§ 32. Классификация ядерных реакций	3
§ 33. Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (барионного заряда)	5
§ 34. Законы сохранения энергии и импульса	6
1. Энергия реакции	6
2. Энергетическая схема ядерной реакции. Порог эндонергетической реакции	7
3. Импульсная диаграмма для ядерной реакции	12
§ 35. Закон сохранения момента количества движения	13
1. Общие замечания	13
2. Роль орбитального момента	16
§ 36. Закон сохранения четности	18
§ 37. Закон сохранения изотопического спина	20
§ 38. Краткое заключение к гл. V	21
Глава VI. Взаимодействие нейтронов с ядрами	22
§ 39. Свойства нейтронов и способы их получения	23
§ 40. Виды взаимодействия нейтронов с ядрами	25
1. Радиационный захват нейтронов	25
2. Реакции с образованием протонов	26
3. Реакции с образованием α -частиц	26
4. Реакции деления	27
5. Реакции с образованием двух и большего числа нуклонов	27
6. Неупругое рассеяние нейтронов	28
7. Упругое рассеяние нейтронов	28
§ 41. Опыты Ферми по изучению взаимодействия нейтронов с веществом	29
1. Замедление нейтронов	30
2. Тепловые нейтроны	38
3. Резонансные нейтроны	40
4. Элементы теории замедления	44
5. Диффузия тепловых нейтронов	50
§ 42. Боровская теория ядерных реакций	54
1. Промежуточное ядро	54
2. Уровни промежуточного ядра	56
3. Дисперсионный характер распределения энергии промежуточного ядра	60
4. Сечение ядерной реакции	61
а. Сечение образования промежуточного ядра	61

	6. Принцип детального равновесия	64
	в. Формулы Брейта — Вигнера	66
§ 43.	Нейтронная спектроскопия	68
	1. Метод механического монохроматора	69
	2. Метод механического селектора	74
	3. Метод мигающего ускорителя	77
	4. Дифракция медленных нейтронов от кристалла, или метод кристаллического монохроматора	79
	5. Результаты измерений	81
§ 44.	Рассеяние быстрых нейтронов	85
§ 45.	Понятие об оптической модели ядерных взаимодействий	91
§ 46.	Ультрахолодные нейтроны	92
	1. Показатель преломления	95
	2. Получение и свойства ультрахолодных нейтронов	98
	3. Применение ультрахолодных нейтронов	101
§ 47.	<i>P</i> -нечетный эффект в нейтронных резонансах	104
§ 48.	Краткое заключение к гл. VI	107
Глава VII. Деление ядер		110
§ 49.	История открытия и основные свойства деления	110
§ 50.	Первые опыты по изучению деления	113
	1. Измерение кинетической энергии осколков деления	113
	2. Наблюдение следов осколков	115
	3. Регистрация β -радиоактивности осколков	115
	4. Обнаружение нейтронов деления	116
§ 51.	Элементарная теория деления	117
	1. Энергия деления	117
	2. Механизм деления	119
§ 52.	Возможность использования энергии деления	125
	1. Среднее число ν вторичных нейтронов, испускаемых на один акт деления	128
	2. Запаздывающие нейтроны деления	131
	3. Сечение деления и практическое осуществление цепного ядерного процесса	133
	4. Ядерный реактор в природе	140
§ 53.	Дополнительные вопросы физики деления	142
	1. Свойства осколков деления	142
	2. Механизм образования и время испускания нейтронов деления	146
	3. Спектр нейтронов деления	149
	4. Мгновенные γ -кванты деления	151
	5. Деление быстрыми частицами и его особенности. Асимметрия деления	152
	6. Спонтанное деление. Изомеры формы	155
	7. Запаздывающее деление	163
	8. Уточненные данные о значении ν	166
	9. Зависимость ν от массы и кинетической энергии осколка	168
	10. Нарушение четности при делении. Асимметрия вылета осколков	170
	11. Распределение энергии деления	173
§ 54.	Основные направления современной атомной энергетики	173
§ 55.	Краткое заключение к гл. VII	182
Глава VIII. Реакции образования трансураниевых элементов		184
§ 56.	Первые трансураниевые элементы	184
	1. Нептуний	184

	2. Методика исследований	186
	3. Плутоний, его свойства и применение	187
§ 57.	Трансурановые элементы с $Z > 94$	189
§ 58.	Общие замечания о трансурановых элементах	193
§ 59.	Краткое заключение к гл. VIII	199
Глава IX.	Ядерные реакции под действием легких заряженных частиц	200
§ 60.	Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом	201
	1. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами	201
	2. Роль центробежного барьера	203
	3. Ионизационное торможение заряженных частиц. Выход ядерной реакции	205
§ 61.	Реакции под действием α -частиц	207
	1. Реакции типа (α, p)	208
	2. Реакции типа (α, n)	211
§ 62.	Реакции под действием протонов	213
	1. Типы реакций под действием протонов	213
	2. Реакции протонов с литием	215
	3. Реакция $^{12}_6\text{C} (p, n) ^{12}_7\text{N}$ и доказательство образования промежуточного ядра	219
	4. Образование и распад промежуточного ядра $^{64}_{30}\text{Zn}$ в реакциях $p + ^{63}_{29}\text{Cu}$ и $\alpha + ^{60}_{28}\text{Ni}$	220
§ 63.	Краткое заключение к гл. IX	222
Глава X.	Реакции прямого взаимодействия	224
§ 64.	Общая характеристика процессов прямого взаимодействия ..	224
§ 65.	Процесс неполного проникновения дейтрона в ядро	227
§ 66.	Дейтронные реакции срыва при $T_d \gg B_k$	230
§ 67.	Дейтронные реакции срыва при $T_d \geq B_k$. Расчет Батлера	232
§ 68.	Реакции многонуклонной передачи. Кластеры	238
§ 69.	Краткое заключение к гл. X	241
Глава XI.	Ядерные реакции под действием тяжелых ионов	242
§ 70.	Методика работы с тяжелыми ионами и обзор реакций ..	244
	1. Метод $T, \Delta T$. Варианты применения	244
	2. Другие методы идентификации ядер и определения их времени жизни	245
	3. Обзор реакций, идущих под действием тяжелых ионов ..	247
§ 71.	Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_n < B_k$	250
	1. Вращательные спектры при высоких моментах	250
	2. Квазиатомы с двойными ядрами	252
	3. Дармштадтский эффект	253
§ 72.	Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_n \geq B_k$	254
	1. Упругое рассеяние ионов	254
	2. Реакции передачи	255
	3. Реакции полного слияния	256
§ 73.	Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях	257
	1. Задачи физики релятивистских ионов	257
	2. Первые результаты. Кумулятивный эффект	259
	3. Аномальные ядра	260
§ 74.	Краткое заключение к гл. XI	262
Глава XII.	Ядерные реакции под действием γ-квантов	263
§ 75.	Фотоядерные реакции при низких энергиях	263
	1. Ядерный фотоэффект	263
	2. Прямое вырывание протонов γ -квантами	265

3. Гигантский дипольный электрический резонанс	266
§ 76. Фотоядерные реакции при промежуточных и высоких энергиях	270
1. Методы получения монохроматических γ -квантов	270
а. Реальные и виртуальные фотоны	270
б. Меченые тормозные γ -кванты	271
в. Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов	273
2. Обзор изучаемых реакций	274
§ 77. Краткое заключение к гл. XII	277
Глава XIII. Термоядерные реакции	278
§ 78. Самоподдерживающийся и инициируемый синтез легких ядер	278
1. Принципиальная схема термоядерной реакции	278
2. Термоядерная реакция на Солнце	281
3. Реакция синтеза в водородной бомбе	284
§ 79. Проблема управляемого термоядерного синтеза	285
1. Принцип магнитного удержания плазмы	286
2. Инерционный термоядерный синтез	290
3. Другие принципиально возможные пути	291
§ 80. Краткое заключение к гл. XIII	293
Приложения	295
I. Основные формулы	295
II. Основные константы и единицы	297
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	300
Список литературы	302
Алфавитно-предметный указатель	303

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий учебник является переработанным изложением курсов лекций по экспериментальной ядерной физике, прочитанных автором в 1954—1988 гг. на разных факультетах Московского инженерно-физического института.

Первое и второе издания учебника вышли соответственно в 1963 и 1965 гг. под названием «Введение в ядерную физику», третье и четвертое—в 1974 и 1983 гг. под названием «Экспериментальная ядерная физика» (в двух томах). Настоящее, пятое издание выпускается под тем же названием и тоже в двух книгах, но с единой нумерацией всех частей и глав.

Первая книга состоит из двух частей, сброшюрованных отдельно и посвященных собственно ядерной физике. В первой части рассмотрены свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений, во второй—ядерные взаимодействия. По ходу изложения материала в первой части вводятся некоторые необходимые представления и понятия, на которые опирается весь курс: элементы релятивистской и квантовой механики, симметрия законов природы, законы сохранения и область их применения, методика эксперимента и др. Большое внимание уделено закону сохранения четности (экспериментальное доказательство нарушения в слабом взаимодействии и проявления этого нарушения в сильном и электромагнитном взаимодействиях).

Вторая книга содержит третью и четвертую части, посвященные описанию основных свойств элементарных частиц и взаимодействий, в которых они участвуют. В этих частях учебника много внимания уделяется введению понятий о новых видах симметрии в поведении частиц и соответствующих им законов сохранения, а также специфической методике изучения мира элементарных частиц (диаграммы Фейнмана, детекторы, ускорители, методы выделения резонансов и др.).

За время, прошедшее с момента выхода в свет предыдущего издания, появилось много нового материала, а также возникла необходимость в пересмотре и сокращении старого. Поэтому учебник существенно переработан. В частности, в первую

часть добавлен материал, посвященный проблеме существования дипольного электрического момента у нейтрона, новым видам радиоактивности (протонный распад, двухпротонная радиоактивность, углеродная и неоновая радиоактивности и др.). Во вторую часть включен материал о нарушении P -четности в нейтронных резонансах, о методах получения монохроматических γ -квантов высокой энергии, фотоядерных реакциях при промежуточных и высоких энергиях и др. В третью часть добавлены новые данные о pp - и $pp\bar{p}$ -взаимодействиях, в ней дано более подробное описание свойств антинуклонов и антиядер, конструкций новых ускорителей и др. В четвертой части рассмотрены вопросы современной нейтринной физики (нейтринные осцилляции, двойной β -распад, масса нейтрино, прямые нейтрино и др.). Здесь же описано открытие квантов слабого взаимодействия — промежуточных W^{\pm} - и Z^0 -бозонов.

Четвертая часть учебника подверглась особенно серьезной переработке (начало которой было положено в предыдущем издании). Это связано с тем, что вследствие открытий последних лет, по существу, изменились основные взгляды на природу элементарных частиц и взаимодействий. Введено новое представление об истинно элементарных частицах. Построена теория электрослабых взаимодействий, объединившая слабые и электромагнитные взаимодействия, успешно развивается квантовая хромодинамика, которая уже хорошо описывает многие особенности сильных взаимодействий между кварками. Намечены основные черты «Великого объединения» всех этих трех взаимодействий. Перечисленные теоретические достижения опираются на серию замечательных успехов экспериментаторов, которые в свою очередь стали возможны в результате создания новых, уникальных ускорителей и накопительных колец. Обо всем этом делается попытка рассказать в четвертой части учебника.

Наконец, необходимо упомянуть о следующем. Чтобы не выйти за пределы прежнего объема, для введения нового материала пришлось пожертвовать значительной частью старого (не всегда устаревшего) текста. В частности, сокращен материал, посвященный некоторым методам определения масс, спинов и магнитных моментов, получению и свойствам трансурановых элементов, развитию атомной энергетики, систематике резонансов и др.

Несмотря на серьезную переработку учебника, автор старался и в этом издании придерживаться тех принципов, на которых базировались предыдущие издания и которые, по-видимому, оправдали себя:

1. Излагать материал, исходя из симметрии законов природы и вытекающих из нее законов сохранения.

2. Приводить идеи и принципиальные схемы первых приборов, при помощи которых были сделаны те или иные открытия.

3. Излагать современное состояние каждого вопроса.

4. Параллельно с изложением экспериментального материала давать элементарную теоретическую интерпретацию, которая, конечно, не может заменить серьезных теоретических публикаций по ядерной физике, но, возможно, будет способствовать лучшему пониманию рассматриваемых вопросов, особенно при использовании учебника для самообразования.

5. При выводе формул уделять главное внимание отображению физической сущности рассматриваемого явления и быстроте получения результата, а не строгости рассмотрения. Все формулы по возможности доводить до числового значения.

6. Резюмировать содержание каждой главы краткими выводами.

Несколько слов о литературных ссылках. Естественно, что в учебнике их невозможно сделать сколько-нибудь систематическими. Поэтому автор зачастую ограничивался указанием фамилий физиков, получивших данный результат впервые, и года его получения. Исключение сделано для современного материала. В этом случае ссылки даны в подстрочных примечаниях и главным образом на материалы обзорного характера.

Автор понимает, что желание освежить книгу современным материалом чревато опасностью включения в нее описания работ, которые могут не выдержать испытания временем. Свои собственные сомнения или точку зрения научной общественности относительно таких работ автор всегда подчеркивает в тексте книги. Однако он считает, что и с этими работами надо знакомить начинающих физиков, потому что, во-первых, сомнения автора и научной общественности могут оказаться несправедливыми, а, во-вторых, даже ошибочные результаты, если они физичны, часто способствуют продвижению науки вперед. В истории ядерной физики таких полезных «ошибок» было очень много [предположение о существовании в ядре электронов, атом Бора, гипотеза о сохранении пространственной четности во всех взаимодействиях, предположение об идентичности нейтрино из β -распада и $(\pi - \mu)$ -распада и др.]. Читатель помнит, сколько пользы принесли эти «ошибки».

Кроме подстрочных ссылок в конце книги приведен список литературы более общего характера.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. П. Александрову, по рекомендации которого в 1963 г. было опубликовано первое, центральное издание этой книги, В. Г. Кириллову-Угрюмову за весьма полезную и благожелательную критику третьего издания, С. Т. Беляеву, Д. П. Гречухину и Б. А. Никольскому за ценные замечания по новому материалу четвертого издания, П. А. Крупчицкому за важные советы и замечания, сделанные им при рецензировании рукописи для пятого издания книги. Автор особенно благодарен И. И. Гуревичу, многочисленными рекомендациями которого он пользовался при подготовке всех изданий книги (включая переводные). Любые новые замечания и советы читателей и рецензентов будут приняты с искренней признательностью.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная физика — наука о строении, свойствах и превращениях атомного ядра — сравнительно молодая наука. Еще в конце XIX в. ничего не было известно об атомном ядре: атом считался мельчайшей неделимой частичкой вещества. Открытие в 1895 г. катодных и рентгеновских лучей и в 1896 г. естественной радиоактивности показало, что в устройстве атомов всех элементов есть что-то общее. Все они, например, содержат и при известных условиях могут испускать электроны e , а самые тяжелые из них обладают свойствами α -, β - и γ -радиоактивности.

В 1904 г. английский физик Томсон предложил первую модель атома, согласно которой атом представляет собой положительно заряженный шар размером 10^{-8} см со взвешенными внутри него электронами. Эта модель казалась более или менее удовлетворительной до тех пор, пока в 1909 г. она не вступила в противоречие с результатами опытов по изучению рассеяния α -частиц на тонких металлических фольгах. В этих опытах было обнаружено, что наряду с рассеянием на малые углы, которое соответствует расчетам кулоновского взаимодействия α -частиц с атомом типа атома Томсона, в некоторых случаях α -частицы испытывают рассеяние на очень большие углы (больше 90°). Для объяснения такого рассеяния модель Томсона абсолютно непригодна.

В 1911 г. Резерфорд предложил новую модель атома, согласно которой атом представляет собой центральное положительно заряженное ядро очень малых размеров (примерно 10^{-12} см) с распределенными вокруг него на относительно больших расстояниях (порядка 10^{-8} см) электронами. Так как масса электронов очень мала, то вся масса атома практически сосредоточена в ядре.

Ядерная модель атома прекрасно объясняет результаты опытов по изучению рассеяния α -частиц и является крупным шагом вперед на пути к познанию строения материи. Год создания ядерной модели атома можно считать годом рождения ядерной физики. Однако ядерная модель имеет весьма существенный недостаток. Дело в том, что всякая модель, претендующая на сколько-нибудь правильное отображение устройства атома — устойчивой долгоживущей системы, должна обладать свойством стабильности. Так, устойчивость модели Томсона обеспечивалась равновесием сил взаимного отталкивания электронов и притяжения их положительно заряженным шаром. Ядерная модель атома по своему устройству

напоминает Солнечную систему. Как известно, устойчивость Солнечной системы обеспечивается равновесием гравитационных и центробежных сил. Казалось бы, аналогичным образом должно обстоять дело и в ядерной модели атома, если предположить, что электроны вращаются вокруг ядра на таких расстояниях и с такими скоростями, что центробежные силы уравновешивают кулоновское притяжение ядра и не дают электронам упасть на него. Однако это заключение неверно, так как в соответствии с законами электродинамики всякий ускоренно движущийся заряд, в том числе и электрон, равномерно движущийся вокруг ядра по окружности, должен растрчивать свою энергию на излучение. В результате энергия системы будет уменьшаться, а электроны постепенно приближаться к ядру, пока не упадут на него. При этом частота обращения электронов вокруг ядра будет изменяться, а следовательно, должна изменяться и частота испускаемого атомом излучения. Легко видеть, что ядерная модель атома в таком виде противоречит двум очень существенным экспериментальным результатам: устойчивости атомов и дискретному характеру атомных спектров.

Для устранения противоречия датский ученый Н. Бор в 1913 г. предложил новую — квантовую теорию атомных процессов. Бор постулировал существование в атоме стационарных электронных орбит с определенным моментом количества движения, кратным постоянной Планка ($\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг · с = $1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж · с):

$$m_e v r = n \hbar,$$

где m_e — масса электрона; v — скорость электрона; r — радиус орбиты; n — целое число.

Каждая орбита расположена на вполне определенном расстоянии ($r_n = n^2 \hbar^2 / Z m_e e^2$) от ядра (Z — заряд ядра) и характеризует строго определенное энергетическое состояние атома: $E_n = -(Z^2 e^4 m_e / 2 \hbar^2) (1/n^2)$. Орбита с самым малым радиусом соответствует наименьшему значению энергии и называется *K*-орбитой, за ней следуют *L*-орбита, *M*-орбита и т. д. При движении электронов по этим орбитам атом находится в устойчивом состоянии. Испускание и поглощение атомом излучения происходят только при переходе электрона с одной орбиты на другую, причем частота излучения ν однозначно связана с разностью энергий участвующих в переходе состояний:

$$\Delta E = h \nu,$$

где $h = 2\pi \hbar$.

Простые вычисления на основе этих предположений позволили Бору теоретически получить спектральные закономерности и постоянную Ридберга.

Впоследствии теорию усовершенствовали: было учтено движение ядра вокруг общего центра масс, круговые орбиты были заменены эллиптическими с определенными положениями их плоскости. Все это привело к лучшему пониманию оптических спектров и, в частности, позволило объяснить простой (нормальный) эффект Зеемана.

Высказав свои знаменитые постулаты, Н. Бор сделал чрезвычайно смелый шаг. Он отказался от привычных классических представлений, и это привело к правильному описанию внутриатомных процессов. Однако в самой основе теории Бора оставалась трудность. Было неясно, почему при описании атома можно и нужно отказываться от классических представлений.

Эта трудность была преодолена только в 1926 г., после того как Гейзенберг и Шредингер предложили совершенно новый подход к описанию микромира, получивший название квантовой механики. Согласно квантовой механике при рассмотрении движения электронов и других микрочастиц нельзя говорить об их траектории, так как нельзя одновременно точно знать положение и скорость частицы.

Вместо старой модели атома была предложена новая, в которой положение электрона в атоме в данный момент времени определяется не точно, а с некоторой вероятностью. Эта вероятность задается волновой функцией, являющейся решением волнового уравнения. Квантовая механика не только подтвердила все результаты теории Бора, но и объяснила, почему атом не излучает в стационарном состоянии, а также позволила подсчитать интенсивности спектральных линий. Кроме того, квантовая механика дала объяснение совершенно непонятному с точки зрения классической физики явлению дифракции электронов.

В дальнейшем с помощью квантовой механики стали описывать также и ядерные процессы. Например, в 1928 г. Гамовым и др. была построена квантовомеханическая теория α -распада.

В 1919 г. было сделано два крупных открытия. Астон построил масс-спектрограф, с помощью которого впервые были точно измерены массы атомов и открыты изотопы. Резерфорд, продолжая опыты с α -частицами, открыл расщепление атомного ядра азота, сопровождающееся вылетом из него положительно заряженной частицы с зарядом $+e$ и массой, равной массе ядра атома легкого изотопа водорода (которая равна $1836,1 m_e$). Опыт был повторен на других веществах, и почти во всех случаях оказалось, что при бомбардировке быстрыми α -частицами ядра этих веществ

испускают ядра водорода. Тем самым было доказано, что в составе ядер содержатся простейшие водородные ядра, которые стали называть протонами p .

Открытие протона позволило построить сравнительно удобную модель ядра, состоящего из протонов и электронов. Согласно этой модели в атомном ядре содержится A протонов и $A - Z$ электронов, а вокруг ядра на расстоянии примерно 10^{-8} см вращаются Z электронов. В этой модели получил естественное объяснение факт пропорциональности масс атомов элементов массовому числу A и зарядов ядер порядковому номеру Z . Однако предположение о существовании в ядре электронов наталкивалось на непреодолимые теоретические трудности: не удавалось привести в соответствие свойства ядер со свойствами частиц, из которых согласно данной модели состоят ядра.

Известно, что кроме массы и заряда элементарные частицы характеризуются также и другими свойствами, в частности собственным моментом количества движения (спином), который измеряется в единицах \hbar , и магнитным моментом.

Существование собственного механического и магнитного моментов у элементарной частицы, например у электрона, позволяет представить его условно в виде заряженного волчка, вращающегося вокруг собственной оси. При этом в отличие от классического волчка, который может иметь любое значение механического момента, спин электрона имеет только одно значение, равное $\hbar/2$. Соответственно магнитный момент электрона также имеет только одно значение $M_B = e\hbar/2m_e c = 9,27 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс $= 9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл, которое получило название магнетона Бора. Знак магнитного момента электрона отрицателен, т. е. его направление противоположно направлению спина.

Понятие спина электрона было введено в 1925 г. для объяснения тонкой структуры атомного излучения. В дальнейшем для объяснения сверхтонкой структуры оптических спектров было высказано предположение о существовании спина и магнитного момента у атомных ядер. При этом ввиду чрезвычайной малости сверхтонкого расщепления магнитный момент ядра должен быть примерно в 10^3 раз меньше магнитного момента электрона.

Последующие измерения показали, что простейшее ядро — протон имеет спин $\hbar/2$ и положительный магнитный момент, равный $2,79\mu_B$, где $\mu_B = e\hbar/2m_p c = M_B/1836 = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс $= 5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл, т. е. примерно в $6,5 \cdot 10^2$ раз меньше магнитного момента электрона. Измерения магнитных момен-

тов других атомных ядер показали, что они близки по абсолютному значению к значению магнитного момента протона и сильно отличаются от значения магнитного момента электрона. Это серьезный аргумент против протон-электронной модели ядра. Значения спинов ядер также противоречат этой модели. Например, дейтрон, ядро которого в соответствии с этой моделью должно состоять из двух протонов и одного электрона, может иметь только полуцелое значение спина ($\hbar/2$ или $3\hbar/2$). Опыт же дает для спина дейтрона значение \hbar . По этим и некоторым другим соображениям стало ясно, что в составе атомного ядра не может быть электронов. Однако ядро не может состоять из одних протонов, так как в таком ядре A всегда было бы равно Z . Должны существовать какие-то новые частицы, которые входят в состав ядра наряду с протонами. Эти частицы были вскоре открыты.

Продолжая опыты Резерфорда, Боте и Беккер в 1930 г. обнаружили, что при облучении α -частицами некоторых легких элементов (Be, Li) последние вместо протонов испускают излучение, очень слабо поглощаемое свинцом. В 1932 г. супруги Жолио-Кюри установили, что новое излучение при встрече с легким веществом выбивает из него ядра отдачи. Наиболее естественно было предположить, что это излучение представляет собой γ -кванты высокой энергии. Однако для согласования с результатами опытов по поглощению в свинце и образованию ядер отдачи γ -квантам приходилось приписывать энергию и импульс больше тех, с которыми они могут возникать при облучении легкого ядра α -частицей.

Выход из этого затруднения был найден в 1932 г. Чедвиком, который проанализировал с помощью законов сохранения энергии и импульса опыты по образованию исследуемых излучением ядер отдачи азота и водорода и пришел к выводу, что это излучение представляет собой поток нейтральных частиц с массой, приблизительно равной массе протона. Вновь открытая частица была названа нейтроном n^* . Точное значение массы нейтрона, определенное из энергетического баланса ядерных реакций, идущих с образованием или поглощением нейтронов, равно $m_n = 1838,6m_e$. Таким образом, масса нейтрона больше массы протона на $2,5m_e$ и больше суммы масс протона и электрона на $1,5m_e$. В соответствии с известным

* Существование нейтрона (а также дейтрона) было предсказано Резерфордом, который считал, что наряду с ядром, в составе которого содержится только один протон и нет ни одного электрона (ядро атома водорода — протон), должно существовать ядро, содержащее один протон и один электрон (нейтрон), а также ядро, содержащее два протона и один электрон (дейтрон).

соотношением, связывающим массу и энергию, каждому значению массы M в килограммах соответствует энергия Mc^2 в джоулях, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света. Для неподвижной покоящейся частицы эта энергия минимальна, она называется энергией покоя. Так как энергия покоя нейтрона больше суммы энергий покоя протона и электрона, то энергетически возможен распад нейтрона на протон и электрон. Такой распад был обнаружен в 1950 г. советскими физиками П. Е. Сливаком и А. Н. Сосновским, канадским физиком Робсоном и американским физиком Снеллом.

Таким образом, нейтрон является примером нестабильной элементарной частицы. Современное значение его периода полураспада равно около 10 мин. Измерения спина и магнитного момента показали, что нейтрон, так же как протон и электрон, имеет спин, равный $\hbar/2$, а магнитный момент нейтрона отрицателен и примерно в 10^3 раз меньше магнитного момента электрона ($\mu_n = -1,91 \mu_B$).

Вскоре после открытия нейтрона Е. Н. Гапон и Д. Д. Иваненко и немецкий физик В. Гейзенберг высказали гипотезу о протон-нейтронном строении ядра, которая полностью разрешила трудности протон-электронной модели и в настоящее время является общепринятой.

По этой модели все ядра состоят из двух видов элементарных частиц, называемых нуклонами, — протонов и нейтронов. Различные ядра (а их в настоящее время известно, включая полученные искусственно, около двух тысяч) отличаются числом составляющих их нейтронов и протонов. Для β -стабильных ядер существует вполне определенное соотношение между количествами содержащихся в них протонов и нейтронов.

Так, в легких ядрах (${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^9_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$ и т. п.) содержится равное или примерно равное число протонов Z и нейтронов ($A - Z$). В тяжелых ядрах нейтронов содержится приблизительно в 1,5 раза больше, чем протонов (${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{226}_{88}\text{Ra}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$).

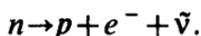
Избыток нейтронов в тяжелых ядрах объясняется кулоновским расталкиванием протонов. Связь Z с A для β -стабильных ядер приблизительно описывается эмпирической формулой

$$Z = \frac{A}{(1,98 + 0,015A^{2/3})}.$$

Ядра, в которых это соотношение нарушено, являются β -радиоактивными, причем ядра, имеющие избыток нейтронов, испускают электрон, а ядра, имеющие избыток протонов, —

позитрон, т. е. электрон с положительным зарядом. Существование позитрона было предсказано Дираком в 1928 г. в результате анализа релятивистского квантовомеханического уравнения для электрона. В 1932 г. Андерсон обнаружил позитрон, изучая космические лучи при помощи камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. В лабораторных условиях позитрон впервые наблюдали И. и Ф. Жолио-Кюри, которые в 1934 г. обнаружили возникновение искусственной позитронной радиоактивности при облучении легких ядер α -частицами. Искусственную электронную радиоактивность вскоре после этого (в том же 1934 г.) обнаружил Ферми при облучении ядер нейтронами.

В 1931 г. Паули теоретически предсказал существование еще одной частицы — нейтрино ν . Это нейтральная частица со спином $\hbar/2$ и массой, много меньшей массы электрона (или равной нулю). Необходимость существования такой частицы вытекает из энергетического рассмотрения процесса β -распада. Она должна испускаться одновременно с электроном (или позитроном), чтобы выполнялись законы сохранения энергии и момента количества движения. По этой же причине распад нейтрона также сопровождается испусканием нейтрино ν (точнее говоря, антинейтрино $\bar{\nu}$), и, следовательно, его можно изобразить схемой



Ввиду особых свойств ($z=0$, $m=0$, $\mu \approx 0$) нейтрино чрезвычайно трудно наблюдать, поэтому очень долго физики располагали лишь косвенными доказательствами существования этой частицы. Прямой опыт по регистрации нейтрино был поставлен только в 1953 г. Рейнесом и Коузном.

Очень своеобразная радиоактивность была открыта в 1938 г. Альварецем. Это так называемый e -захват, сущность которого заключается в том, что атомное ядро захватывает электрон с электронной оболочки (чаще всего с K -оболочки) собственного атома. e -Захват, так же как и β -распад, сопровождается испусканием нейтрино.

Число различных ядер — стабильных и радиоактивных — весьма велико и продолжает расти в результате получения новых изотопов известных элементов и синтеза новых элементов. Так, например, в 1976 г. в СССР был синтезирован элемент с $Z=107$, а затем с $Z=108$, в 1982 г. в ФРГ — с $Z=109$, в 1987 г. в СССР — с $Z=110$, и сейчас ведется работа по синтезу элементов с еще большими Z .

Открытие нейтрона и изучение его взаимодействия с веществом привели к одному из величайших достижений ядерной физики. В 1938 г. Ган и Штрассман обнаружили, что при

облучении урана нейтронами его ядро делится на две примерно равные по массе части (осколки деления). В дальнейшем было показано, что процесс деления сопровождается испусканием вторичных нейтронов и освобождением большого количества энергии. Вторичные нейтроны в принципе можно использовать для повторения процесса деления на новых ядрах урана с испусканием новых нейтронов и т. д., благодаря чему создается возможность получить цепную реакцию, сопровождающуюся выделением огромного количества энергии.

Первый ядерный реактор был запущен в США под руководством Э. Ферми в декабре 1942 г. Через 4 года в СССР аналогичная проблема была независимо решена заново: 25 декабря 1946 г. в Москве под руководством И. В. Курчатова был запущен первый на материке Европы и Азии ядерный реактор.

В настоящее время атомная энергия широко применяется в народном хозяйстве. Задачей ближайших лет является освоение еще более мощных ресурсов энергии, заключенных не в тяжелых, а в легких ядрах водорода, дейтерия, трития и др. В отличие от тяжелых ядер, для которых энергетически выгоден процесс деления, легкие ядра устроены так, что энергетически выгоден процесс их слияния, во время которого выделяется энергия синтеза. Изучение реакций синтеза легких ядер уже привело к вполне определенному результату: доказано, что при некоторых специальных условиях энергию синтеза (так называемую термоядерную энергию) можно высвободить в мгновенном процессе (во время взрыва водородной бомбы).

Гораздо более трудная задача осуществления управляемой реакции синтеза легких ядер пока еще не решена. Однако широкий размах теоретических и экспериментальных исследований этого вопроса и состояние проблемы на сегодняшний день позволяют утверждать, что она будет решена еще в пределах двадцатого столетия или в начале двадцать первого.

Очень важное направление ядерной физики родилось в самом начале 30-х годов. В это время Ван-де-Граф изобрел электростатический генератор, Лоуренс — циклотрон, а Кокрофт и Уолтон — каскадную ускорительную трубку. В 1932 г. Кокрофт и Уолтон впервые наблюдали расщепление ядер лития под действием искусственно ускоренных частиц (протонов). С этого времени в руках физиков появилось мощное средство преобразования атомного ядра. Дальнейшее развитие техники позволило ускорять электроны, дейтроны, α -частицы, а затем и ионы более тяжелых элементов, таких, как азот, кислород, неон, титан, хром и др.

Открытие в 1944 г. советским ученым В. И. Векслером и независимо в 1945 г. американским ученым Мак-Милланом

принципа автофазировки позволило существенно повысить максимальную энергию ускорения. Сначала (за рубежом и в СССР) были построены ускорители протонов на энергии в несколько сот мегаэлектрон-вольт, а затем энергия ускорения была поднята до нескольких гигаэлектрон-вольт. В 1957 г. в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) был запущен ускоритель протонов на энергию 10 ГэВ. В конце 1959 г. в Швейцарии и в середине 1960 г. в США пущены ускорители протонов на 30 ГэВ.

В октябре 1967 г. в СССР под Серпуховом запущен ускоритель протонов на 76 ГэВ. В 1972 г. в США, в Батавии, закончено строительство ускорителя на 200 ГэВ, энергия которого после реконструкции была доведена в 1976 г. до 500 ГэВ*. В 1976 г. аналогичный ускоритель на энергию 450 ГэВ запущен в Швейцарии. Очень сильное развитие получила и техника ускорения других частиц. В 1970 г. дубненский ускоритель протонов был переоборудован для ускорения ионов от дейтрона до неона до энергии 5 ГэВ/нуклон. В 1974 г. в Беркли (США) был создан ускоритель «Бевалак», ускоряющий ионы кислорода до энергии 2 ГэВ/нуклон и ионы железа до энергии 1,8 ГэВ/нуклон. В ряде стран, в том числе в СССР, построены и работают электронные ускорители с энергией 6 ГэВ и более (до 33,4 ГэВ на Станфордском ускорителе SLAC в США).

Построены ускорители, работающие по принципу встречных электрон-электронных и электрон-позитронных пучков. В Институте ядерной физики СО АН СССР работают кольцевые ускорители и накопители ВЭПП-2М и ВЭПП-4 на энергию встречных электрон-позитронных пучков $2 \times 0,7$ и $2 \times 5,5$ ГэВ соответственно. В Станфордском ускорительном центре работают электрон-позитронные накопительные кольца SPEAR на энергию $2 \times 4,2$ ГэВ и PEP на энергию 2×18 ГэВ, инжектором для которых служит линейный ускоритель SLAC. В Гамбургском (ФРГ) ускорительном центре ДЕЗИ работают e^-e^+ -кольца DORIS на энергию $2 \times 5,4$ ГэВ и PETRA на энергию 2×23 ГэВ и сооружается электрон-протонная установка HERA на энергию 800 ГэВ для протонов и 30 ГэВ для электронов. В конце 80-х годов в ЦЕРНе (Швейцария) введен в строй кольцевой электрон-позитронный коллайдер LEP на энергию 2×50 ГэВ, а в Станфорде (США)—на такую же энергию линейный электрон-позитронный коллайдер SLC. На еще более высокую

* В 1983 г. в туннеле этого ускорителя было закончено сооружение и осуществлен запуск нового (сверхпроводящего) ускорителя протонов DOUBLER на энергию 1000 ГэВ.

энергию (2×500 ГэВ) рассчитан линейный электрон-позитронный коллайдер ВЛЭПП, сооружение которого планируется в СССР на 90-е годы.

В 1971 г. в ЦЕРНе запущен первый ускоритель со встречными протонными, а позднее — с протон-антипротонными пучками на энергию 2×31 ГэВ. В 1981 г. там же запущен ускоритель со встречными протон-антипротонными пучками на энергию 2×270 ГэВ, которая позднее была доведена до 2×310 ГэВ. В США (Батавия) на базе DOUBLER сооружен и в настоящее время уже работает Теватрон — ускоритель со встречными протон-антипротонными пучками на энергию 2×1000 ГэВ. В СССР (Серпухов) строится сверхпроводящий ускорительно-накопительный комплекс (УНК) со встречными протон-антипротонными пучками на энергию 2×3 ТэВ.

Вместе с развитием техники ускорения протонов обрабатывались методы их вывода из ускорительной камеры и использования для получения других частиц во вторичных процессах. В настоящее время таким способом получают быстрые нейтроны, антипротоны, антидейтроны, π - и K -мезоны, γ -кванты, мюоны, нейтрино и другие частицы.

Развитие ускорительной техники позволило физикам взяться за решение труднейшей задачи ядерной физики — изучение проблемы ядерных сил. Существование стабильных ядер, состоящих из нейтронов и протонов, говорит о том, что кроме кулоновского расталкивания протонов должны существовать мощные ядерные силы притяжения между любой парой нуклонов.

Сведения о взаимодействии двух нуклонов можно получить, изучая рассеяние одного из них на другом. Такие эксперименты проводились при разных энергиях протонов и нейтронов. Опыты с нейтронами и протонами сравнительно небольших энергий показали, что радиус действия ядерных сил чрезвычайно мал и по порядку равен 10^{-13} см, что ядерные силы зависят от спина частицы и что $(n-p)$ -, $(p-p)$ -, а также $(n-n)$ -силы при рассмотрении их в эквивалентных условиях равны между собой (принцип зарядовой независимости ядерных сил).

Очень существенные свойства ядерных сил получены в результате анализа углового и энергетического распределений $(n-p)$ - и $(p-p)$ -рассеяний при больших кинетических энергиях ($T > 100$ МэВ). В частности, анализ углового распределения рассеянных нейтронов при $(n-p)$ -взаимодействии показал, что наблюдается слишком большое количество протонов, летящих вперед, чтобы его можно было объяснить только при помощи законов сохранения энергии и импульса без дополнительных предположений относительно механизма

взаимодействия. Однако результаты опытов можно понять, если предположить, что в процессе взаимодействия нейтрона и протона они могут обмениваться зарядами. В этом предположении быстрый нейтрон в момент взаимодействия «забирает» у протона заряд и продолжает лететь вперед (испытав сравнительно небольшое отклонение в момент взаимодействия) уже в качестве протона. Это так называемое обменное ядерное взаимодействие, которое происходит наряду с обычным ядерным взаимодействием.

Казалось естественным считать, что механизм обмена зарядами заключается в передаче некоторых частиц — квантов ядерного поля от одного нуклона к другому. Именно такая гипотеза была предложена в 1934 г. для объяснения природы ядерных сил советским физиком И. Е. Таммом. Однако, как показал сам Тамм, известные в то время легкие частицы — электрон и нейтрино — не могли быть квантами поля ядерных сил.

В 1935 г. идея Тамма была развита японским физиком Юкавой, который показал, что для объяснения малого радиуса действия ядерных сил и других их свойств нужно предположить, что при взаимодействии нуклоны обмениваются заряженными или нейтральными частицами с массой $200\text{—}300m_e$. Для того чтобы эти частицы могли выполнять роль ядерных квантов, переносчиков ядерных сил, они должны обладать свойством ядерной активности, т. е. интенсивно рождаться в нуклон-нуклонных соударениях и сильно поглощаться ядрами.

В 1938 г. при изучении состава космических лучей был открыт мюон — частица с массой $207m_e$ и временем жизни около $2 \cdot 10^{-6}$ с. Изучение свойств мюона показало, что он является ядерно-пассивной частицей и поэтому не может быть ядерным квантом. Ядерная пассивность и малое время жизни мюонов позволили предсказать существование в составе космических лучей и других, более тяжелых частиц — π -мезонов, которые и были открыты Пауэллом в 1947 г. При изучении π -мезонов выяснилось, что они встречаются в виде π^+ , π^- и π^0 -мезонов, масса их $273m_e$, спин равен нулю, время жизни около 10^{-8} с* и что они очень сильно взаимодействуют с веществом. Впоследствии π -мезоны в больших количествах стали получать искусственно на ускорителях, что позволило изучать их взаимодействие с ядрами и нуклонами при разных энергиях. Результаты этих исследований говорят в пользу того, что π -мезоны действительно являются квантами ядерных сил, действующих между нуклонами.

* Время жизни π^0 -мезона около 10^{-16} с, а масса равна примерно $264 m_e$.

Пятидесятые годы ознаменованы крупнейшими достижениями в области методики регистрации частиц, которые позволили сделать много важных открытий. При помощи изобретенных в это время эмульсионной и пузырьковой камер были обнаружены (сначала в космических лучах, а затем на ускорителях) новые нестабильные частицы: K -мезоны с массой $966 m_e$ и гипероны с массой, превосходящей массу протона (1951—1954 гг.). При помощи жидкого сцинтиллятора большого объема было зарегистрировано взаимодействие нейтрино с протонами, т. е. экспериментально доказано существование этой частицы (1953—1954 гг.). Наконец, с помощью черенковских и сцинтилляционных счетчиков были открыты антипротон (1955 г.) и антинейтрон (1956 г.). В эти же годы началось изучение структуры нуклонов (1955 г.), были открыты нарушение закона сохранения четности в слабых взаимодействиях (1957 г.) и эффект Мёссбауэра (1958 г.).

Наиболее интересные результаты 60-х годов — это открытие и изучение резонансов — частиц, нестабильных относительно сильного взаимодействия, обнаружение симметрии в свойствах сильновзаимодействующих частиц и резонансов (1961 г.), позволившей предсказать все свойства Ω^- -гиперона, который вскоре после этого (1964 г.) был открыт, доказательство существования мюонного нейтрино ν_μ , отличающегося от электронного нейтрино ν_e (1962 г.), открытие нарушения закона сохранения комбинированной четности в распаде нейтральных K -мезонов (1964 г.), создание кварковой модели адронов (1964 г.), обнаружение межнуклонного потенциала, нарушающего четность (1964 г.), синтез трансурановых элементов с $Z=104$ (1964 г.) и $Z=105$ (1968 г.), создание единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий (1967 г.), открытие антигелия-3 (1970 г.). К важнейшим достижениям этого десятилетия в области методики следует отнести изобретение искровой и стримерной камер.

В качестве особенно интересных результатов 70-х годов можно отметить открытие последней (как тогда считали), оставшейся не открытой метастабильной античастицы Ω^+ -гиперона (1971 г.), изучение неупругого рассеяния ультрарелятивистских электронов на протонах, которое привело к партонной модели ядра, доказательство существования нейтральных токов в слабых взаимодействиях (1973 г.), открытие антитрития (1973 г.), 106-го (1974 г.) и 107-го (1976 г.) элементов, J/ψ -частицы (1974 г.) и других ψ -частиц (1975 г.), предсказание и открытие очарованных мезонов (1976 г.) и барифонов (1977 г.), открытие Y -мезона и тяжелого τ -лептона (1977 г.), глюонов (1979 г.).

В области теории наиболее выдающимися результатами 70-х годов являются дальнейшее развитие единой теории электрослабых взаимодействий, создание четырехкварковой модели и успешное развитие квантовой хромодинамики.

В теории электрослабых взаимодействий показано, что роль квантов играют четыре векторных бозона: безмассовый фотон — квант электромагнитного взаимодействия, тяжелые заряженные W^\pm -бозоны, ответственные за слабые заряженные токи, и тяжелый нейтральный Z^0 -бозон, ответственный за слабые нейтральные токи.

Для обнаружения W^\pm - и Z^0 -бозонов в 70-х годах в ЦЕРНе было начато строительство специального ускорителя со встречными протон-антипротонными пучками ($p\bar{p}$ -коллайдер) на большую энергию.

Сильное взаимодействие между кварками описывается в квантовой хромодинамике. Квантами сильного взаимодействия являются глюоны. Это взаимодействие иногда называют истинно сильным взаимодействием в отличие от сильного взаимодействия между адронами (адронные силы) и, в частности, между нуклонами (ядерные силы, квантами которых принято считать пионы). В этой схеме сильное взаимодействие между адронами (адронные и ядерные силы) считается вторичным проявлением истинно сильного взаимодействия между кварками.

Восьмидесятые годы были ознаменованы блестящим подтверждением предсказания теории электрослабых взаимодействий: в 1982—1983 гг. в ЦЕРНе на $p\bar{p}$ -коллайдере с энергией 2×270 ГэВ были открыты W^\pm - и Z^0 -бозоны. Кроме изучения свойств этих частиц продолжают пополняться таблицы ψ - и Y -частиц, в состав которых входят соответственно четвертый и пятый кварки. Создана шестикварковая модель, и экспериментаторы настойчиво пытаются обнаружить шестой кварк на ускорителях нового поколения. Предпринимаются попытки построения так называемого Великого объединения — теории, объединяющей сильные электромагнитные и слабые взаимодействия, а также суперсимметрии — теории, которая включает в рассмотрение еще и гравитационное взаимодействие. Одной из ближайших задач для ускорителей следующего поколения является поиск скалярных бозонов Хиггса, которые согласно теории электрослабых взаимодействий ответственны за массы частиц.

Часть первая

СВОЙСТВА НУКЛОНОВ, ЯДЕР И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Все атомные ядра можно разделить на стабильные и радиоактивные. Стабильные ядра остаются неизменными неограниченно долго, радиоактивные испытывают самопроизвольные превращения.

Основными характеристиками стабильного ядра являются массовое число A , электрический заряд Z , масса M (и энергия связи ΔW), радиус R , спин I , магнитный момент μ , квадрупольный электрический момент Q , изотопический спин T , четность волновой функции P .

Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения (α - или β -распад, спонтанное деление и др.), периодом полураспада $T_{1/2}$, энергией испускаемых частиц и т. п.

Атомное ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Состояние с наименьшей энергией называется основным, остальные — возбужденными. Основное состояние стабильного ядра стационарно. Возбужденные состояния любого ядра (в том числе стабильного) нестационарны (испытывают γ -переход и др.).

Перечисленные выше характеристики можно приписать как основному, так и любому возбужденному энергетическому состоянию ядра. Их значения для каждого состояния, вообще говоря, различны (кроме A и Z , которые одинаковы для всех энергетических состояний данного ядра). Если речь идет о характеристиках ядра без указания состояния, то имеется в виду его основное состояние.

В идеале полная информация о ядре должна содержать структуру и характеристики всех возможных энергетических состояний (уровней) ядра, способы и вероятности перехода ядра из одного состояния в другое, вероятности радиоактивного распада ядра и характеристики испускаемых частиц, сечения и характер взаимодействий ядра с другими ядрами и элементарными частицами и др.

В гл. I, как правило, рассмотрены только основные состояния ядер. Представление о структуре и характеристиках возбужденных состояний дано в гл. II и III, вопросы взаимодействия ядер с элементарными частицами и другими ядрами освещены в гл. IV и части второй.

Глава I

СВОЙСТВА СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР, НУКЛОНОВ И ЯДЕРНЫХ СИЛ

§ 1. Массовое число A и электрический заряд Z атомного ядра

Массовое число A определяется количеством нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Общее число нуклонов в процессе любой ядерной реакции обычного типа (без образования античастиц) остается неизменным (закон сохранения числа нуклонов). Поэтому суммарное массовое число в подобных ядерных процессах сохраняется (подробнее см. в § 33).

Обобщение этого положения на все частицы и античастицы приводит к закону сохранения барионного заряда (см. книгу 2).

Массовое число, выраженное в атомных единицах массы (а. е. м), дает приблизительное (с погрешностью около 0,1—1%) значение массы атомного ядра (см. § 2).

Заряд атомного ядра Z определяется количеством протонов в ядре и, следовательно, количеством электронов в атомных оболочках нейтрального атома, которое совпадает с порядковым номером элемента в таблице Менделеева. Заряд определяет химические свойства всех изотопов данного элемента. Наиболее точно заряд ядер был измерен в 1913 г. Мозли, который нашел простую связь между частотой характеристического рентгеновского излучения ν и зарядом Z :

$$\sqrt{\nu} = aZ - b.$$

Мозли установил, что для данной серии излучения постоянные a и b не зависят от элементов. Это позволило разместить по порядку элементы сначала от ${}_{20}\text{Ca}$ до ${}_{30}\text{Zn}$, а затем и другие.

Кроме того, по методу Мозли определили место некоторых тогда еще не открытых элементов в периодической системе

($_{43}\text{Tc}$, $_{61}\text{Pm}$, $_{85}\text{At}$ и $_{87}\text{Fr}$), а также подтвердили явление K -захвата.

Непосредственно заряд ядра был определен в 1920 г. Чедвиком в опытах по исследованию рассеяния α -частиц на фольгах, изготовленных из металла с данным Z (эти опыты описаны в гл. IV).

Электрический заряд занимает особое место среди других зарядов (барионный, лептонный, страный и др.). Дело в том, что он как бы выполняет две функции—отвечает за интенсивность электромагнитного взаимодействия (вспомним, что $\alpha = e^2/\hbar c$) и участвует в соответствующем законе сохранения. Как известно, электрический заряд сохраняется во всех видах взаимодействий, рассматриваемых в ядерной физике (сильные, электромагнитные, слабые).

Закон сохранения электрического заряда был проверен экспериментально. Идея опыта заключается в попытке зарегистрировать электромагнитное излучение, соответствующее переходам электронов атома на K -оболочку, место в которой освобождается в результате распада электрона с нарушением закона сохранения электрического заряда (например, по схеме $e \rightarrow \nu_e + \gamma$).

Опыт был поставлен в глубокой шахте (около 400 м) со скинтиллятором из кристалла NaI , который в случае распада K -электрона должен зарегистрировать рентгеновский квант йода с энергией 33,2 кэВ. В результате опыта была получена нижняя граница времени жизни электрона $\tau_e > 5 \cdot 10^{21}$ лет. Это означает, что интенсивность гипотетического взаимодействия, нарушающего закон сохранения электрического заряда, по крайней мере, в 10^{28} раз меньше интенсивности слабого взаимодействия.

Закон сохранения электрического заряда позволяет находить заряд одного из ядер по балансу заряда в ядерных реакциях или радиоактивных превращениях.

Электрический заряд Z является интегральной характеристикой ядра, которая не дает представления о распределении заряда по объему ядра. Это представление можно получить из опытов по изучению рассеяния быстрых электронов ядрами (см. § 4, п. 2).

Представление о форме ядра можно получить из рассмотрения другой электрической характеристики ядра—квadrупольного электрического момента (см. § 7).

Так как заряд ядра Z численно равен количеству протонов в ядре, а массовое число A —общему количеству нуклонов (протонов и нейтронов вместе), то число $N = A - Z$ определяет количество содержащихся в ядре нейтронов.

Ядра с одинаковым массовым числом A называются изобарами, с одинаковым зарядом Z — изотопами, а с одинаковым числом $N = A - Z$ — изотонами. Конкретное ядро (атом) с данными A и Z иногда называют нуклидом. В дальнейшем ядро, содержащее A нуклонов и Z протонов, будем обозначать (A, Z) , его массу — $M(A, Z)$, а массу соответствующего атома — $M_{\text{ат}}(A, Z)$. В тех случаях, когда надо указать химический символ элемента, для массы ядра и атома будем использовать обозначения вида $M({}_Z^A\text{Э})$ и $M_{\text{ат}}({}_Z^A\text{Э})$. Например, массы ядра и атома азота будут обозначаться соответственно $M({}_7^{14}\text{N})$ и $M_{\text{ат}}({}_7^{14}\text{N})$.

§ 2. Масса ядра и нуклонов

1. МАССА И ЭНЕРГИЯ. ЕДИНИЦЫ МАССЫ И ЭНЕРГИИ

Одной из самых важных характеристик атомного ядра является его масса M . В ядерной физике масса ядра (и атома) измеряется в атомных единицах массы. За одну атомную единицу массы (а. е. м) принимается $1/12$ часть массы нейтрального атома углерода ^{12}C . Значение атомной единицы массы легко выразить в граммах. Для этого надо взять обратную величину от числа Авогадро (N_A):

$$1 \text{ а. е. м} = (1/12)(12/N_A) = 1/6,022 \cdot 10^{23} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Как известно, специфика ядерной физики, имеющей дело с высокими скоростями частиц и большими внутренними энергиями, не позволяет пользоваться формулами и понятиями классической физики, такими, например, как $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, $T = mv^2/2$, аддитивность массы и др. Поэтому напомним основные положения теории относительности Эйнштейна применительно к этим понятиям.

Частица с массой m , свободно движущаяся со скоростью v , характеризуется импульсом \mathbf{p} и полной* энергией E , которые связаны между собой соотношениями

$$\mathbf{p} = \mathbf{v}E/c^2 \quad (2.1)$$

и

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (2.2)$$

где $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме.

Импульс \mathbf{p} и энергия E являются компонентами четырехмерного вектора, преобразующимися при переходе из одной

* Прилагательное «полная» часто опускается.

системы координат в другую по формулам Лоренца. Масса частицы определяется инвариантным выражением

$$m = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2}, \quad (2.3)$$

которое не зависит ни от системы координат, ни от скорости частицы.

Из (2.1) и (2.2) следует, что

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2 \gamma, \quad (2.4)$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$; $\beta = \frac{v}{c}$.

Аналогично

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} \gamma^*. \quad (2.5)$$

Если скорость частицы $v=0$, то полная энергия E совпадает с энергией покоя частицы:

$$E_0 = mc^2. \quad (2.6)$$

Согласно этому соотношению любая покоящаяся частица с массой m (в г) обладает огромной энергией: $E_0 = 9 \cdot 10^{20} m$ эрг $= 9 \cdot 10^{13} m$ Дж.

При $v \neq 0$ полная энергия E состоит из двух слагаемых:

$$E = E_0 + T, \quad (2.7)$$

где T — кинетическая энергия частицы, равная:

$$T = E - E_0 = mc^2 \gamma - mc^2 = mc^2 (\gamma - 1). \quad (2.8)$$

* Читателям, привыкшим к «удобным» для популяризации теории относительности, но устаревшим понятиям массы покоя m_0 и энергии покоя $E_0 = m_0 c^2$, релятивистской массы $m = m_0 \gamma$ и полной энергии $E = mc^2 = E_0 \gamma$, настоятельно советуем прочесть очень своевременную статью Л. Б. Окуня (Успехи физ. наук. 1989. Т. 158. Вып. 3. С. 511—530). Прочтя ее, читатель с некоторым облегчением увидит, что он не одинок в своем пристрастии, которое в свое время разделяли не только рядовые физики, но и многие корифеи физической науки. И это понятно, так как употребление перечисленных выше устаревших понятий не приводило к логическим ошибкам (роль инвариантной массы играла масса покоя m_0 ; запись импульса в форме $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, где $m = m_0 \gamma = E/c^2$, фактически эквивалентна выражению $\mathbf{p} = E\mathbf{v}/c^2$ и т. п.). А известное удобство при использовании соотношения $m = m_0 \gamma$ действительно имеется (например, при объяснении существования предельной энергии ускорения частиц на циклотроне).

И тем не менее Л. Б. Окунь прав. Старая терминология не изящна.

Сопоставляя формулы (2.2) и (2.4), легко получить выражение, связывающее импульс с массой и кинетической энергией:

$$T(2mc^2 + T) = p^2 c^2. \quad (2.9)$$

Формулы (2.5) и (2.9) при $v \ll c$ (т. е. при $\gamma \approx 1$ и $T \ll mc^2$) преобразуются в нерелятивистские формулы классической механики:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}; \quad T = p^2/2m = mv^2/2. \quad (2.10)$$

Наоборот, при $v \equiv c$ из (2.1) и (2.2) следует

$$E = pc; \quad m \equiv 0, \quad (2.11)$$

т. е. взаимно однозначное соответствие между нулевой массой ($m \equiv 0$) и предельной скоростью ($v \equiv c$) частицы в любой системе координат.

Отдельного рассмотрения требует вопрос о массе сложной частицы. Если рассматриваемая частица состоит из нескольких частиц, то ее масса (энергия покоя) в общем случае не равна сумме масс составных частиц, так как она зависит еще и от их внутренней энергии (потенциальной и кинетической). Таким образом, масса в теории относительности неаддитивна.

Атомное ядро — сложная частица, состоящая из нуклонов. Поэтому его энергия покоя (масса) определяется не только суммой масс нуклонов, но и энергией их внутреннего движения и энергией связи. Чем больше энергия связи нуклонов, тем меньше масса ядра по сравнению с суммой масс составляющих его нуклонов (подробнее об энергии связи см. § 3).

Минимальное значение энергии покоя (массы) имеет ядро, находящееся в основном энергетическом состоянии (когда энергия внутреннего движения нуклонов минимальна). С ростом энергии внутреннего движения нуклонов (т. е. с переходом ядра в возбужденное состояние) его энергия покоя (масса) растет, всегда оставаясь, однако, меньше суммы масс нуклонов.

Избыток W энергии покоя возбужденного состояния ядра E'_0 по сравнению с энергией покоя основного состояния E_0 называется энергией возбуждения ядра:

$$W = E'_0 - E_0. \quad (2.12)$$

Масса ядра в возбужденном состоянии больше массы ядра в основном состоянии на величину

$$\Delta M = W/c^2.$$

Энергия покоя (масса) ядра не зависит от состояния движения ядра как целого.

В процессах взаимодействия ядер между собой (ядерных реакциях) полная энергия E взаимодействующих частиц

сохраняется. Так, если в результате ядерного взаимодействия частиц A и B образуются частицы C и D ($A+B \rightarrow C+D$), то должен выполняться следующий энергетический баланс:

$$M_A c^2 + M_B c^2 + T_A + T_B = M_C c^2 + M_D c^2 + T_C + T_D \quad (2.13)$$

или

$$E = E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 = \text{const.} \quad (2.14)$$

Здесь $E_{01} = (M_A + M_B) c^2$ и $T_1 = T_A + T_B$ — энергия покоя- и кинетическая энергия частиц, вступающих в реакцию, а $E_{02} = (M_C + M_D) c^2$ и $T_2 = T_C + T_D$ — то же самое для частиц, образующихся в реакции.

Величина

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (2.15)$$

называется энергией реакции (подробнее см. § 34, п. 1).

Из соотношения (2.15) видно, что в процессе ядерной реакции происходит преобразование некоторой доли энергии покоя в кинетическую энергию ($Q > 0$) или, наоборот, часть кинетической энергии преобразуется в энергию покоя ($Q < 0$). В обоих случаях масса частиц, участвующих в реакции, изменяется. Поэтому для правильного составления энергетического баланса надо знать энергетическое выражение одной атомной единицы массы:

$$1 \text{ а. е. м.} \rightarrow 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ Дж.}$$

Обычно в ядерной физике используется более удобная единица энергии, называемая электрон-вольт (эВ). Один электрон-вольт соответствует энергии, приобретаемой или теряемой частицей с единичным электрическим зарядом (например, электроном или протоном) при прохождении ею разности потенциалов в 1 В. Очевидно, что

$$1 \text{ эВ} = 4,8 \cdot 10^{-10} / 300 = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Более крупными единицами энергии являются килоэлектрон-вольт (кэВ), мегаэлектрон-вольт (МэВ), гигаэлектрон-вольт (ГэВ) и тераэлектрон-вольт (ТэВ):

$$1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ эрг} \approx 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ Дж};$$

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \approx 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж};$$

$$1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \approx 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж};$$

$$1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ} = 10^{12} \text{ эВ} \approx 1,6 \text{ эрг} \approx 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ Дж.}$$

Предпоследнюю единицу иногда обозначают БэВ, $1 \text{ ГэВ} = 1 \text{ БэВ} = 10^9 \text{ эВ}$. Полезно запомнить, что одной атомной единице массы соответствует энергия, примерно равная

931,5 МэВ*, а одной массе электрона—0,511 МэВ. При измерении энергии в мегаэлектрон-вольтах (МэВ) импульс измеряется в МэВ/с, а масса—в МэВ/с². Однако очень часто массу частиц выражают непосредственно в единицах энергии мегаэлектрон-вольт.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ ЯДЕР

Для определения точных значений масс атомных ядер используются следующие методы: а) масс-спектрометрия; б) энергетический анализ ядерных реакций; в) баланс α -распада; г) баланс β -распада; д) микроволновая радиоспектроскопия.

Ниже дана краткая характеристика метода масс-спектрометрии и сделана оценка даваемой им точности. Другие методы рассмотрены в соответствующих главах (§ 34, п. 1; § 17, п. 2; § 18, п. 2; § 5, п. 3, в). Принцип действия масс-спектрометра, впервые предложенный в 1907 г. Дж. Дж. Томсоном, заключается в использовании фокусирующих свойств электрических и магнитных полей по отношению к движущимся в них заряженным частицам с данным ze/m . Атомы являются нейтральными системами, поэтому, для того чтобы воздействовать на движение атомов электрическими и магнитными полями, их предварительно ионизируют. Первые масс-спектрометры с достаточно высокой разрешающей способностью были построены в 1919 г. Астоном и Демпстером. В масс-спектрометре Астона из ионного источника испускались ионы по заданному направлению, но с разными скоростями и использовался принцип фокусировки ионов по скоростям. В масс-спектрометре Демпстера все ионы имели одинаковую скорость, но выходили из источника широким пучком, и фокусировка производилась по направлениям.

На рис. 1 изображена схема масс-спектрометра Демпстера. Ионы создавались в ионном источнике *ИИ* электронной бомбардировкой паров исследуемого вещества, ускорялись до энергии $T=eV$ между щелевыми диафрагмами D_1 и D_2 и выходили достаточно широким пучком в вакуумную камеру *ВК*.

Скорость v движения ионов определяется соотношением

$$eV = Mv^2/2. \quad (2.16)$$

[Рассуждения проводятся для однозарядных ионов. Для ионов с зарядом z , отличным от единицы, в левую часть формулы (2.16) следует добавить множитель z .]

* Точное значение переводного множителя равно $(931,5016 \pm 0,0026)$ МэВ.

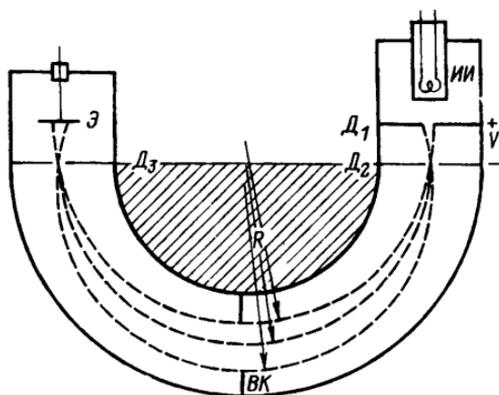


Рис. 1

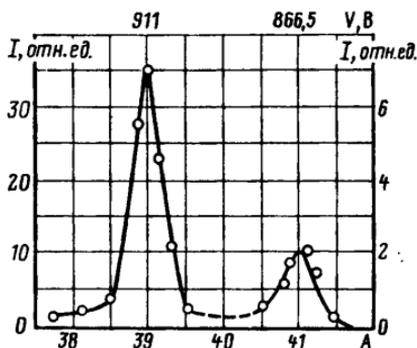


Рис. 2

В камере на движущиеся ионы действует перпендикулярное (плоскости орбиты) однородное магнитное поле H . Под его действием ион начинает двигаться по окружности, радиус которой r можно найти из равенства лоренцевой и центробежной сил:

$$evH/c = Mv^2/r. \quad (2.17)$$

Исключая из уравнений (2.16) и (2.17) скорость частицы v , находим условие, связывающее между собой V , M , H и r :

$$M = r^2 H^2 e / 2Vc^2. \quad (2.18)$$

Условие (2.18) означает, что при заданной напряженности магнитного поля H радиус r круговой траектории иона с данной массой M определяется только значением ускоряющего потенциала V . Плавно изменяя потенциал V , можно добиться того, что радиус орбиты r совпадет с радиусом камеры R и ионы через щель $Д_3$ попадут на собирающий электрод $Э$, соединенный с электрометром, который покажет увеличение тока. При этом нет необходимости создавать направленный пучок ионов, так как фокусирующее действие магнитного поля по отношению к траекториям данного радиуса R проявляется в достаточно широком интервале начальных углов вылета ионов из источника (штриховые линии на рис. 1).

На рис. 2 приведена типичная кривая зависимости тока в электрометре I от ускоряющего потенциала V (масштабы по оси ординат для левого и правого максимумов различаются в 5 раз). По положению максимумов на этой кривой можно определить отношение масс исследуемых атомов, так как из уравнения (2.18) следует, что $V_1 : V_2 = M_2 : M_1$.

Таблица 1

Ну-клид	Мас-совое число	Масса атома, а. е. м.	Ну-клид	Мас-совое число	Масса атома, а. е. м.
${}^1_1\text{H}$	1	$1,00782522 \pm 4 \cdot 10^{-8}$	${}^7_4\text{Be}$	7	$7,0169299 \pm 8 \cdot 10^{-7}$
${}^2_1\text{H}$	2	$2,01410222 \pm 7 \cdot 10^{-8}$	${}^9_4\text{Be}$	9	$9,0121828 \pm 6 \cdot 10^{-7}$
${}^3_1\text{H}$	3	$3,01604972 \pm 16 \cdot 10^{-8}$	${}^{11}_5\text{B}$	11	$11,00930533 \pm 3 \cdot 10^{-7}$
${}^3_2\text{He}$	3	$3,01602970 \pm 16 \cdot 10^{-8}$	${}^{12}_6\text{C}$	12	12,00000000
${}^4_2\text{He}$	4	$4,00260326 \pm 27 \cdot 10^{-8}$	${}^{14}_7\text{N}$	14	$14,00307440 \pm 13 \cdot 10^{-8}$
${}^7_3\text{Li}$	7	$7,0160048 \pm 8 \cdot 10^{-7}$	${}^{16}_8\text{O}$	16	$15,99491502 \pm 2 \cdot 10^{-7}$

Прибор Демпстера обладает хорошей разрешающей способностью. Это видно из рис. 2, который соответствует анализу изотопов калия с массовыми числами 41 и 39.

В дальнейшем масс-спектрометры постоянно совершенствовались. Были созданы, например, приборы, в которых в качестве детектора вместо электрометра используется фотопластинка. В этом случае ионы, различающиеся массами, дают на пластинке почернение в разных местах (масс-спектроскопия).

В современных масс-спектрометрах используется метод двойной фокусировки: по скоростям и направлениям. Благодаря этому разрешающая способность таких приборов очень высока. Они позволяют измерять разности масс с погрешностью, не превышающей 10^{-7} — 10^{-6} а. е. м., что дает для относительной погрешности измерения массы значение $\delta M/M \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$.

Развитие техники масс-спектрометрии позволило подтвердить высказанное Содди в 1910 г. предположение о том, что дробные атомные массы объясняются существованием изотопов. Астон и др. с помощью масс-спектрометров обследовали все элементы периодической системы и почти у всех нашли по несколько изотопов.

В табл. 1 приведено несколько значений масс легких атомов с указанием современной погрешности измерения.

Очевидно, что масса соответствующего ядра равна разности между массой атома и суммой масс Z электронов атомной оболочки (с точностью до энергии связи этих электронов).

Из таблицы видно, что масса любого атома (и ядра), если ее выразить в атомных единицах массы, оказывается близкой к массовому числу A . Это объясняется малостью энергии связи ΔW любого ядра по сравнению с его массой (см. § 3, п. 2).

В заключение отметим, что благодаря совместному применению всех перечисленных в начале п. 2 методов измерения

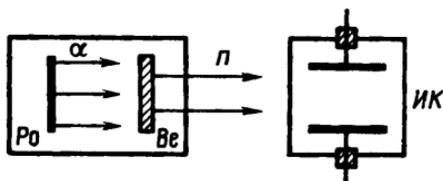


Рис. 3

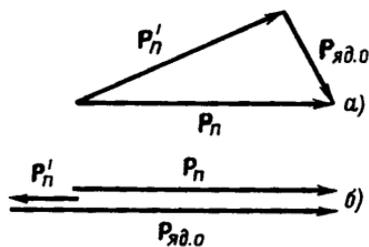


Рис. 4

удалось получить около 2000 взаимно согласованных значений масс ядер, многие из которых известны с большой точностью.

Для анализа свойств атомного ядра особенно важно иметь точные значения масс протона и нейтрона, являющихся составными частями всех атомных ядер. Как видно из табл. 1, современная масс-спектрометрия позволила получить для массы атома водорода (и, следовательно, для массы протона) значение с семью десятичными знаками. Ниже приведены приближенные значения для массы атома водорода и массы протона в разных единицах:

$$M_{\text{ат}}(^1\text{H}) = 1,007825 \text{ а. е. м.} = 938,79 \text{ МэВ}/c^2 = 1837,2m_e;$$

$$m_p = 1,007276 \text{ а. е. м.} = 938,28 \text{ МэВ}/c^2 = 1836,2m_e.$$

Методы определения массы нейтрона рассмотрены в п. 3.

3. МАССА НЕЙТРОНА

Нейтрон не имеет электрического заряда, поэтому для определения его массы нельзя использовать метод масс-спектрометрии. Первая грубая оценка массы нейтрона была сделана одновременно с его открытием в 1932 г. Чедвиком, который проанализировал с помощью законов сохранения импульса и энергии результаты опытов по облучению нейтронами водорода и азота.

В опыте Чедвика (рис. 3) нейтроны, полученные в результате бомбардировки бериллиевой мишени α -частицами полония (см. § 39), направлялись в ионизационную камеру ИК, которая поочередно наполнялась азотом и водородом. В результате соударения нейтронов с ядрами газа, заполнявшего камеру, возникали быстро движущиеся ядра отдачи, которые создавали на своём пути ионы, регистрировавшиеся ионизационной камерой в виде импульсов тока. Энергия ядра отдачи зависит от энергии нейтронов и характера столкновения (рис. 4).

Очевидно (рис. 4, б), что для лобового соударения нейтронов с ядрами водорода и азота энергии ядер отдачи будут

максимальны*. В этом случае легко получить следующее соотношение между ними и массами нейтрона и ядер:

$$\sqrt{\frac{(T_N)_{\max} M(^{14}_7\text{N})}{(T_N)_{\max} M(^1_1\text{H})}} = \frac{M(^{14}_7\text{N}) + m_n}{M(^1_1\text{H}) + m_n}. \quad (2.19)$$

Подстановка в формулу (2.19) измеренных на опыте значений $(T_N)_{\max} = 5,7$ МэВ и $(T_N)_{\max} = 1,2$ МэВ дает для массы нейтрона

$$m_n \approx 1 \text{ а. е. м.}$$

При этом точность эксперимента была такой, что с достоверностью можно было утверждать только приблизительное равенство масс нейтрона и протона:

$$m_n \approx m_p.$$

Точное значение массы нейтрона можно найти из энергетического баланса ядерных реакций с участием нейтрона. Такими ядерными реакциями могут быть реакции, идущие под действием нейтронов, и реакции, в результате которых образуются нейтроны. Простейшей реакцией второго типа является реакция расщепления дейтрона под действием γ -квантов:



Запишем закон сохранения энергии для этой реакции:

$$E_\gamma + M({}^2_1\text{H})c^2 = m_n c^2 + T_n + m_p c^2 + T_p. \quad (2.21)$$

Здесь E_γ — энергия γ -кванта; $M({}^2_1\text{H})c^2$, $m_n c^2$ и $m_p c^2$ — соответственно энергии покоя дейтрона, нейтрона и протона; T_n и T_p — кинетические энергии нейтрона и протона (дейтрон предполагается покоящимся).

В опыте были использованы γ -кванты $\text{Th C}''$ (${}^{208}_{81}\text{Tl}$), имеющие энергию 2,62 МэВ. Измерения с помощью камеры Вильсона дали $T_p = 0,2$ МэВ. В то же время из простых соображений следует, что $T_n \approx T_p$. Действительно, в опыте Чедвика получено, что $m_n \approx m_p$. Кроме того, $|p_n| \approx |p_p|$, так как γ -квант с энергией 2,62 МэВ имеет значительно меньший импульс, чем протон с энергией 0,2 МэВ.

Таким образом, в уравнении (2.21) известны все величины, кроме $m_n c^2$, которую можно найти. Легко видеть, что точность определения массы нейтрона m_n зависит только от точности, с которой известны массы протона и дейтрона и энергии γ -кванта и протона. Приближенность соотношений $|p_n| \approx |p_p|$ и $T_n \approx T_p$ не сказывается на точности результата, так как ее

* Подробнее упругое рассеяние рассмотрено в § 24, п. 1.

можно исключить повторным вычислением, сделанным с массой нейтрона, найденной при первом подсчете (метод последовательных приближений). Таким образом, было найдено, что

$$m_n = 1,00866 \text{ а. е. м.}$$

В настоящее время наиболее точное значение массы нейтрона $m_n = (1,00866522 \pm 6 \cdot 10^{-8})$ а. е. м., а приближенное $m_n \approx 1,00867$ а. е. м. = 939,57 МэВ = 1838,7 m_e . Таким образом, масса нейтрона на 2,5 m_e (на 1,3 МэВ) больше массы протона. Поэтому энергетически возможен радиоактивный распад нейтрона на протон и электрон (сопровождающийся вылетом антинейтрино $\bar{\nu}_e$, см. § 18, п. 2). Среднее значение массы нуклона

$$\bar{m}_N = (m_p + m_n)/2 \approx 1,008 \text{ а. е. м.} \approx 939 \text{ МэВ}/c^2. \quad (2.22)$$

§ 3. Энергия связи ядра относительно всех нуклонов. Устойчивость ядер

Знание точных значений масс протона и нейтрона позволяет сравнить массу атомного ядра M с суммой масс всех нуклонов, из которых состоит ядро, при этом оказывается, что всегда масса ядра меньше суммы масс всех протонов и нейтронов. Этот результат совершенно естествен, так как ядро — это прочно связанная система нуклонов, отвечающая минимуму энергии.

Величина

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2 \quad (3.1)$$

называется энергией связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов. Энергия связи представляет собой меру энергии, которую надо затратить, чтобы разделить данное ядро на все составляющие нуклоны. Легко видеть, что энергию связи можно выразить через массы нейтральных атомов. Это видно из того, что масса отличается от массы ядра на Z электронных масс (с точностью до энергии связи электронов):

$$\Delta W = [ZM_{\text{ат}}({}^1_1\text{H}) + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}(A, Z)]c^2. \quad (3.2)$$

Второй вариант формулы более удобен, так как в таблицах обычно бывают даны массы нейтральных атомов. Ниже приведены приближенные значения энергии связи для нескольких ядер (в мегаэлектрон-вольтах):

$$\begin{aligned} \Delta W({}^{32}_{16}\text{S}) &\approx 272; & \Delta W({}^{16}_8\text{O}) &\approx 128; \\ \Delta W({}^{12}_6\text{C}) &\approx 92; & \Delta W({}^4_2\text{He}) &\approx 28. \end{aligned}$$

1. УДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ НУКЛОНА В ЯДРЕ ε. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Энергия связи, отнесенная к массовому числу A , называется удельной энергией связи нуклона в ядре или энергией связи, рассчитанной на нуклон:

$$\varepsilon = \Delta W / A. \quad (3.3)$$

Если значение ε вычислить для всех известных ядер и построить их как функцию A и Z в пространстве ε , A , Z , то через полученную совокупность точек $\varepsilon(A, Z)$ можно провести некоторую «достаточно хорошую» поверхность. Назовем ее энергетической поверхностью. В очень грубом приближении энергетическая поверхность имеет вид изогнутого хребта (рис. 5), гребень которого проходит над дорожкой наиболее прочно связанных, т. е. β -стабильных, ядер, а склоны — над областью β^- - и β^+ -радиоактивных ядер. Расположение дорожки β -стабильных ядер на плоскости (A, Z) определяется формулой

$$Z = A / (1,98 + 0,015 A^{2/3}) \quad (3.4)$$

(см. § 10). Более точное представление о характере энергетической поверхности в зависимости от свойств ядер можно получить, рассматривая различные ее сечения.

Сечение энергетической поверхности плоскостью $A = \text{const}$ определяет значения ε для всех ядер — изобар с данным A (рис. 6). Оно имеет вид одной (для нечетных A) или двух (для четных A) парабол. В первом случае на параболе располагаются значения $\varepsilon(A, Z)$ для четно-нечетных (Z — четное, N — нечетное) и нечетно-четных (Z — нечетное, N — четное) ядер. Во втором случае на верхней параболе располагаются значения $\varepsilon(A, Z)$ для

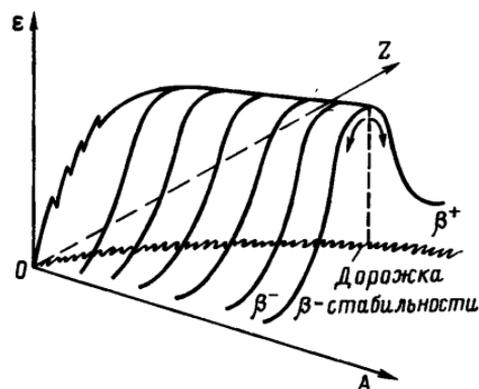


Рис. 5

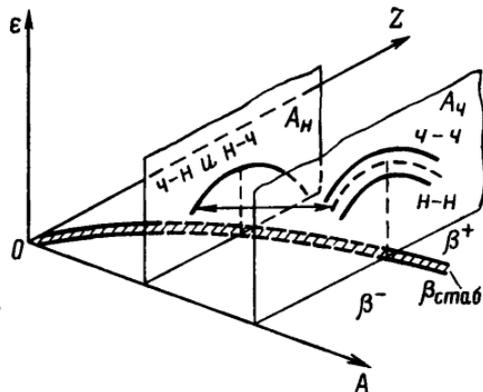


Рис. 6

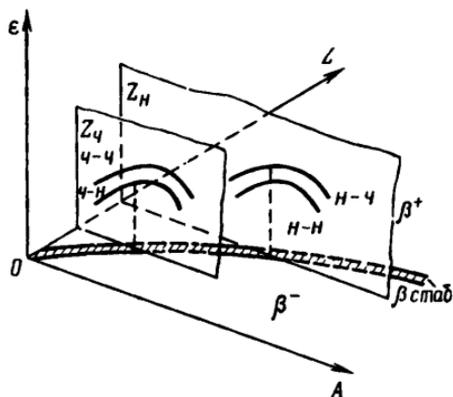


Рис. 7

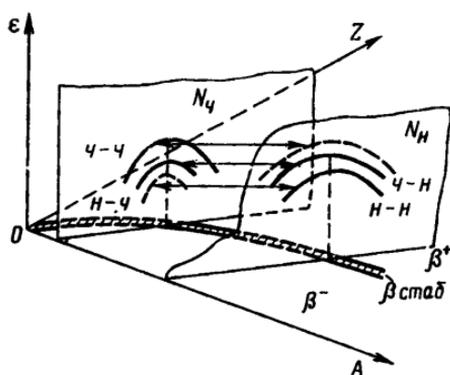


Рис. 8

четно-четных ядер (ядер с четным числом протонов и четным числом нейтронов), на нижней — для нечетно-нечетных.

Сечение энергетической поверхности плоскостью $Z = \text{const}$ (семейство изотопов, рис. 7) или $N = A - Z = \text{const}$ (семейство изотопов, рис. 8) имеет вид двух парабол. На одной из них располагаются значения $\epsilon(A, Z)$ для ядер с четным A , на другой — с нечетным, причем для четных Z (или N) парабола с четным A расположена выше параболы с нечетным A , а для нечетных Z (или N) — наоборот. Вершинам парабол соответствуют ϵ для наиболее устойчивых (как правило, β -стабильных) ядер данного семейства, а ее ветвям — значения ϵ для β -радиоактивных ядер*.

Таким образом, в следующем, более точном приближении энергетическая поверхность является трехслойной поверхностью, на верхнем слое которой расположены значения ϵ для четно-четных (ч-ч) ядер, на среднем — для нечетно-четных (н-ч) и четно-нечетных (ч-н) и на нижнем — для нечетно-нечетных (н-н).

Перечисленные сечения ($A = \text{const}$, $Z = \text{const}$, $N = \text{const}$) весьма удобны для совместного сравнительного анализа β -стабильных и β -радиоактивных ядер (см. § 3, п. 4), но эти сечения объединяют сравнительно небольшое количество ядер (максимум около 25) из узкой области изменения Z и N (A и N , A и Z соответственно). Поэтому они не могут дать информации о свойствах, типичных для большинства ядер.

Чтобы получить такую информацию, надо построить сечение, выделяющее гораздо более широкий класс ядер по

* Это правило имеет исключение для нечетно-нечетных ядер, среди которых только четыре β -стабильных.

другому, более удобному для анализа признаку. Этим признаком является β -стабильность.

2. β -СТАБИЛЬНЫЕ ЯДРА И СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ

Пересечем энергетическую поверхность вертикальной цилиндрической поверхностью, проходящей через «гребень хребта» (рис. 9). Полученное сечение будет проходить на плоскости (A, Z) через дорожку β -стабильных ядер. Это самое богатое сечение. Оно содержит информацию о свойствах примерно 350 β -стабильных ядер. Среди них есть легкие и тяжелые, стабильные и α -радиоактивные, с разными спинами, разные по четности содержащихся в них нуклонов (ч-ч, ч-н, н-ч и н-н) и по другим свойствам. Изучение этого сечения дает наиболее обширную информацию о свойствах ядер и ядерных сил. Рассмотрим эти свойства, развернув для удобства цилиндрическое сечение на плоскость (рис. 10).

Из рисунка видно, что $\epsilon(A)$ быстро возрастает от $\epsilon=0$ при $A=1$ до $\epsilon=8$ МэВ при $A=16$, проходит через максимум $\epsilon_{\text{макс}}=8,8$ МэВ при $A \approx 60$ (^{58}Fe и ^{62}Ni) и постепенно уменьшается до $\epsilon \approx 7,6$ МэВ для последнего встречающегося в природе элемента — урана. Среднее значение $\bar{\epsilon}$ равно 8 МэВ, причем для большинства ядер $\epsilon \approx \bar{\epsilon} = 8$ МэВ. Поэтому энергию связи атомных ядер в первом приближении можно выразить через массовое число соотношением

$$\Delta W \approx \bar{\epsilon} A = 8 A \text{ МэВ} \approx 0,0085 A \text{ а. е. м.} \quad (3.5)$$

Анализ кривой $\epsilon(A)$ и соотношения (3.5) позволяют сделать ряд заключений относительно свойств ядер и ядерных сил.

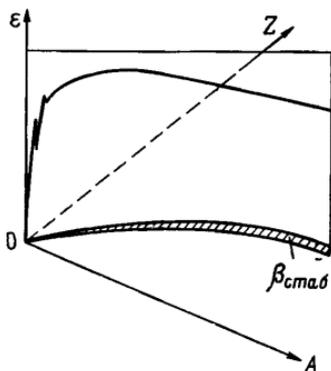


Рис. 9



Рис. 10

1. Из положительного значения ΔW и ε для всех ядер (т. е. из факта существования ядер) следует, что ядерные силы имеют характер притяжения, которое с избытком компенсирует кулоновское расталкивание протонов между собой.

2. Из большого среднего значения удельной энергии связи $\bar{\varepsilon} = 8$ МэВ следует чрезвычайно большая интенсивность ядерного взаимодействия. Так, например, удельная энергия связи нуклона в ядре ${}^4_2\text{He}$ ($\varepsilon \approx 7$ МэВ) существенно больше энергии кулоновского расталкивания двух протонов этого ядра:

$$V_{\text{кул}} = e^2/\delta = (4,8 \cdot 10^{-10})^2 / (2 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}) \approx 0,7 \text{ МэВ.}$$

[Расстояние между протонами $\delta = 2 \cdot 10^{-13}$ см можно получить, сравнивая размеры ядра с числом содержащихся в нем нуклонов (см. § 10).] На самом деле, как увидим ниже, интенсивность ядерного взаимодействия превосходит интенсивность электромагнитного взаимодействия (при сравнении их на расстояниях 10^{-13} см) в $10^2 - 10^3$ раз.

3. Из пропорциональности ΔW и A следует свойство насыщения ядерных сил, т. е. способность нуклона к взаимодействию не со всеми окружающими его нуклонами, а только с ограниченным их числом. Действительно, если бы каждый нуклон ядра взаимодействовал со всеми остальными $A-1$ нуклонами, то суммарная энергия связи была бы пропорциональна $A(A-1) \approx A^2$, а не A . Насыщение тесно связано с короткодействием.

4. Из существования ядра ${}^2_1\text{H}$, состоящего из протона и нейтрона с одинаково направленными спинами, и отсутствия в природе аналогичного ядра, состоящего из протона и нейтрона с противоположно направленными спинами, следует зависимость ядерных сил от спина.

5. Из $\Delta W \ll M(A, Z)$ следует, что

$$M_{\text{яд}} \approx A, \quad (3.6)$$

где $M_{\text{яд}}$ — в а.е.м. Степень точности этого равенства оценим следующим образом. Из соотношения (3.1) и (2.28) получаем

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta W(A, Z) \approx A\bar{m}_N - \Delta W(A, Z).$$

Поэтому

$$M(A, Z) \approx (1,008 - 0,0085)A = 0,9995 A$$

(здесь $M(A, Z)$ — в а.е.м.), и избыток массы ΔM над массовым числом A (называемый также дефектом массы) равен:

$$|\Delta M| = |M - A| = 0,0005 \text{ а.е.м.} \quad (3.7)$$

Таким образом, как правило, масса β -стабильного ядра с точностью 99,9% совпадает с массовым числом A .

Исключением являются несколько легких ядер, для которых избыток массы ΔM примерно равен 1%. Для легких ядер ($A < 20$) избыток массы обычно положителен ($\Delta M > 0$), при $A > 20$ избыток массы отрицателен ($\Delta M < 0$).

6. При сравнении между собой энергий связи двух зеркальных ядер (т. е. таких, которые отличаются друг от друга заменой всех протонов на нейтроны и наоборот) было установлено, что они совпадают с точностью до поправки на добавочную энергию кулоновского взаимодействия у ядра с избыточным числом протонов. Так, например,

$$\Delta W(\frac{3}{2}\text{H}) - \Delta W(\frac{3}{2}\text{He}) = e^2/\delta = 0,76 \text{ МэВ},$$

где e^2/δ — энергия кулоновского отталкивания двух протонов в ядре $\frac{3}{2}\text{He}$, а δ — расстояние между ними. Этот результат можно истолковать как зарядовую симметрию ядерных сил: $(p-p)_{\text{яд}} = n-n$. Аналогично рассмотрение тройки ядер, в которых можно выделить три разные пары нуклонов: $n-n$, $p-p$ и $n-p$, находящихся в одинаковых состояниях, позволяет высказать гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил:

$$n-n \equiv (p-p)_{\text{яд}} \equiv n-p$$

(подробнее см. § 8 и § 84, п. 7).

4. Дорожка β -стабильных (наиболее устойчивых) ядер идет на плоскости (A, Z) таким образом, что для легких ядер $Z \approx N \approx A/2$ (эффект симметрии), а для тяжелых $N \approx 1,5 Z$ (т. е. $Z \approx A/2,5$). Эффект симметрии объясняется тем, что протон и нейтрон имеют спин $1/2$ и подчиняются принципу Паули. Как известно из атомной физики, принцип Паули запрещает двум тождественным частицам с полуцелым спином находиться в одинаковых состояниях. Если воспользоваться моделью независимых частиц (подробнее об этой модели см. гл. II) и изобразить возможные состояния для нуклонов в ядре в виде нейтронных и протонных энергетических уровней в «двойной» потенциальной яме (рис. 11), то в соответствии с принципом Паули на первом нейтронном уровне может находиться 0, 1 или 2 нейтрона (с противоположными направлениями спинов). Аналогично на первом протонном уровне может разместиться не более двух протонов (также с противоположно направленными спинами). Третий и четвертый нейтроны (протоны) должны занимать второй нейтронный (протонный) уровень и т. д.

Очевидно, что энергетически выгодным является заполнение обеих «половин» ямы до приблизительно одинаковой высоты (энергии). В противном случае более высоко расположенные протоны (нейтроны) смогли бы переходить в процессе вза-

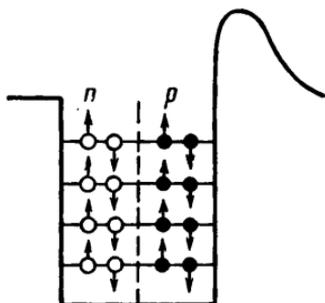


Рис. 11

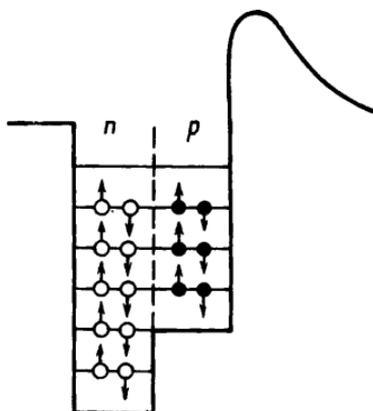


Рис. 12

имного, преобразования $p \rightarrow n$ ($n \rightarrow p$) на незаполненные ниже-расположенные уровни в соседней половине ямы. А это означало бы, что соответствующее ядро является не стабильным, а β^+ -(β^-)-радиоактивным.

В силу свойства зарядовой симметрии ядерных сил для легких ядер, где кулоновское взаимодействие относительно мало, глубина обеих половинок ямы примерно одинакова (см. рис. 11). Поэтому энергетически выгодным является симметричное заполнение уровней обоих типов ($N \approx Z$). Для тяжелых ядер из-за относительно более сильного кулоновского взаимодействия (которое в отличие от ядерного растет пропорционально не A , а $A^2 \sim Z^2$) нейтронная половина ямы заметно глубже протонной. Поэтому в тяжелых ядрах энергетически выгодным является заполнение уровней избыточным числом нейтронов (рис. 12).

Соотношение между Z и A в β -стабильных ядрах определяется формулой (3.4).

8. Удельная энергия связи нуклонов в ядре ϵ является мерой прочности ядра. Особенно велика удельная энергия связи у четно-четных ядер (Z —четное и N —четное), среди которых выделяются так называемые α -частичные ядра ^{12}C , ^{16}O и др.*. Это обстоятельство указывает на добавочное (парное) взаимодействие между двумя одноптипными нуклонами, имеющими одинаковую энергию и одинаковые квантовые

* α -Частичными называются ядра, содержащие $A=4n$ нуклонов, среди которых $Z=2n$ протонов и $N=2n$ нейтронов, где n —целое число. Эти ядра как бы состоят из нескольких α -частиц. Такие ядра обладают специфическими свойствами, которые учитываются в α -частичной модели ядра (см. § 68).

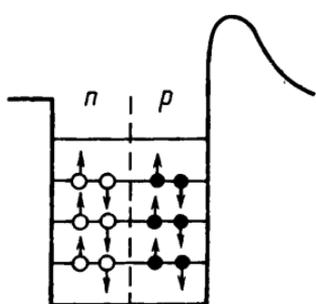


Рис. 13

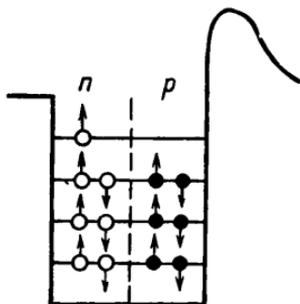


Рис. 14

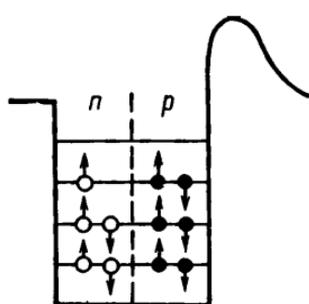


Рис. 15

числа, но разные проекции момента (подробнее см. п. 4 этого параграфа) и на особую прочность системы из четырех нуклонов: двух протонов и двух нейтронов (рис. 13).

Ядра с нечетным массовым числом, т. е. четно-нечетные (Z —четное, N —нечетное, рис. 14, 15) и нечетно-четные (Z —нечетное, N —четное, рис. 16, 17) ядра, имеют один непарный нейтрон (протон) и, следовательно, несколько меньшее значение ϵ . Наконец, нечетно-нечетные ядра (Z —нечетное, N —нечетное, рис. 18), как правило, β -радиоактивны, так как они имеют два непарных нуклона, т. е. наименьшую ϵ (известны только четыре β -стабильных ядра такого типа: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$).

9. Если сравнить между собой значения ϵ для всех четно-четных ядер, то даже на фоне повышенной устойчивости α -частичных конфигураций удастся заметить еще более высокие значения ϵ для ядер, содержащих одно из следующих чисел протонов и (или) нейтронов: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (последнее число только для нейтронов). Эти числа и сами ядра называются магическими. Ядро, содержащее магическое число протонов и нейтронов, называется дважды магическим. Особая устойчивость магических ядер объясняется

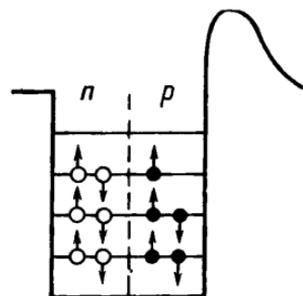


Рис. 16

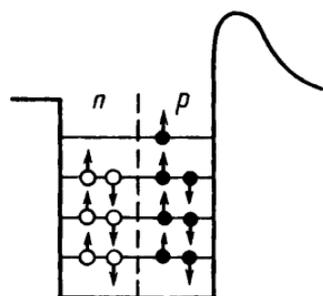


Рис. 17

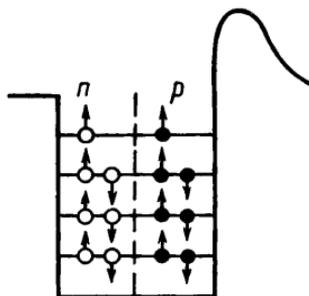


Рис. 18

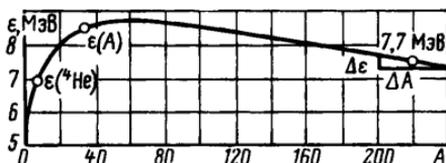
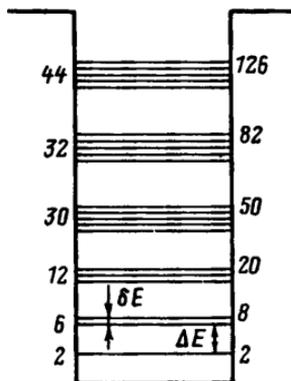


Рис. 20

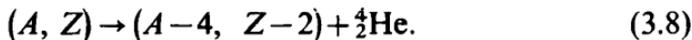
←
Рис. 19

в модели ядерных оболочек, являющейся дальнейшим развитием простой модели независимых частиц.

Согласно модели ядерных оболочек нуклонные энергетические уровни с близкими значениями энергии (малая величина δE на рис. 19) группируются в удаленные друг от друга серии ($\Delta E \gg \delta E$), которые называются нуклонными оболочками. В соответствии с принципом Паули на каждую оболочку можно поместить строго определенное количество нуклонов данного вида (см. рис. 19, числа слева). Заполнению оболочки соответствует образование магического ядра (см. рис. 19, числа справа). Нуклонные оболочки для протонов и нейтронов заполняются независимо. Одновременному заполнению протонной и нейтронной оболочек соответствует образование особо устойчивого дважды магического ядра.

Кроме существования магических ядер модель ядерных оболочек позволяет объяснить и некоторые другие важные свойства атомного ядра (см. гл. II).

10. Для достаточно тяжелых ядер [правая область кривой $\epsilon(A)$ на рис. 20, где $A \approx 220$] энергетически выгоден процесс α -распада:



Это заключение следует из рассмотрения энергии α -распада:

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= \{M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - m_{\alpha}\} c^2 = \Delta W(A-4, Z-2) + \\ &+ \Delta W(\frac{4}{2}\text{He}) - \Delta W(A, Z) = (A-4)\epsilon_{A-4} + 4\epsilon(\frac{4}{2}\text{He}) - A\epsilon_A = \\ &= 4\{\epsilon(\frac{4}{2}\text{He}) - \epsilon_{A-4}\} + A\{\epsilon_{A-4} - \epsilon_A\} \approx 4\{\epsilon(\frac{4}{2}\text{He}) - \epsilon_{A-4}\} + \\ &+ A(d\epsilon/dA)dA \approx 5 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Конечно, это очень грубая оценка, но она дает правильный порядок значения энергии α -распада (точнее см. в § 17).

Очевидно, что для легких ядер α -распад невозможен*, так как в левой части кривой (см. рис. 20)

$$d\varepsilon/dA > 0, \text{ а } \{\varepsilon(\frac{4}{2}\text{He}) - \varepsilon_{A-4}\} < 0$$

и

$$E_{\alpha} < 0.$$

11. Для тяжелых ядер (A, Z), относящихся к правой части кривой $\varepsilon(A)$, энергетически выгоден процесс деления на два примерно одинаковых по массе ядра: (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) — осколки деления (рис. 21).

Для легких ядер (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2), относящихся к левой части кривой $\varepsilon(A)$, энергетически выгоден процесс слияния (синтеза) в одно более тяжелое ядро (A, Z), для которого

$$A = A_1 + A_2; \quad Z = Z_1 + Z_2.$$

Доказательство этих утверждений вытекает из сравнения между собой масс всех трех ядер.

Пользуясь соотношением (3.1), их можно записать в форме

$$\begin{aligned} M &= Zm_p + (A - Z)m_n - \varepsilon A; \\ M_1 &= Z_1m_p + (A_1 - Z_1)m_n - \varepsilon_1 A_1; \\ M_2 &= Z_2m_p + (A_2 - Z_2)m_n - \varepsilon_2 A_2. \end{aligned}$$

Тогда для случая деления тяжелых ядер получим следующую величину освобождающейся энергии:

$$Q_{\text{дел}} = (M - M_1 - M_2)c^2 = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon), \quad (3.10a)$$

где $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2)/(A_1 + A_2)$ — среднее значение ε для ядер (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2). Из рис. 21 (правая часть) видно, что $\bar{\varepsilon} > \varepsilon$, т. е. $Q_{\text{дел}} > 0$.

Аналогично для синтеза легких ядер имеем

$$Q_{\text{синт}} = (M_1 + M_2 - M)c^2 = A(\varepsilon - \bar{\varepsilon}), \quad (3.10б)$$

причем $\varepsilon > \bar{\varepsilon}$, т. е. $Q_{\text{синт}} > 0$ (см. левую часть рис. 21). В настоящее время оба рассмотренных процесса (деление тяжелых ядер и синтез легких) используются для получения энергии (процесс синтеза пока только в форме взрыва термоядерной бомбы).

12. Оценки значений $Q_{\text{дел}}$, сделанные по формуле (3.10a) для разных ядер-осколков, показывают, что энергия деления

* Разумеется, это заключение перестает быть справедливым, если легкое ядро находится в достаточно сильном возбужденном состоянии (см., например, § 17, п. 6).

тяжелых ядер быстро уменьшается с ростом отношения A_1/A_2 (и Z_1/Z_2) от $Q_{\text{дел}} \approx 200$ МэВ при $A_1/A_2 \approx 1$ до $Q_{\text{дел}} \approx 30$ МэВ при $A_1/A_2 \approx 15$. Положительное значение $Q_{\text{дел}}$ при $A_1 \gg A_2$ позволяет допустить принципиальную возможность существования радиоактивных процессов, сопровождающихся вылетом ядер тяжелее ${}^4\text{He}$ (так называемый кластерный распад). Первый подобный процесс — естественная углеродная радиоактивность — был открыт в 1984 г. Позднее были открыты неоновая, магниевая и кремниевая радиоактивности (см. § 20, п. 5 и 6).

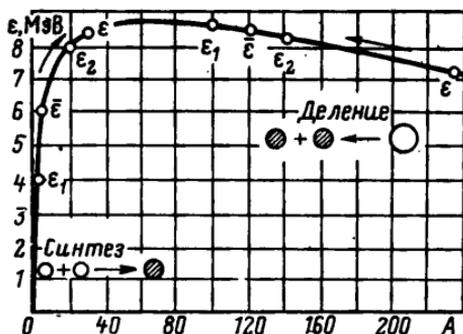


Рис. 21

3. ДРУГИЕ ВИДЫ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЯДРА. ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЕНИЯ НУКЛОНА

Кроме энергии связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов можно ввести в рассмотрение энергию связи ядра относительно каких-либо других составных частей.

Например, энергия связи ядра ${}^{32}_{16}\text{S}$ относительно двух ядер ${}^{16}_8\text{O}$

$$\begin{aligned} \Delta W_{2 \cdot {}^{16}_8\text{O}}({}^{32}_{16}\text{S}) &= [2M({}^{16}_8\text{O}) - M({}^{32}_{16}\text{S})]c^2 = \\ &= \Delta W({}^{32}_{16}\text{S}) - 2\Delta W({}^{16}_8\text{O}) \approx 16 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Аналогично

$$\Delta W_{8 \cdot {}^4_2\text{He}}({}^{32}_{16}\text{S}) = \Delta W({}^{32}_{16}\text{S}) - 8\Delta W({}^4_2\text{He}) \approx 48 \text{ МэВ}$$

и т. п. Естественно, что во всех подобных случаях энергия связи получается меньше, чем $\Delta W({}^{32}_{16}\text{S}) = 272$ МэВ.

В некоторых случаях энергия связи ядра, рассчитанная по отношению к каким-либо его составным частям, становится особенно малой. Это имеет место, например, у легких ядер по отношению к вылету из них нейтрона.

Так, энергия связи ${}^9_4\text{Be}$ по отношению к его распаду на нейтрон и два ядра ${}^4_2\text{He}$ равна примерно 2 МэВ, хотя энергия связи ядра ${}^9_4\text{Be}$ относительно всех девяти составляющих его нуклонов равна

$$\Delta W({}^9_4\text{Be}) \approx 58 \text{ МэВ}.$$

Ядра тяжелых элементов, например урана, имеют очень большую энергию связи относительно всех составляющих его нуклонов, однако если для ${}^{238}_{92}\text{U}$ подсчитать энергию связи относительно ${}^4_2\text{He}$ и ${}^{234}_{90}\text{Th}$, то получится отрицательное значение:

$$\begin{aligned} \Delta W_{{}^{234}_{90}\text{Th}+{}^4_2\text{He}}({}^{238}_{92}\text{U}) &= \\ &= [M({}^{234}_{90}\text{Th}) + M({}^4_2\text{He}) - M({}^{238}_{92}\text{U})] c^2 = -4,25 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Это означает, что ядро урана является неустойчивой системой по отношению к распаду на α -частицу (ядро ${}^4_2\text{He}$) и ${}^{234}_{90}\text{Th}$. И действительно, уран обладает α -активностью. Очевидно, что величина $\Delta W_{(A-4, Z-2)+{}^4_2\text{He}}(A, Z)$ с точностью до знака совпадает с введенной выше [см. формулу (3.9)] энергией α -распада E_α :

$$\varepsilon_\alpha = \Delta W_{(A-4, Z-2)+{}^4_2\text{He}}(A, Z) = -E_\alpha(A, Z). \quad (3.11)$$

Аналогично из формулы (3.10а) следует, что тяжелые ядра (A, Z) , например того же урана, обладают отрицательной энергией связи относительно ядер (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) , удовлетворяющих условиям $A_1 + A_2 = A$, $Z_1 + Z_2 = Z$ и $A_1 \approx A_2$, $Z_1 \approx Z_2$:

$$\begin{aligned} \Delta W_{(A_1 Z_1)+(A_2 Z_2)}(A, Z) &= [M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2) - M(A, Z)] c^2 = \\ &= -Q_{\text{дел}}(A, Z) < 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Рассмотренная энергия связи ${}^{238}_{92}\text{U}$ относительно ядер ${}^{234}_{90}\text{Th}$ и ${}^4_2\text{He}$ имеет физический смысл энергии, которую надо затратить на отделение α -частицы от ядра урана. Поэтому ее можно назвать энергией отделения (или энергией связи) α -частицы для ядра урана ε_α . Особенно широко в ядерной физике используется понятие энергии отделения нуклона ε_N (не следует путать с удельной энергией связи нуклона $\varepsilon = \Delta W/A$). По аналогии с предыдущим энергия отделения нуклона, например нейтрона, для ядра (A, Z) определяется как

$$\varepsilon_n = \{m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)\} c^2. \quad (3.13)$$

Физический смысл энергии отделения нейтрона таков: это энергия, которую надо сообщить ядру (A, Z) , чтобы отделить от него нейтрон. Очевидно, что если провести обратный процесс слияния ядра $(A-1, Z)$ с нейтроном, то образуется ядро (A, Z) , причем выделится энергия, равная энергии отделения нейтрона ε_n от ядра (A, Z) . В этом случае ее

иногда называют энергией присоединения (или прилипания) к ядру $(A-1, Z)$.

Аналогично определяется энергия связи (отделения) протона в ядре:

$$\varepsilon_p = \{m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z)\} c^2. \quad (3.14)$$

Нетрудно видеть, что

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_\alpha &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-4, Z-2) - \Delta W({}^4_2\text{He}); \\ \varepsilon_n &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z); \\ \varepsilon_p &= \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z-1). \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

В отличие от ε значения ε_p и ε_n сильно флуктуируют от ядра к ядру. Так, например, $\varepsilon_n({}^2_1\text{H}) = \varepsilon_p({}^2_1\text{H}) = 2,22$ МэВ; $\varepsilon_n({}^{13}_7\text{N}) = 20,3$ МэВ; $\varepsilon_p({}^{14}_6\text{C}) = 20,8$ МэВ; $\varepsilon_p({}^{13}_7\text{N}) = 1,9$ МэВ. (подробнее см. п. 4).

4. НУКЛОНОСТАБИЛЬНЫЕ ЯДРА И СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ

До сих пор мы рассматривали свойства β -стабильных ядер. Удельная энергия связи нуклонов $\varepsilon = \Delta W/A$ в этих ядрах максимальна, т. е. ее значения находятся на гребне хребта энергетической поверхности (см. рис. 5). Проекцией гребня на плоскость (A, Z) является дорожка β -стабильных изотопов, которая определяется формулой (3.4):

$$Z = A / (1,98 + 0,015A^{2/3}).$$

Спустимся теперь с гребня хребта на его склоны, т. е. сойдем с дорожки β -стабильных ядер на плоскости (A, Z) . При спуске по левому склону хребта будем уходить с дорожки в сторону избытка [по сравнению с формулой (3.4)] Z , при спуске по правому склону — в сторону недостатка. Первой области соответствуют значения A и Z для β^+ -радиоактивных ядер, второй — для β^- -радиоактивных. Массы β -радиоактивных ядер удовлетворяют условию $M(A, Z) > M(A, Z \pm 1) + m_e$.

Свойства β -радиоактивных ядер, отличающие их от β -стабильных, подробно рассмотрены в § 18. А сейчас мы хотим обратить внимание главным образом на те свойства, которые являются для них общими.

β -Распад ядер происходит под действием слабых β -сил. Поэтому он протекает очень медленно по сравнению с типичным ядерным временем $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$ с, характерным для сильного (ядерного) взаимодействия. Самое короткое время жизни относительно слабого распада для известных β -радиоактивных

ядер $\tau \approx 10^{-2}$ с, а для известных элементарных частиц — 10^{-13} с. Но даже это минимальное значение в 10^{10} раз больше ядерного времени.

Таким образом, β -радиоактивное ядро в течение громадного (в ядерных масштабах) времени $\tau \gg \tau_{\text{яд}}$ сохраняет все свои индивидуальные (типичные для данного ядра) ядерные свойства (масса, нуклонный состав, система уровней, характеристики этих уровней, способы ядерных преобразований, например α -распад, деление и т. п.). β -Радиоактивное ядро, так же как и β -стабильное, имеет $\varepsilon > 0$, $\varepsilon_p > 0$ и $\varepsilon_n > 0$, т. е. является связанной нуклонной системой — нуклоностабильным ядром, которое, вообще говоря, не испускает самопроизвольно протоны и нейтроны*. Словом, анализ свойств β -радиоактивных ядер должен давать не менее полезные сведения о ядерном взаимодействии, чем β -стабильных. Поэтому целесообразно рассматривать совместно свойства всех нуклоностабильных ядер (как β -стабильных, так и β -радиоактивных).

Область существования нуклоностабильных ядер гораздо шире, чем β -стабильных. Она простирается до границы протонной устойчивости $\varepsilon_p = 0$ со стороны β^+ -радиоактивных ядер и до границы нейтронной устойчивости $\varepsilon_n = 0$ со стороны β^- -радиоактивных. Точное положение этих границ пока неизвестно. С определением этих границ связан один из самых интересных вопросов проблемы нуклоностабильных ядер: как далеко можно спускаться по склонам хребта энергетической поверхности без риска сорваться в пропасть с $\varepsilon < 0$?

К этому вопросу тесно примыкают и другие. Сколько β -радиоактивных ядер уже открыто? Каковы их свойства (в том числе ядерные) и как они изменяются по мере отклонения A и Z этих ядер от соотношения (3.4)? Сколько еще нуклоностабильных ядер можно надеяться открыть в пределах границ нуклонной стабильности? Нельзя ли предсказать их свойства? Какими специфическими особенностями могут обладать ядра вблизи границ нуклонной стабильности? И наконец, что можно сказать о нуклононестабильном ядре? Есть ли в этом понятии какое-либо физическое содержание?

Ответы на эти вопросы получают двумя способами. Первый заключается в индивидуальном анализе свойств уже известных

* Испускание запаздывающих нейтронов и протонов происходит не из основного, а из возбужденного состояния ядра после предшествующего β -распада. Что касается испускания протона из основного состояния ядра (протонный распад), то до настоящего времени зафиксировано только два таких случая. (см. § 20).

Таблица 2

Ядро	${}^1_0\text{C}^4$	${}^1_0\text{C}^5$	${}^{12}_6\text{C}^6$	${}^{13}_6\text{C}^7$	${}^{14}_6\text{C}^8$	${}^{15}_6\text{C}^9$	${}^{16}_6\text{C}^{10}$
Тип радиоактивности	β^+	β^+	Стабильно	Стабильно	β^-	β^-	β^-
E_β , МэВ	2,2	1,0	—	—	0,15	9,8	8,0
$T_{1/2}^{(\beta)}$	19 с	20 мин	—	—	5730 лет	2,4 с	?
ϵ , МэВ	6,0	6,6	7,7	7,5	7,5	7,1	6,9
ϵ_n , МэВ	—	13,1	18,7	4,9	8,2	1,2	4,3
ϵ_p , МэВ	4	8,7	16	17,5	20,8	—	—
P_n , МэВ	?	—	5,6	—	3,3	—	3,1
ϵ_{2n} , МэВ	?	—	32	—	13	—	5,5
$\bar{\epsilon}_n$, МэВ	?	—	16	—	6,5	—	2,75

ядер и применении полуэмпирических экстраполяций для соседних неизвестных, второй — в использовании для анализа и предсказаний теоретических моделей атомного ядра, позволяющих проводить более далекие экстраполяции (вплоть до границ нуклонной стабильности). Рассмотрим вкратце оба эти способа.

Для индивидуального анализа вернемся опять к сечениям энергетической поверхности плоскостями $Z = \text{const}$ (см. рис. 7) и $N = \text{const}$ (см. рис. 8) и на двух примерах проследим за изменением свойств соответствующих ядер.

В табл. 2 приведены значения ϵ , ϵ_n , ϵ_p , E_β , $T_{1/2}^{(\beta)}$ и некоторые другие характеристики нескольких хорошо изученных изотопов углерода*, т. е. ядер, которые выделяет сечение $Z=6$ (рис. 22).

Из таблицы видно, что изотопы с недостатком нейтронов проявляют β^+ -радиоактивность, с избытком — β^- -радиоактивность, при этом энергия β -распада растет, а период полураспада уменьшается по мере удаления (в обе стороны) от β -стабильных изотопов ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$. Удельная энергия связи нуклонов ϵ для всех этих ядер изменяется сравнительно немного (примерно на 10% среднего значения ϵ). График

* В последнее время открыто несколько других изотопов углерода, однако их свойства изучены пока еще недостаточно полно.

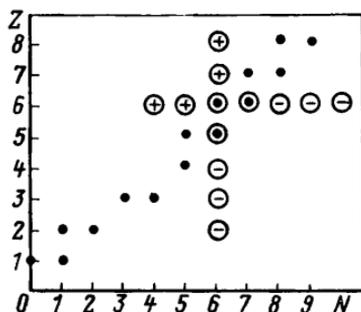


Рис. 22

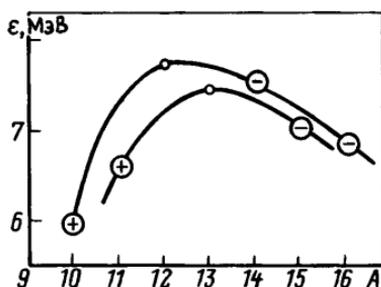


Рис. 23

$\epsilon(A)$ отчетливо обнаруживает упомянутый выше эффект зависимости ϵ от четности или нечетности чисел Z и N (рис. 23). Значения ϵ для четно-четных ядер расположены на верхней параболе, для четно-нечетных — на нижней.

Гораздо резче проявляется зависимость от массового числа A для ϵ_n и ϵ_p (рис. 24 и 25). Из рисунков видно, что с ростом числа нейтронов энергия отделения нейтронов уменьшается (в среднем), а протона растет. Оба результата вполне естественны: чем сильнее отличается соотношение A и Z данного ядра от равновесного, тем слабее должен быть связан последний избыточный нуклон и тем сильнее последний дефицитный. Для нейтрононестабильного ядра ϵ_n должно уменьшиться до $\epsilon_n \leq 0$. Обращает на себя внимание немонотонный характер изменения ϵ_n с ростом числа нейтронов (который затрудняет предсказание значения N , соответствующего $\epsilon_n = 0$). Этот эффект есть проявление упомянутого выше (см. § 3, п. 2) парного взаимодействия нейтронов. Нечетный нейтрон взаимодействует только со всем остальным ядром в целом, четный — со всем остальным ядром плюс дополнительно с нечетным нейтроном. Поэтому ϵ_n для четного нейтрона больше.

Количественно парное взаимодействие можно оценить, введя понятие парной энергии нейтрона P_n :

$$P_n = \epsilon_n(A, Z) - \epsilon_n(A-1, Z), \quad (3.16)$$

где $Z = \text{const}$; $A - Z = N$ — четное.

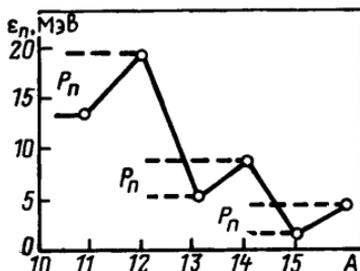


Рис. 24

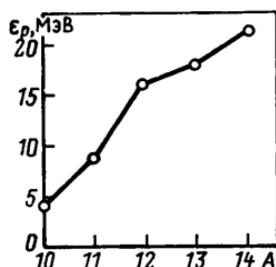


Рис. 25

Физический смысл парной энергии нейтрона — энергия образования пары нейтронов в ядре (энергия спаривания). Значения P_n для четно-четных изотопов углерода приведены в седьмой строке табл. 2. Обычно парная энергия P_n по порядку значения равна 2—3 МэВ. Замечено, что она зависит от формы ядра. Энергия P_n уменьшается при приближении числа нуклонов к магическому, т. е. формы ядра к сферически симметричной.

В последних двух строках таблицы приведены значения ε_{2n} и $\bar{\varepsilon}_n = \varepsilon_{2n}/2$. Величина ε_{2n} — энергия отделения пары нейтронов — по определению равна:

$$\varepsilon_{2n} = \{2m_n + M(A-2, Z) - M(A, Z)\}c^2, \quad (3.17)$$

где $Z = \text{const}$, а $N = A - Z$ — четное. Энергия отделения двух нейтронов удобна тем, что она свободна от флуктуаций, обусловленных парным взаимодействием (изменяется монотонно). Средняя энергия отделения нейтрона $\bar{\varepsilon}_n = \varepsilon_{2n}/2$ вводится для приведения ε_{2n} к однонуклонному масштабу.

На рис. 22 нанесены все рассмотренные изотопы углерода (кружочки), а также все β -стабильные легкие ядра (точки). Из рисунка видно, что изучение сечения энергетической поверхности плоскостью $Z=6$ позволяет оценить «горизонтальную ширину» области известных нуклоностабильных ядер в районе малых Z . Для оценки ее «вертикальной ширины» надо обратиться к сечению энергетической поверхности плоскостью $N = \text{const}$.

В табл. 3 приведены характеристики семи хорошо изученных ядер-изотонов с $N=6$ (см. рис. 22).

Таблица 3

Ядро	${}^6_2\text{He}$	${}^6_3\text{Li}$	${}^6_4\text{Be}$	${}^6_5\text{B}$	${}^6_6\text{C}$	${}^6_7\text{N}$	${}^6_8\text{O}$
Тип радиоактивности	β^-	β^-	β^-	Стабильно	Стабильно	β^+	β^+
E_β , МэВ	14	13,6	0,55	—	—	1,2	1,8
$T_{1/2}$	0,12 с	0,17 с	$2,5 \cdot 10^6$ лет	—	—	10 мин	72 с
ε , МэВ	3,9	5,0	6,5	6,9	7,7	7,2	7,0
ε_p , МэВ	?	?	?	11,2	16	1,9	4,6

Продолжение табл. 3

Ядро	${}^8_2\text{He}^6$	${}^9_3\text{Li}^6$	${}^{10}_4\text{Be}^6$	${}^{11}_5\text{B}^6$	${}^{12}_6\text{C}^6$	${}^{13}_7\text{N}^6$	${}^{14}_8\text{O}^6$
Тип радиоактивности	β^-	β^-	β^-	Стабильно	Стабильно	β^+	β^+
ϵ_n , МэВ	?	?	6,8	11,5	18,7	20,3	?
P_p , МэВ	?	—	?	—	4,8	—	2,7
ϵ_{2p} , МэВ	?	—	?	—	27,2	—	6,6
$\bar{\epsilon}_p$, МэВ	?	—	?	—	13,6	—	3,3

Не будем подробно комментировать эту таблицу, так как ее результаты аналогичны приведенным в табл. 2, если во всех рассуждениях заменить нейтрон протоном (ϵ_p , P_p , ϵ_{2p} , $\bar{\epsilon}_p$ ведут себя так же, как ϵ_n , P_n , ϵ_{2n} , $\bar{\epsilon}_n$ в табл. 2). По аналогии с P_n

$$P_p = \epsilon_p(A, Z) - \epsilon_p(A-1, Z-1) \quad (3.18)$$

при Z четном и $N = A - Z = \text{const}$ называется парной энергией протона. Величина

$$\epsilon_{2p} = \{2m_p + M(A-2, Z-2) - M(A, Z)\}c^2 \quad (3.19)$$

при Z четном и $N = A - Z = \text{const}$ называется энергией отделения двух протонов, а $\bar{\epsilon}_p = \epsilon_{2p}/2$ — средней энергией отделения протона.

Ядра, свойства которых рассмотрены в табл. 3, располагаются на рис. 22 по вертикальной линии при $N=6$. Из рисунка видно, что эта линия почти доходит до оси N . Самое легкое ядро ${}^8_2\text{He}$ на ней имеет в 3 раза больше нейтронов, чем протонов.

Полученный «крест» из изотопов с $Z=6$ и изотонов с $N=6$ дает приблизительное представление о размерах области известных нуклоностабильных ядер при малых Z и N . Из рисунка видно, что при малых Z и N нуклоностабильных ядер в 3—4 раза больше, чем β -стабильных (β -радиоактивных) в 2—3 раза больше, чем β -стабильных).

Аналогичные разрезы энергетической поверхности плоскостями $Z = \text{const}$ (или $N = \text{const}$) можно сделать для всех Z (или N), при этом в области больших Z кроме перечисленных выше характеристик (ϵ , ϵ_p , ϵ_n , P_n , P_p , ϵ_{2n} , ϵ_{2p} , E_β , $T_{1/2}^{(\beta)}$)

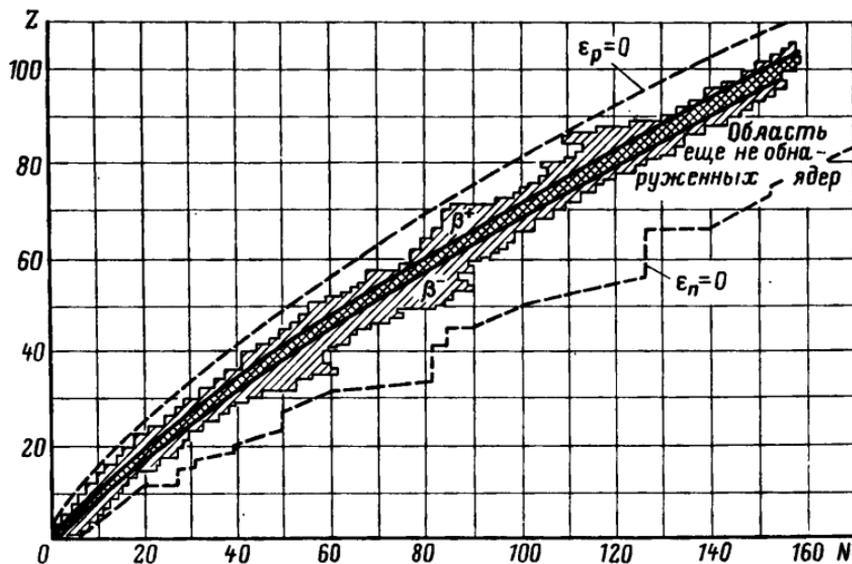


Рис. 26

появляется добавочная информация в виде энергии α -распада E_α и спонтанного деления $E_{\text{сп. дел.}}$, а также соответствующих периодов полураспада $T_{1/2}^{(\alpha)}$ и $T_{1/2}^{\text{сп. дел.}}$.

На рис. 26 показан общий вид плоскости (Z, N) , заполненной всеми известными нуклоностабильными ядрами. Здесь узкой заштрихованной полосой показана дорожка β -стабильных ядер, а ломаными сплошными линиями — границы известных β^+ - и β^- -радиоактивных ядер*.

Из рисунка видно, что ширина области нуклоностабильных ядер с ростом Z и N изменяется неравномерно. Особенно много ядер (около 25) на сечениях, соответствующих магическим числам (например, $Z=50, 82$), и в районах, которые по каким-либо причинам изучались особенно детально (тяжелые радиоактивные элементы, осколки деления). Всего в настоящее время известно около 2000 нуклоностабильных ядер.

Сопоставление ϵ , ϵ_n , ϵ_p , ϵ_α , $T_{1/2}^{(\beta)}$, $T_{1/2}^{(\alpha)}$, $T_{1/2}^{\text{сп. дел.}}$, E_β , E_α , $E_{\text{сп. дел.}}$ и других величин для этих ядер позволяет сделать ряд заключений об их свойствах и об изменении этих свойств при изменении Z и N , а также о некоторых новых свойствах ядерных сил, например о парном взаимодействии и др. Однако закономерности, которые можно усмотреть из сопоставления данных, представленных в табл. 2

* Рисунок 26 носит условный характер. Дорожка β -стабильных ядер показана приближенно, а в пределах подосы β -радиоактивных ядер имеются пустые места, соответствующие еще не обнаруженным ядрам.

и 3, носят сугубо эмпирический характер. Фактически они только констатируют свойства данного конкретного ядра и в лучшем случае позволяют ориентировочно предсказать некоторые свойства одного-двух соседних неизвестных ядер (например, по закономерностям изменения ε_{2n} и ε_{2p}).

Для объяснения обнаруженных закономерностей и тем более для предсказания новых неизвестных ядер в широком интервале изменения Z и N необходимы теоретические закономерности, базирующиеся на модельных представлениях об устройстве атомного ядра.

Выше мы уже пользовались моделью независимых частиц и моделью ядерных оболочек для объяснения повышенной стабильности ядер с $Z=N$, с четными Z и N и магическими Z и N . (Подробнее эти модели рассмотрены в гл. II). Другие закономерности из числа отмеченных выше (зависимость ε от A и Z , закономерности α -распада и деления, соотношение между A и Z у β -стабильных ядер и др.) объясняются в капельной модели ядра, которая также рассмотрена в гл. II.

В этой модели можно получить полуэмпирическую формулу (10.10) для энергии связи ядра, которая позволяет вычислять $\Delta W(A, Z)$ по A и Z с погрешностью, не превышающей 10—20 МэВ. А комбинация капельной модели с оболочечной повышает точность этой формулы настолько (1—2 МэВ), что позволяет оценивать значения ε_n и ε_p , каждое из которых является разностью двух больших величин типа ΔW .

Таким образом, все параметры ядра, приведенные в табл. 2 и 3, можно вычислить для известных ядер, а следовательно, с большой долей уверенности предсказать для неизвестных. Заметим, что эти предсказания направлены не только в сторону увеличения количества изотопов известных элементов с $1 \leq Z \leq 110$, но и в область еще не обнаруженных сверхтяжелых элементов. Ниже приведен некритический перечень этих предсказаний.

1. Кроме известных нуклоностабильных ядер (около 2000) в природе должно существовать, по крайней мере, еще столько же ядер с $\varepsilon > 0$. Предполагаемый ход границ нуклонной стабильности ($\varepsilon_n = 0$; $\varepsilon_p = 0$) показан на рис. 26 штриховой линией.

2. Нейтроноизбыточные ядра вблизи границы нейтронной стабильности $\varepsilon_n = 0$ должны быть β^- -радиоактивны (с малым периодом полураспада $T_{1/2}^{(\beta)}$ и большой энергией β -распада E_β) и испускать запаздывающие нейтроны, пары и даже тройки нейтронов (подробнее см. § 20, п. 3). Возможно, что они имеют аномально большие размеры и что для них будет наблюдаться повышенный выход реакций с одновременным вылетом двух нейтронов.

Такое заключение сделано с учетом свойств уже открытых ядер с сильным избытком нейтронов, например ${}^6_2\text{He}$ и ${}^8_2\text{He}$. Энергия отделения нейтрона для этих ядер очень мала, что свидетельствует об их «рыхлости», т. е. больших размерах (сравните со свойствами дейтрона, § 82, п. 2). Кроме того, для этих ядер $\varepsilon_{2n} < \varepsilon_n$.

3. Существование ядер с большим избытком нейтронов (таких, как ${}^8_2\text{He}$, ${}^{11}_3\text{Li}$) заставляет некоторых физиков надеяться на возможность существования нуклоностабильных нейтронных ядер, т. е. ядер, состоящих из одних только нейтронов. Однако эксперименты по поиску ядра, состоящего из двух нейтронов (бинейтрон) или четырех нейтронов (тетранейтрон), дали отрицательный результат.

По некоторым предположениям нейтронные ядра могут образоваться при соударении тяжелых ядер с энергией несколько десятков мегаэлектрон-вольт на нуклон. В этом случае в результате мощного кулоновского удара в столкнувшихся ядрах должен возбудиться гигантский дипольный резонанс, сдвигающий протоны относительно нейтронов (см. § 78), который в принципе может привести к обособлению нейтронов в нейтронное ядро. Не исключена также возможность существования нейтронных ядер в сверхплотном состоянии ядерной материи (см. § 10, п. 3).

4. Нейтронодефицитные ядра вблизи границы протонной стабильности должны быть β^+ -радиоактивны (с малым $T_{1/2}^{(\beta)}$ и большой E_β) и могут испускать запаздывающие протоны из возбужденного состояния ядра, образовавшегося после β^+ -распада или e -захвата (если $W > \varepsilon_p$). В принципе они также могут испускать протоны из изомерного состояния (если $W > \varepsilon_p$) и обладать протонной радиоактивностью (если $\varepsilon_p < 0$) или двухпротонной радиоактивностью (если $\varepsilon_p > 0$, а $\varepsilon_{2p} < 0$) (подробнее см. § 20).

5. В области очень далеких трансуранов возможно существование «островков стабильности», т. е. ядер с очень малыми вероятностями α - и β -распада и спонтанного деления. Эти островки могут быть расположены в районе новых предсказываемых магических чисел $Z=114$; $N=184$ и $Z=164$.

6. Ядра, расположенные за пределами нуклонной стабильности $\varepsilon_n=0$, $\varepsilon_p=0$, являются нуклононестабильными, т. е. существуют только в течение очень короткого ядерного времени: $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-22} \div 10^{-20}$ с. Однако подобные ядра, так же как и обычные, в принципе можно охарактеризовать массой, зарядом, спином и другими параметрами, а также скоростью, энергией, углом вылета и т. п.

§ 4. Радиус ядра

Первые представления о размерах атомного ядра были получены Резерфордом в результате опытов по изучению рассеяния α -частиц. Для согласования результатов опытов с расчетами потребовалось предположить, что значительная часть массы атома сосредоточена в его центральной части — ядре, которое можно представить в виде шара размером примерно 10^{-12} см.

В дальнейшем размеры ядер определялись разными способами:

- 1) оценка радиуса α -радиоактивных ядер по постоянной α -распада (см. § 17, п. 5);
 - 2) анализ полуэмпирической формулы для массы и энергии связи ядра (см. § 10);
 - 3) исследование рентгеновского излучения μ -атомов (см. § 106, п. 2);
 - 4) изучение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах;
 - 5) измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах.
- Два последних способа рассмотрены в этом параграфе.

1. ИЗУЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ

Достаточно точно можно определить радиусы ядер при изучении взаимодействия быстрых нейтронов с атомными ядрами. Вероятность взаимодействия в ядерной физике характеризуется эффективным сечением σ , которое для быстрых нейтронов определяется следующим образом. Пусть N — поток нейтронов, падающих на 1 см^2 тонкой мишени (т. е. такой, что ядра мишени не перекрывают, не затеяют друг друга, рис. 27, а). Тогда эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром определяется как

$$\sigma = dN / (Nn\delta), \quad (4.1)$$

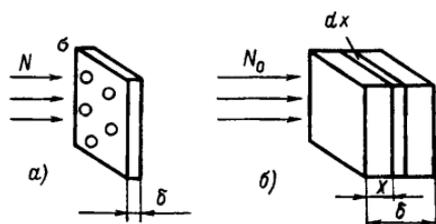


Рис. 27

где dN — число взаимодействий; n — концентрация ядер в мишени; δ — толщина мишени. Из выражения (4.6) следует, что относительная доля dN/N провзаимодействовавших нейтронов равна относительной доли площади мишени $dS = \sigma n \delta$, занятой всеми

ядрами, если приписать σ наглядный физический смысл площади поперечного сечения ядра.

В случае толстой мишени плотность потока изменяется с глубиной x , и для оценки числа нейтронов, прошедших через мишень, очевидно, надо составить дифференциальное уравнение для некоторого тонкого слоя мишени dx на глубине x :

$$dN = -N(x)n\sigma dx. \quad (4.2)$$

Здесь $N(x)$ — число нейтронов, дошедших до слоя мишени на глубине x ; dx — толщина слоя (рис. 27, б).

Решение уравнения (4.2) получается в виде

$$N(x) = N_0 \exp(-n\sigma x), \quad (4.3)$$

где N_0 — первичный поток нейтронов.

Таким образом, для определения сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами достаточно измерить в специальном опыте ослабление интенсивности пучка нейтронов $N(\delta)/N_0$ при прохождении его через мишень толщиной δ :

$$\sigma = -\ln [N(\delta)/N_0] / (n\delta). \quad (4.4)$$

Чтобы получить радиус ядра, надо выразить σ через R .

На первый взгляд кажется, что эффективное сечение σ , имеющее физический смысл площади сечения ядра, должно быть равно πR^2 . Это было бы действительно так, если бы взаимодействие быстрых ($T_n = 10$ МэВ) нейтронов с ядрами ограничивалось рассмотренным выше неупругим рассеянием. Однако в действительности для быстрых нейтронов существует еще один процесс взаимодействия — упругое дифракционное рассеяние дебройлевской нейтронной волны на ядрах (подробнее см. § 44). Эффективное сечение этого процесса также равно πR^2 . Таким образом, суммарное эффективное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами

$$\sigma = 2\pi R^2. \quad (4.5)$$

Поэтому из опытов по ослаблению пучка нейтронов можно получить сведения о радиусе атомных ядер мишени.

Были проведены опыты с нейтронами, имеющими энергию 14 и 25 МэВ. Они дали для радиуса ядер значение

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Аналогичный результат получен в опытах по изучению рассеяния нейтронов с энергией 90 МэВ ($r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13}$ см). Несколько меньшее значение ($r_0 = 1,28 \cdot 10^{-13}$ см) найдено

в опытах по изучению поглощения ядрами очень быстрых нейтронов ($T_n = 1,4$ ГэВ).

Таким образом, методы определения радиусов атомных ядер, основанные на изучении их взаимодействия с нейтронами, приводят к следующему результату:

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = (1,3 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

2. ИЗМЕРЕНИЕ РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

Длина волны де Бройля для электронов с энергией $T_e \gg m_e c^2$ равна:

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{hc}{T_e} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-6} T_e} = \frac{1,24 \cdot 10^{-10}}{T_e}, \quad (4.6)$$

(где λ — в см, T_e — в МэВ) и уже при $T_e = 100$ МэВ становится сравнимой с размерами атомных ядер. Поэтому из опытов по упругому рассеянию быстрых электронов на ядрах, а именно по результатам углового распределения рассеянных электронов, можно получить представление о радиусе атомного ядра. Опыты были сделаны с электронами, ускоренными на синхротроне до энергий в несколько десятков (в первых опытах) и несколько сот (в наиболее точных опытах Хофштадтера) мегаэлектрон-вольт. Результаты опытов сравнивались с расчетами, произведенными с помощью уравнения Дирака в предположении о равномерном распределении заряда в ядре с разными радиусами. Оказалось, что наилучшее совпадение формулы $R = r_0 A^{1/3}$ с результатами опытов получается при разных значениях r_0 для различных ядер (от $1,32 \cdot 10^{-13}$ см для ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ до $1,18 \cdot 10^{-13}$ см для ${}^{197}_{79}\text{Au}$).

Таким образом, опыты по изучению рассеяния быстрых электронов дают значения радиуса ядра

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13}$ см.

3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнение результатов, полученных разными методами, подтвердило правильность предположения о приблизительно сферической форме ядра, радиус которого равен:

$$R = r_0 A^{1/3}. \quad (4.7)$$

Однако коэффициент r_0 в разных методах получается несколько различным:

$$r_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Перечисленные выше пять способов определения радиуса ядра дают для r_0 соответственно следующие значения:

- 1) $(1,45—1,5) \cdot 10^{-13}$ см (анализ α -распада);
- 2) $1,2 \cdot 10^{-13}$ см (полуэмпирическая формула);
- 3) $1,2 \cdot 10^{-13}$ см (μ -атом);
- 4) $(1,2—1,3) \cdot 10^{-13}$ см (быстрые электроны);
- 5) $(1,3—1,4) \cdot 10^{-13}$ см (быстрые нейтроны).

Если учесть, что значение $r_0 = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см, найденное из анализа α -распада, по понятным причинам (см. § 17, п. 5) несколько завышено, то все же остается некоторое расхождение между значениями $r_0 = (1,3 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см и $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13}$ см, полученными достаточно точными методами. По-видимому, это несоответствие можно объяснить следующим образом.

При исследовании электромагнитных свойств ядра (излучение μ -атома, рассеяние быстрых электронов и др.) результаты опытов сопоставляются с расчетами, сделанными в определенных предположениях о радиусе сферы R , в пределах которой распределены нуклоны (точнее, протоны). Поэтому при исследовании электромагнитных свойств ядер из опыта получается значение радиуса ядра $[R \approx 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ (} R \text{— в см)}]$ именно в этом смысле.

В опытах по рассеянию быстрых нейтронов на ядрах исследуется ядерное взаимодействие нейтронов с ядром. Поэтому в таких опытах измеряется не радиус ядра, а несколько большее значение радиуса области ядерного взаимодействия. В связи с этим иногда говорят об «электрическом» и ядерном радиусах атомного ядра.

В заключение заметим, что высокая точность современных опытов по исследованию рассеяния быстрых электронов ($T_e > 500$ МэВ) на ядрах позволяет не только определить средние размеры области, занятой протонами, но и оценить распределение плотности заряда по ядру. Оказалось, что экспериментальные результаты лучше всего согласуются не с равномерным распределением заряда в ядре, а с распределением вида

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_0)/\delta]} \quad (4.8)$$

(модель Ферми). Согласно этой формуле плотность заряда постоянна внутри ядра и плавно убывает к нулю вблизи его

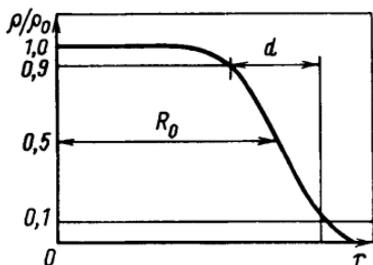


Рис. 28

для всех ядер происходит на одинаковых расстояниях ($d = 4,4\delta = 2,4 \cdot 10^{-13}$ см), так что область постоянной плотности заряда по мере уменьшения Z сокращается и при $Z \leq 6$ исчезает совсем.

границ (рис. 28). R_0 определяет расстояние от центра ядра до места, где плотность заряда падает вдвое, а $\delta \approx 0,55$ фм — скорость убывания плотности заряда с расстоянием от центра ядра. Опыт показывает, что для всех исследованных ядер $R_0 = 1,08 \times 10^{-13} A^{1/3}$ (R — в см). Спад плотности заряда (от $0,9 \rho_0$ до $0,1 \rho_0$)

§ 5. Спин и магнитный момент нуклонов и ядра

1. ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Представление о спине и магнитном моменте ядра было введено для объяснения сверхтонкой структуры спектральных линий по аналогии с тем, как были введены спин и собственный (спиновый) магнитный момент электрона для объяснения тонкой структуры.

Как известно, тонкая структура оптических спектров объясняется взаимодействием спинового магнитного момента электрона μ_s с магнитным полем \mathbf{H}_l , создаваемым орбитальным движением электронов в атоме. Энергия взаимодействия

$$U = -\mu_s \mathbf{H}_l \quad (5.1)$$

несколько различна при разных ориентациях μ_s относительно \mathbf{H}_l . Число ориентаций $2s+1$ определяется спином s .

Количественное согласие этой схемы с экспериментом, получается при следующих значениях механических и магнитных моментов электрона:

$$\left. \begin{aligned} s &= 1/2 \text{ (в постоянных Планка } \hbar); \\ \mu_s &= e\hbar/2m_e c = M_B = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс} = 9,27 \times \\ &\times 10^{-24} \text{ Дж/Тл (магнетон Бора);} \\ l &= 0, 1, 2 \dots \text{ (в постоянных Планка } \hbar); \\ \mu_l &= lM_B. \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

Впоследствии значения спина s и спинового магнитного момента электрона μ_s были получены теоретически в результате

рассмотрения релятивистского квантовомеханического уравнения Дирака для электрона (см. § 100).

Тонкая структура спектральных линий определяется взаимодействием магнитных моментов всех внешних (валентных) электронов с магнитным полем атома*. Особенно простая картина взаимодействия получается для атомов с одним внешним электроном. В этом случае имеются только две ($2s+1=2$) ориентации μ_z относительно H_z , т. е. наблюдается расщепление спектральных линий на две близкие линии. Типичным примером тонкой структуры такого простейшего типа является расщепление линии D натрия на две линии с длинами волн 5890 и 5896 Å ($1\text{Å}=10^{-10}\text{ м}$).

Обычно в атоме имеется не один, а несколько внешних электронов, вносящих вклад в момент количества движения и магнитный момент атома. Поэтому в качестве основных векторных характеристик электронных оболочек такого атома рассматриваются следующие величины.

1. Суммарный спин всех внешних электронов $S=s_1+s_2+\dots$ и соответствующий ему магнитный момент μ_S .

2. Суммарный орбитальный момент внешних электронов $L=l_1+l_2+\dots$ и соответствующий ему магнитный момент μ_L .

3. Полный момент количества движения электронов $J=L+S$ и соответствующий ему магнитный момент μ_J .

В этом случае картина тонкой структуры оказывается значительно сложнее, чем для одновалентных атомов, но физическая природа ее возникновения — взаимодействие магнитного момента внешних электронов с магнитным полем орбитального движения электронов — остается той же самой.

Аналогичная схема была предложена и для объяснения сверхтонкого расщепления оптических спектральных линий.

В 1928 г. Паули высказал гипотезу о существовании у ядра спина I и магнитного момента μ_I . Взаимодействие магнитного момента ядра с магнитным полем электронов (слегка различное при разных ориентациях спина ядра) приводит к дополнительному расщеплению спектральных линий. Для объяснения чрезвычайной малости этого расщепления (приблизительно в 10^3 раз меньше тонкого) Паули предложил считать магнитный момент протона равным одному ядерному магнетону Бора μ_B :

$$|\mu_p| = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{m_e}{m_p} M_B = \mu_B = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}, \quad (5.3)$$

* Электроны замкнутых оболочек не создают магнитного момента, так как суммарный момент количества движения для них равен нулю.

а магнитный момент ядра — целому кратному ядерного магнетона:

$$\mu_I = \gamma \mu_B (\gamma - \text{целое}). \quad (5.4)$$

Забегая вперед, следует сказать, что идея Паули о существовании взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем атома оказалась верной во всем, кроме целочисленности коэффициента γ . И в сущности именно эта идея лежит в основе всех методов определения спина и магнитного момента ядра. Все они опираются на изучение взаимодействия магнитного момента ядра с внутренним или внешним магнитным полем. Рассмотрим некоторые из этих методов.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

При наблюдении сверхтонкой структуры спектральных линий спин ядра можно определить тремя способами: подсчетом числа линий сверхтонкого расщепления, измерением интервалов между ними и сравнением их интенсивностей.

Сущность этих методов легко понять, если проанализировать величину энергии взаимодействия U магнитного момента μ ядра со средним магнитным полем \bar{H}_e электронов в месте расположения ядра:

$$U = -\mu \bar{H}_e. \quad (5.5)$$

Найдем связь μ и \bar{H}_e с векторами \mathbf{J} , \mathbf{I} и $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$. Из атомной физики известно, что магнитный момент μ_I , возникающий в результате орбитального движения электрона, антипараллелен орбитальному моменту количества движения \mathbf{I} и равен:

$$\mu_I = \frac{e}{2m_e c} \mathbf{I}. \quad (5.6)$$

С учетом того что \mathbf{I} измеряется в единицах \hbar , получим для числового значения магнитного момента

$$\mu_I = l \frac{e\hbar}{2m_e c} = l M_B, \quad (5.7)$$

где l — орбитальное квантовое число, а $M_B = 9,27 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс = $9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл — магнетон Бора. Аналогично магнитный момент электрона, обусловленный спином s , антипараллелен ему и равен, как указывалось выше,

$$\mu_s = \frac{e}{m_e c} \mathbf{s} = 2 \frac{e}{2m_e c} \mathbf{s}. \quad (5.8)$$

Числовое значение спинового магнитного момента

$$\mu_s = 2s \frac{e\hbar}{2m_e c} = 2s M_B = M_B, \quad (5.9)$$

где $s=1/2$ — спиновое квантовое число.

Таким образом, между магнитным моментом электрона, измеренным в магнетонах Бора, и его моментом количества движения M , измеренным в единицах \hbar , имеется соотношение

$$\mu = gM. \quad (5.10)$$

Коэффициент g называется гиромангнитным отношением. Из формул (5.7) и (5.9) видно, что для орбитального движения электронов $g_l=1$, а для спинового $g_s=2$, откуда следует неколлинеарность вектора суммарного магнитного момента электрона

$$\mu_j = \mu_s + \mu_l$$

вектору его полного момента количества движения $j=l+s$. Аналогичным образом обстоит дело с векторами $\mu_j = \mu_s + \mu_l$ и $J = L + S$, характеризующими суммарный эффект всех электронов атома (рис. 29).

Взаимодействие магнитных моментов μ_s и μ_l приводит к тому, что возникает прецессия суммарного вектора $\mu_j = \mu_s + \mu_l$ вокруг суммарного вектора J , при этом, очевидно, $\dot{\mu}_j \perp J$ и среднее значение вектора μ_j совпадает со значением его параллельной составляющей $\bar{\mu}_j = \mu_j$, которая параллельна направлению вектора J . Таким образом, среднее магнитное поле, создаваемое электронами,

$$\bar{H}_e = -aJ/|J|. \quad (5.11)$$

Постоянную a , определяющую абсолютное значение поля электронов, можно вычислить методами квантовой механики.

Аналогично магнитный момент атомного ядра $\mu_{яд}$ также можно выразить через его спин:

$$\mu_{яд} = \mu I/|I|. \quad (5.12)$$

Тогда энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронов

$$U = -\mu_{яд} \bar{H}_e = \mu a \frac{J \cdot I}{|J||I|} = \frac{\mu a}{2} \frac{\{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)\}}{\sqrt{J(J+1)I(I+1)}}, \quad (5.13)$$

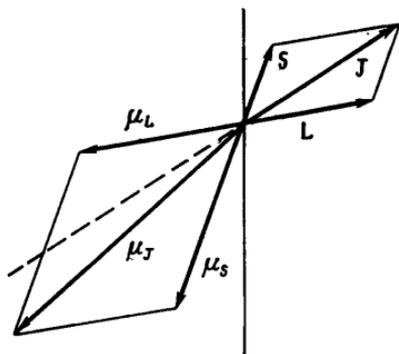


Рис. 29

где F при данных I и J имеет $2I+1$ или $2J+1$ значения (берется наименьшее из I и J). Столько же значений имеет энергия взаимодействия U при фиксированном J (для данного терма атома)*.

Анализ формулы (5.13) позволяет указать три способа определения спина ядра.

1. Если $J > I$, то число линий сверхтонкого расщепления равно $2I+1$, значит, спин ядра можно определить подсчетом числа линий сверхтонкого расщепления для полностью разрешенной картины.

2. Если $J < I$, то можно применить второй способ определения спина ядра, в котором используется так называемое правило интервалов, заключающееся в следующем.

Так как все линии данного сверхтонкого расщепления соответствуют одинаковым J и I , то разность энергий для двух состояний F и $F-1$ равна**:

$$\Delta U = \mu a F / \sqrt{J(J+1)I(I+1)}. \quad (5.14)$$

Отсюда следует, что интервалы между соседними уровнями относятся как

$$F:(F-1):(F-2):...=(J+1): \\ :(J+I-1):(J+I-2):... \quad (5.15)$$

3. Если $I > J$, а интервал ΔU только один, то спин ядра I можно найти методом сравнения интенсивностей компонентов сверхтонкого расщепления. Интенсивность спектральной линии пропорциональна числу компонент $2F+1$, на которые расщепляется терм в магнитном поле.

Формула (5.14) для вычисления энергии взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронов позволяет по результатам измерения абсолютного значения расстояния между линиями U рассчитать магнитный момент ядра μ . Однако эти расчеты требуют знания величины a , характеризующей магнитное поле электронов данного атома в месте расположения ядра. Вычислить a можно достаточно точно только для наиболее простых атомных систем (водород, водородоподобные атомы, галогены, щелочноземельные элементы). Этот расчет показывает, что поле электронов примерно равно 10—100 Тл. Например, для электронов, находящихся в нормальном состоянии, оно равно 13 Тл для ${}_3\text{Li}$ и 210 Тл для ${}_{55}\text{Cs}$.

* I остается постоянным при любом J , так как определяет спин ядра.

** Это справедливо, если сверхтонкое расщепление мало по сравнению с расщеплением двух состояний атома с разными J .

В общем случае a нельзя вычислить с погрешностью меньше 10%. Поэтому и значения магнитного момента ядер, вычисленные при рассмотрении сверхтонкой структуры, получаются недостаточно точными. Однако метод позволяет определять знак магнитного момента по расположению подуровней расщепления. Особенно простым является правило для водородоподобных атомов: подуровень с большим значением $F=J+I$ лежит выше, если магнитный момент положителен.

В заключение отметим, что использование эффекта Мёсбауэра позволяет измерять сверхтонкую структуру ядерных уровней и, следовательно, определять внутреннее магнитное поле атома по значению магнитного момента его ядра. Этим же методом можно определять магнитные моменты возбужденных состояний атомного ядра (см. § 19, п. 4, д).

3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПИНА И МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЯДРА, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

а. Краткий обзор применяемых методов

При использовании этих методов магнитный момент ядра $\mu_{\text{яд}}$ взаимодействует как с магнитным полем электронов H_e , так и с внешним магнитным полем H , и его энергия взаимодействия

$$U = -\mu_{\text{яд}}(H_e + H). \quad (5.16)$$

Внешнее поле H может быть однородным, неоднородным, высокочастотным.

Если H однородное и достаточно сильное ($H \geq 10^{-2} \div 10^{-1}$ Тл), то наблюдается эффект Пашена—Бака, когда спин ядра I можно определить по числу подуровней $2I+1$, на которые расщепляется каждый из $2J+1$ уровней. В случае слабого поля ($H \ll 10^{-2} \div 10^{-1}$ Тл) наблюдается эффект Зеемана, при котором спин ядра I определяется по числу расщеплений $(2J+1)(2I+1)$ и известному J .

Если H неоднородное, то реализуется метод отклонения молекулярных пучков, аналогичный опыту Штерна—Герлаха для определения магнитных моментов атомов. Однако опыты по определению магнитных моментов ядер значительно труднее опыта Штерна и Герлаха, так как из-за малости магнитного момента ядра требуется наблюдать примерно в 10^3 раз меньшие эффекты. Кроме того, задача чрезвычайно осложняется необходимостью регистрировать этот весьма слабый

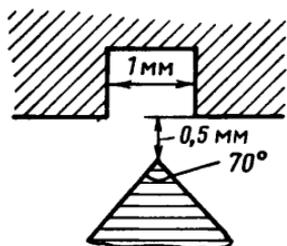


Рис. 30

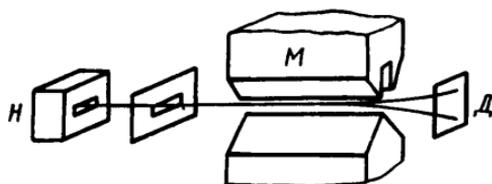


Рис. 31

эффект на фоне в 10^3 раз более сильного эффекта, обусловленного магнитным моментом электронных оболочек.

Эти трудности были преодолены следующим образом. Для того чтобы увеличить эффект, был изготовлен электромагнит со специальной формой полюсных наконечников (рис. 30), обеспечивающий получение сильного резко неоднородного поля с градиентом 20—50 Тл/см. Для устранения сильного фонового эффекта от электронных оболочек в качестве объектов исследования брали не атомы, а молекулы с взаимно скомпенсированными моментами электронов (например, H_2 , H_2O).

Общая схема опыта изображена на рис. 31. Для получения молекулярного пучка используется нагреватель H с узкой щелью (0,01—0,1 мм), через которую молекулярный пучок попадает в вакуумную камеру с несколькими диафрагмами (на рисунке показана одна из них), а затем, пройдя между полюсами электромагнита M , создающего резко неоднородное поле, попадает на экран или в какой-либо другой детектор D . Чтобы пучок был хорошо сформирован, длина свободного пути молекул в нагревателе должна быть больше ширины щели. Расчет показывает, что это достигается при давлениях газа (или пара) в нагревателе около 1 мм рт.ст. (133,3 Па). В зависимости от характера исследуемого вещества такое давление может быть обеспечено при самых разнообразных температурах (от температуры жидкого воздуха для газов до 1000°C для твердых веществ).

В вакуумной камере прибора поддерживается такое давление, чтобы длина свободного пути молекул в несколько раз превышала размеры прибора. Благодаря этому молекулы долетают до детектора без столкновений.

Сделанные измерения показали, что, несмотря на большую величину $\frac{dN}{dZ}$, наблюдаемое на опыте отклонение пучка настолько мало (около 0,04 мм), что оно сравнимо с разбросом из-за максвелловского распределения скоростей. Поэтому фактического расщепления в подобных опытах не наблюдается, и для определения магнитного момента приходится тщательно измерять плотность распределения молекул в пучке. Другая

трудность опыта заключается в том, что в молекуле имеются ядерные моменты двух атомов, которые могут быть различным образом ориентированы по отношению друг к другу, что сильно осложняет анализ результатов*.

Несмотря на это, Штерну, Эстерману и Фришу удалось измерить магнитный момент протона, который оказался равным примерно $2,5\mu_B$. Это значение сильно отличается от значения $1\mu_B$, которое можно было ожидать по аналогии с электроном, имеющим магнитный момент $1M_B$. В дальнейшем рассмотрим этот вопрос подробнее (см. п. 5 настоящего параграфа).

6. Метод магнитного резонанса Раби

Особенно точным методом определения магнитных моментов ядер является метод магнитного резонанса, или радиочастотный метод, предложенный Раби в 1937 г.**.

Идея метода Раби заключается в принудительной переориентации спина I (и магнитного момента μ_I) ядра резонансным электромагнитным высокочастотным (ВЧ) полем и вычислении μ_I по резонансной частоте поля $\omega_{рез}$. Схема соответствующего прибора изображена на рис. 32.

Здесь H_1, H_2, H_3 — три одинаково направленных постоянных магнитных поля, создаваемых электромагнитами A, B и C . Поле H_2 однородно, а поля H_1 и H_3 резко неоднородны, при этом поля H_1 и H_3 совершенно одинаковы, но их градиенты ориентированы противоположно:

$$\partial H_3 / \partial z = -\partial H_1 / \partial z.$$

Узкий пучок молекул или атомов при своем движении из нагревателя H в детектор D проходит через все три магнитных поля, которые, взаимодействуя с магнитными моментами атомов и ядер, ориентируют их в соответствии с возможными значениями для проекций J_z и I_z векторов J и I , при этом каждой проекции I_z вектора I соответствует своя энергия взаимодействия магнитного момента ядра μ_I с магнитным полем H_2 :

$$U = -\mu_I H_2 = -\mu_I H_2 I_z / I.$$

Для изменения проекции спина на $\Delta I_z = \pm 1$ атому надо сообщить энергию $\Delta U = \pm \mu H_2 / I$.

* Этой трудности нет при расщеплении методом Штерна—Герлаха пучка нейтронов (см. п. 4 этого параграфа).

** Название метода связано с тем, что в нем применяются высокочастотные электромагнитные поля радиодиапазона.

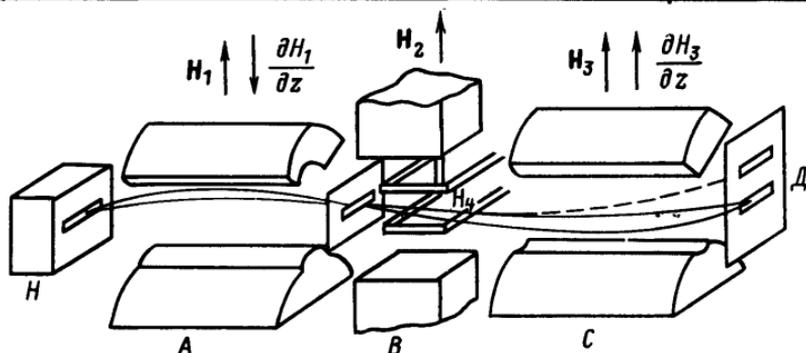


Рис. 32

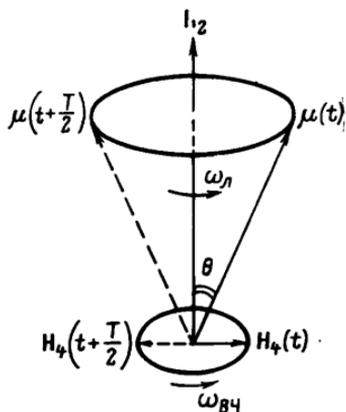


Рис. 33

В методе Раби эта энергия заимствуется от электромагнитного ВЧ-поля \mathbf{H}_4 , наложенного на поле \mathbf{H}_2 перпендикулярно ему и пучку частиц. При совпадении частоты ν поля \mathbf{H}_4 с величиной $\Delta U/h$

$$\nu_{\text{рез}} = \omega_{\text{рез}}/2\pi = \Delta U/2\pi\hbar = \Delta U/h, \quad (5.17)$$

где \hbar — постоянная Планка, должна наблюдаться переориентация вектора \mathbf{I} .

Опрокидывающий эффект резонансного электромагнитного ВЧ-поля можно наглядно пояснить при помощи рис. 33. Из атомной физики известно, что с энергией перехода $\Delta U = \mu H/I$ можно связать представление о ларморовской прецессии спина \mathbf{I} (и магнитного момента μ) в поле \mathbf{H}_2 с частотой Лармора

$$\omega_L = \Delta U/\hbar = \mu H/\hbar I. \quad (5.18)$$

ВЧ-поле \mathbf{H}_4 , перпендикулярное полю \mathbf{H}_2 , можно разложить на два циклических поля, вращающихся навстречу друг другу. Эффект от одного из них (вращающегося навстречу ларморовской прецессии) усредняется во времени, а от другого (вращающегося в ту же сторону) при $\omega_{\text{вч}} = \omega_L$ как бы «накапливается» со временем. Этот эффект накопления виден из рис. 33, где изображены два положения векторов μ и \mathbf{H}_4 для моментов времени t и $t + T/2$ (через полпериода). Из рисунка видно, что взаимная ориентация векторов μ и \mathbf{H}_4 (угол θ) не изменяется со временем.

Простые вычисления показывают, что при достаточно больших размерах области ВЧ-поля и достаточно малой скорости частиц пучка взаимная ориентация μ и \mathbf{H}_4 может сохраняться в течение 10^2 — 10^3 периодов T . Это означает,

что в течение всего этого времени взаимодействие μ и H_4 будет стремиться изменить ориентацию вектора I в какую-то определенную сторону (в направлении возрастания или убывания угла θ). В результате такого воздействия часть магнитных диполей на выходе из области поля окажется переориентированной.

Зная частоту $\nu_{\text{рез}}$, при которой происходит переориентация магнитных диполей, можно вычислить гиромагнитное отношение γ из формулы

$$\omega_{\text{рез}} = 2\pi\nu_{\text{рез}} = \omega_L = \mu H / \hbar I = \gamma \mu_B H / \hbar. \quad (5.19)$$

Факт резонанса устанавливается при помощи неоднородных полей H_1 и H_3 , смещающих диполи в разные стороны. Так как поля H_1 и H_3 совершенно одинаковы, но имеют противоположное направление градиентов, то в отсутствие переориентирующего ВЧ-поля действия обоих полей будут взаимно компенсироваться, так что пучок частиц, пройдя через оба поля, вернется к исходному направлению (см. рис. 32). Если же в результате резонансного воздействия ВЧ-поля произойдет частичная переориентация ядерных магнитных диполей, то смещение диполей в поле H_3 не будет компенсировать смещение, испытанное в поле H_1 , и соответствующие частицы отклонятся от первоначального направления (штриховая линия на рис. 32).

На рис. 34 дан поперечный разрез электромагнита A (изображенного на рис. 32), с помощью которого создавалось неоднородное поле H_1 (или H_3). Электромагнит изготовлен из железной трубы длиной около 50 см, разрезанной по образующей. Линия разреза имеет форму двух коаксиальных цилиндров, для которых можно рассчитать поле электромагнита. Рабочая ширина щели 1 мм. Труба обмотана восемью витками медной трубки, по которой пропускается ток около 10^2 А. В результате возникает магнитное поле $H=1$ Тл с $\partial H/\partial t \approx \approx 8$ Тл/см. При общей длине проходимого пути около 1 м отклонение пучка составляет примерно 0,05 мм. Поэтому работа проводилась с чрезвычайно узкими пучками (около 0,01 мм) очень высокой интенсивности (10^{10} — 10^{11} частиц на 1 см^2).

Поле H_2 создается с помощью электромагнита с плоскопараллельными отшлифованными и отполированными полюсами. Высокая тщательность изготовления этого электромагнита необходима для создания строго однородного поля, которое должно выделять в пространстве направление для ориентации диполей, но не смещать их.

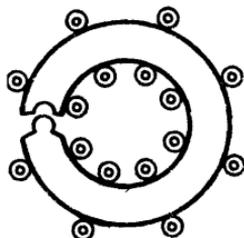


Рис. 34

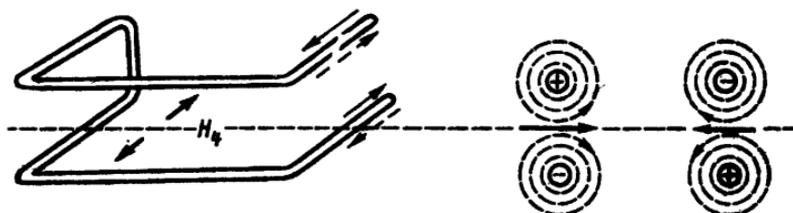


Рис. 35

Осциллирующее поле H_4 создавалось при помощи петли с током, изображенной на рис. 35. При прохождении через петлю ВЧ-тока вокруг проводников возникают коаксиальные магнитные поля, сумма которых создает в месте прохождения частиц осциллирующее поле H_4 .

Условие резонанса $\omega_{\text{вч}} = \omega_{\text{л}}$ можно получить, либо изменяя частоту $\nu_{\text{вч}}$ поля H_4 , либо меняя ларморовскую частоту прецессии $\omega_{\text{л}}$ (в результате изменения значения постоянного поля H_2). При помощи (5.19) легко подсчитать, что при $H_2 \approx 1$ Тл

$$\nu_{\text{рез}} = \gamma \mu_{\text{в}} H / 2\pi \hbar = 0,8\gamma \cdot 10^7 \text{ Гц.}$$

Положив $\gamma = 1$, имеем $\nu_{\text{рез}} \approx 10^7$ и $\lambda = c/\nu \approx 30$ м. Таким образом, поле H_4 можно создать при помощи генераторов радиочастотного диапазона.

Методом магнитного резонанса было впервые определено точное значение магнитного момента протона:

$$\mu_{\text{p}} = 2,792845 \mu_{\text{в}},$$

а также точные значения магнитных моментов атомных ядер.

Современное значение магнитного момента протона

$$\mu_{\text{p}} = (2,7928444 \pm 0,0000011) \mu_{\text{в}}.$$

в. ЯМР и другие методы радиоспектроскопии

Кроме описанного выше пучкового варианта используются и другие варианты метода магнитного резонанса, которые применяются для исследования образцов из конденсированного вещества. (твердого и жидкого). Отличие их друг от друга в основном сводится к способу обнаружения переориентации магнитных моментов в высокочастотном резонансном поле.

В одном из способов, например, переориентация обнаруживается по испусканию (или поглощению) квантов излучения, которым сопровождается переориентация магнитных диполей,

в другом — по наведению переориентирующимися ядерными спинами ЭДС в катушке с помещенным в ней исследуемым образцом. Оба способа не требуют создания узких пучков и неоднородных магнитных полей. Общее название резонансных методов исследования конденсированного вещества с использованием скрещенных магнитного и высокочастотного полей — ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Методы наблюдения ЯМР в конденсированных веществах разработали в 1946 г. Блох и Парселл.

Возможность наблюдения ЯМР в конденсированных веществах связана с существованием релаксационных процессов установления и разрушения ядерной намагниченности M . Продольная (по отношению к постоянному полю) составляющая M_z изменяется в результате обмена энергией спинов с окружением (спин-решеточное взаимодействие), а поперечные M_x и M_y — взаимодействия спинов между собой (спин-спиновое взаимодействие). Времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксаций различны для разных веществ и зависят от их агрегатного состояния, чистоты, температуры, структуры молекул и др. Поэтому ЯМР широко применяется для исследования ядер, атомов и молекул при решении различных задач из области физики, химии, биологии и техники.

Метод радиоспектроскопии шире метода ЯМР и тем более пучкового метода Раби, в основе которых лежит использование скрещенных постоянного магнитного и высокочастотного электромагнитного полей. В общем виде радиоспектроскопией называется раздел физики, занимающийся исследованием переходов между энергетическими уровнями квантовой системы посредством использования электромагнитного излучения радиодиапазона.

К этому разделу, кроме ЯМР, относятся микроволновая СВЧ-радиоспектроскопия, т. е. радиоспектроскопия сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн, электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), ядерный квадрупольный резонанс (ЯКР), циклотронный резонанс (ЦР) и др. Методы радиоспектроскопии применяются (избирательно) для исследования свойств веществ, находящихся в любом агрегатном состоянии (твердом, жидком, газообразном).

В качестве примера, имеющего непосредственное отношение к ядерной физике, рассмотрим использование микроволновой радиоспектроскопии для определения масс атомных ядер. Идея этого способа заключается в измерении сдвига ротационных уровней молекулы, возникающего при изменении ее массы.

Известно, что структура уровней ротационного спектра молекулы зависит от ее момента инерции, который в свою

очередь зависит от приведенной массы молекулы, т. е. от масс атомов, входящих в ее состав. Если один из атомов молекулы заменить атомом другого изотопа того же элемента, то приведенная масса и момент инерции молекулы несколько изменятся, в результате чего будет наблюдаться небольшой сдвиг ротационных уровней. По этому сдвигу можно вычислить отношение масс использованных в опыте изотопов.

Энергии перехода между отдельными ротационными уровнями по порядку значения равны:

$$E = \hbar\omega \sim 10^{-5} \div 10^{-3} \text{ эВ},$$

что соответствует микроволновой области радиодиапазона ($\lambda \sim 10^{-1} \div 10 \text{ см}$). Энергетический сдвиг ротационных уровней равен:

$$\Delta E = \hbar \Delta\omega = \hbar(\omega - \omega'),$$

где ω и ω' — частоты, соответствующие определенному переходу между уровнями для разных изотопов.

Значения ω и ω' можно получить измерением поглощения бегущей электромагнитной волны сантиметрового диапазона в волноводе, наполненном газообразным исследуемым веществом. При совпадении частоты волны с частотой перехода между уровнями наблюдается особенно сильное (резонансное) поглощение волны. Измерив в двух опытах $\omega_{\text{рез}}$ и $\omega'_{\text{рез}}$, можно найти $\Delta\omega$ и вычислить отношение масс. Погрешность измерения отношения масс радиочастотным методом составляет.

$$\delta M/M \sim 10^{-6} \div 10^{-5}.$$

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА

а. Опыт Альвареца и Блоха

В принципе описанный выше радиочастотный метод Раби с использованием узких пучков и неоднородных магнитных полей пригоден и для определения магнитного момента нейтрона. Однако в 30-е годы (когда было впервые оценено его значение) в распоряжении физиков еще не было интенсивных пучков реакторных нейтронов. Поэтому для определения магнитного момента нейтрона Альварец и Блох использовали несколько измененный (по сравнению с описанным в § 5, п. 3) вариант метода магнитного резонанса Раби, который не требует узких нейтронных пучков. В своем опыте они вместо неоднородных магнитных полей H_1 и H_3 пропускали нейтроны через два намагниченных до насыщения ферромагнетика, являющихся поляризатором и анализатором нейтронов.

Сущность метода поляризации нейтронов при помощи ферромагнетика заключается в следующем. Основным процессом взаимодействия нейтронов при прохождении их через вещество (с небольшим сечением поглощения) является ядерное рассеяние. В результате рассеяния нейтроны отклоняются от первоначального направления (выбывают из пучка), вследствие чего их количество N в пучке убывает с толщиной δ вещества по закону

$$N = N_0 \exp(-n\sigma\delta), \quad (5.20)$$

где N_0 — первоначальное количество нейтронов; n — концентрация ядер вещества; σ — сечение рассеяния.

Если в качестве среды взять намагниченный до насыщения ферромагнетик, то, как показал в 1936 г. Блох, при наличии у нейтрона магнитного момента должен наблюдаться дополнительный (к ядерному рассеянию) эффект из-за электромагнитного взаимодействия магнитного момента нейтрона с ориентированными магнитными диполями ферромагнетика. Взаимодействие магнитных диполей зависит от их взаимной ориентации (параллельные диполи отталкиваются, антипараллельные притягиваются), поэтому знак дополнительного эффекта будет различным для нейтронов с разной ориентацией спина (и, следовательно, магнитного момента) относительно направления намагничивания ферромагнетика (\uparrow или \downarrow).

Для нейтронов с одним направлением спинов (\uparrow) магнитное взаимодействие приведет к увеличению сечения рассеяния $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$, а с другим (\downarrow) — к уменьшению ($\sigma = \sigma_0 - \Delta\sigma$), причем в связи с дальнодействием электромагнитных сил этот эффект должен быть значительным ($\Delta\sigma/\sigma \approx 0,1$). Если первоначальный пучок нейтронов не поляризован:

$$N = \overset{\uparrow}{N_0} + \overset{\downarrow}{N_0}; \quad \overset{\uparrow}{N_0} = \overset{\downarrow}{N_0} = N_0/2,$$

то количество нейтронов после рассеяния на намагниченном ферромагнетике с ориентацией вверх (\uparrow)

$$\begin{aligned} N_1(\uparrow) &= \overset{\uparrow}{N_1}(\uparrow) + \overset{\downarrow}{N_1}(\uparrow) = N_0 \exp[-n(\sigma_0 + \Delta\sigma)\delta] + \\ &+ \overset{\downarrow}{N_0} \exp[-n(\sigma_0 - \Delta\sigma)\delta] = (N_0/2) \{ \exp[-n(\sigma_0 + \Delta\sigma)\delta] + \\ &+ \exp[-n(\sigma_0 - \Delta\sigma)\delta] \}, \end{aligned} \quad (5.21)$$

где $\overset{\uparrow}{N_1}(\uparrow) < \overset{\downarrow}{N_1}(\uparrow)$ *

* В рассуждении учитывается антипараллельность спина и магнитного момента нейтрона (см. ниже).

Таким образом, при прохождении нейтронов через ферромагнетик должно происходить обогащение пучка нейтронами с определенной ориентацией спина и магнитного момента. Ферромагнетик ведет себя по отношению к нейтронам как поляризатор, пропускающий преимущественно нейтроны с определенным направлением магнитного момента.

Если теперь такой частично поляризованный пучок нейтронов пропустить через второй ферромагнетик с такой же ориентацией вектора намагничивания ($\uparrow\uparrow$), то количество нейтронов после второго рассеяния

$$N_2(\uparrow\uparrow) = N_2(\uparrow\uparrow) + N_2(\uparrow\downarrow) = N_0 \exp[-2n(\sigma_0 + \Delta\sigma)\delta] + \\ + N_0 \exp[-2n(\sigma_0 - \Delta\sigma)\delta] = (N_0/2) \exp(-2n\sigma_0\delta) \times \\ \times \{\exp(-2n\delta\Delta\sigma) + \exp(+2n\delta\Delta\sigma)\}. \quad (5.22)$$

При противоположных ориентациях векторов намагничивания ($\uparrow\downarrow$) количество прошедших нейтронов

$$N_2(\uparrow\downarrow) = N_2(\uparrow\downarrow) + N_2(\uparrow\uparrow) = N_0 \exp[-n(\sigma_0 + \Delta\sigma)\delta] \times \\ \times \exp[-n(\sigma_0 - \Delta\sigma)\delta] + N_0 \exp[-n(\sigma_0 - \Delta\sigma)\delta] \times \\ \times \exp[-n(\sigma_0 + \Delta\sigma)\delta] = N_0 \exp(-2n\sigma_0\delta). \quad (5.23)$$

Легко видеть, что при $\Delta\sigma \neq 0$, т. е. при наличии у нейтрона магнитного момента,

$$\frac{N_2(\uparrow\uparrow)}{N_2(\uparrow\downarrow)} = \frac{\exp(-2n\delta\Delta\sigma) + \exp(2n\delta\Delta\sigma)}{2} > 1. \quad (5.24)$$

Таким образом, второй ферромагнетик ведет себя подобно анализатору: он пропускает различное количество нейтронов при разных ориентациях своего вектора намагничивания.

Опыт показал, что подобное явление действительно наблюдается. Это свидетельствует о том, что нейтрон имеет магнитный момент.

Измерение его значения, как уже сказано выше, впервые выполнили в 1940 г. Альварец и Блох. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 36.

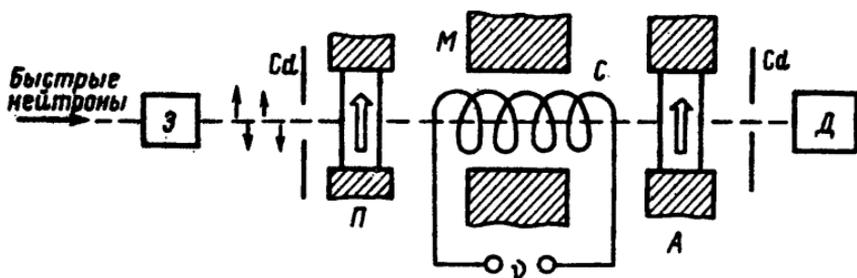


Рис. 36

Быстрые нейтроны от циклотрона после замедления в замедлителе *З* проходили через кадмиевый коллиматор *Сd* в ферромагнитный поляризатор *П*, где происходила частичная поляризация пучка. Эту поляризацию можно обнаружить по изменению числа зарегистрированных нейтронов в детекторе *Д* при изменении ориентации ферромагнитного анализатора *А*. В промежутке между поляризатором и анализатором нейтроны попадали в постоянное поперечное магнитное поле, $H=0,7$ Тл, создаваемое электромагнитом *М*, и продольное ВЧ-поле, создаваемое соленоидом *С*.

Из формулы (5.19) для спина $I=1/2$ следует, что при резонансе частота генератора ν и значение постоянного магнитного поля H должны удовлетворять условию

$$\nu/H = \gamma\mu_B/\pi\hbar, \quad (5.25)$$

которое можно обеспечить, изменяя либо ν , либо H (ток I в электромагните). При выполнении условия (5.25) детектор должен регистрировать минимальное количество нейтронов (рис. 37, *а*). В связи с трудностями получения абсолютных

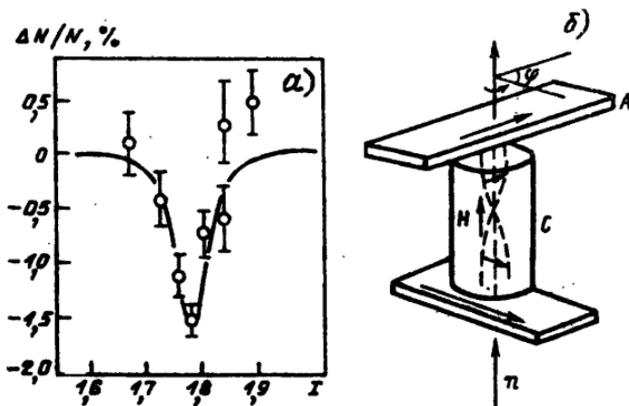


Рис. 37

значений ν и H они сравнивались с хорошо известными частотой ν_p и полем циклотрона H_p , настроенного на ускорение протонов ($\nu_p = eH_p / 2\pi m_p c$). Тогда из (5.3) и (5.25) следует (с точностью до $m_n \approx m_p$)

$$\gamma = \nu_{\text{рез}} H_p / \nu_p H_{\text{рез}}.$$

С помощью описанной установки можно определить не только значение, но и знак γ . Для этого надо заменить магнит M и ВЧ-соленоид другим соленоидом, создающим слабое постоянное продольное магнитное поле $H \approx 10^{-3}$ Тл. Под действием этого поля возникает медленная прецессия магнитных диполей нейтронов, которая приводит к повороту направления поляризации на длине соленоида на небольшой угол ϕ (рис. 37, б). Выбрав такое значение H , чтобы угол поворота был меньше π , можно поворотом анализатора установить направление прецессии и, следовательно, знак γ . Опыт дал для γ отрицательное значение. Таким образом, магнитный момент нейтрона ориентирован против спина. Значение магнитного момента нейтрона, полученное этим способом, оказалось равным:

$$\mu_n = (-1,935 \pm 0,020) \mu_B.$$

Позднее (1947—1948 гг.) это значение было уточнено посредством сравнения в одном и том же опыте резонансной частоты нейтрона с частотой протонного резонанса, которая определялась методом ядерного магнитного резонанса:

$$\mu_n = (-1,91307 \pm 0,0006) \mu_B.$$

Наконец, еще более точные значения μ_n были получены двупетлевым методом Рамзея.

б. Двупетлевой метод Рамзея

При всех своих достоинствах опыты Альвареца и Блоха и их последователей не свободны от ряда недостатков: малая интенсивность нейтронного пучка, невысокий процент поляризации, неоднородность и временная нестабильность магнитного поля в электромагните, приводящая к уширению резонансного минимума.

В 1950 г. Рамзей предложил более совершенный метод измерения магнитного момента нейтрона, который позволил существенно повысить точность результата. Первый опыт с использованием этого метода был выполнен Рамзеем с сотр. в 1956 г. Он отличается от опыта Альвареца и Блоха четырьмя существенными особенностями: использованием в качестве

источника нейтронов ядерного реактора, в качестве поляризатора и анализатора кобальтового зеркала, вместо электромагнита постоянного магнита и вместо одного длинного высокочастотного соленоида двух относительно коротких катушек (одновитковых петель), расположенных на входе и выходе магнита.

Преимущества, даваемые ядерным реактором и постоянным магнитом, очевидны. Поэтому остановимся только на преимуществах нового способа поляризации и использования двух высокочастотных петель.

Принцип получения поляризованных нейтронов при помощи отражения их от кобальтового зеркала заключается в следующем. Ядерное взаимодействие нейтронов имеет характер сильного притяжения. Потенциал этого взаимодействия схематически можно изобразить в виде узкой и глубокой потенциальной ямы (см. рис. 59). В соответствии с соотношением неопределенностей из малой ширины ямы следует, что скорость (кинетическая энергия) нейтрона внутри ямы (в ядре) выше скорости (кинетической энергии) медленного свободного нейтрона. Это означает (по аналогии с оптикой), что показатель преломления для нейтронной волны в веществе (например, в кобальте) $n < 1$. Таким образом, для нейтронной волны воздух является оптически более плотной средой, чем кобальт, т. е. для нее возможно полное отражение от границы воздух—кобальт.

Так же как в опыте с ферромагнетиком, нейтроны, падающие на магнитное зеркало, взаимодействуют с ним различным образом в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента нейтрона и вектора намагничивания кобальта. Различие во взаимодействиях эквивалентно различию в показателях преломления для нейтронов с противоположной ориентацией спина. Поэтому соответствующим подбором угла падения можно добиться того, что из первоначального пучка в результате полного внутреннего отражения будут выделяться нейтроны с определенной ориентацией спина—поляризованные нейтроны. Эффект наблюдается при очень малых углах скольжения α —около десяти минут (рис. 38, а).

Степень поляризации пучка нейтронов определяется методом вторичного отражения от магнитного зеркала-анализатора. Обычные значения поляризации, получаемые этим методом, составляют $P = 80 \div 90\%$, а погрешность определения степени поляризации примерно равна 10%.

Более точно (около 99%) степень поляризации пучка нейтронов можно определить непосредственным измерением интенсивности его компонентов, разделенных в сильном

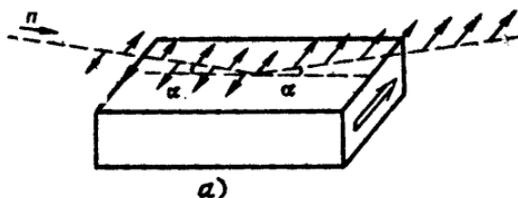
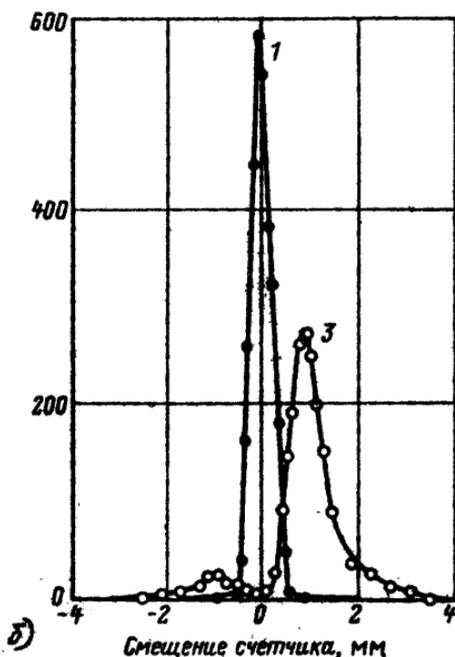
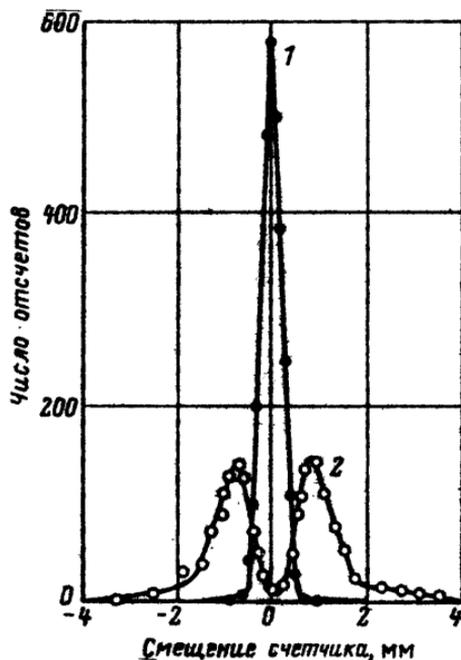


Рис. 38



неоднородном магнитном поле (опыт Штерна—Герлаха на нейтроне). Результаты одного из подобных опытов приведены на рис. 38, б. Здесь кривая 1 соответствует неразделенному пучку, кривая 2—разделенному неполяризованному пучку ($P=0$), кривая 3—разделенному поляризованному пучку (поляризация $P=80\%$). Между прочим, разделение пучка на два компонента является наиболее прямым доказательством того, что нейтрон имеет спин $s_n = 1/2$ ($2s+1=2$).

Кроме высокой степени поляризации метод отражения от вольфрамового зеркала имеет еще одно преимущество—он отбирает из максвелловского спектра тепловых нейтронов относительно монохроматичные и низкоэнергетичные нейтроны. Для опыта по определению магнитного момента нейтрона это очень важно, потому что, как показывает теория магнитного резонанса (и наглядные рассуждения, поясняющие рис. 33), вероятность переориентации магнитного момента растет с ростом времени пребывания магнитного диполя

в области высокочастотного поля, т. е. с уменьшением скорости нейтрона. Опыт показывает, что этот эффект приводит к четырехкратному улучшению остроты наблюдаемого резонанса. (Для максвелловского спектра приходилось проводить усреднение по скоростям, т. е. по времени пребывания в области поля, что приводило к уширению резонанса.)

Главной особенностью опыта Рамзея с сотр. является использование двух коротких высокочастотных катушек (фактически двух одновитковых петель). Очень грубо преимущество этого способа можно пояснить следующим образом.

Любой сколь угодно хорошо сделанный магнит все-таки имеет некоторую неравномерность поля по его длине. Поэтому в местах локальной неоднородности магнитного поля нейтроны имеют разную ларморовскую частоту. Очевидно, что в методе с длинной катушкой это должно приводить к уширению резонанса. Более выгодным режимом приложения высокочастотного поля, как показал Рамзей, является размещение его на концах постоянного магнита. Тогда высокочастотное поле действует на магнитный диполь только в течение двух коротких промежутков времени t : в начале и конце пути через область постоянного магнитного поля, а в середине этого пути в течение времени $T \gg t$ высокочастотное поле отсутствует. Из теории метода Рамзея следует, что вероятность перехода в этом случае изображается резонансной кривой, форма которой (рис. 39, а) отлична от кривой Раби (см. рис. 37, а) и позволяет точнее определить резонансную частоту. Кроме того, дополнительный выигрыш дает введение относительного сдвига фаз между первым и вторым высокочастотными полями. Все это в сочетании с измерением значения магнитного поля вдоль трассы нейтронов методом ЯМР на протонах (H_2O) позволило повысить точность определения μ_n на порядок.

Схема опыта Рамзея и сотрудников изображена на рис. 39, б. Здесь n — пучок нейтронов из реактора; Π — поляризатор (кобальтовое зеркало); M — постоянный магнит; $ВП$ — высокочастотные петли; A — анализатор; D — детектор.

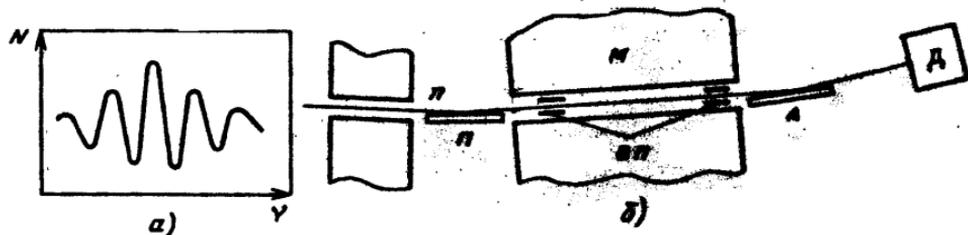


Рис. 39

Для магнитного момента нейтрона в этом опыте было получено значение

$$\mu_n = (-1,913148 \pm 0,000066) \mu_B.$$

Современное значение магнитного момента нейтрона равно:

$$\mu_n = (-1,91304308 \pm 0,00000054) \mu_B.$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СПИНОВ И МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ. ОДНОНУКЛОННАЯ МОДЕЛЬ ШМИДТА

В табл. 4 приведены спины и приближенные значения магнитных моментов для некоторых ядер.

Проанализируем данные табл. 4. Начнем с нуклонов — протона и нейтрона. Они имеют одинаковый спин $1/2$, а их магнитные моменты соответственно равны:

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_B \text{ и } \mu_n \approx -1,91 \mu_B. \quad (5.26)$$

Так как спин протона и нейтрона равен $1/2$, то значения их магнитных моментов можно написать в форме, аналогичной выражению (5.9):

$$\mu_p = 2s \cdot 2,79 \mu_B = 5,58 s \mu_B; \quad (5.27)$$

$$\mu_n = -2s \cdot 1,91 \mu_B = -3,82 s \mu_B. \quad (5.28)$$

Коэффициент $5,58$ ($-3,82$) выражает связь между числовым значением собственного магнитного момента протона (нейтрона), измеренного в ядерных магнетонах μ_B , и числовым значением его спина, измеренного в единицах \hbar , и называется гиромагнитным отношением γ_s . Таким образом, по аналогии с (5.10) для нуклона можно написать соотношение

$$\mu = \gamma_s s, \quad (5.29)$$

причем $(\gamma_s)_p = 5,58$ и $(\gamma_s)_n = -3,82$.

Таблица 4

Ядро	I в \hbar	μ в μ_B	Ядро	I в \hbar	μ в μ_B	Ядро	I в \hbar	μ в μ_B
n	$1/2$	$-1,91$	${}^7_3\text{Li}$	$3/2$	$+3,3$	${}^{16}_8\text{O}$	0	0
p	$1/2$	$+2,79$	${}^9_4\text{Be}$	$3/2$	$-1,2$	${}^{17}_8\text{O}$	$5/2$	$-1,9$
${}^1_1\text{H}$	1	$+0,86$	${}^{10}_5\text{B}$	3	$+1,8$	${}^{35}_{17}\text{Cl}$	2	$+1,3$
${}^2_1\text{H}$	$1/2$	$+3$	${}^{12}_6\text{C}$	0	0	${}^{113}_{51}\text{In}$	$9/2$	$+5,5$
${}^3_2\text{He}$	$1/2$	$-2,1$	${}^{13}_6\text{C}$	$1/2$	$+0,7$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$	0	0
${}^4_2\text{He}$	0	0	${}^{14}_7\text{N}$	1	$+0,4$	${}^{209}_{83}\text{Bi}$	$9/2$	$+4,1$
${}^6_3\text{Li}$	1	$+0,82$	${}^{15}_7\text{N}$	$1/2$	$-0,28$			

Мы уже говорили, что отличие магнитного момента протона от одного ядерного магнетона является удивительным результатом. Еще более удивительным представляется существование магнитного момента у не имеющего заряда нейтрона.

Свое полное объяснение этот факт, по-видимому, получит в будущей теории сильных взаимодействий, однако некоторые соображения, указывающие на возможность существования аномальных значений магнитных моментов и нуклонов, можно привести и в рамках принятой в этой части книги классической феноменологии ядерных сил.

Если считать, например, что нейтрон представляет собой (хотя некоторую часть времени своего существования) сложное образование, состоящее из центрального положительного заряда и равного ему периферического отрицательного, то, «вращаясь» вокруг собственной оси, такая система будет обладать отрицательным магнитным моментом. Аналогично, введя положительный периферический заряд, можно объяснить аномально большое значение магнитного момента протона. Примерно одинаковые отклонения магнитных моментов нейтрона и протона от их дираковских значений ($\Delta\mu_n = \mu_n - 0 = -1,91\mu_B$; $\Delta\mu_p = \mu_p - 1 = 1,79\mu_B$ и $|\Delta\mu_n| \approx |\Delta\mu_p|$) указывают на одинаковую природу этих периферических зарядов.

Исследования природы ядерных сил и структуры нуклонов, проведенные в 50-х и 60-х годах, позволяют считать такое представление о нейтроне и протоне достаточно правдоподобным. Результаты этих исследований приводят к заключению о том, что физический нуклон окружен облаком («шубой») непрерывно испускающихся и поглощающихся виртуальных π -мезонов (подробнее см. § 81).

Можно считать, что с некоторой вероятностью ω нейтрон представляет собой сложную систему, состоящую из «идеального» протона p_0 с единичным магнитным моментом ($\mu_{p_0} = 1\mu_B$) и «обращающегося» вокруг него* отрицательного π -мезона ($n = p_0 + \pi^-$), а с вероятностью $1 - \omega$ существует в виде «идеального» нейтрона с нулевым магнитным моментом ($\mu_{n_0} = 0$). В этой модели усредненный магнитный момент нейтрона

$$\mu_n = (1 - \omega)\mu_{n_0} + \omega(\mu_{p_0} - \mu_\pi) = [(1 - \mu_\pi)\omega]\mu_B, \quad (5.30)$$

где μ_π — магнитный момент, создаваемый орбитальным движением π -мезона.

* Теория показывает, что π -мезонное «облако» имеет отличный от нуля момент количества движения. Подробнее о виртуальных и реальных π -мезонах, ядерных силах и структуре нуклонов см. § 81; гл. XVI и XIX.

Аналогично считая, что протон с вероятностью ω состоит из идеального нейтрона и положительного π -мезона ($p = n_0 + \pi^+$), а с вероятностью $1 - \omega$ является идеальным протоном p_0 , получаем

$$\mu_p = \omega(\mu_{n_0} + \mu_\pi) + (1 - \omega)\mu_{p_0} = [1 + (\mu_\pi - 1)\omega] \mu_B. \quad (5.31)$$

Приняв, например, $\mu_\pi = 7\mu_B$ (орбитальный магнитный момент π -мезона с $l=1$ должен быть равен $m_p\mu_B/m_\pi \approx 7\mu_B$) и приравняв выражение (5.31) экспериментальному значению

$$(1 + 6\omega)\mu_B = 2,79\mu_B,$$

получим $\omega \approx 0,3$. Подставляя это значение в (5.30), получаем для расчетного значения магнитного момента нейтрона величину

$$\mu_n = (1 - \mu_\pi)0,3\mu_B = -1,8\mu_B \approx \mu_n^{\text{эсп}}.$$

Рассмотрим теперь значения спинов и магнитных моментов ядер. Прежде всего обращает на себя внимание простая закономерность, связывающая спин с массовым числом. Все ядра с четным A имеют целый спин, ядра с нечетным A — полуцелый спин. Отсюда следует несправедливость протон-электронной модели ядра. Так, если бы ядро азота состояло из 14 протонов и 7 электронов, то его спин был бы полуцелым («азотная катастрофа»). Об этом же говорит и порядок величины магнитных моментов ядер, которые не превышают нескольких ядерных магнетонов. Если бы в состав ядра входили электроны, то значения магнитных моментов ядер были бы близки к электронному магнетону Бора, т. е. были бы примерно в 10^3 раз больше.

Дальнейшее рассмотрение значений спинов и магнитных моментов ядер приводит к выводу, что нейтроны и протоны в ядре располагаются таким образом, что их спины и магнитные моменты почти полностью взаимно компенсируются. Действительно, максимальный спин ядра не превышает нескольких единиц, т. е. гораздо меньше $A/2$, чему он должен был бы равняться, если бы спины всех нуклонов были параллельны и складывались арифметически. Так же обстоит дело и с магнитными моментами.

Особенно наглядно явление компенсаций спинов и магнитных моментов можно проследить на примере четырех легчайших ядер периодической системы: ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$ и ${}^4_2\text{He}$. Первое из них — дейтрон ${}^2_1\text{H}$ — является простейшим атомным ядром, состоящим из одного протона и одного нейтрона. Спин (1) и магнитный момент ($0,86\mu_B$) дейтрона получаются

в результате сложения спинов и магнитных моментов нейтрона и протона:

$$\left. \begin{aligned} s_n + s_p &= 1/2 + 1/2 = 1 = I_{2H}; \\ \mu_p + \mu_n &= 2,8 - 1,9 = 0,9 \approx \mu_{2H}. \end{aligned} \right\} \quad (5.32)$$

Спины нейтрона и протона в ядре дейтрона не компенсируются, а складываются; нейтрон и протон могут образовать связанную систему — дейтрон только при одинаковом направлении своих спинов*. Ядра, состоящего из нейтрона и протона с противоположно направленными спинами, не существует. Этот результат является следствием спиновой зависимости ядерных сил (подробнее см. § 84, п. 2).

Явление компенсации спинов начинает проявляться у ядра трития ${}^3_1\text{H}$. Спин ($1/2$) и магнитный момент (около $3\mu_B$) трития получаются соответственно из спинов и магнитных моментов двух нейтронов и одного протона, если их сложить в предположении, что спины двух нейтронов ориентированы противоположно и компенсируют друг друга. В этом случае магнитные моменты обоих нейтронов также взаимно компенсируются и спин и магнитный момент ядра определяются спином и магнитным моментом непарного протона.

Аналогично обстоит дело с ядром ${}^3_2\text{He}$, спин ($1/2$) и магнитный момент ($\mu_{2He} \approx -2,1\mu_B$) которого совпадают со спином и (приблизительно) с магнитным моментом непарного нейтрона ($1/2$ и $-1,9\mu_B$).

Наиболее ярко компенсация спинов проявляется у ядра ${}^4_2\text{He}$, имеющего нулевые спин и магнитный момент. В этом ядре обе пары однотипных нуклонов располагаются таким образом, что их спины и магнитные моменты взаимно компенсируются и дают в сумме нуль.

Полная компенсация спинов и магнитных моментов всех составляющих ядро нуклонов наблюдается не только для ядра ${}^4_2\text{He}$, но вообще для всех четно-четных ядер, которые все без исключения имеют $I=0$; $\mu=0$ (опыт не обнаруживает для них сверхтонкого расщепления)**. В связи с этим

* Это обстоятельство — одно из убедительных соображений в пользу того, что спин нейтрона равен $1/2$, а не $3/2$. Действительно, если бы спин нейтрона был $3/2$, то спин дейтрона (1) получался бы как разность спинов нейтрона и протона, и, следовательно, магнитный момент дейтрона не удалось бы согласовать с магнитными моментами нуклонов (см. также § 5, п. 4).

** Напомним, что в гл. I речь идет об основных состояниях ядер. Возбужденные состояния четно-четных ядер могут иметь отличный от нуля момент количества движения (см. § 13).

естественно казалось предположить, что спин и магнитный момент нечетных ядер, отличающихся от четно-четных одним добавочным (или одним недостающим) нуклоном, определяются моментами этого нуклона. Из предыдущего видно, что это предположение подтверждается на примере ядер ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$, спин и магнитный момент которых определяются непарными нуклонами.

Однако при сравнении спинов и магнитных моментов нейтрона и ядра ${}^{13}_6\text{C}$, отличающегося от четно-четного ядра ${}^{12}_6\text{C}$ одним добавочным нейтроном, наблюдается несоответствие. Спин ядра ${}^{13}_6\text{C}$ совпадает со спином нейтрона, но их магнитные моменты различаются не только по абсолютному значению, но и по знаку ($0,7\mu_B$ и $-1,91\mu_B$ соответственно).

Аналогичное заключение можно сделать и при рассмотрении ядра ${}^{15}_7\text{N}$, имеющего один непарный протон, но отрицательный магнитный момент.

Указанную трудность можно преодолеть, если предположить, что добавочный нуклон участвует в орбитальном движении, благодаря чему возникают дополнительные механический и магнитный моменты. При этом по аналогии с уравнением (5.7) магнитный момент, соответствующий орбитальному моменту протона l , равен $\mu_l = l\mu_B$, так что соответствующее гиромангнитное отношение $(\gamma_l)_p = 1$. Орбитальное движение нейтронов не создает магнитного момента, так как нейтрон не имеет электрического заряда. Поэтому $(\gamma_l)_n = 0$.

Исходя из этих представлений, Шмидт в 1937 г. развил простую однонуклонную модель спина и магнитного момента ядра, согласно которой момент количества движения и магнитный момент нечетного ядра определяются соответствующими полными моментами непарного нуклона*:

$$I = l + s \quad \text{и} \quad \mu = \gamma_l l + \gamma_s s. \quad (5.33)$$

Вычисление I проводится по обычным правилам сложения квантовомеханических векторов. При вычислении μ надо учитывать различие γ_l и γ_s , приводящее к непараллельности I и μ . Результирующий вектор μ прецессирует вокруг вектора I , причем его среднее значение совпадает со значением его параллельной составляющей на направление I (рис. 40). Именно это усредненное значение магнитного момента (которое иногда называют эффективным магнитным моментом) и проявляется в различных опытах. Во внешнем магнитном поле $\mu_{z\text{эф}}$ имеет $2I + 1$ возможных значений проекций, мак-

* Идея Шмидта об орбитальном движении нуклонов в ядре используется в модели ядерных оболочек (см. гл. II).

симальная из которых характеризует числовое значение магнитного момента. Так как $\mu_{z\phi}$ параллелен I , то его числовое значение можно выразить при помощи соотношения $\mu_{z\phi} = \gamma_I I$, где γ_I — гиромагнитное отношение.

Для определения эффективного магнитного момента непарного нуклона (в дальнейшем его будем называть просто магнитным моментом нуклона) надо подсчитать скалярное произведение векторов μ и I . Вычисление, которое здесь опускаем*, дает для γ_I

$$\gamma_I = \gamma_I \pm (\gamma_s - \gamma_I) / (2I + 1) \quad (I = I \pm 1/2). \quad (5.34)$$

Таким образом, для протона имеем

$$\left. \begin{aligned} \mu &= (I + 2,29) \mu_B & (I = I + 1/2); \\ \mu &= [1 - 2,29 / (I + 1)] I \mu_B & (I = I - 1/2), \end{aligned} \right\} \quad (5.35)$$

а для нейтрона

$$\left. \begin{aligned} \mu &= -1,91 \mu_B & (I = I + 1/2); \\ \mu &= [1,91 / (I + 1)] I \mu_B & (I = I - 1/2). \end{aligned} \right\} \quad (5.36)$$

Из формул (5.35) и (5.36) видно, что знак магнитного момента нуклона определяется взаимной ориентацией s и l и значением l . В частности, протон в состоянии $p_{1/2}$ ($l = 1; I = 1/2$) имеет $\mu = -0,26 \mu_B$ (вместо $+2,79 \mu_B$ в s -состоянии), а нейтрон в том же состоянии $+0,64 \mu_B$ (вместо $-1,91 \mu_B$)**.

Эти значения вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями магнитных моментов, рассмотренных выше в качестве примеров ядер $^{15}_7\text{N}$ и $^{13}_6\text{C}$. Поэтому можно сказать, что в соответствии с моделью Шмидта спин и магнитный момент ядра $^{15}_7\text{N}$ ($^{13}_6\text{C}$) определяются непарным протоном (нейтроном), находящимся в состоянии $p_{1/2}$.

Можно привести еще несколько примеров близости $\mu_{\text{эксп}}$ к расчетным значениям. В основном это наблюдается для околomagических ядер с числом протонов (нейтронов), равным $N_{\text{маг}} \pm 1$ ($^{17}_8\text{O}$, $^{19}_9\text{F}$, $^{35}_{16}\text{S}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$).

Однако таких хороших совпадений имеется совсем немного. Как правило, экспериментальные значения магнитных моментов нечетных ядер сильно отличаются от результатов вычислений

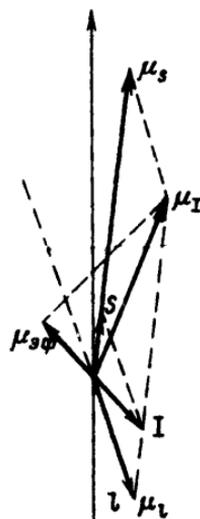


Рис. 40

* См., например, Ферми Э. Ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностран. лит., 1951.

** Иногда протон (нейтрон), находящийся в s -состоянии, называют s -протоном (s -нейтроном), в p -состоянии — p -протоном (p -нейтроном) и т. д.

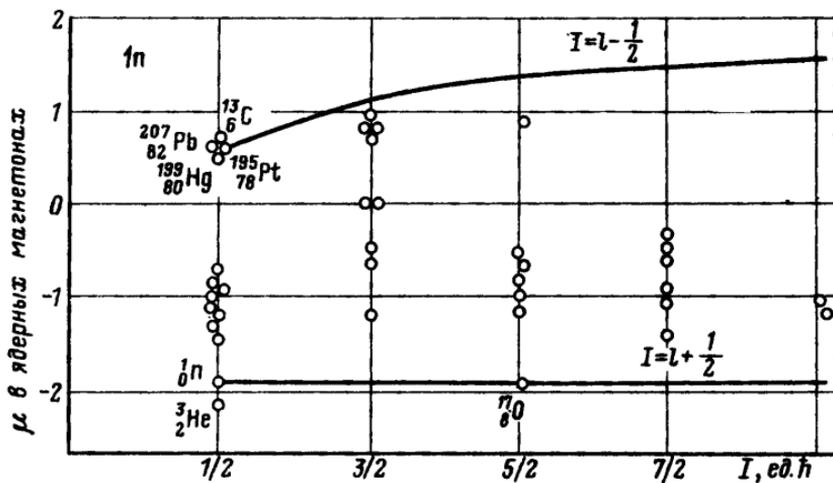


Рис. 41

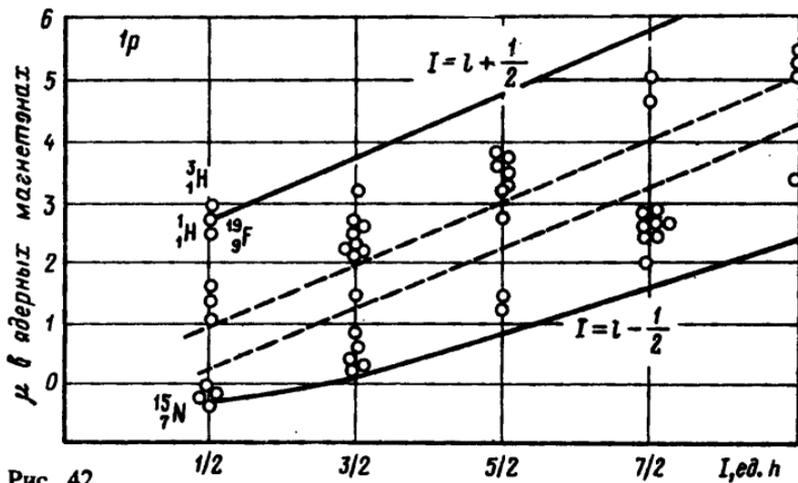


Рис. 42

по формулам (5.35) и (5.36)—так называемых кривых Шмидта. На рис. 41 и 42 сравниваются экспериментальные значения магнитных моментов для четно-нечетных (Z —четное) и нечетно-четных [$(A-Z)$ —четное] ядер с кривыми Шмидта.

Из рисунков видно, что магнитные моменты для большинства ядер действительно сильно отличаются от расчетных значений. Вместе с тем из рисунков следует, что общая тенденция изменения магнитных моментов нечетных ядер правильно передается кривыми Шмидта. Практически все значения магнитных моментов лежат между линиями Шмидта, причем, как правило, заметно ближе к одной из них (середица

рис. 42 практически пуста)*. Магнитные моменты нечетно-четных ядер растут с ростом спина (т. е. орбитального момента), а четно-нечетных практически от него не зависят. Все это подтверждает правильность основной идеи Шмидта о роли орбитального движения нуклона в формировании спина и магнитного момента ядра, т. е. об их одночастичном происхождении.

Несовпадение экспериментальных значений магнитных моментов ядра с линиями Шмидта является мерой неточности этой модели. Одной из возможных причин неточности может быть несправедливость допущения о том, что нуклоны, связанные в ядре, имеют такие же значения магнитных моментов, как и свободные нуклоны**. Другой возможной причиной неточности модели Шмидта может быть неправильность основного предположения о том, что вклад в спин и магнитный момент вносит только один непарный нуклон.

Дальнейшим развитием этой модели является современный вариант модели ядерных оболочек, в котором в отличие от модели Шмидта рассматривается движение не одной, а нескольких частиц в поле остальных нуклонов, находящихся на заполненных оболочках и поэтому не создающих ни механического, ни магнитного момента (см. гл. II). Спин и магнитный момент ядра определяются всеми внешними нуклонами, не входящими в состав замкнутых оболочек. В частности, магнитный момент ядра определяется как проекция векторной суммы магнитных моментов всех внешних нуклонов на направление спина ядра. В модели ядерных оболочек такое вычисление удастся провести для значительного количества легких ядер, причем совпадение с экспериментом получается лучшим, чем в модели Шмидта.

§ 6. Пространственная (P) четность. Закон сохранения P -четности

Исторически представление о четности волновой функции возникло еще на заре развития квантовой механики (Вигнер,

* Это обстоятельство позволяет использовать модель Шмидта для выбора правильного значения l непарного нуклона из двух возможных при данном I ($l=I-1/2$ и $l=I+1/2$). Знание l непарного нуклона при построении оболочечной модели ядра.

** Если допустить, что магнитные моменты нуклонов в ядре заключены в пределах $1 \mu_N \leq \mu_p \leq 2,79 \mu_N$; $-1,91 \mu_N \leq \mu_n \leq 0$, то совпадение с моделью будет лучше. В частности, таким способом можно объяснить практическое отсутствие экспериментальных значений магнитных моментов в середине рис. 42 (штриховые линии соответствуют значению $\mu_p = 1 \mu_N$).

1927 г.)*. Как известно, первые успехи квантовой механики связаны с рассмотрением электромагнитных и сильных взаимодействий (строение атома, теория α -распада), которые описываются уравнением Шредингера. Гамильтониан этого уравнения имеет вид

$$H = -\sum \frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) + U(x_i, y_i, z_i), \quad (6.1)$$

где первое слагаемое представляет собой оператор кинетической энергии системы частиц, а второе — их потенциальную энергию.

Легко видеть, что оба слагаемых гамильтониана симметричны относительно операции зеркального отражения, т. е. относительно инверсии координат:

$$x_i \rightarrow -x_i; \quad y_i \rightarrow -y_i; \quad z_i \rightarrow -z_i;$$

$$r \rightarrow r; \quad \theta \rightarrow \pi - \theta; \quad \varphi \rightarrow \pi + \varphi.$$

Действительно, первое слагаемое зеркально-симметрично потому, что ∂x , ∂y и ∂z входят в него во второй степени, а второе потому, что потенциал является функцией только взаимного расположения частиц и, следовательно, не может изменяться при инверсии координат.

Естественно, что волновая функция ψ — решение зеркально-симметричного уравнения Шредингера — также должна быть зеркально-симметричной. Это означает, что вероятность $W(V, t)$ найти частицу в момент t в объеме V не должна зависеть от того, в какой системе координат — правой (x, y, z) или левой ($-x, -y, -z$) — проводятся измерения:

$$W(V, t) = \int_V |\psi(x, y, z)|^2 dV = \int_V |\psi(-x, -y, -z)|^2 dV. \quad (6.2)$$

Переходя к пределу $V \rightarrow 0$, получаем

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2 \quad (6.3)$$

или в сферических координатах

$$|\psi(r, \pi - \theta, \pi + \varphi)|^2 = |\psi(r, \theta, \varphi)|^2.$$

Таким образом, для зеркально-симметричного процесса вероятности вылета частицы под углами θ и $\pi - \theta$ по отношению к некоторому выделенному направлению в пространстве должны быть равны. Другими словами, разложение

* Впредь до введения представлений о других видах четности (C , CP , G) будем называть пространственную P -четность просто четностью.

функции $f(\theta) = |\psi(r, \theta, \varphi)|^2$ в ряд по $\cos \theta$ не должно содержать нечетных степеней:

$$f(\theta) = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta + \dots, \quad (6.4)$$

где $b=0$.

Подчеркнем, что выделять направление в пространстве для исследуемого объекта (атома, ядра, частицы) надо при помощи такого его физического параметра, который имеет свойства аксиального вектора, т. е. не меняет своего направления при инверсии координат. Как известно, таким свойством обладает спин I . Поэтому, изучая угловое распределение продуктов исследуемого процесса (например, электронов β -распада) относительно спина ядра, можно получить экспериментальное заключение о наличии ($b=0$) или отсутствии ($b \neq 0$) зеркальной симметрии.

Если изучаемый процесс обладает зеркальной симметрией, то из (6.3) следует

$$|\psi(-x, -y, -z)| = |\psi(x, y, z)|.$$

Но две комплексные функции ψ_1 и ψ_2 с равными модулями могут отличаться только множителем $\exp(ia)$, где a — любое вещественное число:

$$\psi_1 = \exp(ia)\psi_2.$$

Поэтому $\psi(-x, -y, -z) = \exp(ia)\psi(x, y, z)$.

В нашем случае ψ_2 получается из ψ_1 в результате операции зеркального отражения, осуществляемой с помощью оператора (ia) . Поэтому повторное применение этой операции к волновой функции должно возвращать ее к исходному виду:

$$\exp(ia)\psi(-x) = \exp(2ia)\psi(x) = \psi(x).$$

Таким образом, $\exp(2ia) = 1$ и $\exp(ia) = \pm 1$, т. е. $a=0$ или $a=\pi$ для зеркально-симметричной $\psi(x, y, z)$. Отсюда следует $\exp(ia)\psi(x, y, z) = \pm \psi(x, y, z)$ или

$$\psi(-x, -y, -z) = \pm \psi(x, y, z). \quad (6.5)$$

При существовании зеркальной симметрии волновые функции, описывающие движение частицы, делятся на два класса: четные и нечетные. Четными волновыми функциями называются функции, которые остаются неизменными при инверсии всех координат, нечетными — волновые функции, которые при инверсии координат меняют знак. Четность обозначается символом P . Для четных систем $P = +1$, для нечетных $P = -1$.

Замечательным свойством многих изолированных квантовомеханических систем является сохранение четности. Чтобы

доказать это свойство, предположим, что волновая функция системы $\psi(x, y, z, t)$ представляет собой решение временного уравнения Шредингера и в момент t четна. Найдем четность этой функции в момент $t+\tau$. Для этого разложим $\psi(t+\tau)$ по степеням τ :

$$\psi(t+\tau) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t}\tau + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}\tau^2 + \dots$$

Сначала ограничимся первыми двумя членами разложения:

$$\psi(t+\tau) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t}\tau.$$

Здесь $\psi(t)$ — четная по предположению функция, а $\partial\psi/\partial t$ — четная потому, что ψ удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} H\psi(t) \quad (6.6)$$

с зеркально-симметричным гамильтонианом.

Отсюда следует, что если функция $\psi(t)$ четна в момент времени t , то она остается четной и в момент времени $t+\tau$ и т. д.

Это рассуждение можно провести и для следующего члена разложения $\psi(t+\tau)$, содержащего $\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$ [потому что $\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$ можно представить как $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)$].

Таким образом, четность является интегралом движения, так как она не изменяется со временем для изолированной системы. Сделанное заключение опирается на специальную форму гамильтониана H .

Аналогичные соображения можно привести и для других выражений оператора взаимодействия H . Общая схема рассуждений при этом остается прежней: если для какого-либо процесса четность сохраняется, то уравнение, описывающее соответствующий процесс, должно обладать свойством симметрии относительно процесса отражения координат. Этим условием определяются вид оператора взаимодействия, который не должен содержать псевдоскалярных членов*, и форма получающихся решений.

* Как известно, псевдоскаляр изменяет знак при инверсии координат. Пример псевдоскаляра — скалярное произведение аксиального вектора на полярный, например спина I на импульс P .

В проведенном рассуждении предполагалось, что волновая функция имеет определенную четность (либо четная, либо нечетная). Строго говоря, это справедливо только для невырожденного состояния системы (например, для основного состояния ядра), которое описывается единственной собственной функцией. Если состояние системы с данной энергией вырождено, т. е. описывается суперпозицией нескольких собственных функций, часть из которых четные, а часть нечетные, то четность этого состояния будет неопределенной*. В этом случае закон сохранения четности приводит к сохранению относительной доли парциальных составляющих с определенными значениями четности.

Закон сохранения четности накладывает определенные ограничения на протекание ядерных процессов. Поэтому очень важно уметь находить четность ядерной системы. Часто задачу определения четности какой-либо сложной системы можно решить разложением ее на подсистемы. Рассмотрим, например, систему двух невзаимодействующих частиц А и Б. Волновая функция такой системы может быть представлена в виде произведения четырех волновых функций:

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \Psi_B \Psi_{I_A} \Psi_{I_B},$$

где Ψ_A и Ψ_B — волновые функции, описывающие внутреннее состояние (движение относительно центра инерции подсистемы) каждой частицы (которая в свою очередь, может быть сложной системой), а Ψ_{I_A} и Ψ_{I_B} — волновые функции относительного движения А и Б. (Они дают представление о законе движения центров инерции подсистем А и Б). Так как «испытание на четность» сводится к инверсии координат и сравнению знаков у функций $\Psi(x, y, z)$ и $\Psi(-x, -y, -z)$, то совершенно очевидно, что последовательное проведение этой операции по отношению Ψ_A , Ψ_B , Ψ_{I_A} и Ψ_{I_B} приведет к следующему правилу для четности сложной системы:

$$P_{A+B} = P_A P_B P_{I_A} P_{I_B}.$$

Таким образом, четность сложной системы равна произведению четностей составных частей и четностей волновых функций, описывающих их движение относительно общего центра инерции.

* Простейшим примером волновой функции с неопределенной четностью является плоская волна. Однако при взаимодействии плоской волны с ядром возникает состояние с определенной четностью. Например, если частицы медленные, то взаимодействие происходит с $l=0$, так что четность образующегося состояния будет равна произведению четностей взаимодействующих частиц.

В квантовой механике доказывается, что относительное движение двух частиц изображается волновой функцией вида

$$\psi_l = R(r) P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (6.7)$$

где $P_l^m(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра. Эта функция обладает такой структурой, что при замене $\cos \theta$ на $-\cos \theta$ она приобретает множитель $(-1)^{l-m}$, где l — орбитальный момент, а m — его проекция на полярную ось.

При операции зеркального отражения полярные координаты точки изменяются следующим образом:

$$r \rightarrow r;$$

$$\theta \rightarrow \pi - \theta; \quad \cos(\pi - \theta) \rightarrow -\cos \theta;$$

$$\varphi \rightarrow \pi + \varphi; \quad \exp(im\varphi) \rightarrow \exp[im(\pi + \varphi)] \rightarrow (-1)^m \exp(im\varphi).$$

Поэтому $\psi_l = R(r) P_l^m(\cos \theta) \exp(im\varphi)$ переходит в $R(r) (-1)^{l-m} P_l^m \times \times (\cos \theta) \exp(im\varphi) (-1)^m = (-1)^l \psi_l$.

Четность волновой функции относительного движения равна:

$$P_l = (-1)^l.$$

Итак, четность системы $A + B$ равна*:

$$P_{AB} = P_A P_B (-1)^{l_A} (-1)^{l_B}. \quad (6.8)$$

Если внутренние четности подсистемы A и B известны, то задача определения четности сложной системы будет решена. Если же A и B , в свою очередь, являются сложными системами, внутренние четности которых неизвестны, то к ним можно применить такие же рассуждения. В конце концов сложную систему (атомное ядро) можно представить (например, в модели ядерных оболочек) в виде совокупности взаимно движущихся невзаимодействующих нуклонов так, что четность системы будет равна произведению собственных четностей нуклонов на $(-1)^{\sum l_i}$, где l_i — орбитальное число, определяющее характер движения данного нуклона:

$$P_{\text{я}}(A, Z) = \underbrace{P_p \dots P_p}_Z \underbrace{P_n \dots P_n}_{A-Z} (-1)^{\sum_1^{A-Z} l_i}. \quad (6.9)$$

Поскольку в ядерных процессах обычного типа число нуклонов сохраняется, то собственную четность нуклона можно

* Часто волновую функцию системы A, B записывают в виде $\psi = \psi_A \psi_B \psi_{l_{AB}}$, где $\psi_{l_{AB}}$ — волновая функция относительного движения A и B (одна из подсистем A или B считается неподвижной), при этом все рассуждение сохраняет свою силу, и четность $\psi_{l_{AB}}$ определяется множителем $(-1)^{l_{AB}}$.

выбрать любой, например положительной. Тогда состояние нуклона будет четным или нечетным в зависимости от того, описывается его движение волновой функцией с четным или нечетным l , например s -протон и s -нейтрон ($l=0$) будут четными, а p -протон и p -нейтрон ($l=1$) — нечетными и т. д. Таким образом, четность системы невзаимодействующих нуклонов определяется суммой всех l . Если $\sum l$ четна, то и система четна, и наоборот.

Так, например, в модели ядерных оболочек (см. гл. II) показано, что ядро ${}^7_3\text{Li}$ образуется в результате заполнения потенциальной ямы четырьмя нуклонами в s -состоянии ($l=0$) и тремя в p -состоянии ($l=1$). Поэтому внутренняя четность ядра ${}^7_3\text{Li}$ в основном состоянии равна $(-1)^3 = -1$.

Четность волновой функции — столь же важная характеристика ядра, как и его спин. Все ядерные процессы электромагнитного и сильного характера (например, испускание γ -квантов, α -распад, ядерные реакции) протекают таким образом, что суммарная четность системы взаимодействующих частиц до и после взаимодействия остается неизменной (конкретные примеры применения закона сохранения четности см. в § 17, 19, 62, 67 и др.).

Поэтому каждое энергетическое состояние атомного ядра (как основное, так и возбужденное) кроме энергии и спина (момента количества движения для возбужденного состояния) обязательно характеризуется еще и четностью. Четность энергетического уровня ядра отмечается знаком плюс или минус при значении спина (см., например, рис. 48 и 50).

Как уже говорилось, первоначально закон сохранения четности был сформулирован для электромагнитных и сильных взаимодействий. И его справедливость для разнообразных процессов этих видов взаимодействий была многократно подтверждена экспериментально. Может быть, поэтому довольно долго (до 1956 г.) считали, что закон сохранения четности справедлив для всех, в том числе и для слабых, взаимодействий.

Возможно также, что длительному существованию этого всеобщего заблуждения способствовало неосознанное желание считать окружающее нас пространство (которое, как это следует из законов сохранения импульса и момента количества движения, обладает свойствами однородности и изотропности) зеркально-симметричным, а не винтовым, закрученным.

Так или иначе, но первый вариант теории β -распада, созданный в 1934 г. Ферми, опирался на закон сохранения четности. На самом деле, как было показано теоретически в 1956 г. и доказано экспериментально в 1957 г., в слабых

взаимодействиях закон сохранения четности не выполняется, в связи с чем вскоре после этого открытия теория β -распада была пересмотрена (см. § 18, п. 6 и 7). Замечательно, что первоначальный неправильный вариант теории просуществовал в течение почти четверти столетия, по существу, так и не придя за это время в противоречие ни с одним из многочисленных экспериментов. Оказалось, что ни один из них не был чувствителен к тем дополнительным эффектам, которые следуют из правильной теории.

Главные свойства атомного ядра — масса, структура уровней (и даже сам факт его существования) — определяются сильным взаимодействием, а процессы γ -переходов между уровнями — электромагнитным взаимодействием. В обоих этих взаимодействиях четность сохраняется. Однако нуклоны, из которых состоят ядра, участвуют не только в сильном и электромагнитном, но и в слабом взаимодействии, в котором закон сохранения четности нарушается.

Другими словами, межнуклонный потенциал V должен содержать слагаемое $V_{\text{чет. несокр}}$, нарушающее четность. Поэтому в самом общем виде волновую функцию ψ ядра можно записать в форме

$$\psi = \psi_{\text{рег}} + F\psi_{\text{нерег}}, \quad (6.10)$$

где второе слагаемое характеризует примесь состояния с противоположной четностью $P_{\psi_{\text{нерег}}} = -P_{\psi_{\text{рег}}}$. Очевидно, что ψ , записанная в форме (6.10), не удовлетворяет закону сохранения четности, так как

$$\hat{P}\psi = \pm \psi_{\text{рег}} \mp F\psi_{\text{нерег}} \neq \pm \psi.$$

Регулярная часть волновой функции $\psi_{\text{рег}}$ описывает процессы, в которых четность сохраняется, а нерегулярная $\psi_{\text{нерег}}$ — явления, связанные с ее нарушением. Коэффициент служит мерой нарушения закона сохранения четности.

В связи с малостью константы слабого взаимодействия коэффициент F должен быть очень мал по сравнению с единицей. Приблизительно его можно оценить по размерности

$$F = g_{\text{сл}} / \hbar c \delta^2 \approx 10^{-7}, \quad (6.11)$$

где $g_{\text{сл}} = 1,4 \cdot 10^{-49}$ эрг \cdot см³ = $1,4 \cdot 10^{-56}$ Дж \cdot см³; $\hbar \approx \approx 10^{-27}$ эрг \cdot с = 10^{-34} Дж \cdot с; $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с; $\delta = 2 \cdot 10^{-13}$ см (δ — расстояние между нуклонами в ядре).

Теоретически величину F получают исследованием потенциала, нарушающего четность $V_{\text{чет. несокр}}$ методом теории возмущений. Экспериментальную оценку коэффициента F можно получить из опытов по сравнительному анализу вероятности

протекания процессов, разрешенных и запрещенных законом сохранения четности.

В зависимости от характера этих опытов эффекты, обусловленные нарушением четности, могут быть либо порядка F^2 (например, в α -распаде, см. § 17, п. 6), либо порядка F (в электромагнитных переходах, см. § 19, п. 5).

Ввиду исключительной малости F эти опыты чрезвычайно трудны. Для их успеха необходимо выполнение специальных условий, например подавление процессов, разрешенных законом сохранения четности. В обычных условиях можно считать, что $F=0$.

Своеобразное проявление нарушения закона сохранения четности в сильных взаимодействиях наблюдалось в делении поляризованных тяжелых ядер (см. § 53, п. 10).

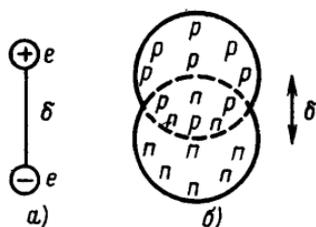
§ 7. Дипольный и квадрупольный электрические моменты

Одной из важнейших характеристик атомного ядра является его электрический заряд Z , который дает представление о числе протонов в ядре и величине кулоновского потенциала, а также определяет химические свойства элемента. Однако заряд Z не может дать полного представления об электрических характеристиках ядра, так как с его помощью нельзя ничего узнать о свойствах ядра, зависящих от распределения нуклонов в ядре. Заряд—это простейшая интегральная характеристика электрических свойств ядра.

1. ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Более сложной электрической характеристикой является дипольный момент. Напомним, что электрическим диполем называется система из двух равных зарядов e разного знака, находящихся на некотором расстоянии δ . Дипольный момент такой системы равен $d=e\delta$ (рис. 43, а). Так как в ядре имеются протоны и нейтроны, т. е. частицы с зарядом $+e$ и 0 , то в случае несовпадения центров инерции протонной и нейтронной «жидкостей» ядро будет обладать дипольным моментом $d=Ze\delta$, значение которого равно произведению заряда на расстояние между центрами инерции жидкостей* (рис. 43, б).

* Диполь может быть образован не только из положительного и отрицательного зарядов, но и из положительного (отрицательного) и нулевого. Такая система, помещенная в электрическое поле, обладает свойством диполя ориентироваться по направлению поля (под действием поля положительный заряд поворачивается относительно центра диполя).



Точнее, проекцией дипольного момента d_z на ось z называется интеграл вида

$$d_z = \int z \rho_z(r) dr, \quad (7.1)$$

где $\rho_z(r)$ — распределение заряда относительно центра инерции ядра, а dr — элемент объема около точки r .

Покажем, что дипольный момент ядер в основном состоянии равен нулю.

Рис. 43

Действительно, распределение заряда $\rho_z(r)$ можно представить в виде

$$\rho_z(r) = \sum_1^Z e P_i(r), \quad (7.2)$$

где $P_i(r)$ — вероятность найти i -й протон в точке $r(x, y, z)$ (в элементе dr около точки r). Эту вероятность можно выразить через волновую функцию рассматриваемого состояния системы $\psi(r_1, r_2, \dots, r_Z, \dots, r_A)$:

$$P_i(r) = \int |\psi(r_1, r_2, \dots, r_A)|^2 dr_1, dr_2, \dots, dr_A. \quad (7.3)$$

Здесь интегрирование проводится по всем r_k , кроме r_i , которое приравнивается r . Отсюда

$$d_z = \sum_{i=1}^Z \int e z_i |\psi(r_1, \dots, r_A)|^2 d\tau, \quad (7.4)$$

где $d\tau$ — элемент объема для всех координат r_1, r_2, \dots, r_A . Но в соответствии с законом сохранения четности $|\psi(r_1, \dots, r_A)|^2 = |\psi(-r_1, \dots, -r_A)|^2$ и так как z — нечетная функция, подынтегральное выражение также является нечетной функцией, а интеграл обращается в нуль. Дипольные моменты ядер в стационарном состоянии равны нулю*.

Полученный результат позволяет сделать два очевидных обобщения.

1. Заключение о равенстве нулю дипольного электрического момента справедливо не только для основного состояния ядра (которое всегда невырожденно), но и для всех невырожденных возбужденных состояний.

* Полученный результат очевиден также из того, что закон сохранения четности требует равномерного распределения протонов и нейтронов по объему ядра, т. е. отсутствия сдвига всех протонов относительно всех нейтронов (так как в случае существования в ядре областей с преобладанием нуклонов одного вида ядро оказалось бы несимметричным относительно операции зеркального отражения). Но отсутствие такого сдвига и означает равенство нулю дипольного электрического момента.

О принципиальной возможности существования дипольного электрического момента, отличного от нуля, см. § 7, п. 2.

2. Сделанное заключение о дипольном электрическом моменте в полной мере справедливо для всех статических электрических моментов нечетного порядка*.

2. ДИПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МОМЕНТ НЕЙТРОНА

Очень интересна проблема существования дипольного электрического момента у элементарных частиц. Предположим, что некоторая элементарная частица, например нейтрон, имеет дипольный электрический момент \mathbf{d} . Этот момент \mathbf{d} как квантовомеханический вектор может иметь только продольную проекцию на направление спина \mathbf{s} (поперечная проекция усредняется). Поэтому направление вектора \mathbf{d} должно совпадать с направлением вектора \mathbf{s} :

$$\mathbf{d} = k\mathbf{s}. \quad (7.5)$$

Если квантовомеханическая система обладает зеркальной симметрией, то при замене x, y, z на $-x, -y, -z$ соотношение (7.5) должно сохраниться. Но $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$, а \mathbf{s} имеет размерность момента количества движения

$$[\mathbf{p}\mathbf{r}] = m \left[\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) \mathbf{r} \right].$$

Поэтому

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{d}(-x, -y, -z) &= -\mathbf{d}(x, y, z); \\ \mathbf{s}(-x, -y, -z) &= \mathbf{s}(x, y, z), \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

и сохранение соотношения (7.5) требует, чтобы $k=0$. Это и означает, что из закона сохранения четности вытекает равенство нулю дипольного момента.

Однако обратное наверно, потому что равенство $k=0$ выполняется не только при соблюдении закона сохранения четности, но и при выполнении инвариантности относительно обращения времени. Действительно, замена t на $-t$ дает

$$\mathbf{d}(-t) = \mathbf{d}(t); \quad \mathbf{s}(-t) = -\mathbf{s}(t), \quad (7.7)$$

т. е. если система обладает свойством t -инвариантности, то в (7.5) снова должно быть $k=0$.

Таким образом, дипольный электрический момент у квантовомеханической системы может быть не равен нулю только при одновременном нарушении закона сохранения четности

* Аналогичное заключение можно сделать также относительно всех статических магнитных моментов четного порядка.

и инвариантности относительно обращения времени. Это обстоятельство делает дипольный момент частиц (и сложных систем) своеобразным «пробным камнем» для проверки t -инвариантности различных взаимодействий. По величине d можно судить о степени нарушения t -инвариантности в том или ином взаимодействии. До 1964 г. считалось, что t -инвариантность выполняется во всех взаимодействиях, в том числе и в слабом, для которого в 1957 г. было обнаружено нарушение закона сохранения четности. Это мнение находило свое подтверждение в экспериментах, выполненных с погрешностью меньше 1% (см. § 18, п. 10, в и § 118, п. 1).

В 1964 г. обнаружено небольшое (0,1%) нарушение t -инвариантности в распаде K_2^0 -мезонов (см. кн. II, § 118, п. 4), механизм которого до сих пор не ясен. Измерение дипольного электрического момента может дать ответ на вопрос о том, какое именно взаимодействие (слабое, электромагнитное, сильное или какое-нибудь новое, неизвестное) ответственно за это нарушение. Поэтому в последние годы резко возрос интерес к точному измерению дипольного электрического момента элементарных частиц (в частности, нейтрона и электрона). Результаты измерений, выполненных до настоящего времени, в пределах погрешностей эксперимента согласуются со значениями $d_n = d_e = 0$.

Идея экспериментального определения d_n заключается в измерении его энергии взаимодействия $d_n E$ с сильным однородным электрическим полем E . Изменение этой энергии при инверсии направления E в принципе можно заметить по изменению резонансной частоты нейтрона в установке для определения его магнитного момента, дополненной электрическим полем, параллельным постоянному магнитному полю (см. § 5, п. 4, 6)*.

Этим методом в первых экспериментах Рамзея и сотр. (1957 г.) для d_n получена оценка $|d_n| < 5 \cdot 10^{-20} e$ см. Примерно через 20 лет (1976 г.) Рамзей с сотр. снизил эту границу до $|d_n| < 3 \cdot 10^{-24} e$ см. По-видимому, улучшить этот результат пучковым методом вряд ли удастся в связи с огромными методическими трудностями создания «сверхпараллельности» магнитного и электрического полей (угол θ между ними по всей длине, примерно равной 200 см, должен быть меньше $0,01^\circ$).

* Более подробное описание методов определения дипольного электрического момента нейтрона см. в книгах: Круцицкий П. А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. М.: Энергоатомиздат, 1985 г. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.

Более перспективным методом поиска d_n представляется использование ультрахолодных нейтронов (УХН), время пребывания которых в экспериментальной установке даже в проточном варианте более чем на порядок превышает соответствующее время для тепловых нейтронов, отраженных от кобальтового зеркала, а в накопительном варианте, т. е. при использовании свойства полного внутреннего отражения УХН (см. § 46), может превышать его на несколько порядков.

В настоящее время в результате экспериментов с УХН в накопительном варианте имеются следующие два наиболее точных значения для d_n . Одно из них получено группой В. М. Лобашева в ЛИЯФ:

$$d_n = -(1,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-25} e \text{ см}^*$$

(интерпретируется как $|d_n| < 2,6 \cdot 10^{-25} e \text{ см}$, на 95%-ном уровне достоверности). Второе получено на ILL в Гренобле:

$$d_n = -(0,6 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} e \text{ см}^{**}.$$

Заметим, что эти значения для верхней границы d_n уже близки к наибольшему теоретическому значению для d_n , вытекающему из стандартной модели электрослабого взаимодействия (см. § 130), в которой нарушение CP -четности связано с обменом заряженными бозонами Хиггса. Правда, если CP -нарушение связывать со сверхслабым взаимодействием, то ожидаемое теоретическое значение d_n может быть порядка

$$10^{-38} - 10^{-28} e \text{ см}^{***}.$$

3. КВАДРУПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Более сложной, чем диполь, электрической характеристикой ядра является электрический квадрупольный момент — мера отклонения распределения заряда от сферически-симметричного.

Простейшую модель квадруполья представляет пара равных и противоположно ориентированных диполей d , расположенных на некотором расстоянии l (рис. 44, а). Такая система обладает квадрупольным моментом $Q = 2dl = 2e\delta l$. Так как квадрупольный момент Q пропорционален δ и l , то его значение (отнесенное к единичному заряду) измеряется в единицах площади.

* Алгарей И. С., Борисов Ю. В., Боровиков Н. В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 360—363.

** Thompson D. // Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. 1989. Vol. A284, № 1. P. 40—42.

*** Подробнее см. Окузь Л. Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.

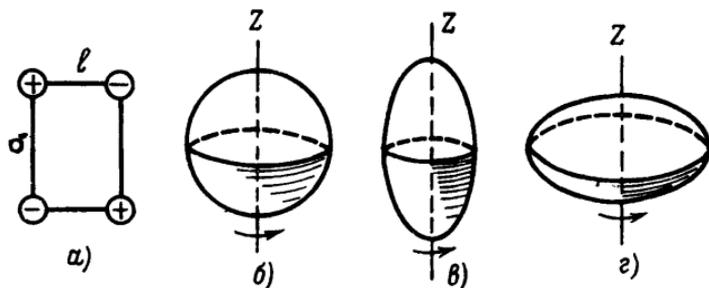


Рис. 44

Когда говорят о квадрупольном электрическом моменте ядра, то различают собственный (внутренний) квадрупольный момент ядра Q_0 и наблюдаемый квадрупольный момент ядра Q . Собственный квадрупольный момент ядра Q_0 определяется как интеграл вида

$$Q_0 = \int (3\zeta^2 - r^2) \rho_Z dV, \quad (7.8)$$

где $r(\xi, \eta, \zeta)$ — расстояние от центра инерции ядра; ζ — проекция r на ось ζ , совпадающую с осью симметрии ядра; ρ_Z — плотность распределения заряда Z . Интегрирование ведется по всему объему ядра. Так как $r^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$, то $3\zeta^2 = r^2$ для сферически-симметричного распределения; $3\zeta^2 > r^2$ для распределения, вытянутого вдоль оси ζ , и $3\zeta^2 < r^2$ для сплюснутого распределения. Поэтому $Q_0 = 0$ для сферически-симметричного заряда (например, для магических ядер, см. § 12)*; $Q_0 > 0$ для распределения заряда, вытянутого вдоль оси ζ ; $Q_0 < 0$ для сплюснутого (относительно оси ζ) распределения заряда (рис. 44, б—г соответственно).

Собственный квадрупольный момент Q_0 может быть определен из экспериментальных данных для сечения кулоновского возбуждения** вращательных уровней ядер и вероятности γ -переходов между этими уровнями.

Наблюдаемый квадрупольный электрический момент Q определяется относительно оси z , совпадающей с выделенным направлением в пространстве:

$$Q = \int (3z^2 - r^2) \rho_Z dV. \quad (7.9)$$

* Раньше считали сферически-симметричными все ядра с $I=0$. Теперь установлено, что ряд ядер с $I=0$ имеет равновесную несферическую форму.

** Кулоновским возбуждением ядра называется возбуждение ядра электромагнитным (главным образом, электрическим) полем быстрой заряженной частицы, энергия которой недостаточна для проникновения в область ядра.

Его значение зависит от Q_0 и ориентации ядра относительно оси z . В свою очередь, ориентация ядра относительно оси z определяется ориентацией спина I относительно этой оси и его проекцией K на ось симметрии ядра. В общем случае спин I несферического ядра в возбужденном состоянии равен

$$I = K + \Omega, \quad (7.10)$$

где K — проекция векторной суммы полных моментов нуклонов на ось симметрии ядра, а Ω — вращательный момент ядра как целого (рис. 45).

Квантовомеханический подсчет, сделанный для максимально возможной проекции вектора I на ось z , дает следующую связь между Q , Q_0 , I и K :

$$Q = \frac{2K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0, \quad (7.11)$$

где выражение, стоящее перед Q_0 , называется проектирующим множителем (Q является как бы проекцией Q_0 на ось z).

Из формулы (7.11) следует:

1. При $Q_0 \neq 0$ наблюдаемый квадрупольный момент Q по абсолютному значению всегда меньше Q_0 .
2. При $I(I+1) > 3K^2$, т. е. при достаточно больших I , знак Q становится противоположным знаку Q_0 .
3. Для ядер в основном состоянии ($\Omega = 0$; $I = K$)

$$Q = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (7.12)$$

Если $I=0$ (четно-четные ядра) или $I=1/2$, то $Q=0$ даже при $Q_0 \neq 0$ *. При $I \geq 1$ наблюдаемый квадрупольный момент Q отличен от нуля. Отношение $Q/Q_0 = 0,1$ при $I=1$; $0,2$ при $I=3/2$ и приближается к 1 при $I \gg 1$.

4. Для четно-четных ядер в возбужденных состояниях $K=0$, но $I=\Omega \neq 0$ и

$$Q = -\frac{I}{2I+3} Q_0 \neq 0$$

если $Q_0 \neq 0$.

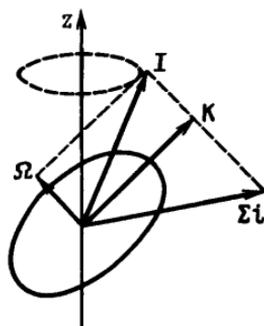


Рис. 45

* При $I=0$ ядру «нечем» ориентироваться относительно внешней оси. При $I=1/2$ возможные ориентации спина не имеют преимущественных направлений.

Отличный от нуля квадрупольный момент Q можно обнаружить при помещении ядра в неоднородное электрическое поле E , в котором возникает дополнительная энергия взаимодействия, пропорциональная $\frac{\partial E}{\partial z} Q$. Так, в результате вза-

имодействия квадрупольного момента ядра с электрическим полем электронов возникают добавочные линии сверхтонкой структуры, которые не подчиняются правилу интервалов, справедливому для магнитного расщепления. Именно таким образом был обнаружен квадрупольный момент у дейтрона; он имеет положительное значение и равен $0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Наличие квадрупольного момента у простейшего ядра, в составе которого имеется всего один протон, означает, что функция, описывающая движение частиц в дейтроне, не полностью сферически-симметрична. Вычисления показывают, что $Q_{\text{дн}}^2 = 0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ соответствует 4% примеси d -состояния, т. е. 96% времени дейтрон находится в s -состоянии ($l=0$), а 4% времени — в d -состоянии ($l=2$). Эта небольшая примесь d -состояния объясняет отмеченное выше отличие магнитного момента дейтрона от суммы магнитных моментов нейтрона и протона.

Квадрупольный момент является важной характеристикой атомного ядра. Он позволяет получить дополнительные сведения об устройстве ядра и свойствах ядерных сил.

В частности, предположив, что ядро с $Q_0 \neq 0$ представляет собой эллипсоид вращения с равномерным распределением по нему заряда, можно выразить Q_0 через оси эллипсоида a (вдоль оси ζ) и b (перпендикулярно оси ζ):

$$Q_0 = \frac{2}{5}(a^2 - b^2)eZ = \frac{4}{5}\varepsilon \overline{R^2} eZ, \quad (7.13)$$

где $\varepsilon = (a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$; $\overline{R^2} = (a^2 + b^2)/2$ — средний квадрат радиуса ядра; eZ — полный заряд ядра. Подставив в (7.13) вместо R^2 квадрат радиуса ядра, можно по величине Q_0 найти ε — степень эксцентricности ядра.

Обычно ε бывает небольшой (0,01—0,02), однако у ряда тяжелых ядер ($A \approx 150 \div 190$ и $A > 220$) обнаружена заметная равновесная деформация. Эти ядра обладают большими положительными значениями Q_0 , и ε для них достигает 0,1—0,2.

На рис. 46 построена усредненная экспериментальная кривая зависимости собственного квадрупольного момента ядра от числа протонов Z или числа нейтронов $N = A - Z$. Из рисунка видна общая тенденция возрастания Q_0 с ростом Z (или N), а также особая роль магических значений Z или N [2, 8,

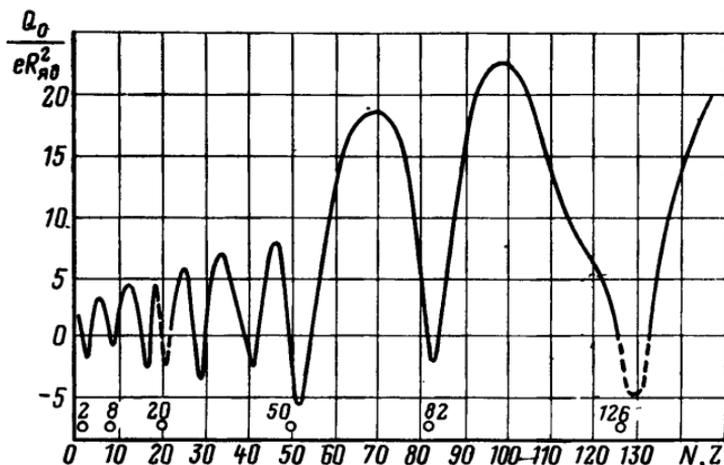


Рис. 46

20, (28), 50, 82 и 126], при которых ядра имеют $Q_0 = 0$. Такой ход зависимости Q_0 от Z (или N) указывает на то, что большинство тяжелых ядер имеет сильно вытянутую форму, а ядра с Z или N , равными 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (последнее — только для N), сферически-симметричны.

Из характера изменения знака Q_0 можно заключить, что в интервале между двумя магическими числами ядра последовательно принимают следующую форму: сферически-симметричную, сплюснутую, сферически-симметричную, вытянутую, сильно вытянутую, вытянутую, сферически-симметричную (рис. 47).

Обращают на себя внимание большие значения собственных квадрупольных моментов, которые для отдельных ядер в 10—20 раз превосходят квадраты их радиусов. Это означает, что квадрупольные моменты ядра обусловлены коллективным движением многих нуклонов ядра (см. § 13).

Не менее важные добавочные сведения дает квадрупольный момент и о ядерных силах.

Положительный квадрупольный момент дейтрона означает, что распределение заряда (а следовательно, и вообще ядерного вещества) в нём вытянуто вдоль оси, совпадающей с направлением спина дейтрона. Это указывает на существование связи между осью дейтрона (линия, «проходящая» через протон



Рис. 47

и нейтрон) и спином. Другими словами, ядерные силы получаются максимальными и приводят к образованию связанной системы (дейтрона) только тогда, когда спины обоих нуклонов направлены вдоль его оси. Таким образом, ядерные силы в общем случае носят нецентральный характер, так как они зависят не только от расстояния между частицами, но и от взаимной ориентации спинов и линии, на которой «расположены» частицы. Взаимодействие такого рода называется тензорным.

§ 8. Изотопический спин

В § 3, п. 4 показано, что свойства ядер-изобар с данным массовым числом A заметно изменяются при изменении соотношения между числом содержащихся в них протонов Z и нейтронов $N=A-Z$. Они имеют разные массы и энергии связи, у них разные электрические заряды и магнитные моменты, одни из них β -стабильны, другие β -радиоактивны и т. п.

На первый взгляд кажется, что перечисленные отличия ядер-изобар столь многочисленны и существенны, что между ними вообще нет ничего общего, кроме массового числа A . Однако это неверно. Более детальное рассмотрение ядер-изобар показывает, что среди них существуют группы ядер со сходными ядерными характеристиками.

Оказывается, в ряде случаев замена одного или нескольких протонов соответствующим количеством нейтронов приводит к изменению только слабых и электромагнитных свойств ядра, но не изменяет его главных свойств, обусловленных сильным ядерным взаимодействием.

В качестве примера рассмотрим ядра ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$. Они различны по слабым свойствам: одно из них (${}^3_1\text{H}$) β -радиоактивно, другое (${}^3_2\text{He}$) β -стабильно. Их электромагнитные свойства также различны (электрические заряды соответственно равны $+1$ и $+2$, а магнитные моменты $+2,98\mu_B$ и $-2,13\mu_B$). Однако эти два ядра весьма похожи в смысле своего отношения к сильному взаимодействию, которое определяет основную часть энергии связи ядра.

Оказывается (как уже отмечено в § 3, п. 2), разность энергии связи ядер ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$, равная

$$\Delta W({}^3_1\text{H}) - \Delta W({}^3_2\text{He}) = 8,48 - 7,72 = 0,76 \text{ МэВ},$$

полностью совпадает с энергией кулоновского отталкивания двух протонов в ядре ${}^3_2\text{He}$, если принять, что они находятся на расстоянии $r = 1,9 \cdot 10^{-13}$ см (что разумно):

$$\Delta U_{\text{кул}} = \frac{e^2}{r} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,9 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 0,76 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, энергии связи обоих ядер, обусловленные только ядерным притяжением, одинаковы:

$$\Delta W({}_1^3\text{H}) = [\Delta W({}_2^3\text{He})]_{\text{яд.}}$$

Аналогичное заключение можно сделать и относительно других зеркальных ядер (A, Z) и $(A, A-Z)$, т. е. таких, которые отличаются заменой всех протонов на нейтроны и наоборот. Опыт подтверждает это заключение не только для основного состояния (совпадение энергий связи после введения поправки на различие в кулоновской энергии), но и для возбужденных состояний.

На рис. 48 изображена схема энергетических уровней двух зеркальных ядер ${}_3^7\text{Li}$ и ${}_4^7\text{Be}$, энергии основных состояний для которых сдвинуты относительно друг друга на

$$\Delta E = \Delta U_{\text{кул}} - \Delta m_N, \quad (8.1)$$

где $\Delta U_{\text{кул}}$ — разность кулоновских энергий для обоих ядер, а Δm_N — разность масс нуклонов ($m_N > m_p$). Из рисунка видно, что спины и четности соответствующих уровней полностью совпадают, а энергии очень близки.

Зеркальные ядра отличаются одно от другого тем, что все $(p-p)$ -связи заменены $(n-n)$ -связями, в то время как число $(n-p)$ -связей остается неизменным.

На рис. 49 схематически сравниваются два простейших зеркальных ядра ${}_1^3\text{H}$ и ${}_2^3\text{He}$. Из рисунка видно, что в ядре ${}_1^3\text{H}$ нет ни одной $(p-p)$ -связи, имеются одна $(n-n)$ -связь и две $(n-p)$ -связи; в ядре же ${}_2^3\text{He}$ число $(n-p)$ -связей по-прежнему равно двум, $(n-n)$ -связей нет, но зато есть одна $(p-p)$ -связь.

Обнаруженное сходство в структуре уровней зеркальных ядер можно объяснить, если предположить тождественность ядерных элементарных $(p-p)$ - и $(n-n)$ -взаимодействий. Это предположение называется гипотезой о зарядовой симметрии ядерных сил.

Рассмотрение свойств зеркальных ядер позволяет установить сходство между ядерными $(p-p)$ - и $(n-n)$ -взаимодействиями, но оно не дает возможности сравнить их с $(n-p)$ -взаимодействием. Для сравнения между собой всех трех типов $(N-N)$ -взаимодействий ($p-p$, $n-n$ и $n-p$) надо рассмотреть тройку ядер, каждое из которых отличается от другого только добавочной парой нуклонов разных типов. Из легких ядер такими свойствами обладают ${}_{10}^{10}\text{Be}$, ${}_{10}^{10}\text{B}$ и ${}_{10}^{10}\text{C}$.

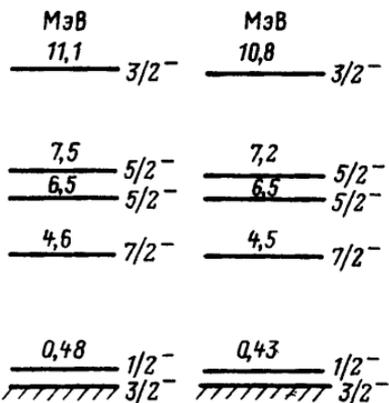


Рис. 48

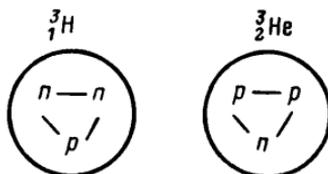


Рис. 49

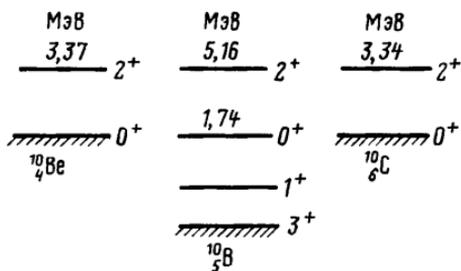


Рис. 50

Очень грубо, каждое из этих ядер можно представить состоящим из общей для них группы $4p + 4n$ и одной из пар нуклонов: $n-n$, $n-p$, $p-p$.

Рассуждая примерно так же, как в случае с парой ядер ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$, можно прийти к выводу, что в конечном итоге структура уровней каждого ядра (после введения поправок на различие в кулоновской энергии и на разность масс нуклонов) должна определяться особенностями конкретных типов $(N-N)$ -взаимодействия. При $n-p = (p-p)_{\text{яд}} = n-n$ уровни всех трех ядер должны иметь сходные параметры.

На рис. 50 изображена схема первых уровней ядер ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{10}_6\text{C}$. Из рисунка видно, что введение поправок на $\Delta U_{\text{кул}} - \Delta m_N$ приводит к совмещению основных состояний ядер ${}^{10}_4\text{Be}$ и ${}^{10}_6\text{C}$ и второго возбужденного состояния ядра ${}^{10}_5\text{B}$. Эти три состояния имеют одинаковые момент и четность 0^+ . Легко убедиться также в том, что третье возбужденное состояние ядра ${}^{10}_5\text{B}$ отстоит от второго на энергию

$$\Delta E = 5,16 - 1,74 = 3,42 \text{ МэВ},$$

которая близка к энергиям возбуждения двух других ядер (3,37 и 3,34 МэВ соответственно). Эти три уровня также имеют одинаковые момент и четность 2^+ .

Таким образом, сравнение структуры уровней тройки ядер ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{10}_6\text{C}$ позволяет предположить, что все три типа элементарных взаимодействий нуклонов тождественны:

$$(p-p)_{\text{яд}} \equiv n-n \equiv n-p.$$

Предположение о такой расширенной симметрии ядерных сил [с включением в рассмотрение $(n-p)$ -взаимодействия] называется гипотезой о зарядовой независимости ядерных сил.

Заметим, что совпадение параметров основных состояний ядер ${}^{10}_4\text{Be}$ и ${}^{10}_6\text{C}$ с одним из возбужденных состояний ядра ${}^{10}_5\text{B}$ не снижает ценности полученного результата, так как специфические особенности возбужденного состояния (короткое время жизни из-за большой вероятности γ -перехода в менее возбужденные состояния) определяются не сильным, а электромагнитным взаимодействием, которое не должно учитываться при рассмотрении особенностей проявления ядерных сил.

Второе замечание, которое необходимо сделать, касается спиновой зависимости ядерных сил. Известно, что нейтрон и протон с параллельно направленными спинами образуют ядро—дейтрон, в то время как те же нейтрон и протон с противоположно направленными спинами не имеют связанного состояния (подробнее о спиновой зависимости ядерных сил см. § 84, п. 2). Таким образом, свойства $(N-N)$ -взаимодействия сильно зависят от взаимной ориентации спинов у взаимодействующих нуклонов. Отсюда следует, что при сравнении $(n-n)$ -, $(p-p)$ - и $(n-p)$ -взаимодействий они должны рассматриваться в одинаковых спиновых и пространственных (имеется в виду значение орбитального момента l) состояниях.

Наконец, третье замечание касается экспериментального подтверждения гипотезы, о зарядовой независимости ядерных сил. Дело в том, что приведенное выше рассуждение о сравнении уровней ядер-изобар, строго говоря, не является прямым доказательством зарядовой независимости ядерных сил, так как в нем сопоставляются не элементарные процессы $(N-N)$ -взаимодействий разных типов, а свойства сложных нуклонных систем.

Непосредственное доказательство справедливости гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил получено в прямых опытах по исследованию $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеяний (см. § 84, п. 5) и косвенных опытах по изучению $(n-n)$ -рассеяния* [сравнение $(n-p)$ -рассеяния с рассеянием нейтрона на дейтроне]. Квантово-механическая обработка результатов этих опытов привела к заключению об одинаковом виде потенциальной ямы для всех трех элементарных процессов.

Итак, будем считать, что ядерные силы обладают свойством зарядовой независимости, т. е. что чисто ядерные (без

* Прямых опытов по изучению $(n-n)$ -рассеяния поставить нельзя из-за отсутствия нейтронной мишени и встречных нейтронных пучков.

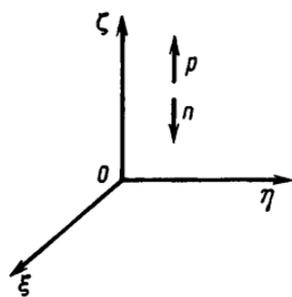


Рис. 51

кулоновского) взаимодействия между любыми нуклонами ($p-p$, $n-n$, $n-p$), находящимися в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, тождественны между собой. Другими словами, будем считать нейтрон и протон тождественными частицами (с точностью до электромагнитного взаимодействия).

Тождественность ядерных свойств нейтрона и протона можно описать с помощью формальной, но очень удобной квантовомеханической характеристики — вектора изотопического спина T , значение которого одинаково для обоих нуклонов и равно $1/2$. Вектор T определяется во вспомогательном (формальном) изотопическом пространстве.

Одна из проекций вектора, $T_z = +1/2$, описывает протон, другая, $T_z = -1/2$, — нейтрон. Число проекций $2T_z + 1 = 2$ равно числу нуклонов с тождественными ядерными свойствами (изотопический дублет нуклонов, рис. 51)*.

Так как характер взаимодействия не зависит от сорта нуклона (т. е. от проекции T_z), то ядерное взаимодействие нуклона определяется только значением вектора T , но не его проекцией (которая характеризует различие в электромагнитных свойствах). Таким образом, ядерное взаимодействие инвариантно по отношению к вращению в изотопическом пространстве. Это свойство называется изотопической инвариантностью. Ситуация аналогична инвариантности взаимодействия относительно вращения в обычном трехмерном пространстве, приводящей к закону сохранения момента количества движения. Следовательно, в ядерных взаимодействиях должен выполняться закон сохранения изотопического спина.

Операция над векторами T проводится так же, как и над обычными квантовомеханическими векторами. Так, например, ($p-p$)-взаимодействие характеризуется вектором $T=1$, так как $(T_z)_p = +1/2$; $(T_z)_{2p} = +1$ и из двух значений суммы $T_1 + T_2 = 0$; 1 возможно только второе; ($n-n$)-взаимодействие характеризуется тем же вектором $T=1$, но с другой проекцией $(T_z)_{2n} = -1$; ($n-p$)-взаимодействие может характеризоваться

* Принятый здесь выбор значений T_z для нуклонов типичен для книг по физике элементарных частиц. В физике атомного ядра обычно используются противоположные обозначения: $T_z^p = -1/2$, $T_z^n = +1/2$ (чтобы большинство ядер имело $T_z > 0$). Поскольку данная книга посвящена как ядерной физике, так и физике элементарных частиц, то здесь для нуклонов всюду используется единый выбор значений T_z .

$T=0$ и $T=1$, так как для этого случая $T_z=0$ и, следовательно, возможны оба значения суммы $T_1+T_2=0; 1$. Анализ показывает, что одно из этих взаимодействий (при $T=1$) тождественно ($p-p$)- и ($n-n$)-взаимодействиям, а второе (при $T=0$) отлично от них (например, при $\Delta W=2,22$ МэВ оно дает связанное состояние — дейтрон *).

Таким образом, получается, что система из двух нуклонов может находиться в трех состояниях с тождественными ядерными свойствами, каждое из которых характеризуется одним и тем же значением вектора изотопического спина $T=1$ ($2T+1=3$), и в одном состоянии с другими свойствами (дейтрон), которое характеризуется значением $T=0$ ($2T+1=1$).

Понятие изотопического спина легко обобщается на атомное ядро (A, Z). Очевидно, что

$$T_z = \frac{Z-N}{2} = \frac{2Z-A}{2} \quad (8.2)$$

и

$$T \geq \left| \frac{Z-N}{2} \right|, \quad (8.3)$$

где $T_{\max} = A/2$.

Рассмотрение легких ядер (где роль электромагнитного взаимодействия относительно невелика и изотопическая инвариантность проявляется четко) показывает, что основные состояния ядер обычно характеризуются минимальным значением

$$T = \left| \frac{2Z-A}{2} \right|, \quad (8.4)$$

которому соответствует наибольшая симметрия волновой функции, т. е. наименьшая энергия.

Так, изотопический спин ядра ${}^3_2\text{He}$ равен $T=(4-3)/2=1/2$. Число проекций вектора $T=1/2$ равно $2T+1=2(1/2)+1=2$. Следовательно, должно быть еще одно ядро со сходными свойствами. Это ${}^3_1\text{H}$ с тем же значением $T=1/2$, но с другой проекцией [$T_z({}^3_2\text{He})=+1/2$, а $T_z({}^3_1\text{H})=-1/2$]. Аналогично ядра ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ также имеют изотопический спин $T=1/2$ (хотя в принципе для них возможны значения $T=1/2, 3/2, 5/2, 7/2$).

Ядра ${}^{14}_6\text{C}$ и ${}^{14}_8\text{O}$ имеют проекции изоспина T_z , соответственно равные -1 и $+1$. Поэтому $T=1$ и $2T+1=3$, т. е. должно существовать еще одно ядро-изобар с $T=1$ и $T_z=0$,

* То, что $(n-p)_{T=0} \neq (n-p)_{T=1}$, не должно вызывать удивления, так как они различаются по спиновым состояниям, а ядерные силы зависят от спина. В сущности, отличие $(n-p)_{T=0}$ от $(n-p)_{T=1}$ выражает спиновую зависимость ядерных сил.

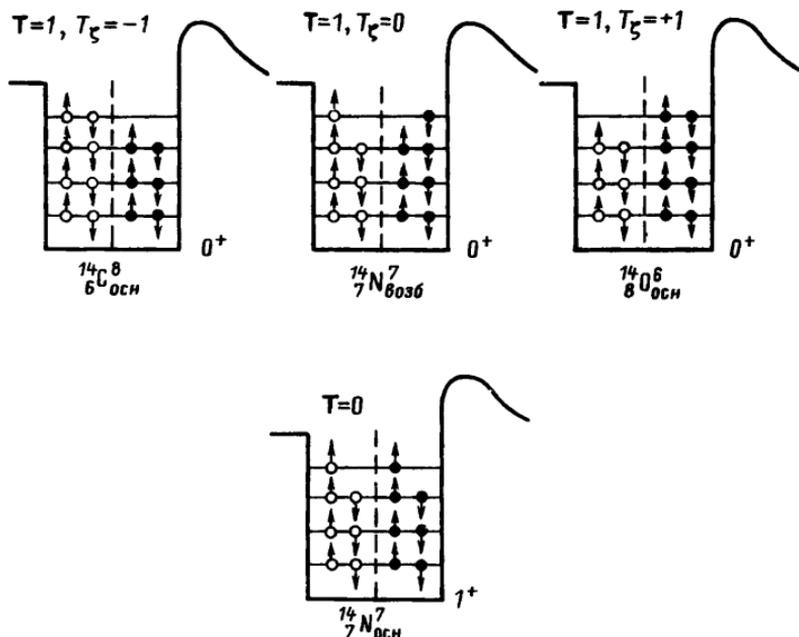


Рис. 52

имеющее аналогичные свойства. Этим изобаром является возбужденное состояние ядра ${}^{14}_{7}\text{N}_{\text{возб}}^7$ при энергии возбуждения 2,3 МэВ (верхняя часть рис. 52). Ядра ${}^{14}_{6}\text{C}_{\text{осн}}^8$ и ${}^{14}_{8}\text{O}_{\text{осн}}^6$ в основном состоянии вместе с ядром ${}^{14}_{7}\text{N}_{\text{возб}}^7$ в возбужденном состоянии образуют изотриплет с $T=1$. Основное состояние ядра ${}^{14}_{7}\text{N}_{\text{осн}}^7$ имеет более высокую спиновую симметрию (спины последних двух нуклонов параллельны) и характеризуется изоспином $T=0$ (нижняя часть рис. 52), т. е. является изосинглетом.

В некоторых случаях изотопический аналог может иметь еще более высокую энергию возбуждения. В качестве примера приведем тройку ядер ${}^{12}_{5}\text{B}_{\text{осн}}^7$, ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{возб}}^6$ и ${}^{12}_{7}\text{N}_{\text{осн}}^5$, в которой ядро ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{возб}}^6$ характеризуется энергией возбуждения 15 МэВ. Столь большое различие энергий ядра ${}^{12}_{6}\text{C}^6$ в основном и аналоговом состояниях объясняется тем, что эти два состояния различаются пространственной симметрией (рис. 53). Основное состояние ядра ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{осн}}^6$ имеет более высокую пространственную симметрию, чем возбужденное ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{возб}}^6$, которое должно быть устроено аналогично ядрам ${}^{12}_{5}\text{B}_{\text{осн}}^7$ и ${}^{12}_{7}\text{N}_{\text{осн}}^5$, имеющим симметрию, однозначно определяющуюся принципом Паули. При этом ядра ${}^{12}_{5}\text{B}_{\text{осн}}^7$, ${}^{12}_{7}\text{N}_{\text{осн}}^5$ и ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{возб}}^6$ также образуют изотопический триплет ($T=1$), а ядро ${}^{12}_{6}\text{C}_{\text{осн}}^6$ в основном состоянии — изотопический синглет ($T=0$). Простейшими ядерными синглетами являются дейтрон ${}^2_1\text{H}$ и α -частица ${}^4_2\text{He}$.

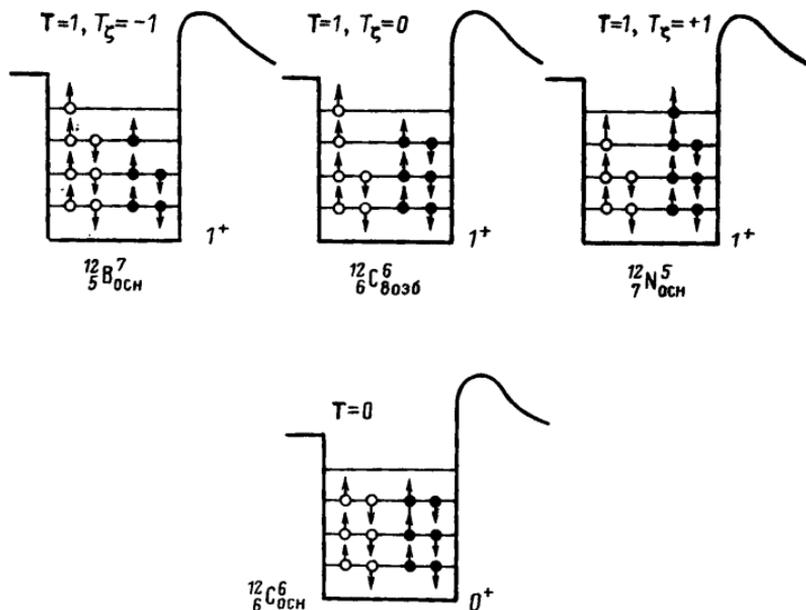


Рис. 53

Опыт изучения ядерных реакций показывает, что, так же как в $(N-N)$ -взаимодействиях, в них выполняется закон сохранения изотопического спина, который приводит к определенным правилам отбора по изотопическому спину. В связи с этим ядерные уровни должны характеризоваться не только энергией, моментом количества движения и четностью, но и изотопическим спином. Значение изотопического спина T уровня ядра указывается на диаграммах рядом со значениями спина и четности.

Закон сохранения изотопического спина накладывает определенные ограничения на ядерные процессы. Так, α -частица ($T=0$) может испуститься ядром только в том случае, если его начальное и конечное состояния имеют одинаковые изотопические спины. Заметим еще раз, что изотопические соотношения справедливы с точностью до электромагнитного взаимодействия, вследствие чего они особенно четко проявляются у легких ядер, где роль электромагнитных сил сравнительно невелика.

Однако уже довольно давно были найдены изотопические аналоги и для сравнительно тяжелых ядер. В 1961 г. Андерсон и Вонг*, исследуя реакции $^{51}_{23}\text{V}(p, n)^{51}_{24}\text{Cr}$, обнаружили на

* Anderson J. D., Wong C. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 7. P. 250.

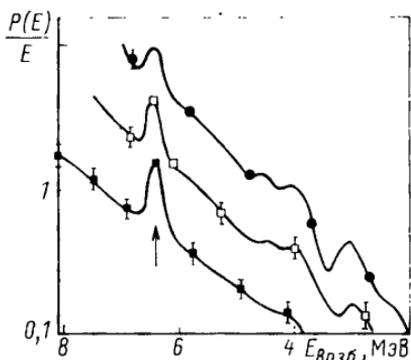


Рис. 54

фоне непрерывного нейтронного спектра практически моноэнергетические нейтроны, соответствующие образованию в ядре ${}^{51}_{24}\text{Cr}$ узкого уровня в области высокого возбуждения. Энергия и угловое распределение нейтронов непрерывного спектра находятся в соответствии с предсказаниями статистической модели компаунд-ядра. При энергии протонов $T_p > 10$ МэВ наблюдались прямые (не испарительные) нейтроны, энергию которых измеряли при помощи техники времени пролета.

Спектр нейтронов $P(E)/E$, преобразованный к системе центра инерции (с.ц.и.) и отнесенный к энергии испускаемых нейтронов E , показан на рис. 54 в функции от энергии возбуждения $E_{\text{возб}}$ ядра ${}^{51}_{24}\text{Cr}$. Три кривые рисунка соответствуют трем различным энергиям протонов: 10,8 (черные кружки), 12,0 (светлые квадраты) и 13,3 МэВ (черные квадраты). Из рисунка видно, что на всех трех кривых имеется вполне убедительный максимум при одной и той же энергии возбуждения ядра $E_{\text{возб}} = 6,5$ МэВ. При этом оказалось, что энергия реакции Q^* для этой энергии возбуждения равна разности кулоновских энергий ядер ${}^{53}_{23}\text{V}$ и ${}^{51}_{24}\text{Cr}$:

$$Q^* = \Delta U_{\text{кул}}, \quad \text{а} \quad E_{\text{возб}} = \Delta U_{\text{кул}} - |Q|.$$

Полученный результат можно наглядно интерпретировать на языке оболочечной модели атомного ядра, которая должна хорошо работать в окрестности числа 28 (см. § 12). С точки зрения модели ядерных оболочек реакция ${}^{51}_{23}\text{V}^{28}(p, n){}^{51}_{24}\text{Cr}^{27}$ сводится к перезарядке 28-го нейтрона в 24-й протон, которые оба занимают один и тот же уровень $1f_{7/2}$. Поэтому в силу изотопической инвариантности энергия обоих ядер, обусловленная сильным взаимодействием, должна быть одинакова, и все различие между ними сводится только к поправке на различие в кулоновской части взаимодействия $\Delta U_{\text{кул}}$ и разность масс нуклонов Δm_N :

$$\Delta E = \Delta U_{\text{кул}} - \Delta m_N. \quad (8.5)$$

Найдем $E_{\text{возб}}$. По определению

$$E_{\text{возб}} = |Q^*| - |Q|,$$

где Q — энергия реакции для образования ядра ^{31}V в основном состоянии, а Q^* — то же для возбужденного состояния (для рассматриваемой реакции $Q < 0$). Но

$$|Q^*| = M_{\text{Cr}}^* + m_n - M_{\text{V}} - m_p = \Delta E + \Delta m_N = \Delta U_{\text{кул}},$$

и, следовательно,

$$E_{\text{возб}} = \Delta U_{\text{кул}} - |Q|. \quad (8.6)$$

Оценка $\Delta U_{\text{кул}}$ дает около 8 МэВ, а вычисление $|Q| \approx 1,5$ МэВ. Их разность совпадает с $E_{\text{возб}} = 6,5$ МэВ. Таким образом, обнаруженные максимумы в нейтронном спектре действительно соответствуют образованию аналогового состояния в ядре ^{51}V .

Подобные аналоговые состояния были обнаружены и у еще более тяжелых ядер, включая уран. Их характерные особенности — малая ширина нейтронных максимумов (меньше или равно 50 кэВ) и большие (8—12 МэВ) энергии возбуждения остаточного ядра.

С существованием аналоговых состояний связаны правила отбора по изоспину β -распада (см. § 18, п. 11).

§ 9. Краткое заключение к гл. I

В гл. I рассмотрены основные свойства стабильных атомных ядер: заряд Z , масса M , энергия связи ΔW , радиус R , спин I , магнитный момент μ , четность волновой функции P , электрический квадрупольный момент Q , изотопический спин T . Из рассмотрения этих свойств следует:

1. Атомное ядро с зарядом Z и массовым числом A состоит из A нуклонов: Z протонов и $A - Z$ нейтронов, связанных между собой ядерными силами. В ядре нет электронов.

2. Протон — это частица с зарядом $+e$, массой $m_p = 1836 m_e$, спином $s_p = 1/2$, магнитным моментом $\mu_p = 2,79 \mu_B$. Нейтрон имеет нулевой заряд, массу $m_n = 1838,6 m_e$, спин $s_n = 1/2$, магнитный момент $\mu_n = 1,91 \mu_B$.

Из $m_n > m_p + m_e$ следует энергетическая возможность β -распада свободного нейтрона.

Для объяснения отличия экспериментальных значений μ_p и μ_n от теоретических ($\mu_p^{\text{теор}} = 1 \mu_B$; $\mu_n^{\text{теор}} = 0$) нуклонам должна быть приписана определенная структура (размеры, распределенный заряд).

3. Ядро имеет приблизительно сферическую форму. Радиус атомного ядра $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = (1,2 + 1,3) \cdot 10^{-13}$ см. Радиус ядерного взаимодействия несколько больше: $R_{\text{яд}} = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Тяжелые и некоторые легкие ядра отклоняются от сферической формы. Они вытянуты вдоль направления спина. Мерой несферичности ядра является электрический квадрупольный момент Q .

Электрические дипольные моменты ядер в основном состоянии равны нулю. Ведутся поиски дипольного электрического момента нейтрона.

4. Мерой прочности (устойчивости) ядра является его энергия связи $\Delta W(A, Z)$, т. е. превышение суммы масс всех нуклонов ядра над массой самого ядра:

$$\Delta W(A, Z) = [Z m_p + (A - Z) m_n - M_{\text{яд}}(A, Z)] c^2.$$

Точные значения масс атомных ядер (в том числе протона) определяются с помощью масс-спектрометров—приборов, в которых используются фокусирующие свойства электрического и магнитного полей по отношению к движению заряженных частиц. Точное значение массы нейтрона получено из рассмотрения ядерных реакций, протекающих с участием нейтронов.

Энергию связи (и массу) ядра с данными A и Z можно вычислить при помощи полуэмпирической формулы

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

($\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \delta$ —коэффициенты), которая следует из капельной модели атомного ядра. В основе капельной модели ядра лежит представление о ядре как о сферической капле заряженной несжимаемой сверхплотной ядерной жидкости.

5. Из значения энергии связи для различных ядер следует, что наиболее устойчивы четно-четные ядра, наименее устойчивы нечетно-нечетные. Особой устойчивостью обладают ядра, содержащие магическое число нуклонов [2, 8, 20, (28), 50, 82, 126].

6. Сравнение энергий связи для легких и тяжелых ядер показывает энергетическую выгоду слияния (синтеза) первых и разделения на части (реакция деления) вторых.

7. В стабильных ядрах между зарядом Z и массовым числом A существует соотношение вида $Z = A / (1,98 + 0,015 A^{2/3})$. При отклонении от этого соотношения ядро проявляет свойство β^- - или β^+ -радиоактивности.

8. Спины и магнитные моменты нуклонов в ядре стремятся взаимно скомпенсироваться, причем в четно-четных ядрах наблюдается полная компенсация ($I=0$ и $\mu=0$). Спины и магнитные моменты остальных ядер относительно невелики по абсолютному значению:

$$(|I_{яд}| \ll A \hbar / 2; |\mu_{яд}| \ll |A \mu_N|),$$

что свидетельствует об их одночастичном происхождении.

Ядра с четными A имеют целый спин, с нечетными—полуцелый. При вычислении спина и магнитного момента ядра надо учитывать не только спины и магнитные моменты нуклонов, но и дополнительные механические и магнитные моменты, обусловленные их орбитальным движением в ядре.

9. При существовании зеркальной симметрии волновая функция системы частиц обладает определенной четностью (положительной или отрицательной). В сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействиях выполняется закон сохранения четности.

Четность P_{A+B} системы, состоящей из двух невзаимодействующих частиц A и B , равна:

$$P_{A+B} = P_A P_B (-1)^l,$$

где P_A и P_B —внутренние четности частиц A и B ; l —орбитальное число. Внутренняя четность нуклона положительна.

В слабых взаимодействиях закон сохранения четности не выполняется. Это нарушение должно также проявляться в виде некоторых (очень слабо выраженных) особенностей сильных и электромагнитных процессов.

10. Из рассмотрения различных свойств атомных ядер установлены следующие свойства ядерных сил:

а) большая интенсивность (из большой энергии связи, рассчитанной на один нуклон, $\epsilon = \Delta W / A \approx 8$ МэВ);

б) малый радиус действия (из размеров ядра);

в) насыщение (из пропорциональности энергии связи массовому числу: $\Delta W \approx 8A$ МэВ);

г) спиновая зависимость (из существования в природе ядра ${}^2_1\text{H}$ с $I=1$ и отсутствия аналогичного ядра с $I=0$);

д) тензорный (нецентральный) характер (из существования электрического квадрупольного момента у дейтрона);

е) зарядовая независимость.

11. Системы нуклонов с тождественными ядерными свойствами характеризуются одним и тем же изоспином T . В сильных взаимодействиях (в том числе в ядерных реакциях) выполняется закон сохранения изоспина.

12. Одним из проявления изотопической инвариантности у ядер является существование аналоговых состояний.

Глава II

МОДЕЛИ АТОМНЫХ ЯДЕР

В настоящее время нет законченной теории, которая объясняла бы все свои свойства атомного ядра и отвечала бы на все вопросы относительно структуры и свойств атомного ядра, например на такие:

1. Какие ядра стабильны, какие радиоактивны? Каковы виды радиоактивности, период полураспада, форма спектра, угловое распределение вылетающих частиц для радиоактивных ядер?

2. Чему равны радиус, масса, энергия связи, спин, магнитный момент, четность, квадрупольный электрический момент и другие характеристики любого ядра?

3. Как распределены энергетические состояния в атомном ядре? Чему равны соответствующие им значения энергии, спина, магнитного момента, четности и т. д.?

4. Чему равны вероятности переходов из возбужденных состояний в низшие состояния для разных механизмов этих переходов и в зависимости от параметров уровней?

5. Как изменяются сечения взаимодействия различных частиц с разными ядрами в функции энергии?

Ввиду отсутствия теории ядра ответы на эти вопросы можно попытаться получить при помощи различных моделей атомного ядра. За основу той или другой ядерной модели берут некоторые выделенные свойства атомного ядра, которые считают главными при построении данной модели. Другими свойствами ядра в этой модели пренебрегают. Естественно, что модель ядра, построенная по такому принципу, имеет ограниченную область применения. Однако в пределах этой области каждая модель позволяет получить ряд интересных результатов.

В настоящей главе рассмотрено несколько моделей атомного ядра, в основу которых положены существенно различные

(иногда даже кажущиеся противоположными) свойства ядра. В § 10 описана капельная модель ядра, построенная в предположении сильного взаимодействия между нуклонами. Эта модель относится к классу коллективных моделей (в ней рассматривается взаимодействие больших коллективов нуклонов). В § 11 обсуждается модель ферми-газа, в которой предполагается, что нуклоны ядра совсем не взаимодействуют между собой, в § 12 — оболочечная модель ядра, в которой движение нуклонов считается независимым, но учитывается сильное спин-орбитальное взаимодействие. Обе эти модели относятся к классу одночастичных моделей, так как в них описывается движение отдельной частицы в самосогласованном поле всех остальных частиц. В § 13 описана обобщенная модель атомного ядра, в которой рассматривается как движение индивидуальных частиц в некотором самосогласованном поле, так и коллективное движение большой группы нуклонов (вращение и деформация ядра без изменения объема). В § 14 дано представление о сверхтекучей модели ядра, основанной на учете парного взаимодействия нуклонов с противоположными проекциями моментов. Наконец, в § 15 приведены соображения, позволяющие согласовать между собой все перечисленные выше модели, которые на первый взгляд кажутся противоречащими друг другу.

Кроме того, отдельно в § 45 рассмотрена оптическая модель, в которой взаимодействие нуклонов с ядром рассматривается как прохождение нуклонной волны через поглощающую и преломляющую среду. В этой модели ядро характеризуется оптическим потенциалом (вообще говоря, комплексным), так что по существу оптическая модель относится к классу одночастичных моделей. Отдельное рассмотрение этой модели связано с тем, что она служит для описания рассеяния и поглощения нуклонов, т. е. процессов взаимодействия внешнего нуклона с ядром.

§ 10. Капельная модель ядра

Еще в 1911 г. Резерфорд для объяснения аномального рассеяния α -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером около 10^{-12} см. Позднее в результате квантовомеханического анализа эмпирически обнаруженной связи между временем жизни α -радиоактивных ядер и энергией испускаемых ими α -частиц удалось оценить радиус этих ядер. Оказалось, что для всех α -радиоактивных ядер

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (10.1)$$

где $r_0 = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см; A — массовое число. Предположим, что закон $R \sim A^{1/3}$ справедлив не только для α -радиоактивных, но и для остальных ядер. Тогда масса любого ядра пропорциональна его объему ($A \sim R^3$), и, следовательно, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi (1,5 \cdot 10^{-13})^3 A} = 10^{38} \text{ нуклон/см}^3, \quad (10.2)$$

одинаковую плотность:

$$\rho = nm_N = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad (10.3)$$

и одинаковое значение среднего расстояния между нуклонами:

$$\delta = \sqrt[3]{V/A} = \sqrt[3]{10^{-38}} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (10.3a)$$

Впоследствии правильность такого предположения была доказана разнообразными методами определения радиусов атомных ядер (см. § 4).

То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его несжимаемости. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также отмеченная пропорциональность энергии связи ΔW массовому числу A , которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от ее массы.

Вытекающее из приблизительного постоянства удельной энергии связи $\varepsilon = \Delta W/A$ свойство насыщения ядерных сил углубляет аналогию, так как подобным же свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель атомного ядра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой заряженной сверхплотной ядерной жидкости.

Капельная модель была развита в трудах Н. Бора, Дж. Уиллера и Я. И. Френкеля. Она помогла объяснить многие явления. С ее помощью удалось получить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, объяснить многие особенности деления тяжелых ядер и некоторые закономерности α -распада, получить качественное представление о структуре первых возбужденных состояний четно-четных ядер, предсказать массы и энергии связи некоторых новых ядер.

1. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ВЕЙЦЕККЕРА ДЛЯ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И МАССЫ ЯДРА

Выше было показано, что в первом приближении энергия связи ядра пропорциональна массовому числу A . Введем коэффициент пропорциональности α и запишем энергию связи в виде

$$\Delta W = \alpha A; \quad \varepsilon = \Delta W/A = \alpha.$$

В такой записи предполагается, что все A нуклонов ядра равноценны. На самом деле это неверно, так как поверхностные нуклоны ядерной «капли» находятся в особом положении, потому что они притягиваются только с одной (внутренней) стороны. В связи с этим энергия связи ядра будет меньше αA на величину, пропорциональную поверхности капли, т. е. $A^{2/3}$ (поверхностное натяжение):

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3},$$

где β — коэффициент пропорциональности.

Далее надо учесть кулоновское расталкивание протонов, которое должно быть пропорционально Z^2 [кулоновские силы не обладают насыщением, и каждый из Z протонов взаимодействует со всеми остальными $Z-1$, так что $Z(Z-1) \sim Z^2$] и обратно пропорционально $r \sim A^{1/3}$. Оно также уменьшает энергию связи:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2/A^{1/3},$$

где γ — коэффициент пропорциональности.

Наконец, формула должна отражать наблюдающуюся в природе тенденцию к симметрии в строении атомных ядер. Эта симметрия в явном виде выступает в легких ядрах, которые, как правило, состоят примерно из одинакового числа протонов и нейтронов. Это означает, что ядра с $Z = A/2$ обладают наибольшей устойчивостью и, следовательно, имеют наибольшую удельную энергию связи ε . Отклонение от равенства $Z = A/2$ в любую сторону ведет к уменьшению энергии связи и должно быть учтено в формуле для ε членом вида $\zeta (1/2 - Z/A)^2$ со знаком минус, где ζ — коэффициент пропорциональности.

Соответственно в формулу для ΔW надо добавить слагаемое вида* $\zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$. Этот член полуэмпирической формулы нельзя объяснить в рамках капельной модели.

Как уже говорилось в § 3, эффект симметрии появляется из-за того, что нейтрон и протон имеют спин $s_N = 1/2$ и подчиняются принципу Паули, роль которого можно учесть в модели независимых частиц.

* В тяжелых ядрах из-за большого количества протонов равновесие нарушается в пользу нейтронов. Но так как этот эффект уже учтен членом $\gamma Z^2/A^{1/3}$, то и для тяжелых ядер учет эффекта симметрии должен проводиться введением члена $\zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A}$.

С учетом эффекта симметрии формула для энергии связи выглядит следующим образом:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (10.4)$$

Так как масса ядра выражается через энергию связи с помощью соотношения $\Delta W(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)$, то формула (10.4) позволяет проводить также и вычисление массы ядер:

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 / A^{1/3} + \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A}. \quad (10.5)$$

Коэффициенты α , β , γ и ζ были найдены сопоставлением с известными (из сравнения измеренных значений масс атомов) энергиями связи*. При этом коэффициент γ можно определить непосредственным подсчетом электростатической энергии взаимного отталкивания Z протонов ядра. Подсчет, сделанный в предположении равномерного распределения заряда $+Ze$ внутри сферы радиусом R , дает

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}, \quad (10.6)$$

откуда по известному $R = r_0 A^{1/3}$ находят коэффициент $\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$.

Коэффициент ζ можно определить из соотношения, связывающего A и Z для стабильных ядер, которые имеют при данном A наименьшую массу. Это соотношение получается, если продифференцировать (10.5) по Z при постоянном A и приравнять производную нулю: $(\partial M / \partial Z)_A = 0$. При таком дифференцировании коэффициенты α и β исключаются и коэффициент ζ выражается через A и Z стабильного ядра и γ . Для контроля ζ можно найти по нескольким стабильным ядрам. Коэффициенты α и β определяют непосредственным сопоставлением с известными массами атомов.

В результате всех этих подсчетов найдены значения коэффициентов:

$$\alpha = 15,75 \text{ МэВ}; \quad \beta = 17,8 \text{ МэВ}; \quad \gamma = 0,71 \text{ МэВ}; \quad \zeta = 94,8 \text{ МэВ}. \quad (10.7)$$

Формула (10.5) с коэффициентами (10.7) хорошо передает

* Очевидно, что по (10.5) можно также вычислить и массу атома, если в первом слагаемом произвести замену m_p на $M({}^1_1\text{H})$.

значения масс всех ядер с нечетным A^* , при этом достаточно точные значения масс до второго знака после запятой получаются не только для стабильных, но и для радиоактивных ядер. Однако для ядер с четным значением A формула (10.5) дает менее точные значения масс.

В § 3 уже отмечалось, что все ядра можно по их устойчивости разделить на три группы. В первую входят наиболее устойчивые четно-четные ядра; во вторую — менее устойчивые четно-нечетные и нечетно-четные ядра (с нечетным массовым числом A), и, наконец, в третью — нечетно-нечетные ядра, которые, как правило, нестабильны (известны только четыре стабильных ядра такого типа: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{14}_7\text{N}$).

В связи с этим масса атомных ядер с данным четным массовым числом $A=2n=\text{const}$ при последовательном изменении заряда ядер Z на единицу (переводящем ядро из первой группы в третью и наоборот) меняется не плавно, а скачкообразно. Такой характер изменения массы ядер с изменением Z не предусмотрен формулой (10.5), поэтому для четно-четных ядер она дает завышенное значение массы, а для нечетно-нечетных — заниженное. Чтобы формула правильно передавала значения масс всех ядер, в нее надо внести еще одно слагаемое $\delta A^{-3/4}$, где

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для четно-четных ядер;} \\ 0 & \text{для нечетных } A; \\ -|\delta| & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases} \quad (10.8)$$

Сопоставление с известными значениями масс четно-четных ядер дает для $|\delta|$:

$$|\delta| = 34 \text{ МэВ.} \quad (10.9)$$

Формулы с δ -членом

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (10.10)$$

и

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (10.11)$$

дают одинаково хорошие значения энергий связи (и масс) для ядер как с нечетным, так и с четным A .

* В (10.7) приведен один из возможных наборов коэффициентов.

Объяснить существование δ -члена в рамках описанной здесь капельной модели ядра нельзя. Его появление в формуле связано с существованием у нуклонов парного взаимодействия (см. § 3, п. 4 и § 14).

2. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ КАПЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Формула (10.10) с коэффициентами (10.7)—(10.9) позволяет по известным A и Z вычислять $\Delta W(A, Z)$ с погрешностью 10—20 МэВ. При $A \approx 100$ это дает относительную погрешность, примерно равную 10^{-2} . Аналогично (10.11) дает возможность с погрешностью порядка 10^{-4} вычислять массу любого ядра по известным A , Z , m_p и m_n .

Столь высокая точность тем замечательнее, что она получается в результате подсчетов, которые сводятся к алгебраическому суммированию нескольких больших чисел. Например, при $A=100$ $\alpha A \approx 1600$ МэВ; $\beta A^{2/3} \approx 400$ МэВ; $\gamma Z^2/A^{1/3} \approx 300$ МэВ.

При помощи полуэмпирической формулы можно вычислить многие другие характеристики атомного ядра, перечисленные в табл. 2 и 3, так как они выражаются через $\Delta W(A, Z)$. Действительно, легко показать, что

$$\varepsilon_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z); \quad (10.12)$$

$$\varepsilon_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-1, Z-1); \quad (10.13)$$

$$\varepsilon_{2n}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z), \quad (10.14)$$

где $A-Z$ —четное;

$$\varepsilon_{2p}(A, Z) = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-2, Z-2), \quad (10.15)$$

где Z —четное;

$$P_n(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z) - 2\Delta W(A-1, Z) = 2\varepsilon_n - \varepsilon_{2n}, \quad (10.16)$$

где $A-Z$ —четное;

$$P_p(A, Z) = \Delta W(A, Z) + \Delta W(A-2, Z-2) - 2\Delta W(A-1, Z-1) = 2\varepsilon_p - \varepsilon_{2p}, \quad (10.17)$$

где Z —четное*.

Естественно, что относительная погрешность ε_n , ε_p и других перечисленных выше параметров, каждый из которых—малая разность двух больших величин, гораздо выше погрешности

* По поводу четности Z и $A-Z$ в формулах (10.4)—(10.17) см. комментарий к табл. 2 и 3.

вычисления ΔW . Однако используя узкодиапазонные (по Z и N) формулы Леви (общее число параметров в которых равно 81), можно вычислять значения ΔW с погрешностью 0,5—1 МэВ и, следовательно, получать значения для ϵ_α и ϵ_p и других разностных величин с погрешностью 10—20%.

Поскольку энергия α -распада

$$E_\alpha = \{M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})\} c^2 = \\ = \Delta W(A-4, Z-2) + \Delta W({}^4_2\text{He}) - \Delta W(A, Z),$$

т. е. также выражается через $\Delta W(A, Z)$, то полуэмпирическая формула позволяет анализировать некоторые общие закономерности α -распада (см. § 17).

Коллективный характер движения частиц ядерной несжимаемой жидкости должен приводить к поверхностным колебаниям формы капли (без изменения ее объема). Простейшими типами колебаний являются квадрупольные и октупольные. При квадрупольных колебаниях возбужденная капля приобретает форму эллипсоида, при октупольных — форму груши. Энергия колебаний

$$E = n \hbar \omega, \quad (10.18)$$

где $n=1, 2, \dots$, $\hbar \omega$ — квадрупольный или октупольный квант. Так как квадрупольный квант характеризуется спином и четностью 2^+ , а октупольный 3^- , то значению $n=1$ должны соответствовать уровни ядра с параметрами 2^+ и 3^- , которые действительно наблюдаются у ряда четно-четных ядер. Среди первых возбужденных состояний четно-четных ядер встречаются также близкие уровни с параметрами 0^+ , 2^+ и 4^+ , которые можно ассоциировать с квадрупольными колебаниями при $n=2$. Однако количественного согласия между частотой колебаний и энергией уровней не наблюдается (см. § 13).

Капельная модель ядра позволяет построить полуколичественную теорию деления (см. § 51).

С помощью капельной модели можно найти условие, связывающее A и Z для всех β -стабильных ядер.

Действительно, формула (10.11) при постоянном A дает зависимость массы ядра $M_{\text{яд}}$ от его заряда. Эта зависимость имеет параболический характер (рис. 55). Как уже указывалось, наиболее устойчивое ядро имеет наименьшую массу, и, следовательно, соответствующее ему Z_0 можно найти методом определения минимума кривой. Дифференцируя (10.11) по Z при постоянном A и приравнявая производную нулю, получаем формулу

$$Z = A / (1,98 + 0,015 A^{2/3}), \quad (10.19)$$

позволяющую по известному A вычислить Z_0 для β -стабильного изобара (дорожка β -стабильности). Сравнение этой формулы с опытом показывает, что она дает достаточно точные значения Z_0 , которые отличаются от истинных не больше, чем на $\Delta Z = \pm 1$.

Если A нечетно и $\delta = 0$, то функция $M(Z)$ однозначна и, вообще говоря, каждому значению A отвечает только одно определенное Z_0 , соответствующее устойчивому изобару. Ядро-изобар $Z = Z_0 + 1$, расположенное на правой ветви параболы, имеет большее значение массы и при условии выполнения неравенства $M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e$ должно при β^+ -переходе превращаться в устойчивый изобар с $Z = Z_0$. Соответственно ядро-изобар с $Z = Z_0 - 1$, расположенное на левой ветви параболы, также имеет большее значение массы, и если это превышение удовлетворяет аналогичному неравенству, превращается в ядро с $Z = Z_0$, испуская электрон (подробнее см. § 18, п. 1). Сходным образом обстоит дело с ядрами-изобарами $(A, Z_0 + 2)$ и $(A, Z_0 - 2)$, которые могут соответственно превращаться в ядра $(A, Z_0 + 1)$ и $(A, Z_0 - 1)$ и т. д.

Для четного массового числа A функция $M(Z)$ двузначна, так как член δ имеет разное значение для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Благодаря этому зависимость $M(Z)$ при постоянном четном A описывается двумя параболой, расположенными одна над другой (рис. 56). Нижняя парабола соответствует более устойчивым ядрам с четным Z , а верхняя --

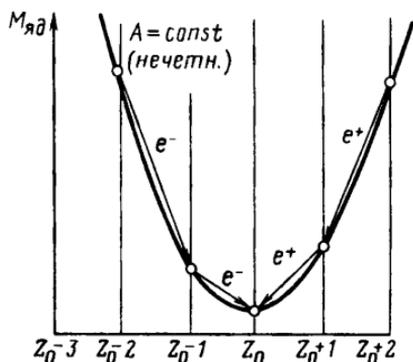


Рис. 55

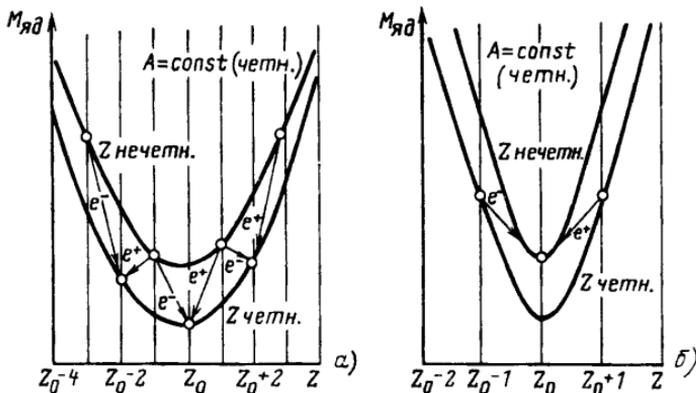


Рис. 56

менее устойчивым с нечетным Z . Из рис. 56, *a* видно, что из-за различия соседних ядер, расположенных на одной и той же параболе, на две единицы по Z для четно-четных ядер возможно существование нескольких (до трех) устойчивых изобар. Это связано с энергетической невозможностью перехода ядра с зарядом $Z_0 + 2$ (или $Z_0 - 2$) в ядро с зарядом $Z_0 + 1$ (или $Z_0 - 1$) и невозможностью (или очень малой вероятностью) двойного β -распада с прямым переходом из $Z_0 + 2$ ($Z_0 - 2$) в Z_0 (подробнее о двойном β -распаде см. § 103 и 108). Наоборот, благодаря тому что для каждого ядра, расположенного на верхней параболе, имеется ядро с меньшей массой, отличающееся по заряду на ± 1 , на нижней параболе все нечетно-нечетные ядра должны быть нестабильными. Исключения составляют только отмеченные выше четыре ядра: ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{14}_7\text{N}$.

Это связано с тем, что в данном случае ядра-изобары распределены на параболах в соответствии с рис. 56, *b*. Очевидно, что в этом случае четно-четные изобары должны быть неустойчивыми. Примером могут служить четно-четные ядра ${}^{14}_6\text{C}$ и ${}^{14}_8\text{O}$, лежащие выше β -стабильного нечетно-нечетного ядра ${}^{14}_7\text{N}$.

Капельную модель можно использовать также для вычисления энергии β -распада:

$$\begin{aligned} E_{\beta^-} &= \{M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_e\} c^2 = \\ &= \Delta m + \Delta W(A, Z+1) - \Delta W(A, Z), \end{aligned} \quad (10.20)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta m &= (m_n - m_p - m_e) c^2 = 0,8 \text{ МэВ}; \\ E_{\beta^+} &= \{M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_e\} c^2 = \\ &= \Delta m' + \Delta W(A, Z-1) - \Delta W(A, Z), \end{aligned} \quad (10.21)$$

где $\Delta m' = (m_p - m_n - m_e) c^2 = -1,8 \text{ МэВ}$. При этом, если (A, Z) и $(A, Z-1)$ — зеркальные ядра, т. е. число нейтронов $A-Z$ одного из них равно числу протонов $Z-1$ другого и наоборот ($A=2Z-1$), то из формул (10.21) и (10.10) следует

$$E_{\beta^+} = \Delta m' + \gamma A^{2/3} = \Delta m' + \frac{3}{5} e^2 / r_0 A^{2/3}. \quad (10.22)$$

[Остальные члены в выражениях для $\Delta W(A, Z)$ и $\Delta W(A, Z-1)$ при $A=2Z-1$ взаимно сокращаются.]

Таким образом, E_{β^+} зеркальных ядер линейно зависит от $A^{2/3}$. Построив эту экспериментальную зависимость, можно по наклону прямой линии найти значение r_0 :

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Получается довольно неожиданный способ определения радиуса атомного ядра, который дает хорошие результаты (правда, для ограниченного количества зеркальных ядер).

3. ГИПОТЕТИЧЕСКИЕ СВЕРХПЛОТНЫЕ ЯДРА

Модель ядра, основанная на представлении о ядерной жидкости, в принципе позволяет проводить очень далекие аналогии с обычной жидкостью. В частности, можно предположить, что в ядерной жидкости, так же как и в обычной, возможен фазовый переход в другое состояние.

Фазовые переходы обычной жидкости (например, воды) происходят при изменении температуры или давления. Известно, что лед и вода имеют разные плотности и характеризуются различными химическими силами между молекулами. Аналогично можно предполагать, что при сжатии ядерной жидкости она также в принципе может перейти в другую фазу с другими плотностью и энергией связи.

Механизм фазового превращения ядерной жидкости был предложен в 1971 г. А. Б. Мигдалом*, который рассмотрел поляризацию нуклонной среды под действием существующего в ней π -мезонного поля. В результате поляризации среды появляется новый механизм взаимодействия пионов — обмен возбуждениями среды. Главными формами этого возбуждения являются возбуждения с малой энергией типа нуклон — дырка в ферми-заполнении (а также Δ -резонанс — дырка).

Закон дисперсии π -мезонов в среде дается выражением

$$\omega^2 = k^2 + m_\pi^2 + \Pi(\omega, k), \quad (10.23)$$

где $\Pi(\omega, k)$ — поляризационный оператор, включающий все процессы поляризации среды [в вакууме $\Pi(\omega, k) = 0$ и $\omega^2 = k^2 + m_\pi^2$, т. е. (10.23) трансформируется в уравнение движения свободного π -мезона].

Рассмотрение уравнения (10.23) показывает, что при плотности нуклонов ρ выше некоторой критической ρ_c в спектре пионов может появиться ветвь с $\omega^2 < 0$, дающая растущее решение типа $\psi \sim \exp(\gamma t)$, где $\gamma > 0$. Таким образом, ядерное вещество с плотностью $\rho > \rho_c$ должно быть неустойчиво по отношению к образованию π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов. Наглядно это можно себе представить как распад протона на нейтрон и π^+ -мезон, уносящий $l_\pi = 1$, или распад нейтрона по аналогичной схеме:

$$p \rightarrow n + \pi^+; \quad n \rightarrow p + \pi^-. \quad (10.24)$$

* Мигдал А. Б. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1971. Т.61. С. 2209—2224.

Поскольку оба процесса сопровождаются переворотом спина и изоспина, то можно говорить о распространении в нуклонной среде спин-изоспиновой волны.

Детальное исследование показывает, что описанное нуклон-нуклонное взаимодействие имеет характер притяжения, интенсивность которого растет с уменьшением расстояния между нуклонами, т. е. с ростом плотности ядерного вещества. Если это притяжение превзойдет отталкивание между нуклонами на малых расстояниях, то энергия нуклонной системы начнет уменьшаться и в принципе может возникнуть новое энергетически устойчивое фазовое состояние ядерного вещества с периодической спиновой структурой. Это состояние называют сверхплотным.

С представлением о сверхплотных ядрах тесно связано еще одно новое понятие. Известно, что π -мезоны — бозоны. Поэтому неустойчивость сверхплотного ядерного вещества по отношению к образованию π -мезонов должна приводить к накоплению их в энергетически выгодном состоянии, т. е. к образованию так называемого пионного конденсата. Взаимодействие π -конденсата с нуклонной средой приводит к изменению уравнения состояния ядерного вещества. В связи с этим очень важно исследовать свойства самого π -конденсата, т. е. (π - π)-взаимодействия в нуклонной среде. Исходными экспериментальными данными для построения теории π -конденсата в нуклонной среде являются вакуумные параметры π -рассеяния, которые можно получить, изучая реакции типа $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$ (см. § 112, п. 6).

Роль π -конденсата в образовании сверхплотной фазы ядерного вещества наглядно можно себе представить при помощи рис. 57. Обычное ядерное вещество, имеющее плотность ρ_0 , соответствует первому минимуму на этом рисунке. С увеличением плотности энергия быстро возрастает из-за отталкивания на малых расстояниях. Однако если плотность превышает критическую, то возникающий π -конденсат делает ядерное вещество более податливым по отношению к сжатию. Начиная с $\rho = \rho_c$ рост энергии с плотностью замедляется (точка перегиба), а затем сменяется спадом. Рождение π -мезонов и дальнейший спад энергии будут продолжаться до тех пор, пока между π -мезонами не возникнет многочастичное отталкивание. В результате на кривой энергии должен появиться новый минимум, соответствующий сверхплотному состоянию с $\rho > \rho_0$.

Теоретические расчеты масс ядер нового типа приводят к двум возможностям: а) к существованию сверхплотных ядер с $Z \approx N$ и примерно такими же A , как у обычных ядер; б) к

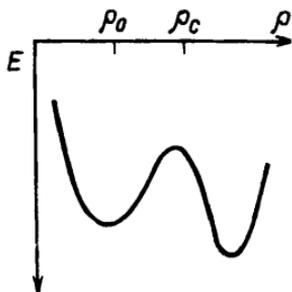


Рис. 57

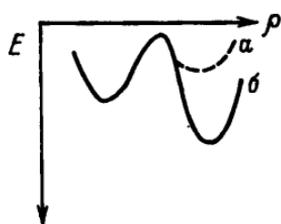
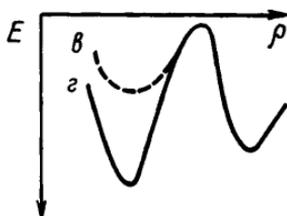


Рис. 58



существованию нейтронных ядер, т. е. ядер с $N \gg Z$ и $A > 10^4$ (например, $Z \approx 100$ и $A > 10^4$).

Точность современных расчетов пока еще недостаточно высока для того, чтобы можно было указать значение критической плотности ρ_c . По-видимому, она лежит в пределах

$$0,6\rho_0 < \rho_c < 2\rho_0.$$

Другими словами, не исключено, что обычная ядерная материя находится в сверхплотном состоянии.

Энергия сверхплотного состояния может быть как выше, так и ниже энергии нормального состояния. Поэтому в принципе могут осуществляться четыре различных варианта зависимости энергии от плотности, каждому из которых соответствуют свои, специфические особенности (рис. 58). Например, если $\rho_c > \rho_0$ (что более вероятно, чем $\rho_c < \rho_0$), то в случае осуществления варианта *a* сверхплотные ядра должны быть нестабильны по отношению к переходу в обычное состояние, а в случае осуществления варианта *b* — наоборот.

В восьмидесятые годы предпринимались экспериментальные попытки обнаружения сверхплотных ядер. Идея одного из опытов заключается в бомбардировке ядер тяжелыми ионами, ускоренными до релятивистских энергий. В момент соударения можно ожидать появления сильного уплотнения нуклонов (двойка за счет перекрытия ядер плюс добавочное уплотнение за счет ударной волны, которая должна возникать, если скорость распространения волны превышает скорость звука в ядерном веществе $v \approx 0,2c$). Такие опыты ставились в Беркли с ионами Ag, ускоренными до $E = 1,62$ ГэВ/нуклон.

Сверхплотные ядра предполагалось идентифицировать по аномально большим импульсам и регистрировать при помощи лексанового детектора. Опыты дали отрицательные результаты.

В других опытах искали рассеяние назад протонов с $T_p = 800$ МэВ от сверхплотных ядер (аналогия с рассеянием назад α -частиц в опытах Резерфорда). В этих опытах получили в качестве верхней границы концентрацию сверхплотных ядер, равную 10^{-8} .

Делались попытки обнаружения сверхплотных ядер по аномально большой энергии присоединения нейтрона ϵ_n . Так, если $\epsilon_n > 140$ МэВ, то в реакции захвата нейтрона могут рождаться π^0 -мезоны, которые легко обнаружить по γ -квантам распада с энергией 70 МэВ ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Эти опыты также не привели к успеху.

Предположение о существовании сверхплотной фазы ядерного вещества требует дальнейшего развития капельной модели ядра. В частности, для уменьшения жесткости ядра с ростом плотности в полуэмпирическую формулу для энергии связи должен быть добавлен член вида $\epsilon_n(\rho)A$, учитывающий энергию, связанную с пионной конденсацией. Этот член имеет обратную зависимость от плотности по сравнению с членом $\epsilon_N(\rho)A$.

§ 11. Модели независимых частиц

1. НЕДОСТАТКИ КАПЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ

В предыдущем параграфе рассказано о многочисленных достижениях капельной модели ядра. Эта модель дает приблизительно правильное представление о массе, энергии связи и других параметрах ядра, позволяет найти энергетические условия α - и β -распада. На основе капельной модели можно получить правильное качественное представление о структуре распределения, спинах и четностях нескольких первых уровней в четно-четных ядрах, построить качественную теорию деления и др.

Вместе с тем даже в пределах того круга вопросов, который она описывает, модель не вполне последовательна. В § 10, п. 1 отмечено, что построить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, опираясь только на капельную модель, нельзя. Оказалось, что для правильного описания зависимости массы ядра от заряда Z и массового числа A недостаточно трехчленной формулы, построенной по принципу аналогии между ядерным веществом и каплей

жидкости, а требуется введение четвертого члена, учитывающего эффект симметрии, и пятого члена (δ -члена), имеющего разный вид в зависимости от четности или нечетности числа нуклонов, содержащихся в ядре. По существу, введение этих членов в полуэмпирическую формулу является отступлением от капельной модели.

Не дает капельная модель количественного представления и о возбужденных состояниях ядра. Попытка согласовать частоту поверхностных волн жидкой капли из ядерного вещества с положениями уровней ядра не привела к успеху. Не может объяснить капельная модель и одного из основных свойств деления—его асимметрии.

Кроме того, существует обширный круг вопросов, которые капельная модель совсем не затрагивает. Сюда относятся индивидуальные характеристики основных и возбужденных состояний ядер (энергии связи, спины, магнитные моменты и четности), некоторые особенности α - и β -распада, закономерности размещения ядер-изомеров среди других ядер, распространенность различных ядер в природе и др.

Оказалось, что перечисленные выше и некоторые другие свойства весьма своеобразно зависят от числа нуклонов в ядре. Это своеобразие заключается в периодичности изменения. Так, например, в § 5 показано, что все четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевые спины и магнитные моменты и обладают повышенной энергией связи. В § 3 отмечена специфическая роль магических чисел нуклонов (2, 8, 20, 50, 82, 126). Опыт показывает, что ядра с такими количествами протонов или нейтронов (магические ядра) особенно устойчивы (подробнее см. § 12). Наибольшей устойчивостью обладают так называемые дважды магические ядра, содержащие магическое число протонов и магическое число нейтронов (например, ${}^2_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Отмеченная периодичность в изменении свойств атомных ядер в зависимости от числа содержащихся в них нуклонов напоминает периодическое изменение свойств атомов в зависимости от числа содержащихся в них электронов. Подобно магическим ядрам атомы, содержащие определенное число электронов (2, 10, 18, 36, 54, 86), являются особо устойчивыми (инертные газы).

Как известно, современная модель атома строится в предположении о независимом движении электронов в центральном потенциале. Поэтому можно предполагать, что перечисленную выше периодичность в свойствах ядер также удастся объяснить в модели независимых частиц, хотя сама идея использования этой модели для описания ядра, состоящего из сильновза-

взаимодействующих нуклонов, на первый взгляд представляется спорной.

Ниже рассмотрены две модели независимых частиц: простейшая — ядерный ферми-газ и более сложная — модель ядерных оболочек. Проблема применимости модели независимых частиц к ядру обсуждается параллельно с рассмотрением моделей.

2. ЯДЕРНЫЙ ФЕРМИ-ГАЗ

Простейшей моделью независимых частиц для ядра является модель ферми-газа. В этой модели вместо сложной картины, являющейся суперпозицией индивидуальных нуклон-нуклонных взаимодействий, рассматривается движение не взаимодействующих между собой нуклонов в поле усредненной потенциальной ямы с шириной $R=r_0A^{1/3}$. Глубину ямы U_0 , при которой она должна удерживать нуклоны в пределах радиуса ядра R , можно найти из следующего простого рассуждения.

Основному состоянию ядра соответствует наинизшее состояние ферми-газа при нулевой абсолютной температуре, когда все нижние состояния заполнены нуклонами (вырожденный ферми-газ). Полное число нейтронов

$$N = \int_0^{p_{\max}} \frac{dN}{dp} dp, \quad (11.1)$$

где

$$\frac{dN}{dp} = 2 \frac{4\pi p^2 V}{(2\pi\hbar)^3}$$

— плотность состояний в статистике Ферми (p — импульс нейтрона; $V=4\pi R^3/3=4\pi r_0^3 A/3$ — объем ядра; p_{\max} — максимальный импульс, который может иметь нейтрон при заполнении состояний; двойка учитывает два направления спина).

В результате интегрирования имеем

$$N = V p_{\max}^3 / 3\pi^2 \hbar^3. \quad (11.2)$$

Для симметричного ядра $N=A/2$ и

$$p_{\max}^{(n)} = 3 \sqrt{\frac{9}{8} \pi} \frac{\hbar}{r_0} = 1,3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг} \cdot \text{с/см} = 1,3 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} \cdot \text{с/см} \quad (11.3)$$

(для r_0 принято значение $1,2 \cdot 10^{-13}$ см).

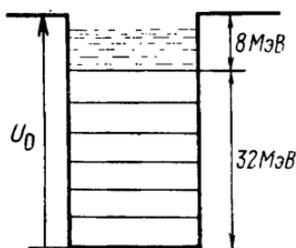


Рис. 59

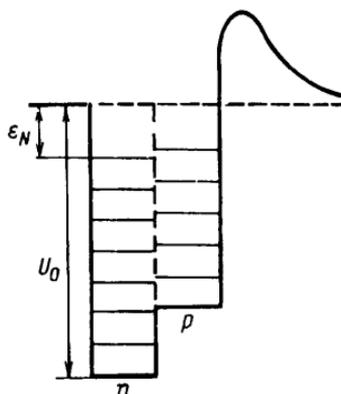


Рис. 60

Отсюда максимальная кинетическая энергия нейтрона

$$T_{\text{макс}} = p_{\text{макс}}^2 / 2m_n = 32 \text{ МэВ}. \quad (11.4)$$

Так как средняя энергия связи нейтрона в ядре равна 8 МэВ, то глубина потенциальной ямы $U_0 = 32 + 8 = 40$ МэВ (рис. 59). Такие же параметры имеет и протонная яма симметричного ядра. (Предполагается, что в случае симметричного, т. е. легкого, ядра кулоновским отталкиванием протонов можно пренебречь.)

Если ядро несимметрично ($N > Z$), то

$$T_{\text{макс}}^{(n)} > T_{\text{макс}}^{(p)} \text{ и } U_0^{(n)} > U_0^{(p)},$$

потому что между протонами существует дополнительное отталкивательное кулоновское взаимодействие (рис. 60, а также см. рис. 11 и 12 и текст к ним).

Нетрудно показать, что средняя энергия нуклонов в ядре

$$\bar{T}_N = \int_0^{T_{\text{макс}}} T \frac{dN}{dT} dT \approx 20 \text{ МэВ}.$$

Оба полученных значения (U_0 и \bar{T}_N) согласуются с аналогичными результатами, полученными из других предпосылок (см. § 82). Таким образом, модель независимых частиц дает неожиданно правдоподобное описание атомного ядра, которое оказалось похожим не только на жидкость, но и на газ.

Эту двойственную природу атомного ядра не следует считать противоречивой, потому что вырожденный ядерный ферми-газ сильно отличается от обычного ферми-газа при абсолютном нуле. В первом случае $T_{\text{макс}} \approx U_0$, т. е. нуклоны ядра при столкновении с другими нуклонами практически не изменяют своего состояния (подробнее см. § 12, п. 2). Они ведут себя как независимые частицы. Во втором случае

$U_0 \approx 10^3 T_{\text{макс}}$, т. е. «замороженные» частицы обычного газа связаны относительно гораздо сильнее, в результате чего обычный газ при абсолютном нуле проявляет свойства конденсированной среды.

Область применения модели ферми-газа не очень обширна. Она пригодна для качественного объяснения эффекта симметрии и насыщения, а также для объяснения свойств ядра, связанных с распределением внутриядерных нуклонов по импульсам. Последнее существенно при рассмотрении процессов, характеристики которых зависят от внутреннего движения нуклонов. Примером может служить процесс рождения π -мезонов при взаимодействии нуклона с ядром. Порог этой реакции существенно снижается при соударении внешнего нуклона с внутренним нуклоном ядра, движущимся навстречу внешнему (см. § 110, п. 4).

§ 12. Модель ядерных оболочек

Выше (см. § 3 и 7) отмечалось, что ядра, содержащие магическое число нуклонов (2, 8, 20, 50, 82, 126*), имеют аномально большую энергию связи (т. е. особо устойчивы) и нулевой электрический квадрупольный момент (т. е. сферически-симметричны). Эта своеобразная периодичность в свойствах ядер, сходная с периодическим изменением свойств атомов, позволяет предположить, что подобно атому атомные ядра имеют оболочечную структуру.

Соответствующая модель атомного ядра называется оболочечной моделью или моделью ядерных оболочек.

Прежде чем перейти к описанию модели ядерных оболочек, напомним и систематизируем факты, подчеркивающие особые свойства ядер с магическим числом нуклонов, а также пополним их некоторыми другими эмпирическими данными подобного же характера.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

а. Закономерности в изменении энергии связи

О наличии особо устойчивых ядер можно судить по энергии связи. Устойчивые ядра обладают наибольшей энергией связи. Присоединяемые к ним дополнительные нуклоны должны

* Очевидно, число 126 может характеризовать только количество содержащихся в ядре нейтронов.

связываться с ядром слабее (энергия присоединения нуклона мала).

Это особенно видно при сравнении энергии присоединения нуклона ϵ_N к ядрам из следующего ряда: ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$, ${}^4_2\text{He}$. Для первых трех ядер ϵ_N растет от 2,2 до 20,6 МэВ, а для последнего становится отрицательной. Из этого сравнения видна особая устойчивость дважды магического ядра ${}^4_2\text{He}$.

Особую устойчивость других магических ядер, содержащих 8, 20, 50, 82 или 126 однотипных нуклонов, можно обнаружить, если сравнивать их энергии связи с энергиями связи соседних четно-четных ядер.

Наконец, повышенная стабильность магических ядер проявляется также в уменьшении (в 10—100 раз) сечений захвата нейтронов этими ядрами.

б. Распространенность нуклидов

Особая устойчивость ядер, содержащих магическое число нуклонов, вытекает также из их повышенной распространенности в природе. Приведем несколько примеров.

1. Последним стабильным ядром с $Z=N$ является дважды магическое ядро ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Его содержание среди естественной смеси изотопов кальция равно 97%. Предшествующее ядро ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ с $Z=N$ имеет относительную распространенность 0,3%, а следующее (${}^{44}_{22}\text{Ti}$) в природе не встречается вообще.

2. Изотопов с данным четным N в природе встречается в среднем три-четыре. Однако при $N=20$ их число возрастает до пяти (${}^{36}_{16}\text{S}$, ${}^{37}_{17}\text{Cl}$, ${}^{38}_{18}\text{Ar}$, ${}^{39}_{19}\text{K}$ и ${}^{40}_{20}\text{Ca}$), при $N=50$ — до шести, а при $N=82$ — до семи.

3. Среди различных изотопов данного элемента обычно самым распространенным бывает изотоп со средним значением массы. Исключения наблюдаются для изотопов с $N=50$ и $N=82$ (${}^{138}_{56}\text{Ba}$, ${}^{139}_{57}\text{La}$, ${}^{88}_{38}\text{Sr}$, ${}^{140}_{58}\text{Ce}$ и др.).

4. Олово ${}_{50}\text{Sn}$ имеет наибольшее число стабильных изотопов (десять), причем три из них — с нечетными A .

в. Закономерности α - и β -распадов

1. Как известно, все три радиоактивных семейства, встречающихся в природе, заканчиваются свинцом ${}_{82}\text{Pb}$. Ядра с $Z \leq 82$ из числа встречающихся в природе, как правило, стабильны. При α -распаде испускаются дважды магические ядра ${}^4_2\text{He}$.

2. В соответствии с полуэмпирической формулой энергия испускаемых α -частиц должна увеличиваться с ростом Z . Опыт показывает, что исключения составляют ядра полония ($Z=84$),

испускающие более энергичные α -частицы, чем ядра, следующие за полонием.

3. Два изотопа полония ${}_{84}^{210}\text{Po}$ и ${}_{84}^{212}\text{Po}$ испускают длиннопробежные α -частицы. Вообще α -частицы с наибольшей энергией (по сравнению с соседними ядрами) встречаются у радиоактивных ядер с $N=128$, $Z=84$, $N=84$, которые после распада переходят соответственно в ядра с $N=126$, $Z=82$, $N=82$. Так, например, была открыта активность одного из изотопов неодима (${}_{60}^{144}\text{Nd}$)—элемента, расположенного в середине Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Период полураспада для ${}_{60}^{144}\text{Nd}$ оказался равным $5 \cdot 10^{15}$ лет, а максимальная энергия α -частиц равна 1,8 МэВ.

4. Аналогично наибольшая энергия β -распада наблюдается при β -переходах на магические ядра, а наименьшая—при β -распадах магических ядер.

Примером может служить цепочка β -переходов



в первом звене которой освобождается энергия β -распада $\Delta E_{\beta} = 3,6$ МэВ, а во втором $\Delta E_{\beta} = 0,27$ МэВ.

5. Дважды магическое ядро ${}_{8}^{16}\text{O}$ является конечным ядром в двух каскадных процессах испускания запаздывающих нуклонов:



В обоих случаях после β -распада образуются возбужденные магические ядра ${}_{8}^{17}\text{O}^9$ и ${}_{9}^{17}\text{F}^8$, содержащие соответственно $N_{\text{mag}} + 1 = 9$ нейтронов и $Z_{\text{mag}} + 1 = 9$ протонов. Энергия отделения девятого нуклона у этих ядер настолько мала, что она оказывается меньше их энергии возбуждения. Это и приводит к испусканию нуклонов, запаздывающих на период полураспада предшествующего β -перехода:

$$T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta^-)}; \quad T_{1/2}^{(p)} = T_{1/2}^{(\beta^+)}.$$

2. СХЕМА ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

Как уже указывалось выше, перечисленные явления невозможно объяснить с точки зрения капельной модели ядра, в основе которой лежит предположение о сильном взаимодействии частиц в ядре.

Существование магических чисел указывает на наличие какой-то внутренней структуры ядра, на закономерное распределение отдельных частиц ядра по его энергетическим уровням или орбитам подобно тому, как это наблюдается с атомными электронами. Можно полагать, что совокупность частиц, находящихся на одном или нескольких близких друг к другу по значению энергии уровнях, составляет ядерную оболочку, последовательное заполнение которой приводит к образованию особо устойчивых ядер (по аналогии с образованием инертных газов при застройке атомных оболочек).

а. Принципы построения оболочечной модели ядра

Как известно, в основе объяснения Периодической системы элементов Д. И. Менделеева лежит специфический характер взаимодействия электронов с ядром. В атоме имеется центральное кулоновское поле притяжения (силовой центр), в котором движутся слабовзаимодействующие между собой электроны. Заполнение уровней атома электронами проводится в соответствии с принципом Паули.

На первый взгляд кажется, что оболочечную модель ядра построить нельзя. В самом деле, два из трех условий, необходимых для построения оболочечной модели, для нуклонов атомного ядра не выполняются. Атомное ядро в отличие от атома не имеет выделенного силового центра, и нуклоны ядра в отличие от электронов атома сильно взаимодействуют между собой.

Известно, что концентрация нуклонов в ядре равна $n \approx 10^{38}$ нуклон/см³ (см. § 10), а сечение взаимодействия нуклонов между собой при энергии 25 МэВ (средняя энергия движения нуклона в ядре) $\sigma = 0,3 \cdot 10^{-24}$ см². Поэтому средняя длина свободного пробега нуклона в ядре

$$\bar{\lambda} = 1/n\sigma = 1/10^{38} \cdot 0,3 \cdot 10^{-24} \approx 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (12.3)$$

т. е. меньше радиуса ядра. В связи с этим, казалось бы, бессмысленно говорить о каком-либо регулярном, упорядоченном, словом, орбитальном движении нуклонов внутри атомного ядра. Однако, как выяснилось, именно сильное взаимодействие нуклонов, а также малый радиус этого взаимодействия позволяют построить сферически-симметричный потенциал, в поле которого независимо друг от друга движутся нуклоны. Действительно, как будет показано в § 82, большую эффективность и малый радиус ядерного взаимодействия двух нуклонов можно описать при помощи узкой (около 10^{-13} см) и глубокой (около 30 МэВ) потенциальной ямы (нуклонная яма), которую

в первом приближении можно считать прямоугольной. В атомном ядре нуклоны быстро движутся относительно друг друга на расстояниях, сравнимых с шириной нуклонной ямы. Поэтому взаимодействие нуклона с ядром можно описывать при помощи среднего, не зависящего от времени поля, которое изображается суммарной потенциальной ямой, образовавшейся в результате наложения многих соседних нуклонных потенциальных ям. Из-за тесного соседства нуклонов и малого радиуса ядерного взаимодействия средний потенциал должен быть близок к однородному (мало изменяться) внутри ядра и быстро приближаться к нулю на границе ядра. Так как ядро в первом приближении имеет сферическую форму, то потенциал должен обладать сферической симметрией.

В соответствии с квантовой механикой нуклоны, двигаясь в поле этого потенциала, могут находиться в различных энергетических состояниях. При этом основному состоянию ядра соответствует полное заполнение всех нижних уровней. Процесс столкновения двух нуклонов сводится к перераспределению между ними энергии, в результате чего один из них должен потерять часть своей энергии и перейти в более низкое энергетическое состояние. Но это невозможно, так как все наиболее низкие энергетические уровни уже заняты и на них согласно принципу Паули другие нуклоны поместить нельзя. В связи с этим средняя длина свободного пробега нуклона от одного столкновения до другого оказывается значительно больше, чем это следует из (12.3), и нуклоны в ядре можно считать практически невзаимодействующими*.

Таким образом, имеются все необходимые предпосылки для построения оболочечной модели ядра: в поле сферического потенциала движутся не взаимодействующие между собой частицы — нейтроны и протоны, которые имеют полуцелый спин и подчиняются принципу Паули. Потенциал в первом приближении одинаков для нейтронов и протонов, так как кулоновское отталкивание для протонов становится заметным только у тяжелых ядер. Это заключение подтверждается совпадением магических чисел для протонов и нейтронов. Благодаря сферической симметрии потенциала орбитальный момент количества движения l является интегралом движения, причем всем $2l+1$ ориентациям вектора l соответствует (из-за

* Это рассуждение справедливо только по отношению к нуклонам, находящимся в невозбужденном ядре. Для нуклона, влетевшего в ядро извне и возбужденного ядро на энергию, равную или большую ϵ_N (ϵ_N — энергия связи нуклона), столкновения становятся возможными из-за наличия свободных вышерасположенных уровней. Здесь формула (12.3) верна, а модель ядерных оболочек неприменима.

изотропии поля) одно и то же значение энергии. В соответствии с принципом Паули на этом энергетическом уровне могут разместиться $2(2l+1)$ нуклонов данного типа (двойка — из-за двух ориентаций спина). Тем самым становится возможным построить такую модель ядра, в которой нуклоны располагаются в определенном количестве на энергетических оболочках.

Простейшим вариантом модели оболочек является одночастичная модель для ядер с нечетным массовым числом A . В этой модели предполагается, что все нуклоны, кроме последнего нечетного, образуют сферически-симметричный нейтральный остов с нулевыми механическим и магнитным моментами, а все основные свойства ядра определяются последним нечетным нуклоном. В более сложных вариантах модели оболочек в качестве нейтрального остова рассматривается заполненная оболочка, а для остальных нуклонов учитывается их взаимодействие между собой.

б. Конкретные схемы моделей ядерных оболочек

Для определения положения уровней частиц задают определенные параметры потенциальной ямы: ее ширину принимают равной диаметру ядра, а глубину находят из условия, что энергия связи нейтрона в ядре примерно равна 8 МэВ (параметры ямы не изменяются заметным образом при изменении A). Если для частицы, находящейся в такой яме, решить уравнение Шредингера, то получится серия собственных значений и соответствующих им собственных функций, описывающих различные состояния частицы и уровни энергии в потенциальной яме.

Положение уровней с конкретными квантовыми числами (n и l) зависит от формы ямы, а число нуклонов N , которые можно разместить на данном уровне, определяется принципом Паули [$N=2(2l+1)$]. В правильной модели энергетические уровни должны группироваться в оболочки, разделенные большими энергетическими просветами, а полное число заполнения всех уровней оболочки должно совпадать с магическим числом.

На этом пути действительно удалось для некоторых специальных форм потенциальной ямы получить все магические числа, однако соответствующие модели не объяснили других экспериментальных закономерностей.

Наибольший успех был достигнут в модели со спин-орбитальной связью, предложенной в 1949 г. Гепперт — Майер и Иенсенем. Согласно этой модели самосогласованный потенциал берется в форме

$$V(r) + U(r)(\mathbf{s}l), \quad (12.4)$$

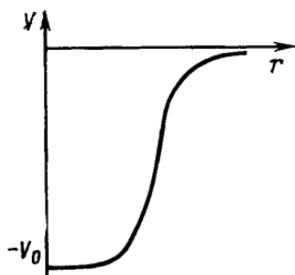


Рис. 61

где $V(r)$ — потенциал типа Саксона — Вудса, т. е. имеет форму ямы с плоским дном и размытым краем (рис. 61), или типа гармонического осциллятора, а $U(r) \sim \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}$.

Энергия состояния с данным l принимает два значения в зависимости от взаимной ориентации спина s и орбитального момента l нуклона, причем параллельной ориентации соответствует меньшее значение энергии (большее значение энергии взаимодействия)*. Таким образом, наблюдается расщепление уровней с данными l на два подуровня с данными $i = l \pm 1/2$, так что вместо одного состояния np появляются два состояния $np_{3/2}$ и $np_{1/2}$, вместо одного состояния $nd - nd_{5/2}$ и $nd_{3/2}$ и т. д., причем состояние с большим i имеет меньшую энергию**. Это расщепление невелико, пока мало значение l , растет с ростом l (примерно как $2l+1$) и при $l \geq 4$ оказывается настолько существенным, что раздвигает два подуровня ($l+1/2$ и $l-1/2$) в разные оболочки***.

Схема расщепления и связанного с ним перераспределения уровней для простейшего (одночастичного) варианта оболочечной модели изображена на рис. 62. В табл. 5 представлены распределение состояний по оболочкам с учетом спин-орбитального сдвига, числа заполнения каждого состояния $m = 2i + 1$ и числа заполнения, характеризующие замыкание оболочек N . Из табл. 5 видно, что все оболочки замыкаются при экспериментальных значениях магических чисел.

Распределение ядер по состояниям проводится сопоставлением числа содержащихся в них нуклонов и значения спина с числами заполнения и величиной i , характеризующей данное

* Правильность предположения о существовании сильного спин-орбитального взаимодействия подтверждается (кроме успеха оболочечной модели) существованием поляризации протонов высокой энергии при рассеянии.

** Описанный характер взаимодействия встречается в тяжелых атомах и отличается от схемы взаимодействия электронов в легких атомах (схема Рассела — Саундерса). Согласно схеме Рассела — Саундерса взаимодействие между электронами сильнее, чем спин-орбитальное взаимодействие электрона. В этом случае спины и орбитальные моменты всех электронов складываются отдельно в результирующие векторы $S = \sum s_i$ и $L = \sum l_i$, которые слабо взаимодействуют между собой.

*** Уже при $l = 3$ расщепление $1f$ -состояния на $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$ оказывается настолько значительным, что при рассмотрении некоторых свойств атомных ядер обнаруживается повышенная стабильность ядер с $N = 28$, поэтому иногда говорят о подоболочке с таким значением полного числа заполнения.

состояние, при этом делаются следующие подтверждающиеся опытом предположения (часть из них рассмотрена в п. 5 § 5):

1. Суммарный момент системы, состоящей из четного числа протонов и четного числа нейтронов, равен нулю.

2. Суммарный момент системы, состоящей из нечетного числа нуклонов, определяется моментом $i = s + 1$ непарного нуклона.

3. Суммарный момент нечетно-нечетной системы, непарные нуклоны которой находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному моменту нуклона.

4. Энергия уровня (с данным n) растет с ростом l .

5. Энергия спин-орбитального взаимодействия для состояния, отвечающего параллельному расположению l и s , больше, чем для антипараллельного.

Правильность отнесения того или иного ядра к данному состоянию контролируется вычислением магнитного момента и сопоставлением найденного значения с экспериментальным. Вычисление магнитного момента для ядер, имеющих один избыточный нуклон сверх заполненной оболочки, проводится по формулам (5.35) и (5.36) и дает хорошее совпадение с экспериментом. Для других (легких) ядер вычисление магнитного момента проводится с учетом вклада от всех нуклонов сверх заполненной оболочки (см. § 5, п. 5) и также дает удовлетворительное совпадение с экспериментом.

В табл. 6 приведена совокупность ядер, относящихся к I оболочке. Нуклоны в этих ядрах занимают одно и то же состояние $1s_{1/2}$, которое для последнего ядра ${}^4_2\text{He}$ заполняется полностью (при $i = 1/2$ значение $2i + 1$ равно двум, т. е. в этом состоянии могут находиться два протона и два нейтрона). Четность любого состояния, составленного из одного — четырех нуклонов, в соответствии с формулой (6.9) положительна.

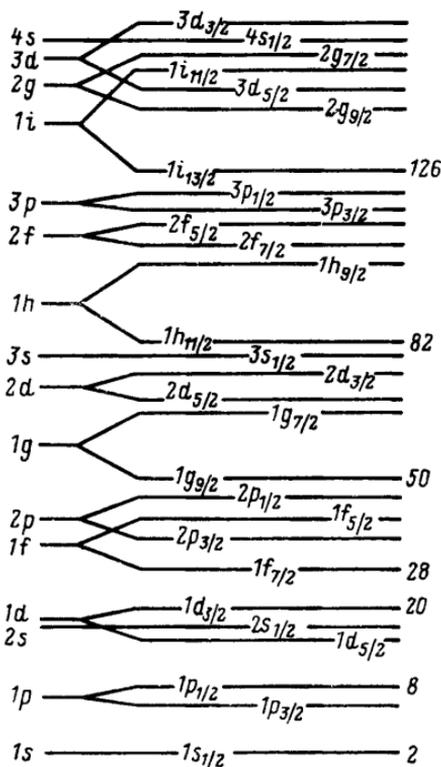


Рис. 62

Таблица 5

Оболочка	Состояние	$m=2i+1$	$N=\sum m$
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2} 1p_{1/2}$	$4+2=6$	8
III	$1d_{5/2} 2s_{1/2} 1d_{3/2}$	$6+2+4=12$	20
IV	$1f_{7/2} 2p_{3/2} 1f_{5/2} 2p_{1/2} 1g_{9/2}$	$8+4+6+2+10=30$	50
V	$1g_{7/2} 2d_{5/2} 2d_{3/2} 3s_{1/2} 1h_{11/2}$	$8+6+4+2+12=32$	82
VI	$1h_{9/2} 2f_{7/2} 2f_{5/2} 3p_{3/2} 3p_{1/2} 1i_{13/2}$	$10+8+6+4+2+14=44$	126

Таблица 6

Ядро (нуклон)	Спин и четность	Состояние	$\mu_{\text{эксп}}$	$\mu_{\text{теор}}$	Ядро (нуклон)	Спин и четность	Состояние	$\mu_{\text{эксп}}$	$\mu_{\text{теор}}$
n	$1/2^+$	$1s_{1/2}$	-1,91	-	${}^3_1\text{H}$	$1/2^+$	$(1s_{1/2})^3$	+2,98	+2,79
p	$1/2^+$	$1s_{1/2}$	+2,79	-	${}^3_2\text{He}$	$1/2^+$	$(1s_{1/2})^3$	-2,13	-1,91
${}^1_1\text{H}$	1^+	$(1s_{1/2})^2$	+0,86	+0,88	${}^4_2\text{He}$	0^+	$(1s_{1/2})^4$	0	0

Заполнение II оболочки должно начинаться с присоединения к ядру ${}^4_2\text{He}$ пятого нуклона, однако, как отмечалось в п. 1, а, его энергия присоединения отрицательна, т. е. ядра ${}^5_2\text{He}$ и ${}^5_3\text{Li}$ нестабильны. Ядро ${}^6_3\text{Li}$ встречается в природе, но его спин равен 1, что противоречит модели ядерных оболочек, согласно которой спин ядра ${}^6_3\text{Li}$ должен быть равен 3. Объясним это расхождение в § 13, п. 1. Остальные ядра II оболочки (кроме ${}^{11}_5\text{B}$, для которого вычисление $\mu_{\text{теор}}$ не дает однозначного результата) приведены в табл. 7.

Таблица 7

Ядро	Спин и четность I^P	Состояние	$\mu_{\text{эксп}}$	$\mu_{\text{теор}}$
${}^7_3\text{Li}$	$3/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^3$	3,26	3,07
${}^9_4\text{Be}$	$3/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$	-1,18	-1,14
${}^{10}_5\text{B}$	3^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^6$	1,80	1,88
${}^{12}_6\text{C}$	0^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8$	0	0
${}^{13}_6\text{C}$	$1/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8 1p_{1/2}$	0,70	0,64
${}^{14}_7\text{N}$	1^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^2$	-0,40	-0,40
${}^{15}_7\text{N}$	$1/2^-$	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^3$	-0,28	-0,24
${}^{16}_8\text{O}$	0^+	$(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8(1p_{1/2})^4$	0	0

Из табл. 7 видно, что спины первых четырех пар, образующихся в результате заполнения состояния $1p_{3/2}$, действительно кратны $3/2$ (или равны нулю), как это следует из перечисленных выше правил. Спины последующих четырех ядер кратны $1/2$ (или равны нулю), так как эти ядра образуются при заполнении состояния $1p_{1/2}$. Видно также, что применение формулы (6.9) ко всем состояниям II оболочки приводит к правильным значениям четности соответствующих ядер. Кроме того, так же как и для I оболочки, здесь наблюдается достаточно хорошее совпадение $\mu_{\text{эксп}}$ и $\mu_{\text{теор}}$.

Аналогичным образом удается разместить около десятка ядер в III оболочке, однако чем сложнее ядро, тем труднее становится подсчет $\mu_{\text{теор}}$. Тем не менее можно утверждать, что оболочечная модель не противоречит эксперименту и при более высоких числах заполнения. Например, известно, что среди ядер, содержащих $28 < N < 50$ нуклонов одного типа, нет ни одного со спином $I=7/2$; среди ядер V оболочки нет ни одного со спином $I=9/2$ и т. д. Наоборот, ${}_{83}^{209}\text{Bi}$, имеющий один протон сверх замкнутой оболочки, действительно обладает спином, соответствующим состоянию этого 83-го нуклона ($9/2$), и т. п.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ ЯДРА И ОБЛАСТЬ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

При построении модели ядерных оболочек используются экспериментальные значения магических чисел, спинов и магнитных моментов ядер (иногда также и некоторые другие характеристики, например значение электрического квадрупольного момента). Поэтому совпадение экспериментальных и теоретических значений этих величин не является критерием правильности модели. Однако существует несколько следствий из модели, которые могут быть независимым образом сравнены с экспериментом. К числу таких следствий относятся два явления, которые подробно рассмотрены в гл. III: распределение ядер-изомеров (так называемые острова изомерии, см. § 19, п. 3) и правила отбора для β -распада.

Изомерами называются ядра, имеющие метастабильные, т. е. достаточно долгоживущие, энергетические уровни. В § 19, п. 3 показано, что существование долгоживущих изомеров связано с наличием у ядра слабозвужденного состояния, сильно отличающегося от основного состояния по значению момента количества движения ($\Delta I \geq 4$). Из табл. 6 видно, что сильное различие близких (соседних) состояний по моменту

встречается в конце IV оболочки, два последних состояния которой отличаются на $\Delta i = 9/2 - 1/2 = 4$. Поэтому для ядер, образующихся при заполнении состояния $2p_{1/2}$ (т. е. имеющих его в качестве основного состояния), ближайшим возбужденным состоянием будет $1g_{9/2}$, переход с которого затруднен.

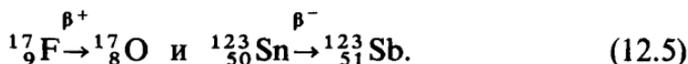
Таким образом, для чисел заполнения $N > 20 + 8 + 6 + 4 = 38$ ядра должны проявлять изомерные свойства*. Эта граница совпадает с экспериментальной границей (см. рис. 124 и табл. 21). Условие существования изомерных состояний сохраняется вплоть до конца оболочки ($N = 50$), хотя на первый взгляд кажется, что изомерия должна быть только у ядер, соответствующих заполнению состояния $2p_{1/2}$. Объясняется это чередованием уровней $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в процессе заполнения IV оболочки.

Аналогичным образом можно показать, что среди ядер V оболочки изомерия должна проявляться после заполнения первых двух состояний ($N > 50 + 8 + 6 = 64$), так как заполнение последующих трех состояний происходит чередующимся образом и среди них имеется одно ($1h_{11/2}$), сильно отличающееся от остальных по моменту.

Второе следствие, которое можно получить из модели оболочек, касается правил отбора при β -распаде. В § 18 показано, что правила отбора связаны с изменением спина и четности ядра в процессе β -распада. Модель оболочек позволяет предсказать это изменение и, следовательно, характер соответствующего β -перехода (разрешенный или запрещенный, а для запрещенного также порядок запрещенности, т. е. теоретическое значение среднего времени жизни τ).

Сравнение предсказанной величины τ с экспериментальным значением указывает на очень хорошее совпадение.

В качестве примеров рассмотрим два β -перехода:



В первом случае β -распад сводится к преобразованию девятого протона ядра ${}^{17}\text{F}$ в девятый нейтрон ядра ${}^{17}\text{O}$. Согласно модели оболочек оба эти нуклона находятся в состоянии $1d_{5/2}$. Поэтому в переходе ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O}$ не изменяется ни полный, ни орбитальный момент преобразующегося нуклона. Следовательно, в этом переходе спин и четность самих ядер также остаются неизменными ($\Delta I = 0$, $P_{\text{н}}/P_{\text{р}} = 1$).

* При этом характер изомерного перехода ($M4$) соответствует различию четностей состояний, между которыми совершается переход.

Согласно теории β -распада (см. § 18) такие β -переходы должны относиться к числу разрешенных переходов, характеризующихся экспериментальным параметром

$$\lg(F\tau) \approx 3 \div 5,$$

где F — известная функция энергии β -распада E_β ; τ — среднее время жизни β -радиоактивного ядра. Опыт подтверждает это заключение модели ядерных оболочек. Значение $[\lg(F\tau)]_{\text{экс}}$ для β -распада ядра ^{17}F оказалось равным 3,36.

Во втором случае 73-й нейтрон, занимавший в ядре $^{123}_{50}\text{Sn}$ состояние $1h_{11/2}$, переходит в 51-й протон, занимающий в ядре $^{123}_{51}\text{Sb}$ состояние $1g_{7/2}$. При таком переходе полный и орбитальный моменты нуклона изменяются соответственно на 2 и 1. Поэтому ядра $^{123}_{50}\text{Sn}$ и $^{123}_{51}\text{Sb}$ должны отличаться по спине на 2 единицы и иметь противоположные четности: $\Delta I = 2$; $p_n/p_p = -1$. Согласно теории β -распада такие β -переходы относятся к запрещенным. Величина $\lg(F\tau)$ для них должна быть равна примерно 9. Опыт дал для β -распада $^{123}_{50}\text{Sn}$ значение

$$[\lg(F\tau)]_{\text{экс}} = 9,1.$$

Одночастичный вариант оболочечной модели правильно предсказывает переход квадрупольного электрического момента через нуль (с изменением знака) при магическом числе нуклонов (однако не позволяет вычислять его значение).

Оболочечная модель помогает также понять, почему запрещенные α -переходы встречаются чаще всего среди ядер с нечетным массовым числом.

Из общих соображений следует, что вероятность образования α -частицы внутри α -излучающего ядра должна расти по мере удаления от его центра к периферии*. Поэтому можно считать, что α -частицы, испускаемые ядром и уносящие из него значительную энергию, образуются вблизи его поверхности из периферийных (наиболее энергичных) нуклонов. При этом образование α -частицы у края нечетного ядра менее вероятно, чем для четного, так как нечетные ядра имеют один периферийный нуклон, который должен объединиться с нуклоном из внутренней оболочки. Еще менее вероятным должен быть процесс образования α -частицы в нечетно-нечетном ядре, имеющем два периферийных нуклона**.

* Вероятность найти α -частицу вне α -радиоактивного ядра отлична от нуля, а пробег α -частицы внутри ядра очень мал.

** В тяжелом (α -радиоактивном) ядре $Z < N = A - Z$ и последние (в порядке заполнения оболочек) нейтрон и протон попадают в разные состояния.

В дальнейшем будут отмечены и другие явления, которые находят свое объяснение в модели ядерных оболочек.

4. НЕДОСТАТКИ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

Несмотря на большой успех модели ядерных оболочек, ее значение не следует переоценивать. Область применения модели весьма ограничена: она позволяет объяснить явления, относящиеся к некоторым свойствам сферических ядер (главным образом, легких) в основном и слабовозбужденном состояниях. Но даже и в этой области наблюдаются разногласия модели с экспериментом. Перечислим главные из них.

1. При заполнении уровней потенциальной ямы нуклонами наблюдаются случаи расхождения между предсказываемыми и экспериментальными значениями спинов для некоторых ядер. Например, спин ядра ${}^6_3\text{Li}$ согласно модели ядерных оболочек определяется моментами третьего протона и третьего нейтрона. Оба эти нуклона находятся в состоянии $1p_{3/2}$. Следовательно, в соответствии с правилами, сформулированными в § 12, п. 2, б, модель оболочек предсказывает $I_{\text{теор}}({}^6_3\text{Li})=3$. Между тем эксперимент дает $I_{\text{эксп}}({}^6_3\text{Li})=1$.

Аналогично ядро ${}^{19}_9\text{F}$, девятый протон которого находится в состоянии $d_{5/2}$, должно иметь спин $I=5/2$, в то время как $I_{\text{эксп}}({}^{19}_9\text{F})=1/2$. Экспериментальное значение спинов ${}^{21}_{10}\text{Ne}$ и ${}^{23}_{11}\text{Na}$ равно $3/2$, хотя одиннадцатый нуклон этих ядер находится в состоянии $1d_{5/2}$, что должно давать $I_{\text{теор}}=5/2$ и т. д.

Эту трудность модели обычно обходили при помощи утверждения о нерегулярном заполнении уровней (которое раньше было установлено в атомной физике при заполнении некоторых электронных оболочек). Однако такое объяснение не всегда выглядит убедительным.

2. Ряд четно-четных ядер, относящихся к середине заполнения оболочек, имеет ярко выраженную структуру вращательных уровней. Этот экспериментальный факт противоречит модели, основанной на предположении о сферической симметрии самосогласованного потенциала и, следовательно, формы ядра*.

3. Оболочечная модель дает резко заниженные значения электрических квадрупольных моментов для ядер, соответствующих заполнению середины ядерной оболочки. Очевидно, что квадрупольный электрический момент Q одночастичного

* Согласно квантовой механике сферически-симметричное ядро не имеет вращательных степеней свободы.

происхождения должен быть примерно равен eR^2 , где R — радиус ядра. Между тем экспериментальные значения Q достигают $(10—20) eR^2$.

4. Для тех же ядер (из середины ядерных оболочек) модель предсказывает резко заниженные по сравнению с экспериментом значения вероятностей γ -переходов типа $E2$, при которых испускаются электрические γ -кванты, уносящие момент количества движения $l=2$ (подробнее о γ -переходах см. § 19).

Причины перечисленных недостатков оболочечной модели следует искать в тех предположениях, которые были положены в основу этой модели. Напомним, что таких предположений было сделано три: 1) сферическая симметрия потенциала; 2) отсутствие взаимодействия между нуклонами; 3) справедливость принципа Паули для нуклонов.

Поскольку сомневаться в справедливости принципа Паули оснований нет, то наблюдающееся несоответствие оболочечной модели эксперименту можно объяснить нарушением двух первых предположений. Поэтому наиболее естественным и экономным (в смысле количества новых параметров теории) путем устранения недостатков оболочечной модели является введение несферичности, порожденной взаимодействием.

Модель атомного ядра, учитывающая эти два фактора, называется обобщенной моделью ядра (иногда ее называют коллективной моделью).

§ 13. Обобщенная модель ядра

Обобщенная модель ядра развита в 1950 г. в основном трудами Рейнвотера, О. Бора и Моттельсона, Хилла и Уилера. Идея модели очень проста.

Самосогласованный сферически-симметричный потенциал, используемый в модели ядерных оболочек, является результатом взаимодействия нуклонов между собой. Поэтому он не может быть абсолютно жестким и неизменным, а должен зависеть от движения и взаимодействия индивидуальных нуклонов. Характер и интенсивность этой зависимости определяются числом нуклонов n сверх заполненных оболочек.

Для ядер с заполненными или почти заполненными оболочками сферически-симметричный потенциал обладает достаточно высокой стабильностью по отношению к возмущающему воздействию со стороны добавочных нуклонов. Поэтому потенциал, а следовательно, и форма ядра при небольшом количестве добавочных нуклонов остаются сферически-симметричными. Возбужденные состояния этих ядер определяются одночастич-

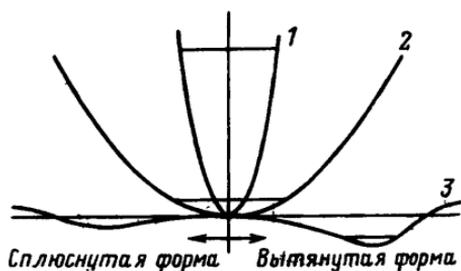


Рис. 63

ными уровнями в сферически-симметричном потенциале и квадрупольными колебаниями относительно равновесной сферически-симметричной формы ядра.

Высокая стабильность формы ядра относительно равновесного сферически-симметричного состояния означает, что кривая потенциальной энергии ядра круто возрастает с ростом деформации (рис. 63, кривая 1). Первый осцилляторный уровень в такой яме должен находиться при значительной энергии возбуждения (сравнимой с энергией одночастичных состояний).

С ростом числа нуклонов сверх заполненных оболочек влияние индивидуального движения нуклонов на самосогласованный потенциал усиливается. Появляется центробежное давление избыточных нуклонов на стенки ядра. В результате жесткость потенциала снижается, что приводит к уменьшению стабильности сферической формы ядра и снижению энергии колебательных уровней (рис. 63, кривая 2).

Наконец, при некотором, достаточно большом числе добавочных нуклонов сферически-симметричная форма ядра может оказаться нестабильной (рис. 63, кривая 3), т. е. минимум потенциальной энергии будет соответствовать несферическому ядру с равновесной деформацией, отличной от нуля. Такое ядро должно обладать большим квадрупольным электрическим моментом.

Согласно квантовой механике несферическое ядро может вращаться. Поэтому у него должна появляться вращательная степень свободы, т. е. вращательные спектры уровней. Колебательные степени свободы у несферического ядра также сохраняются, но частота колебаний (энергия осцилляторных уровней) должна снизиться. Наконец, в несферическом потенциале должен измениться характер одночастичных уровней. Таким образом, система уровней несферического ядра определяется как одночастичным, так и коллективным (вращение, колебания) движением нуклонов, находящихся вне заполненных оболочек.

По мере увеличения числа нуклонов сверх заполненной оболочки коллективное взаимодействие возрастает все сильнее и сильнее и в конце концов становится настолько сильным, что начинает оказывать влияние на замкнутую сердцевину ядра, состоящую из нескольких заполненных оболочек. Это

влияние можно наглядно представить себе как некую приливную волну, бегущую по заполненной сердцевине ядра под действием внешних «вращающихся» нуклонов. В этом случае деформации будет подвержено практически все ядро, вследствие чего у него должны возникать особенно сильные энергетические перестройки, масштаб которых может составлять 3—20 МэВ.

Итак, из нарисованной выше наглядной картины видно, что введение несферичности путем учета взаимодействия нуклонов должно привести к следующим результатам:

1. В несферической потенциальной яме должны появиться одночастичные состояния, отличные от тех состояний, которые были найдены для сферической ямы.

2. В ядре с небольшим избытком нуклонов сверх замкнутых оболочек возможно появление колебательных уровней в результате взаимодействия избыточных нуклонов с поверхностью ядра.

3. В ядре с большим избытком нуклонов сверх заполненной оболочки должны возникать вращательные уровни.

4. При очень сильном возбуждении ядра возможны колебания всех его нуклонов. Масштаб энергии этих колебаний около 10 МэВ.

Рассмотрим эти новые степени свободы ядра последовательно.

1. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ЯМЕ

В несферическом поле полный момент количества движения \mathbf{i} не сохраняется, вследствие чего $(2i+1)$ -краткое вырождение уровня снимается. Однако если поле имеет осевую симметрию, то в нем сохраняется проекция i_z вектора \mathbf{i} на ось симметрии. Это приводит к двукратному вырождению каждого подуровня с данным значением $|i_z|$ (в соответствии с двумя значениями проекции: $+i_z$ и $-i_z$). Таким образом, уровень i расщепляется на $(2i+1)/2$ сдвинутых относительно друг друга подуровней. Степень сдвига зависит от знака и параметра несферичности ядра $\delta = \Delta R/R$, который можно вычислить из значений квадрупольного электрического момента ядра Q .

Расчет одночастичных уровней для несферического ядра впервые сделан в 1955 г. Нильссоном, который использовал потенциальную яму осциллятора с осевой симметрией и сильной спин-орбитальной связью:

$$V(r) = \frac{1}{2} M [\omega^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + Cl_s + D I^2. \quad (13.1)$$

Здесь $\omega^2 = \omega_0^2 (1 + 2\delta/3)$; $\omega_z^2 = \omega_0^2 (1 - 4\delta/3)$; C, D, ω_0 — константы; δ — параметр деформации.

Результаты расчета изображены на рис. 64 (для небольшого числа уровней и небольших δ). Из рисунка видно, что уровень $p_{3/2}$, на котором в сферической яме ($\delta=0$) можно разместить четыре нуклона, при $\delta \neq 0$ расщепляется на два подуровня, соответствующих двум парам возможных проекций вектора $i=3/2$: $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$.

Четность обоих подуровней отрицательна, так как для p -состояния $l=1$. На каждый подуровень можно поместить по два нуклона. При $\delta > 0$ сначала должен заполняться подуровень с $i_z = \pm 1/2$, а затем — подуровень с $i_z = \pm 3/2$, при $\delta < 0$ — наоборот.

Аналогично уровень $d_{5/2}$ расщепляется на три подуровня, соответствующих трем парам возможных проекций вектора $i=5/2$: $\pm 1/2$, $\pm 3/2$ и $\pm 5/2$. Все подуровни имеют положительную четность ($l=2$). На каждый подуровень опять можно поместить по два нуклона. Порядок заполнения подуровней при $\delta > 0$ соответствует возрастанию $|i_z|$. При $\delta < 0$ сначала заполняется состояние с $i_z = \pm 5/2$, затем — с $i_z = \pm 1/2$ и, наконец, с $i_z = \pm 3/2$.

Ограничимся этими несколькими примерами расщепления уровней оболочечной модели и посмотрим, что нового дает схема Нильссона по сравнению с моделью оболочек для объяснения спинов ядер.

В конце предыдущего параграфа показано, что спины ядер ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{19}_9\text{F}$, ${}^{21}_{10}\text{Ne}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$ и др. плохо объясняются в модели ядерных оболочек. С точки зрения схемы Нильссона это естественный результат, потому что перечисленные ядра имеют отличные от нуля квадрупольные электрические моменты Q , т. е. обладают несферической формой. Воспользуемся схемой Нильссона для определения спинов этих ядер.

Из опыта известно, что все они имеют $Q > 0$, т. е. положительный параметр несферичности ядра $\delta = \Delta R/R > 0$. Поэтому для них надо рассматривать правую половину схемы Нильссона. Ядро ${}^6_3\text{Li}$ имеет один (третий) непарный протон и один (тоже третий) непарный нейтрон. Оба они попадают на подуровень с характеристиками $1/2^-$, в связи с чем спин и четность ядра ${}^6_3\text{Li}$ должны быть равны 1^+ . Это заключение соответствует эксперименту.

Спин ядра ${}^{19}_9\text{F}$ должен определяться девятым протоном, который попадает на подуровень $1/2^+$. В связи с этим спин и четность ядра ${}^{19}_9\text{F}$ должны быть равны $1/2^+$. Наконец, спин и четность ядра ${}^{21}_{10}\text{Ne}$ определяются одиннадцатым нейтроном, а ядра ${}^{23}_{11}\text{Na}$ — одиннадцатым протоном, которые

попадают на подуровень $3/2^+$. Следовательно, спин и четность этих ядер также должны быть равны $3/2^+$. Все эти предсказания соответствуют эксперименту. Аналогично объясняются спины и четности других несферических ядер, которые соответствуют заполнению более высоко расположенных уровней (не изображенных на рис. 64) схемы Нильсона.

Полезно заметить, что схема Нильссона оставляет без изменения правильные значения спинов, предсказанные моделью ядерных оболочек. Примером могут служить ядра ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^{17}_8\text{O}$, непарные нуклоны которых попадают соответственно на подуровни $3/2^-$ и $5/2^+$ левой половины схемы, так как эти ядра имеют $Q < 0$.

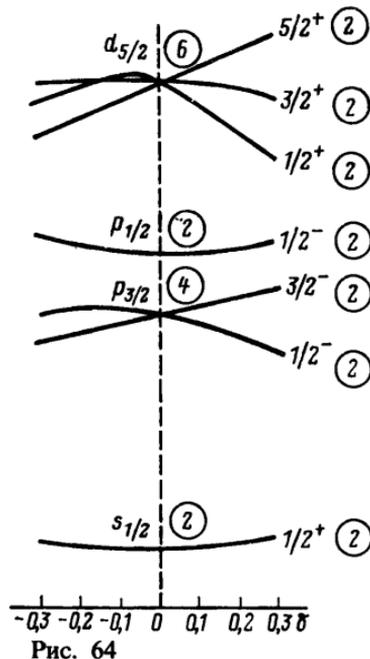


Рис. 64

2. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Несферическое ядро, обладающее осевой симметрией (эллипсоид вращения), имеет в качестве наблюдаемого значения спина проекцию суммы полных моментов нуклонов ядра $\sum \mathbf{i}$ на ось симметрии ядра. На рис. 45 эта проекция обозначена буквой K . Вектор K совпадает со спином ядра в основном состоянии: $K = I_0$. Для четно-четного ядра $I_0 = K = 0$.

Если несферическое ядро находится не в основном, а в возбужденном состоянии, значение его спина (момента количества движения) может отличаться от I_0 , во-первых, из-за того, что изменится величина $\sum \mathbf{i}$, а следовательно, значение K , во-вторых, в результате того, что ядро может вращаться вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии. Если вращательный момент ядра равен Ω , то его полный момент в возбужденном состоянии

$$I = K + \Omega. \quad (13.2)$$

Будем рассматривать возбужденные состояния вращательной полосы. В этом случае $K = \text{const}$. Энергия вращательного состояния

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\Omega^2}{2J_{\text{эф}}} = \frac{I^2 - K^2}{2J_{\text{эф}}} = \frac{\hbar^2}{2J_{\text{эф}}} [I(I+1) - K(K+1)], \quad (13.3)$$

где $J_{\text{эф}}$ — эффективный момент инерции:

$$J_{\text{эф}} \approx J_0 (\Delta R/R)^2. \quad (13.4)$$

Здесь J_0 — момент инерции твердого тела такой же формы, как ядро*.

Если ядро четно-четное и рассматриваются переходы в основное состояние ($K=0$), то

$$E_{\text{вращ}} = \hbar^2 I(I+1)/2J_{\text{эф}}, \quad (13.5)$$

где $I=\Omega$ может принимать только четные значения: $I=0, 2, 4, 6, \dots$ (из-за симметрии деформации относительно плоскости, перпендикулярной оси симметрии ядра). В связи с этим энергия вращательных уровней может принимать следующие значения:

$$E_0 = 0; \quad E_1 = 3\hbar^2/J_{\text{эф}}; \quad E_2 = 10\hbar^2/J_{\text{эф}}; \quad E_3 = 21\hbar^2/J_{\text{эф}}; \\ E_4 = 36\hbar^2/J_{\text{эф}}; \quad E_5 = (55/3)(\hbar^2/J_{\text{эф}}) \text{ и т. д.}$$

Таким образом,

$$E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 : \dots = 1 : 10/3 : 7 : 12 : 55/3 : \dots \quad (13.6)$$

Для примера рассмотрим систему вращательных уровней ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ (рис. 65). Из рисунка видно, что момент и четность уровней в точности соответствуют правилам их чередования для вращательных спектров, а $E_1 : E_2 : E_3 : E_4 : E_5 = 1 : 3,32 : 6,92 : 11,7 : 17,6$, т. е. почти совпадает с упомянутой выше закономерностью (13.6).

Масштаб энергии возбуждения для первого вращательного уровня E_1 в тяжелых ядрах ($A \approx 240$) составляет 40—50 кэВ, а для редкоземельных ядер ($A=150 \div 160$) — примерно 80—90 кэВ. Около магических чисел $E_1 \rightarrow \infty$, так как сферические ядра не имеют вращательных состояний (рис. 66). Сравнивая значения E_1 с выражением $E_1 = 3\hbar^2/J_{\text{эф}}$, можно оценить эффективный момент инерции соответствующих ядер. В свою очередь, сравнивая найденные $J_{\text{эф}}$ для эллипсоидального ядра с моментом инерции J_0 твердого тела той же формы

$$J_0 = (2/5)MR^2; \quad J_{\text{эф}} = J_0(\Delta R/R)^2,$$

где R — средний радиус эллипсоида, можно найти значение деформации ядра $\delta = \Delta R/R$. Сравнение дает для $J_0/J_{\text{эф}} \approx 2,5$, откуда $\delta \approx 0,35$.

* Формула (13.4) означает, что во вращении участвуют не все нуклоны ядра, а только некоторая их часть (сверхтекучесть ядерной жидкости, см. § 14).

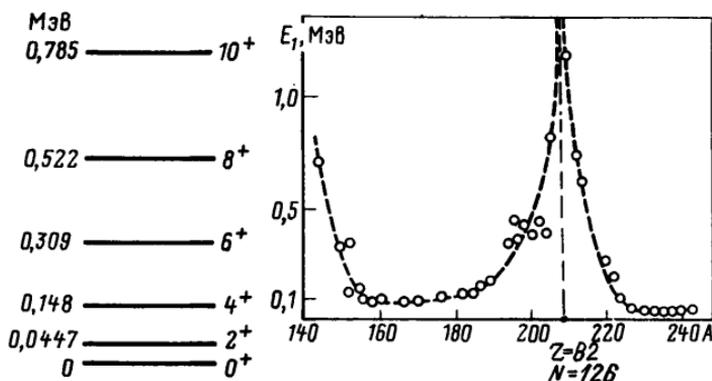


Рис. 65

Рис. 66

Такие большие значения деформации несферических ядер находятся в хорошем соответствии с большими значениями электрических квадрупольных моментов и высокой вероятностью $E2$ -переходов.

В заключение рассмотрения вращательной степени свободы отметим, что с ее помощью можно получить лучшее соответствие между экспериментальными и теоретическими значениями магнитных моментов, если их вычислять по формуле

$$\mu = g_K K + g_\Omega \Omega, \quad (13.7)$$

где g_K и g_Ω — коэффициенты.

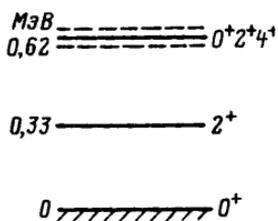
3. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ УРОВНИ

В отличие от вращательных уровней, которые возникают при большом избытке (недостатке) нуклонов сверх заполнений оболочки, колебательные (осцилляторные) уровни возникают при сравнительно небольшом (около 10) их избытке (недостатке). Для колебательных спектров характерна эквидистантность уровней

$$E = n\hbar\omega, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (13.8)$$

и определенная последовательность спинов и четностей. Например, квант наиболее вероятных квадрупольных колебаний характеризуется моментом и четностью 2^+ . Поэтому первое возбужденное осцилляторное состояние ($n=1$) должно иметь характеристики 2^+ , второе, соответствующее возбуждению двух квантов ($n=2$), должно быть вырожденным триплетом с состояниями 0^+ , 2^+ , 4^+ .

На рис. 67 изображена схема уровней, типичная для осцилляторных спектров. Масштаб энергии возбуждения для первого осцилляторного уровня (около 0,3 МэВ) относительно



невелик по сравнению с расстоянием между одночастичными уровнями. Это можно объяснить малой связанностью внешних нуклонов и их большой суммарной массой:

$$\omega = \sqrt{k/Nm_N} \quad (13.9)$$

(k — упругость; N — число избыточных нуклонов).

Рис. 67

4. КОЛЕБАНИЯ ВСЕХ НУКЛОНОВ ЯДРА. ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Наиболее ярко выраженной степенью коллективного возбуждения ядра являются гигантские резонансы разной мультипольности, которые можно рассматривать как различные виды колебаний всех нуклонов ядра. Типичными чертами гигантских резонансов являются следующие особенности их проявления.

1. Они наблюдаются для многих ядер, т. е. являются проявлением общих свойств ядерной материи, а не конкретных особенностей данного ядра.

2. Расположение гигантского резонанса на шкале энергии возбуждения ядра плавно изменяется с изменением массового числа A (приблизительно по закону $A^{-1/3}$ для всех открытых гигантских резонансов).

3. Их ширина Γ велика (несколько мегаэлектрон-вольт) и плавно изменяется с массовым числом.

4. Они исчерпывают заметную часть энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС) для соответствующих мультипольных переходов (подробнее о правиле сумм см. § 78).

Наглядное представление о сущности гигантских резонансов можно получить на языке капельной и оболочечной моделей ядра. С точки зрения капельной модели ядра гигантские резонансы разной мультипольности — это разные виды коллективных движений всех нуклонов ядра, например всестороннее расширение и последующее сжатие ядра для монополярного резонанса, сдвиг всех протонов относительно нейтронов для дипольного и т. п. С точки зрения оболочечной модели гигантские резонансы — это сильно скоррелированные когерентные частично-дырочные возбуждения, сопровождающиеся перебросом многих нуклонов из заполненной оболочки, соответствующей основному состоянию ядра, в другие более высоко расположенные свободные оболочки.

Тип резонанса (дипольный, квадрупольный и т. п.) и его характер (электрический или магнитный) определяются измене-

нием момента L и четности P ядра. Для электрических резонансов $P_n/P_k = (-1)^L$, для магнитных $P_n/P_k = (-1)^{L+1}$ (ср. с классификацией γ -мультиполей в § 19).

а. Дипольные резонансы $E1$ (1^-)

Первый гигантский резонанс был открыт в 1947 г. в ядерных реакциях под действием γ -квантов. Для многих ядер, начиная от легких ($^{12}_6\text{C}$) и кончая тяжелыми ($^{208}_{82}\text{Pb}$, $^{238}_{92}\text{U}$), были обнаружены широкие ($\Gamma = 3 \div 10$ МэВ) максимумы в сечении при $E_\gamma = 20 \div 25$ МэВ для легких ядер, 17—19 МэВ для средних и 13—15 МэВ для тяжелых. Для его объяснения в свое время был предложен механизм сдвига всех протонов ядра относительно всех нейтронов, который опирается на очевидное соображение о том, что при облучении ядра γ -квантами с энергией 10—20 МэВ все протоны ядра оказываются в одинаковой фазе и должны сдвигаться в одну и ту же сторону (подробнее см. § 78) под действием электрического вектора E электромагнитного поля γ -квантов (рис. 68).

По современной классификации этот гигантский резонанс называется изовекторным электрическим гигантским дипольным резонансом. Изовекторным называется потому, что нейтроны и протоны двигаются в противофазе и как бы сменяют друг друга (изоспин нуклона изменяется на единицу, $\Delta T = 1$)*, электрическим — потому, что частицы со спином вверх и вниз двигаются в фазе (спин нуклона не изменяется, $\Delta S = 0$).

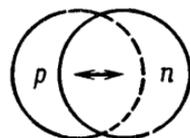


Рис. 68

Положение изовекторного гигантского дипольного резонанса на шкале энергии возбуждения W (МэВ) для тяжелых ядер передается выражением

$$W = 78 A^{-1/3}. \quad (13.10)$$

Более точной аппроксимацией, справедливой для широкого диапазона изменения массовых чисел, является двучленная формула

$$W = (31,2 A^{-1/3} + 20,6 A^{-1/6}), \quad (13.11)$$

где W измеряется в мегаэлектрон-вольтах.

* Очевидно, что изоскалярного дипольного электрического резонанса существовать не может.

б. Квадрупольные резонансы $E2 (2^+)$

В 1971 г. впервые обнаружен другой тип коллективного движения ядра в целом — изоскалярный гигантский квадрупольный резонанс. Модель этого резонанса схематически изображена на рис. 69. Название «изоскалярный» означает, что n и p колеблются в фазе, т. е. не происходит изменения изоспина ($\Delta T=0$). Квадрупольный гигантский резонанс был вначале обнаружен при изучении неупругого рассеяния электронов, а затем в опытах по исследованию неупругого рассеяния протонов. В этих опытах было найдено, что кроме максимума, соответствующего дипольному гигантскому резонансу, немного ниже его по энергии возбуждается еще один резонанс, который после измерения углового распределения идентифицировали как квадрупольный.

Систематическое исследование гигантского квадрупольного резонанса было сделано при помощи реакции неупругого рассеяния α -частиц с энергией 96 МэВ на ядрах с $14 \leq A \leq 208$. Для всех исследованных ядер обнаружен широкий максимум при энергии возбуждения (в МэВ)

$$W = 63 A^{-1/3}. \quad (13.12)$$

Угловое распределение рассеянных α -частиц, соответствующих этим максимумам, указывает на $\Delta L=2$. Ширина максимума Γ убывает от 6 МэВ при $A=40$ до 3 МэВ при $A=208$.

Кроме изоскалярного, по-видимому, также обнаружен гигантский квадрупольный резонанс изовекторного типа ($\Delta T=1$). Механизм возникновения этого резонанса схематически изображен на рис. 70 (протоны и нейтроны движутся в противофазе). Этот резонанс локализуется при энергии возбуждения (в МэВ)

$$W = 130 A^{-1/3}. \quad (13.13)$$

в. Октупольные резонансы $E3 (3^-)$

Во многих ядрах ($66 \leq A \leq 200$) наблюдался изоскалярный низкоэнергетический октупольный резонанс 3^- с $\Gamma \approx 1 \div 2$ МэВ (рис. 71). Для него энергия возбуждения (в МэВ)



Рис. 69



Рис. 70

$$W = 30 A^{-1/3}. \quad (13.14)$$

С меньшей достоверностью доказано существование еще одного изоскалярного октупольного резонанса в области высоких энергий. Для него W (в МэВ) равна

$$W = 110 A^{-1/3}, \quad (13.15)$$

а ширина для немногих исследованных ядер составляет $\Gamma \approx 6 \div 7$ МэВ.

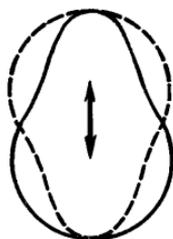


Рис. 71

г. Монопольные резонансы $E0$ (0^+)

В 1975 г. при изучении спектров неупруго рассеянных дейтронов с энергией 80 МэВ на ^{40}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb и сравнении их со спектрами неупруго рассеянных α -частиц с энергией 96 МэВ получено указание на существование изоскалярного резонанса монопольного типа ($E0$, $\Delta T=0$) при энергии возбуждения (МэВ)

$$W = 80 A^{-1/3}. \quad (13.16)$$

Дополнительные подтверждения существования этого резонанса получены в 1977 г. при исследовании неупругого рассеяния α -частиц на свинце. Эти исследования показали, что вклад в сечение при $W=80 A^{-1/3}$ МэВ и $W=63 A^{-1/3}$ МэВ (квадрупольный резонанс) зависит от угла рассеяния, что указывает на наличие двух различных мультипольностей. В связи с тем что реакция неупругого рассеяния α -частиц маловероятна при $\Delta T=1$, новая мультипольность должна быть изоскалярной. Наглядно изоскалярный монопольный резонанс можно схематически изобразить в виде рис. 72.

Имеются некоторые указания на существование изовекторного монопольного гигантского резонанса, механизм которого схематически изображен на рис. 73.

В связи с поперечностью электромагнитного излучения монопольный гигантский резонанс нельзя возбудить γ -квантами. Для его возбуждения (вместе с гигантскими резонансами

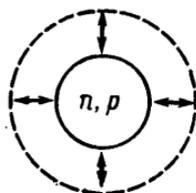


Рис. 72

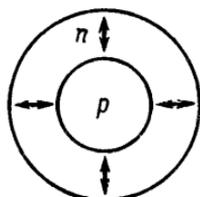


Рис. 73

других мультипольностей) можно использовать достаточно тяжелые ионы (например, ${}^6_3\text{Li}$).

д. Магнитные и гамов-теллеровские резонансы

В семидесятые годы появились работы, в которых были обнаружены изоскалярные магнитные гигантские резонансы $M0$, $M1$ и $M2$. Возбуждение этих резонансов сопровождается перестройкой магнитных моментов (например, в результате переворота спина нуклона, $\Delta S=1$). Схема возбуждения магнитных резонансов показана на рис. 74 на примере изоскалярного дипольного магнитного резонанса. Из рисунка видно, что при возбуждении магнитного резонанса нуклоны со спином вверх и вниз двигаются в противофазе.

В 1979 г. опубликована работа о наблюдении в реакции перезарядки (p, n) так называемого гамов-теллеровского гигантского резонанса (дипольный, изовекторный, магнитный, $I^P=1^+$), схема которого показана на рис. 75. Для возбуждения гамов-теллеровских резонансов характерны переворот спина $\Delta S=1$ и изоспина $\Delta T=1$. В настоящее время гамов-теллеровский резонанс наблюдался для нескольких десятков ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{208}\text{Pb}$.

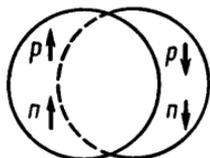


Рис. 74

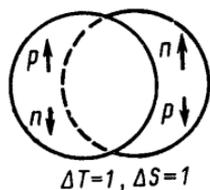


Рис. 75

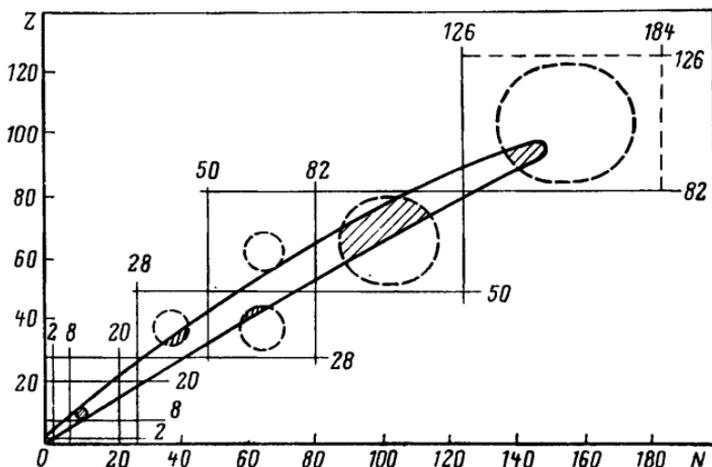


Рис. 76

5. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ

На рис. 76 условно показана (штриховыми окружностями) область применения обобщенной модели. Здесь широкой полосой обозначена область существования всех известных β -стабильных и достаточно долгоживущих ($\tau > 1$ мин) β -радиоактивных ядер. Вертикальные и горизонтальные линии, проходящие через магические числа, указывают области действия оболочечной модели. Штриховкой отмечены области, в которых содержатся ядра с большими значениями электрических квадрупольных моментов. Видно, что эти области сконцентрированы в пределах окружностей. Можно ожидать, что вновь обнаруживаемые ядра из этих областей рисунка также будут относиться к несферическим.

В заключение перечислим успехи, достигнутые при помощи обобщенной модели.

1. Получены правильные значения спинов для некоторых несферических ядер (с сохранением найденных ранее верных значений);

2. Объяснены вращательные уровни у несферических ядер, относящихся к середине заполнения ядерных оболочек.

3. Объяснены колебательные спектры некоторых ядер.

4. Объяснены большие значения квадрупольных электрических моментов и повышенная вероятность $E2$ -переходов для несферических ядер.

5. Получено лучшее согласие между расчетными и экспериментальными значениями магнитных моментов ядер.

6. Дано наглядное представление о сущности гигантских резонансов.

§ 14. Сверхтекучая модель ядра

При всех успехах оболочечной и обобщенной моделей ядра ряд закономерностей в свойствах ядер остается необъясненным, даже если учитывать остаточное взаимодействие*. Во-первых, это отмеченное в § 3, п. 2 различие в массах и энергиях связи четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Напомним, что это различие учитывается введением в полуэмпирическую формулу для энергии связи δ -члена (см. § 10, п. 1). Во-вторых, первый уровень неротационных возбужденных состояний четно-четных ядер находится от основного состояния

* Остаточное взаимодействие между нуклонами — это то, что «остается» после учета эффекта, обусловленного самосогласованным потенциалом. Оно приводит к корреляции между нуклонами.

на очень большом расстоянии — около 1 МэВ (энергетическая щель), в то время как для нечетных и нечетно-нечетных ядер первый уровень отстоит от основного состояния всего на несколько десятков килоэлектрон-вольт. В-третьих, как уже отмечено в § 13, п. 2, для правильного описания ротационного спектра деформированных ядер приходится вводить эффективный момент инерции $J_{\text{эф}} = J_0 (\Delta R/R)^2$, меньшее значение которого по сравнению с твердотельным значением J_0 указывает на сверхтекучий характер вращения. При этом моменты инерции нечетных ядер значительно выше, чем четно-четных (и это различие нельзя объяснить присоединением добавочного нуклона). В-четвертых, экспериментальная плотность одночастичных уровней в нечетных деформированных ядрах вдвое больше рассчитанной исходя из потенциала Нильссона (или какого-либо другого, поскольку средняя плотность уровней не зависит от формы потенциала, а определяется только плотностью ядерного вещества).

Для объяснения этих и некоторых других особенностей была предложена сверхтекучая модель ядра, в основе которой лежит выделение из остаточного взаимодействия короткодействующих парных сил и учет их при рассмотрении структуры ядра.

Как отмечено в § 3, п. 4, парное взаимодействие есть взаимодействие притяжения между двумя однотипными (спаренными) нуклонами, которые имеют одинаковые энергии E и моменты I , но различаются знаком проекции момента I на ось симметрии ядра. В четно-четных ядрах все нуклоны спарены, и спины этих ядер равны нулю (полная компенсация спинов, см. § 5, п. 5). Чтобы перевести четно-четное ядро в возбужденное состояние, надо разорвать связь пары нуклонов, т. е. внести в ядро достаточно большую энергию. Другими словами, в четно-четном ядре между основным и первым возбужденным состоянием (неротационного происхождения) должна существовать энергетическая щель.

Как известно, аналогичная энергетическая щель имеется в спектрах электронов в металлах, где она является причиной сверхпроводимости. Основываясь на этой аналогии, Н. Н. Боголюбов в 1958 г. впервые указал на возможность существования сверхтекучести ядерного вещества. Теорию сверхтекучего состояния ядра построили в 1959 г. С. Т. Беляев и В. Г. Соловьев (независимо).

В сверхтекучей модели, так же как и в модели независимых частиц, вводится среднее самосогласованное поле, которое можно задавать теми же потенциалами, например потенциалом Нильссона. Однако на этом сходство обеих моделей кончается.

В модели независимых частиц свойства ядер определяются размещением не взаимодействующих между собой нуклонов на одночастичных уровнях, построенных для среднего поля. Так как такое описание оказывается неточным, его пытаются исправлять смешиванием конфигураций, т. е. рассмотрением суперпозиций из многих одночастичных состояний (но без учета корреляций, который сложен).

В сверхтекучей модели рассматривается двухчастичный потенциал, в котором с самого начала кроме части, дающей вклад в самосогласованный потенциал, выделяется часть, ответственная за остаточное взаимодействие. При этом ее, в свою очередь, удается расчленить на две части, ответственные за короткодействующие силы спаривания и далекодействующие мультипольные силы.

Выделенное остаточное взаимодействие немало, поэтому его учет затруднителен (методы теории возмущений неприменимы). Однако для остаточного взаимодействия в форме сильного парного притяжения нуклонов с одинаковыми E и I и разными по знаку I_z удастся провести специальное преобразование, переводящее систему взаимодействующих нуклонов в систему практически невзаимодействующих квазичастиц (суперпозиций частиц и дырок), для которых получается новый энергетический спектр одночастичных (других) состояний. Энергия этих состояний

$$E_v = \sqrt{(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2}, \quad (14.1)$$

где ε_v — энергия нуклона с квантовыми числами v в одночастичной модели; λ — энергия последнего нуклона (она примерно равна фермиевской энергии); Δ — параметр энергетической щели в спектре квазичастиц, который по порядку величины равен энергии спаривания.

Из теории следует, что возбужденные состояния ядер с четным A характеризуются четным числом квазичастиц. Первое возбужденное состояние имеет энергию

$$E_0 + E_v + E_{v'}, \quad (14.2)$$

где E_0 — энергия основного состояния (отличная от ее первоначального значения в одночастичной модели), а E_v и $E_{v'}$ определяются формулой (14.1).

Из структуры формулы (14.1) видно, что $E_0 + E_v + E_{v'} \geq E_0 + 2\Delta$, т. е. в энергетическом спектре ядер с четным A действительно должна быть энергетическая щель шириной

$$\Delta E \geq 2\Delta. \quad (14.3)$$

Возбужденные состояния ядер с нечетным A характеризуются нечетным числом квазичастиц, в том числе одной. Таким образом, в этом случае

$$E = E_0 + E_\nu, \quad (14.4)$$

где E_ν принимает несколько значений. Поэтому энергетический спектр ядер с нечетным A не имеет энергетической щели, т. е. радикально отличается от спектра ядер с четным A . Сдвиг энергии основного состояния и изменение характера спектра приводят к изменению плотности уровней в нечетных деформированных ядрах. Другие особенности энергетических спектров удается объяснить, если учесть мультипольные силы.

§ 15. Краткое заключение к гл. II

В гл. II рассмотрено несколько моделей атомного ядра: капельная, ферми-газ, оболочечная, обобщенная и сверхтекучая. Каждая из этих моделей построена в предположении о том, что некоторые свойства ядра являются основными, а остальные — второстепенными. Поэтому каждую модель можно использовать лишь в ограниченных пределах.

В основе капельной модели лежит предположение о сильном взаимодействии нуклонов между собой. Согласно этой модели атомное ядро представляет собой сферическую каплю из сверхплотной несжимаемой заряженной ядерной жидкости. Основным достижением капельной модели является получение полуэмпирической формулы для энергии связи атомного ядра

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4},$$

которая позволяет оценивать не только энергию связи и массу ядра, но и некоторые другие его параметры, например энергию отделения нуклона и пр. С помощью капельной модели была построена качественная теория деления тяжелых ядер, получена связь между A и Z для β -стабильных ядер, объяснены некоторые закономерности α -распада и др.

Капельная модель приводит к плавной зависимости свойств ядер от числа содержащихся в них нуклонов. Между тем из опыта следует, что ряд ядерных свойств (энергия связи, распространенность в природе, спин, магнитный момент, квадрупольный электрический момент и др.) изменяется в зависимости от числа нуклонов периодически. Так, например, при прочих равных условиях среди легких ядер более устойчивы те, у которых число протонов равно числу нейтронов. Четно-четные ядра устойчивее, чем четно-нечетные, нечетно-четные и нечетно-нечетные. Кроме того, все четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевой спин и магнитный момент. А ядра, содержащие 2, 8, 20, (28), 50, 82 или 126 нуклонов (магические

ядра), обнаруживают особую устойчивость даже на фоне четно-четных ядер и имеют нулевой квадрупольный электрический момент.

Подобные периодические свойства ядер описываются в моделях независимых частиц. Простейшей моделью независимых частиц является модель ферми-газа, в которой рассматривается движение невзаимодействующих нуклонов в поле усредненной потенциальной ямы. Эта модель позволяет объяснить простейшие периодические свойства ядер (симметрия в числе протонов и нейтронов, зависимость устойчивости ядра от четности или нечетности содержащихся в нем нуклонов, нулевой спин и магнитный момент у четно-четных ядер). Существование магических ядер объясняется в оболочечной модели ядра, построенной по аналогии с моделью электронных оболочек атома.

В простейшем одночастичном варианте оболочечной модели ядра рассматривается движение непарного нуклона в сферически-симметричном однородном потенциале, образованном взаимодействием остальных нуклонов. Решение уравнения Шредингера для этого потенциала с учетом сильного спин-орбитального взаимодействия позволяет получить определенную последовательность энергетических уровней, группирующихся около нескольких значений энергии. Уровень характеризуется энергией, полным моментом i и орбитальным числом l . В соответствии с принципом Паули на каждом уровне размещается $2i+1$ нуклон. Полное заполнение группы соответствует построению оболочки, которая содержит магическое число нуклонов. Размещение ядер по оболочкам производится сопоставлением массового числа, спина и других характеристик ядра с параметрами уровней.

В более сложных вариантах модели оболочек учитывается остаточное взаимодействие нуклонов, входящих в незаполненную оболочку.

Область применения модели ядерных оболочек ограничена описанием свойств основного и слабовозбужденного состояний сферических ядер. В этой области она правильно объясняет довольно много экспериментальных закономерностей: магические числа, спины и магнитные моменты легких ядер, квадрупольные электрические моменты магических ядер, острова изомерии, правила отбора для β -распада и др. Однако оболочечная модель совсем непригодна для описания несферических ядер. Она дает абсолютно неверные значения квадрупольных электрических моментов и даже спинов этих ядер.

Для описания свойств несферических ядер Нильссон построил одночастичную модель с несферическим (эллиптическим) потенциалом. Эта модель дает удовлетворительное описание спинов и некоторых других свойств нечетных несферических ядер с массовыми числами $150 \leq A \leq 186$ и $A \geq 222$.

Следующим, более точным приближением является обобщенная модель ядра, в которой учитывается влияние коллективного движения нуклонов на параметры среднего поля. Согласно этой модели коллективное движение нуклонов, находящихся вне заполненных оболочек, приводит к изменению формы ядра (без изменения объема) и ориентации его в пространстве. Первое соответствует объемным и поверхностным колебаниям ядерного вещества,

второе — вращению ядра (для несферических ядер). Деформация ядра первоначально растет с ростом количества нуклонов на незаполненной оболочке, уменьшается при приближении к заполнению и исчезает при полном заполнении. Сферическое ядро в результате деформации превращается в эллипсоид вращения, способный вращаться вокруг оси, перпендикулярной оси его симметрии. Однако в отличие от твердого тела вращение атомного ядра рассматривается гидродинамически, поэтому момент инерции ядра оказывается меньше момента инерции твердого тела такой же массы и формы. Обобщенная модель позволяет дать качественное объяснение изменения квадрупольных моментов ядер с изменением Z и $N = A - Z$ и хорошо объясняет структуру первых возбужденных состояний ротационного характера для четно-четных ядер с достаточно большим A . Расположение энергетических уровней таких ядер соответствует правилу интервалов, вытекающему из описанного выше характера вращения деформированного ядра.

При очень сильных возбуждениях становится возможной весьма глубокая перестройка всего ядра в целом, которая выражается в появлении широких ($\Gamma \approx 1 \div 5$ МэВ) уровней при энергиях возбуждения 5—20 МэВ — монопольных, дипольных, квадрупольных и октупольных гигантских резонансов.

Ни одна из рассмотренных выше моделей не может объяснить зависимость массы ядра от четности или нечетности числа содержащихся в нем протонов и нейтронов, наличие широкой (около 1 МэВ) энергетической щели вблизи основного состояния для неротационных уровней четно-четных ядер, аномально малый момент инерции четно-четных ядер и некоторые другие свойства. Для их объяснения была предложена сверхтекучая модель атомного ядра. В основе сверхтекучей модели лежит выделение из остаточного взаимодействия нуклонов парных сил притяжения между нуклонами с одинаковой энергией и моментом и противоположными по знаку проекциями момента.

В основу каждой рассмотренной в гл. II модели положены разные исходные посылки, которые, казалось бы, иногда противоречили друг другу. Между тем все модели хорошо описывают многие свойства ядер. Это означает, что на самом деле все рассмотренные модели являются разными отражениями какого-то главного принципа устройства ядерного вещества. Этим главным принципом является допущение о независимости движения, т. е. о слабом взаимодействии нуклонов в ядре. Таким образом, основной моделью ядра следует считать модель независимых частиц, в которой нуклоны рассматриваются как невзаимодействующие. Учет разных форм остаточного взаимодействия нуклонов приводит к различным вариантам оболочечной модели, а также к сверхтекучей и обобщенной моделям. Капельная модель, которая при своем появлении базировалась на предположении о сильном взаимодействии между нуклонами, также не противоречит главному принципу, так как рассматриваемые в ней явления (например, деление) носят характер коллективного движения всех нуклонов ядра, т. е. относятся к сфере влияния обобщенной модели.

Глава III

РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

Известно, что нестабильные ядра, а также все ядра, находящиеся в возбужденном состоянии, испытывают самопроизвольные, спонтанные превращения, приводящие к изменению состава или (и) внутренней энергии и квантовых чисел ядра. Такие самопроизвольно происходящие ядерные процессы называются радиоактивными, так как они протекают по законам радиоактивного распада. К числу широкоизвестных радиоактивных процессов относятся α -распад, β -распад (включая e -захват), γ -излучение*, спонтанное деление тяжелых ядер, а также испускание запаздывающих нейтронов и протонов и запаздывающее деление. Кроме того, в последние годы обнаружено еще несколько менее известных разновидностей радиоактивных процессов: протонный распад, кластерный распад (углеродная, неоновая и др. радиоактивности), испускание запаздывающих протонных и нейтронных пар и др.

Большая часть перечисленных процессов описана в настоящей главе, материал которой разделен на пять параграфов. В § 16 рассмотрены основные закономерности радиоактивных процессов, в § 17—19—«старые» виды радиоактивности: α -распад, β -распад и γ -излучение, в § 20—«новые»—экзотические виды радиоактивности, в число которых (в связи с удобством изложения) включены и довольно давно известные процессы испускания запаздывающих нуклонов. По той же причине описание спонтанного и запаздывающего деления перенесено в гл. VII.

§ 16. История открытия и основные закономерности

Впервые излучение радиоактивных ядер было проанализировано при помощи опытов по отклонению его в электрическом и магнитном полях и по поглощению в веществе. В результате этих опытов было установлено, что радиоактивные вещества испускают три вида излучения:

* Некоторые физики считают, что γ -излучение не следует относить к числу радиоактивных процессов, поскольку оно не сопровождается изменением нуклонного состава ядра. Однако разные энергетические состояния одного и того же ядра, связанные γ -переходом, подчас отличаются по своим ядерным свойствам более радикально, чем два разных ядра, связанных β -переходом (сравните ядра-изомеры и ядра—члены изодублета, например ^3H и ^3He).

1) α -излучение — тяжелые положительно заряженные частицы, движущиеся со скоростью около 10^9 см/с и поглощающиеся слоем алюминия в несколько микрон. Впоследствии методом спектрального анализа было показано, что этими частицами являются ядра гелия (${}^4_2\text{He}$);

2) β -излучение — легкие отрицательно заряженные частицы, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света, и поглощаемые слоем алюминия толщиной в среднем 1 мм. Этими частицами оказались электроны;

3) γ -излучение — сильно проникающее излучение, не отклоняющееся ни в электрическом, ни в магнитном поле. Природа γ -излучения — жесткое электромагнитное излучение, имеющее еще более короткую длину волны, чем рентгеновское. Позднее было установлено, что источником всех трех видов излучения является атомное ядро (открытое Резерфордом в 1911 г.).

1. ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА

Детальное изучение радиоактивности привело Резерфорда в 1902 г. к открытию одного из изотопов радиоактивного газа радона (Rn), относящегося к группе благородных газов. Радон возникает в результате α -распада радия. Радон замечателен тем, что его активность $A(t)$ заметно убывает со временем t .

Через время $T_{1/2} = 3,8$ дня она уменьшалась вдвое: $A(T_{1/2}) = A_0/2$. Еще через время $T_{1/2}$ — снова вдвое и всего в 4 раза: $A(2T_{1/2}) = A_0/2^2$ и т. д., так что через время t первоначальная активность A_0 становилась равной:

$$A(t) = A_0/2^{t/T_{1/2}}. \quad (16.1)$$

Естественно, что это явление интерпретировалось как уменьшение первоначального числа радиоактивных атомов N_0 по аналогичному закону:

$$N(t) = N_0/2^{t/T_{1/2}}. \quad (16.2)$$

Время $T_{1/2}$, за которое первоначальное количество N_0 радиоактивных атомов уменьшается в 2 раза, названо периодом полураспада*.

Широкое исследование радиоактивных элементов показало, что значение $T_{1/2}$ неодинаково для разных элементов, но всегда одно и то же для данного изотопа.

Диапазон изменения $T_{1/2}$ очень велик. В настоящее время известны α -радиоактивные вещества с периодами полураспада

* Индекс $1/2$ при T иногда будет опускаться.

от $3 \cdot 10^{-7}$ с ($^{212}_{84}\text{Po}$) до $5 \cdot 10^{15}$ лет ($^{144}_{60}\text{Nd}$). Очень велики диапазоны изменения $T_{1/2}$ также для β -распада и для γ -излучения. Непосредственно измерить убывание радиоактивности со временем можно только для таких веществ, которые имеют удобный период полураспада. Без особых трудностей можно, например, измерять периоды полураспада от

нескольких секунд до нескольких часов и даже дней. В этом случае при помощи ионизационной камеры или счетчика измеряется активность препарата в разные моменты времени и строится кривая типа изображенной на рис. 77. Если измерения проводились достаточно долго (несколько периодов), то кривая позволяет определить период полураспада $T_{1/2}$ с большой точностью.

Если периоды полураспада $T_{1/2} \leq 1$ с, то для их измерения требуются специальные методы, позволяющие за очень короткое время несколько раз определить активность препарата. Можно, например, укрепить препарат на вращающемся диске или бесконечной ленте, рядом с которой расположены один или несколько счетчиков α -частиц. Тогда каждый раз, когда препарат проходит мимо счетчика, последний регистрирует активность. Зная скорость вращения диска или ленты, можно определить моменты времени, в которые проводится измерение. Подобные (или сходные) методы используются, например, для определения коротких (секундных) периодов полураспада у вновь открываемых изотопов трансурановых элементов. Для определения еще более коротких периодов диск или ленту можно заменить специальной радиосхемой, включающей через определенные промежутки времени Δt счетчик, который будет регистрировать постепенно убывающую активность.

Специальных методов измерения требуют короткоживущие продукты деления, образующиеся при облучении делящихся образцов в активной зоне реактора. Для получения надежных и высокостатистических результатов соответствующая методика должна автоматически обеспечивать циклическую повторяемость условий облучения и измерений с достаточно малым периодом.

Большие периоды полураспада (несколько дней и больше) измерить непосредственно очень трудно, а очень большие — невозможно, потому что точное определение периода должно

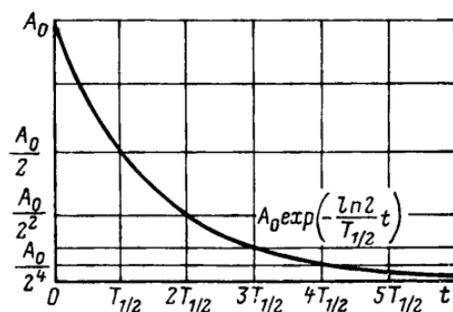


Рис. 77

длиться время, равное нескольким периодам. В этом случае период полураспада можно определить методом абсолютного счета частиц, испускаемых известным количеством исследуемого препарата, или при помощи векового уравнения (см. ниже).

2. ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Радиоактивность есть свойство атомного ядра, точнее, его энергетического состояния (см. § 17, п 2). Повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояния атомного ядра, нельзя. Следовательно, для данного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада λ за единицу времени постоянна*.

Это означает, что число актов радиоактивного распада за время dt определяется только количеством радиоактивных ядер $N(t)$ в данный момент времени t :

$$dN = -\lambda N dt. \quad (16.3)$$

Вероятность распада λ входит в это уравнение в качестве коэффициента, который называется постоянной распада. Знак минус соответствует убыванию вещества в процессе распада.

Решив уравнение (16.3), найдем следующий закон изменения числа радиоактивных ядер со временем:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (16.4)$$

Если в полученное уравнение подставить вместо времени период полураспада $T_{1/2}$, то можно найти связь постоянной распада λ с периодом полураспада $T_{1/2}$:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} \approx 0,69 / T_{1/2}. \quad (16.5)$$

С учетом равенства (16.5) уравнение (16.3) можно переписать в форме, удобной для экспериментального определения периода полураспада $T_{1/2}$ долгоживущих радиоактивных ядер:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{0,69}{T_{1/2}} N.$$

Для этого достаточно измерить число распадов в единицу времени dN/dt известного количества радиоактивных ядер N . Подобные измерения можно выполнить, например, при помощи

* Очень слабая зависимость λ от внешних условий наблюдается для e -захвата (см. § 18, п. 1).

ионизационной камеры, на один из электродов которой нанесено тонким слоем известное количество радиоактивного вещества. Измерения активности радия показали, что 1 г радия за секунду претерпевает около $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов; это соответствует периоду полураспада

$$T_{1/2} = \frac{0,69}{dN/dt} \frac{N_A}{A} = \frac{0,69}{3,7 \cdot 10^{10}} \frac{6,025 \cdot 10^{23}}{226} = 5 \cdot 10^{10} \text{ с} \approx 1600 \text{ лет.}$$

Из уравнения (16.4) следует, что процесс радиоактивного распада описывается экспоненциальной функцией. Поэтому в любой (сколь угодно далекий от начального) момент времени t имеются еще не распавшиеся ядра с временем жизни больше t . Наоборот, все ядра, распавшиеся к этому моменту, прожили время, меньшее t , причем тем меньше, чем раньше они распались. Ядра, распавшиеся в момент времени t , имеют время жизни, в точности равное t . Таких ядер будет

$$dN(t) = \lambda N(t) dt = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) dt.$$

Можно подсчитать среднее время жизни τ данного радиоактивного ядра, если вычислить среднее значение величины:

$$\tau = \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{N_0 \int_0^{\infty} \lambda t \exp(-\lambda t) dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda}. \quad (16.6)$$

Среднее время жизни τ радиоактивного ядра равно обратной величине от постоянной распада λ . Этот результат совершенно естествен, так как постоянная распада имеет физический смысл вероятности распада, т. е. доли распадов, приходящейся на единицу времени. Очевидно, что за время τ первоначальное число ядер уменьшается в e раз.

Если ядра N_2 , возникающие в результате радиоактивного распада ядер N_1 , в свою очередь являются радиоактивными, то для описания процесса этих двух последовательных превращений вместо одного дифференциального уравнения (16.3) надо написать систему двух дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t); \quad \frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t), \quad (16.7)$$

где λ_1 и λ_2 — постоянные распада ядер N_1 и N_2 . Здесь первое дифференциальное уравнение аналогично уравнению (16.3) и описывает процесс радиоактивного распада первичного

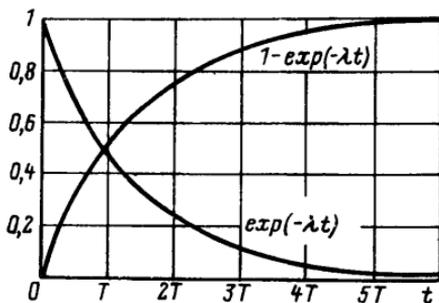


Рис. 78

слагаемое равно числу распадающихся ядер вторичного вещества.

Совершенно аналогично можно записать систему уравнений, описывающую взаимное превращение трех, четырех и т. д. веществ. Ниже рассмотрен только самый простой (но имеющий наибольшее практическое значение) случай двух веществ, описываемый системой уравнений (16.7).

Решение этой системы уравнений в предположении, что $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$) и $N_2(0) = 0$, приводит к следующему результату (для $t \ll T_1$):

$$N_1(t) \approx N_{10}; \quad N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} [1 - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (16.8)$$

Для оценки значения $N_2(t)$ можно использовать графический метод (рис. 78) построения кривых $\exp(-\lambda t)$ и $[1 - \exp(-\lambda t)]$. При этом ввиду особых свойств функции $\exp(-\lambda t)$ очень удобно ординаты кривой строить для значений t , соответствующих $T, 2T \dots$ (табл. 8).

Соотношение (16.8) и рис. 81 показывают, что количество радиоактивного дочернего вещества возрастает с течением времени и при $t \gg T_2$ ($\lambda_2 t \gg 1$) приближается к своему предельному значению:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \lambda_1 N_{10} / \lambda_2 = \text{const.} \quad (16.9)$$

Из табл. 8 видно, например, что при $t > 10 T$ равенство (16.9) выполняется уже с точностью около 99,9%. Обычно оно записывается в форме

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (16.10)$$

и носит название векового, или секулярного, равновесия. Физический смысл векового уравнения очень ясен.

(материнского) вещества. Второе дифференциальное уравнение описывает изменение количества вторичного (дочернего) вещества и содержит справа два слагаемых. Первое дает прирост радиоактивных ядер вторичного вещества из-за распада первичного и поэтому в точности равно $\lambda_1 N_1$, т. е. числу распадающихся ядер первичного вещества. Второе

Таблица 8

t	$\exp(-\lambda t)$	$1 - \exp(-\lambda t)$
0	1	0
$1T$	$1/2 = 0,5$	0,5
$2T$	$1/2^2 = 0,25$	0,75
$3T$	$1/2^3 = 0,125$	0,875
.....
$10T$	$1/2^{10} \approx 0,001$	$\approx 0,999$

Так как согласно уравнению (16.3) λN равно числу распадов в единицу времени, то соотношение $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ означает, что число распадов дочернего вещества $\lambda_2 N_2$ равно числу распадов материнского вещества, т. е. числу образующихся при этом ядер дочернего вещества $\lambda_1 N_1$.

Вековое уравнение широко используется для определения периодов полураспада долгоживущих радиоактивных веществ. Этим уравнением можно пользоваться при сравнении двух взаимно превращающихся веществ, из которых второе имеет много меньший период полураспада, чем первое ($T_2 \ll T_1$), при условии, что это сравнение проводится в момент времени $t \gg T_2$ ($T_2 \ll t \ll T_1$).

Примером последовательного распада двух радиоактивных веществ является превращение радия Ra в радон Rn. Выбирая $T_{Rn} \ll t \ll T_{Ra}$, получаем условие векового равновесия

$$\lambda_{Ra} N_{Ra} = \lambda_{Rn} N_{Rn}$$

или

$$N_{Ra}/T_{Ra} = N_{Rn}/T_{Rn}. \quad (16.11)$$

Три величины из четырех, входящих в равенство (16.11), можно измерить непосредственно: N_{Ra} и N_{Rn} — точным взвешиванием, λ_{Rn} — по определению периода полураспада Rn, который имеет удобное для измерений значение 3,8 дня. Таким образом, четвертую величину λ_{Ra} можно вычислить. Это вычисление дает для периода полураспада радия $T_{Ra} \approx 1600$ лет, что совпадает с результатами определения T_{Ra} методом абсолютного счета испускаемых α -частиц.

Радиоактивность Ra и Rn была выбрана в качестве эталона при сравнении активностей различных радиоактивных веществ. За единицу радиоактивности 1 Ки (кюри) приняли активность

1 г радия или находящегося с ним в равновесии количества радона, которое, очевидно, равно $6,5 \cdot 10^{-6}$ г*.

§ 17. α -Распад

1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО α -РАСПАДУ

Главными характеристиками α -радиоактивных ядер и испускаемых ими α -частиц являются период полураспада $T_{1/2}$, кинетическая энергия T_α и пробег R .

Период полураспада $T_{1/2}$ можно измерить непосредственно по убыванию активности со временем, а также определить по количеству распадов в единицу времени или из векового равновесия.

Пробеги α -частиц в разных средах измеряют различными методами: в газообразных — с помощью камеры Вильсона, в жидких — с помощью пузырьковых камер, в твердых — с помощью фотографической эмульсии. Применяются также различные комбинированные способы с использованием фильтров из тонких пленок или фольг и счетчиков.

Энергия α -частиц в первых опытах определялась по их пробегу.

Переход от пробегов к энергии производится при помощи эмпирических и теоретических формул, связывающих пробег и энергию α -частицы для данной среды (см. § 23, п. 3). В первом приближении пробег α -частицы в воздухе (см) связан с ее энергией (МэВ) степенной функцией вида

$$R \approx 0,3T_\alpha^{3/2}. \quad (17.1)$$

Для точных измерений энергии α -частиц используется метод магнитного анализа, в котором сравнивается энергия исследуемых α -частиц с энергией α -частиц, выбранных в качестве стандарта**.

* В связи с усовершенствованием экспериментальной техники активность 1 г радия, выраженная в количестве распадов в 1 с, с течением времени уточняется, что приводит к существенным неудобствам при использовании ее в качестве единицы радиоактивности. Поэтому сейчас за единицу радиоактивности принимают значение $3,700 \cdot 10^{10}$ расп./с, которое лишь приблизительно совпадает с активностью 1 г радия. В Международной системе единиц СИ за единицу радиоактивности принят 1 Бк (беккерель), равный одному распаду в секунду, 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

** Известно, например, что энергия α -частиц ^{214}Po равна $(7,6804 \pm 0,0009)$ МэВ.

Магнитный спектрометр—это прибор, по устройству аналогичный масс-спектрометру. Основной частью прибора является электромагнит, который фокусирует α -частицы разных энергий в различных местах. В качестве источников используются очень тонкие пленки α -активных веществ; детекторами служат фотопластинки или счетчики. Разрешающая способность магнитных спектрометров очень высока и достигает в лучших установках 5 кэВ (и даже еще меньше). Это позволяет выделить слабые линии тонкой структуры на фоне очень интенсивных и близких по энергии α -частиц основной группы.

Другим распространенным методом исследования α -частиц является метод ионизационной камеры, в которой измеряется ток электронов, возникающих в результате ионизирующего действия α -частицы. Обычно камера снабжается анализатором значения импульса. Разрешающая способность в этом случае хуже—около 25 кэВ для лучших камер. Однако метод ионизационной камеры гораздо более светосильный, так как позволяет использовать до 50% испускаемых источником α -частиц. В связи с этим данный метод позволяет анализировать ничтожно малое количество (несколько десятков ядер) α -радиоактивного вещества.

Измерение пробегов и энергий α -частиц, а также периодов полураспада для различных α -радиоактивных ядер привело к обнаружению следующих закономерностей и особенностей α -распада.

1. В 1911 г. Гейгер и Нетолл установили, что для всех α -радиоактивных элементов трех радиоактивных семейств постоянная распада λ α -радиоактивного ядра и пробег R_α испускаемой им α -частицы связаны соотношением

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B, \quad (17.2)$$

где постоянная A одинакова для всех трех радиоактивных семейств, а постоянные B отличаются одна от другой примерно на 5%.

Так как пробег и энергия α -частицы связаны степенной функцией, то закон Гейгера—Нетолла можно записать в другой форме:

$$\lg \lambda = A' \lg T_\alpha + B', \quad (17.3)$$

где A' и B' сходны с A и B .

На рис. 79 закон Гейгера—Нетолла изображен графически. В логарифмических координатах он приблизительно передается тремя параллельными прямыми. Прямая 1 соответствует семейству урана, 2—семейству тория и 3—семейству актиноурана. Значение закона Гейгера—Нетолла заключается в том,

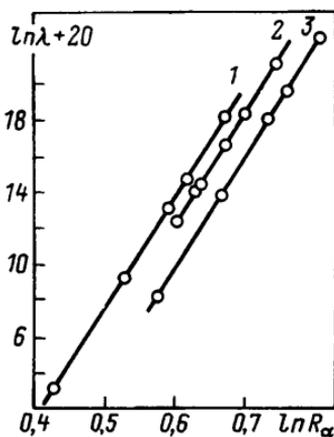


Рис. 79

что с его помощью можно найти постоянные распада таких ядер, для которых неприменим непосредственный метод определения периода полураспада (например, для длиннопробежных α -частиц).

В настоящее время вместо формулы (17.3) используется более точная формула (17.37), приводимая ниже.

2. Обращают на себя внимание сравнительная узость границ возможных значений энергии α -частиц радиоактивных ядер и очень большой разброс в значениях их периодов полураспада. Измерения показали, что, за очень небольшими исключениями, энергия α -частиц T_α и периоды полураспада $T_{1/2}$ для всех известных в настоящее время α -радиоактивных ядер заключены в пределах

$$4 \text{ МэВ} \leq T_\alpha \leq 9 \text{ МэВ}; \quad 10^{10} \text{ лет} \geq T_{1/2} \geq 10^{-7} \text{ с.} \quad (17.4)$$

Среднее значение энергии приблизительно равно 6 МэВ.

3. Наблюдается резкое разграничение всех ядер периодической системы элементов на две группы: α -радиоактивные и α -стабильные. Как правило, α -активностью обладают ядра с зарядом $Z > 82$ (тяжелее свинца), причем энергия α -частиц растет с ростом Z ядра. Исключениями являются несколько ядер редкоземельных элементов (например, $^{146}_{62}\text{Sm}$, $^{190}_{78}\text{Pt}$), а также некоторые искусственно полученные ядра с большим недостатком нейтронов.

Для редкоземельных элементов энергия α -частиц значительно меньше, а период полураспада больше, чем для тяжелых (например, $^{144}_{60}\text{Nd}$ имеет $T_\alpha = 1,8 \text{ МэВ}$ и $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$).

4. При сравнении энергии α -распада E_α различных изотопов одного и того же элемента наблюдается закономерное уменьшение энергии с ростом массового числа (рис. 80). Особенно четкая картина получается для четно-четных ядер. Детальный анализ этой закономерности показывает, что она справедлива при $A > 215$ и $A < 209$ и нарушается при промежуточных значениях массового числа. Эта закономерность помогает предсказать энергию α -частиц для неизвестных изотопов данного элемента.

5. Использование точных методов измерения энергии α -частиц привело к открытию так называемой тонкой структуры α -спектров. Оказалось, что обычно ядра испускают α -частицы не с одним, а с несколькими близкими значениями кинетической энергии.

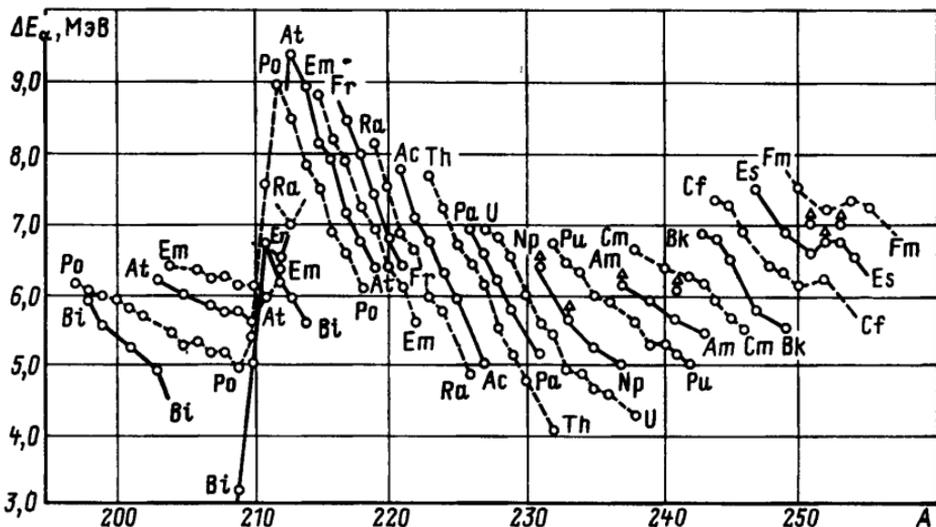


Рис. 80

Примером может служить ядро $\text{ThC} (^{212}_{83}\text{Bi})$. Состав спектра испускаемых им α -частиц приведен в табл. 9. Было замечено, что наибольшее число линий тонкой структуры встречается у α -спектров таких ядер, дочерние ядра которых обладают ярко выраженной несферичностью, и что при прочих равных условиях α -частицы с меньшей энергией испускаются с меньшей интенсивностью.

6. Существуют два случая α -распада, интересные тем, что соответствующие ядра (ThC' и RaC') наряду с основной группой α -частиц испускают очень небольшое количество так называемых длиннопробежных α -частиц с большой энергией. Например, ядро ThC' имеет спектральный состав α -частиц, приведенный в табл. 10.

Таблица 9

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %*	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %*
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~0,016

* Отличие суммы процентного состава спектра от 100% объясняется различной степенью точности экспериментов, использованных для α -частиц разных групп. Такое несоответствие будет встречаться и в некоторых других таблицах.

Таблица 10

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %
α_0	8,78	100	α_2	10,422	0,002
α_1	9,492	0,0035	α_3	10,543	0,018

Таблица 11

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Содержание, %
α_0	7,680	100	α_7	9,779	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_1	8,277	$4 \cdot 10^{-5}$	α_8	9,905	$4 \cdot 10^{-5}$
α_2	8,938	$4 \cdot 10^{-5}$	α_9	10,074	$1,7 \cdot 10^{-4}$
α_3	9,065	$2,2 \cdot 10^{-3}$	α_{10}	10,146	$4 \cdot 10^{-5}$
α_4	9,313	$4 \cdot 10^{-5}$	α_{11}	10,326	$1,1 \cdot 10^{-4}$
α_5	9,489	$1,4 \cdot 10^{-4}$	α_{12}	10,526	$2 \cdot 10^{-5}$
α_6	9,657	$4 \cdot 10^{-5}$			

Ядро RaC' испускает длиннопробежные α -частицы еще в меньшем количестве, но зато с 12 различными значениями кинетической энергии (табл. 11).

Заметим, что оба случая относятся к ядрам изотопов одного и того же элемента — полония: ${}^{212}_{84}\text{Po}(\text{ThC}')$ и ${}^{214}_{84}\text{Po}(\text{RaC}')$.

Перечисленные закономерности и особенности α -распада рассмотрены в п. 2 и 3 этого параграфа.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ α -РАСПАДА, РОЛЬ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ

α -Распад относится к числу ядерных процессов, происходящих под действием сильного взаимодействия. Поэтому для разрешенных α -переходов должны выполняться все известные законы сохранения, включая закон сохранения четности P и закон сохранения изотопического спина T .

Каждый из них накладывает определенные ограничения на разрешенные α -переходы. Так, из закона сохранения изо-

топического спина следует, что α -радиоактивное ядро (A, Z) и дочернее ядро ($A-4, Z-2$), образующееся после α -распада, должны иметь одинаковый изотопический спин T (потому что изоспин α -частицы $T_\alpha=0$). Из закона сохранения четности P и момента количества движения I следует, что четность и спин начального (P_n и I_n) и конечного (P_k и I_k) ядер должны быть связаны с орбитальным моментом α -частицы l_α соотношениями

$$|I_n - I_k| \leq l_\alpha \leq I_n + I_k; \quad P_n/P_k = (-1)^{l_\alpha}, \quad (17.5)$$

где все l_α либо четные, либо нечетные числа. Напомним, что $P_\alpha = +1$, а $I_\alpha = 0^*$. Остановимся более подробно на законах сохранения энергии и импульса.

В соответствии с формулой (3.12) условие энергетической возможности α -распада записывается следующим образом:

$$\varepsilon_\alpha = [M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He}) - M(A, Z)]c^2 < 0 \quad (17.6)$$

или

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}^4_2\text{He}).$$

Масса (энергия) исходного ядра должна быть больше суммы масс (энергий) ядра-продукта и α -частицы. Избыток энергии исходного ядра выделяется при α -распаде ядра в виде кинетической энергии

$$E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})]c^2 = T_\alpha + T_{\text{яд}}, \quad (17.7)$$

которая распределяется между α -частицей и ядром-продуктом таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса

$$\mathbf{p}_\alpha + \mathbf{p}_{\text{яд}} = \mathbf{p}(A, Z).$$

Считая, что распадающееся ядро покоится, получаем $|p_\alpha| = |p_{\text{яд}}|$, откуда $T_{\text{яд}} = T_\alpha M_\alpha / M_{\text{яд}}$ или

$$E_\alpha = T_\alpha + T_{\text{яд}} = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{\text{яд}}}\right) \quad \text{и} \quad T_\alpha = E_\alpha \frac{M_{\text{яд}}}{M_{\text{яд}} + M_\alpha}. \quad (17.8)$$

Таким образом, подавляющую часть кинетической энергии, выделяющейся при α -распаде, уносит α -частица, и лишь незначительная ее доля (около 2% для тяжелых α -радиоактивных ядер) приходится на ядро-продукт. Так, в приведенном выше случае α -распада ядра $\text{ThC}({}^{212}_{83}\text{Bi})$ $T_\alpha = 6,086$ МэВ; $T_{\text{яд}} = 0,117$ МэВ и $E_\alpha = T_\alpha + T_{\text{яд}} = 6,203$ МэВ.

* α -Переходы, запрещенные законом сохранения четности, рассмотрены в § 17, п. 6.

Соотношения (17.7) и (17.8) позволяют вычислить точное значение массы одного из ядер, участвующих в α -распаде (исходного или конечного) по известным значениям масс другого ядра и α -частицы и по измеренному значению ее кинетической энергии. Как указано в § 17, п. 1, методы магнитного анализа позволяют измерять энергию α -частиц с точностью, лучшей чем ± 5 кэВ. Это дает для абсолютной погрешности в массе значение $\delta M < 5 \cdot 10^{-6}$ а. е. м.

Очень удобны для рассмотрения α -распада энергетические диаграммы. Энергетическое состояние системы отмечается горизонтальной линией, высота расположения которой характеризует значение энергии в мегаэлектрон-вольтах. Поскольку полная энергия ядра очень велика (примерно 931 A МэВ, где A — массовое число), а в процессе α -распада освобождается лишь ничтожная ее часть (около 10 МэВ), то для удобства за нуль энергии принимается сумма энергий покоя ядра продукта и α -частицы:

$$[M(A-4, Z-2) + M(\frac{4}{2}\text{He})]c^2.$$

На рис. 81 изображена упрощенная схема α -распада ядра ThC.

Верхний уровень равен $E_\alpha = |\varepsilon_\alpha| = 6,203$ МэВ и соответствует энергетическому состоянию ядра ThC ($^{212}_{83}\text{Bi}$) до α -распада. Нижний уровень энергии равен нулю и соответствует энергетическому состоянию системы, состоящей из дочернего ядра и α -частицы (с нулевыми кинетическими энергиями). При этом около нулевого уровня проставляется только индекс дочернего ядра ThC' ($^{208}_{81}\text{Tl}$), а принадлежность к нему α -частицы отмечается стрелкой, идущей с верхнего уровня налево вниз. На стрелке обычно указывается энергия испускаемой α -частицы [хотя ее можно вычислить по разности энергий уровней при помощи формулы (17.8)].

Рисунок 81 изображает схему простейшего случая α -распада, соответствующего энергетическому переходу между основными состояниями исходного и конечного ядер. В этом случае испускающиеся α -частицы имеют только одну строго определенную энергию (основная группа α -частиц). Однако на самом деле каждое из ядер (как исходное, так и конечное) имеет целую систему возбужденных состояний, характеризующихся определенными значениями энергии E , момента количества движения I , четности P и изоспина T . И в принципе между ними также возможны α -переходы (если только они не запрещены законами сохранения). Если переход осуществляется в одно из возбужденных состояний конечного ядра или, наоборот, из возбужденного состояния исходного ядра, то энергия α -частиц будет соответственно меньше или больше

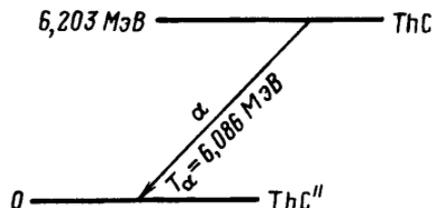
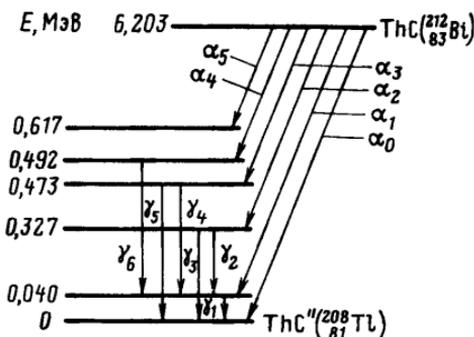


Рис. 81



Рис. 82



нормальной. Первый случай отвечает возникновению тонкой структуры α -спектра, второй — появлению длиннопробежных α -частиц. На рис. 82 приведена энергетическая схема, иллюстрирующая возникновение тонкой структуры α -спектра ядра ThC. Здесь наряду с основным энергетическим состоянием конечного ядра, имеющим (с учетом энергии покоя α -частицы) нулевое значение энергии, изображены пять возбужденных состояний с энергиями, равными соответственно 0,040; 0,327; 0,473; 0,492 и 0,617 МэВ. Если, например, α -распад сопровождается образованием конечного ядра в четвертом возбужденном состоянии, то выделяющаяся при этом кинетическая энергия $E_{\alpha_4} = 6,203 - 0,492 = 5,711$ МэВ. При этом в соответствии с формулой (17.8) на долю α -частицы приходится

$$T_{\alpha_4} = E_{\alpha_4} \frac{M_{\text{яд}}}{M_{\text{яд}} + M_{\alpha}} = 5,711 \frac{208}{212} = 5,603 \text{ МэВ.}$$

Аналогично получают энергии и других α -частиц из спектра тонкой структуры (см. табл. 9).

Правильность рассмотренной схемы возникновения тонкой структуры α -спектров подтверждается опытами по регистрации γ -излучения, сопровождающего α -распад*. Оказалось, что энергия этих γ -квантов в точности совпадает с разностью энергий соответствующих состояний конечного ядра**. Например, для γ -квантов, сопровождающих α -распад ThC, зарегистрированы следующие значения энергии: 0,040; 0,287; 0,327; 0,433; 0,452 и 0,473 МэВ. Легко видеть, что все они могут быть получены в результате вычитания энергии одного уровня конечного

* О методах регистрации γ -квантов см. § 19 и 30.

** На самом деле при испускании γ -кванта конечное ядро получает очень небольшую энергию отдачи $T_{\text{яд}} \approx 10^{-6} E_{\gamma}$, вследствие чего энергия γ -кванта E_{γ} несколько меньше разности энергий соответствующих уровней. Это различие (несущественное для рассматриваемого вопроса) подробно обсуждается в § 19, п. 4.

ядра из другого. Это означает, что γ -кванты, сопровождающие α -распад, испускаются в результате перехода конечного ядра из какого-нибудь возбужденного состояния в основное или менее возбужденное.

Некоторые линии тонкой структуры α -спектра отличаются очень слабой интенсивностью, например в спектре ThC α -частиц с энергией 5,622 МэВ только 0,15%, а с энергией 5,481 МэВ 0,016%. Естественно, что такие слабые линии очень трудно регистрировать на фоне большого количества основных α -частиц. Поэтому для их регистрации используется специальный метод (α — γ)-совпадений.

Сущность метода совпадений (который очень широко используется в экспериментальной ядерной физике) применительно к рассматриваемой задаче заключается в следующем. Регистрация α -распада проводится двумя детекторами. Один детектор измеряет со сравнительно невысокой точностью (около 95%) энергию α -частиц, а другой — энергию γ -квантов. Импульсы от обоих детекторов формируются и поступают в специальную радиосхему, срабатывающую только при одновременном поступлении импульсов. Это означает, что при высокой разрешающей способности схемы по времени и при соответствующей настройке детекторов она будет регистрировать только те α -частицы, одновременно с которыми испускаются сопровождающие их γ -кванты, т. е. можно выбирать редкие явления на большом фоне. Таким способом удастся регистрировать линии, интенсивность которых в 10^5 раз меньше интенсивности основной линии спектра.

Тонкая структура α -спектров встречается довольно часто. Наибольшее число линий тонкой структуры наблюдается у α -спектров, соответствующих переходам на возбужденные уровни несферических ядер. Это объясняется тем, что у таких ядер имеются уровни с небольшой энергией возбуждения, связанные с вращением ядра. А переходы именно на такие уровни (расположенные вблизи от основного состояния ядра) и порождают α -частицы с близкими энергиями, которые в соответствии с законом Гейгера—Нетолла должны испускаться со сравнимыми вероятностями.

Изучение тонкой структуры α -спектров представляет интерес в связи с тем, что оно позволяет построить схему энергетических уровней конечного ядра, образующегося при α -распаде.

По аналогичной причине очень важно рассмотреть энергетическую схему образования длиннопробежных α -частиц, изучение которых дает сведения о структуре уровней исходных ядер. Как уже говорилось, их испусканию соответствует переход

из возбужденного состояния исходного ядра в основное состояние конечного.

На рис. 83 изображена схема испускания длиннопробежных α -частиц ядром ThC' ($^{212}_{84}\text{Po}$). Это ядро образуется в результате β -распада ядра ThC ($^{212}_{83}\text{Bi}$), причем в зависимости от характера β -перехода оно может образоваться либо в основном, либо в возбужденном состоянии (ср. сходную ситуацию при возникновении тонкой структуры α -спектров). α -Частицы, испускаемые с возбужденных состояний ядра ThC' , и являются длиннопробежными.

В табл. 12 приведены энергии α -частиц, энергии, освобождающиеся при β -распадах *, процентное содержание α - и β -частиц и энергия γ -квантов, сопровождающих α -распад.

Для простоты в табл. 12 приведены величины, относящиеся к испусканию только одной группы длиннопробежных частиц — имеющих энергию $T_{\alpha_1} = 9,492$ МэВ. Из таблицы видно, что изображенная на рис. 83 схема уровней ядра ThC' подтверждается взаимным сопоставлением энергии, освобождающейся при α -, β - и γ -переходах ядер.

На первый взгляд кажется непонятной чрезвычайно низкая интенсивность ($10^{-3}\%$) длиннопробежных α -частиц. Она совершенно не согласуется с относительно высокими долями (1—10%) β -переходов на соответствующие возбужденные состояния ядра ThC' .

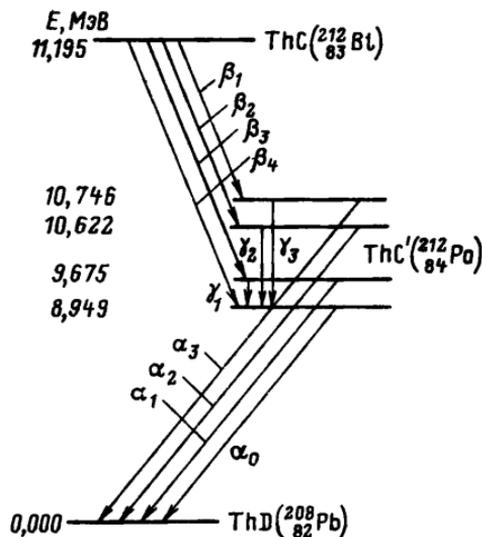


Рис. 83

Таблица 12

Группы частиц	Энергия, МэВ	Содержание, %	Группы частиц	Энергия, МэВ	Содержание, %
α_0	8,780	100	β_3	1,520	6
α_1	9,492	0,0035	γ_1	0,729	—
β_4	2,250	40			

* Ниже в § 18 показано, что освобождающаяся при β -переходе энергия не совпадает с кинетической энергией β -частицы, а равна ее максимальному значению.

Дело в том, что снятие возбуждения в ядре ThC' происходит двумя путями — либо испусканием длиннопробежной α -частицы, либо излучением γ -квантов, причем вероятность второго процесса значительно больше первого, так что соответствующие им постоянные распада находятся в соотношении $\lambda_{\alpha_{\text{дл}}} \ll \lambda_{\gamma}$.

Тогда согласно уравнению (16.3) радиоактивное превращение ядер ThC' будет описываться формулой

$$dN = -(\lambda_{\gamma} + \lambda_{\alpha_{\text{дл}}})Ndt, \quad (17.9)$$

где N — количество радиоактивных ядер в момент t , а dN — уменьшение их количества за время dt в результате обоих радиоактивных процессов.

Но количество распавшихся за время dt радиоактивных ядер dN равно суммарному числу вылетевших за это же время γ -квантов и длиннопробежных α -частиц:

$$dN = dN_{\gamma} + dN_{\alpha_{\text{дл}}}, \quad (17.10)$$

причем

$$dN_{\gamma} = \lambda_{\gamma}Ndt; \quad dN_{\alpha_{\text{дл}}} = \lambda_{\alpha_{\text{дл}}}Ndt.$$

Отсюда

$$dN_{\gamma}/dN_{\alpha_{\text{дл}}} = \lambda_{\gamma}/\lambda_{\alpha_{\text{дл}}}. \quad (17.11)$$

Три из четырех входящих в это соотношение величин (dN_{γ} , $dN_{\alpha_{\text{дл}}}$ и $\lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$) можно определить экспериментально. Это позволяет вычислить λ_{γ} и $\lambda = \lambda_{\gamma} + \lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$ и, следовательно, определить время жизни ядра в возбужденном состоянии:

$$\tau = 1/\lambda.$$

Измерение dN_{γ} и $dN_{\alpha_{\text{дл}}}$ для уровня 9,675 МэВ ($T_{\alpha} = 9,492$ МэВ) дало $dN_{\gamma}/dN_{\alpha_{\text{дл}}} = 4000$, а оценка* $\lambda_{\alpha_{\text{дл}}} = 10^9 \text{ с}^{-1}$. Отсюда $\lambda_{\gamma} = 10^{13} \text{ с}^{-1} \gg \lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$ и $\lambda = \lambda_{\alpha_{\text{дл}}} + \lambda_{\gamma} \approx \lambda_{\gamma}$, а $\tau = 1/\lambda \approx 1/\lambda_{\gamma} = 10^{-13} \text{ с}$.

Полезно еще раз подчеркнуть, что в рассматриваемом примере время жизни возбужденного состояния ядра определяется обоими способами его распада.

Поэтому «парциальные времена жизни» $\tau_{\gamma} = 1/\lambda_{\gamma}$ и $\tau_{\alpha_{\text{дл}}} = 1/\lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$, строго говоря, не имеют прямого физического смысла. Значение $\tau_{\alpha_{\text{дл}}} = 1/\lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$ имело бы физический смысл времени жизни относительно $\alpha_{\text{дл}}$ -распада, если бы можно было «выключить» γ -излучение. Так как это невозможно, то

* Оценка $\lambda_{\alpha_{\text{дл}}}$ для длиннопробежных α -частиц проводится при помощи закона Гейгера—Нетолла $\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B$, в котором A и B — константы для данного радиоактивного семейства, а R_{α} — легко измеряемый пробег длиннопробежной α -частицы.

истинное время жизни ядра $\tau \ll \tau_{\alpha_{\text{дн}}}$. Тем не менее понятие парциального времени жизни (парциального периода полураспада) часто встречается в литературе при рассмотрении параллельных каналов распада. В подобных случаях надо всегда иметь в виду, что оно носит условный характер (позволяет сравнивать относительные вероятности λ_i разных способов распада, например α -распада и спонтанного деления трансурановых элементов, см. § 58).

В принципе условия для возможности испускания длиннопробежных α -частиц возникают у многих ядер, образующихся в результате β -переходов в возбужденные состояния. Однако обычно вероятность испускания γ -кванта настолько велика по сравнению с вероятностью испускания α -частицы из возбужденного состояния ($\lambda_{\gamma} \gg \lambda_{\alpha_{\text{дн}}}$), что обнаружить длиннопробежные α -частицы не удается.

Только для ядер $\text{ThC}'(^{212}_{84}\text{Po})$ и $\text{RaC}'(^{214}_{84}\text{Po})$ постоянная λ_{γ} всего на несколько порядков больше $\lambda_{\alpha_{\text{дн}}}$, благодаря чему длиннопробежные α -частицы этих ядер и были обнаружены. Сравнительно большая вероятность испускания этими ядрами длиннопробежных α -частиц указывает (в соответствии с законом Гейгера—Нетолла) на относительно высокую кинетическую энергию этих частиц, т. е. на большую, чем обычно, разность энергетических состояний исходного и конечного ядер. Конечными ядрами в обоих случаях являются ядра свинца с $Z=82$, что еще раз указывает на особую устойчивость ядер, содержащих 82 протона, по сравнению с соседними по заряду ядрами-изобарами.

Некоторые из перечисленных выше закономерностей α -распада можно объяснить с помощью капельной модели ядра. Напомним, что согласно формулам (3.9) и (3.15)

$$\varepsilon_{\alpha} = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A-4, Z-2) - \Delta W(^4_2\text{He}) = -E_{\alpha}. \quad (17.12)$$

Здесь каждый из членов определяется по полуэмпирической формуле (10.10), и, следовательно, ε_{α} и E_{α} выражаются через A и Z исходного ядра. Анализ этого выражения показывает, что E_{α} становится положительной при $Z > 73$, причем E_{α} и T_{α} , связанная с ней формулой (17.8), растут с увеличением Z . Отсюда видно, что одна из закономерностей α -распада, согласно которой α -радиоактивность, как правило, проявляется только у последних элементов периодической системы и кинетическая энергия α -частиц растет с увеличением Z , легко объясняется при помощи капельной модели ядра.

Разумеется, выводы из капельной модели (как и всякой другой грубой модели ядра) не могут претендовать на большую точность. В частности, из существования α -радиоактивных

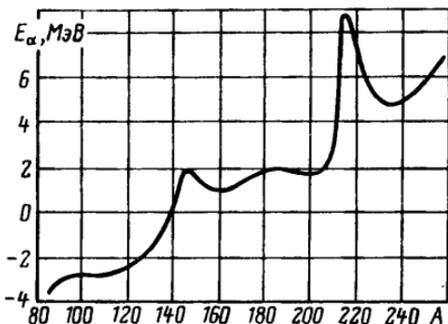


Рис. 84

ет, что $E_\alpha > 0$ для всех тяжелых ядер, начиная с редкоземельных элементов, причем кривая изменения E_α с массовым числом A имеет два максимума: при $A \approx 145$ и $A \approx 212$ (рис. 84). Первый из них соответствует дочерним ядрам, содержащим 82 нейтрона ($N=82$), а второй — 82 протона ($Z=82$). В обоих случаях соответствующие ядра отличаются особой устойчивостью (особенно малой массой), вследствие чего α -переход на них сопровождается освобождением большой энергии. Как уже упоминалось, число 82 является одним из магических чисел, происхождение и значение которых не могут быть поняты в рамках капельной модели ядра и требуют для своего объяснения другой модели — модели ядерных оболочек (см. гл. II).

Особенности кривой, изображенной на рис. 84, объясняют существование практической границы α -распада тяжелых ядер при $Z=82$, наличие α -радиоактивности среди ядер редкоземельных элементов, наличие длиннопробежных α -частиц у двух изотопов Po и существование нижней границы для возможных значений кинетической энергии α -частиц. Все эти особенности α -распада обусловлены тем, что в соответствии с законом Гейгера — Нетолла α -распад можно экспериментально обнаружить только в том случае, когда энергия α -распада достаточно велика.

Другая экспериментальная закономерность — уменьшение энергии α -частиц различных изотопов одного и того же элемента с ростом массового числа — также объясняется при помощи капельной и оболочечной моделей ядра.

Оказывается, что если с помощью формул (17.8), (10.10) и (17.12) вычислить производную $(\partial T_\alpha / \partial A)_z$, то для A и Z , соответствующих α -радиоактивным ядрам, получается $(\partial T_\alpha / \partial A)_z < 0$, и, следовательно, кинетическая энергия α -частиц разных изотопов одного и того же элемента убывает с ростом A . Отступление от этой закономерности в области $209 < A < 215$

ядер среди редкоземельных элементов ($Z \approx 60$) следует, что капельная модель дает завышенное значение теоретической границы α -распада.

Более точно границу α -распада можно установить вычислением энергии α -распада по формуле (17.7), используя точные значения масс. Расчет, сделанный для наиболее β -устойчивых изобар, показыва-

опять-таки нельзя понять с точки зрения капельной модели ядра. Это отступление проявляется в районе таких ядер, которые содержат 126 нейтронов, а число 126, так же как и число 82, обладает особыми свойствами в модели ядерных оболочек.

3. МЕХАНИЗМ α -РАСПАДА. ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД

Энергетическое рассмотрение α -распада позволило объяснить целый ряд экспериментальных закономерностей этого процесса. Непонятной осталась только природа закона Гейгера—Нетолла, который никак не следует из энергетической схемы α -распада.

Согласно энергетической схеме α -распад становится возможным в том случае, когда $\varepsilon_\alpha < 0$, т. е. когда энергия исходного ядра больше суммы энергий ядра-продукта и α -частицы. Но если это так, то почему α -распад не происходит мгновенно (т. е. за время $\tau \approx R/v$, где R —радиус ядра, а v —скорость α -частицы)? Ответ на этот вопрос был получен после опыта Резерфорда по рассеянию α -частицы $\text{ThC}' (^{212}_{84}\text{Po})$ на тяжелых α -радиоактивных ядрах и интерпретации его результатов Гамовым и независимо Герни и Кондоном.

В 1927 г. Резерфорд установил, что α -частицы ThC' , имеющие энергию $T_\alpha = 8,8$ МэВ, рассеиваются тяжелыми α -радиоактивными ядрами (испускающими α -частицы с меньшей энергией) в соответствии с законом Кулона. Никакой аномалии рассеяния, свидетельствующей о ядерном характере взаимодействия α -частиц ThC' с ядрами мишени, не наблюдалось.

Результаты опыта Резерфорда схематически изображены на рис. 85. На рис. 85, а представлена схема α -распада: по оси абсцисс отложено расстояние r между дочерним ядром и α -частицей, так что состоянию системы до α -распада соответствует $r < R$, а после распада $r \gg R$ (R —радиус ядра); по оси ординат отложена энергия системы. Как обычно, за нуль энергии выбрана сумма масс покоя дочернего ядра и α -частицы. Уровень E соответствует энергии исходного α -радиоактивного ядра, причем $E < 8,8$ МэВ (например, для урана $E \approx 4$ МэВ). α -Распад соответствует росту r и переходу системы из энергетического состояния E в нулевое состояние. Энергия E выделяется в виде кинетической энергии α -частицы и дочернего ядра.

На рис. 85, б изображена схема рассеяния α -частиц ThC' ($T_\alpha = 8,8$ МэВ). Первый этап рассеяния (сближение α -частицы с ядром) соответствует уменьшению r и росту энергии системы по закону Кулона от нулевого значения до значения E' ,

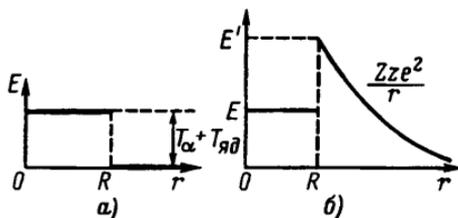


Рис. 85

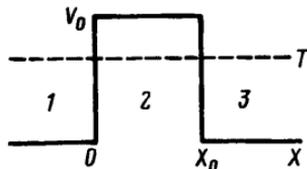


Рис. 86

которое при $r=R$ должно быть согласно опыту Резерфорда больше 8,8 МэВ. Таким образом, энергия системы при $r \approx R$ оказывается больше как начального (E), так и конечного (0) ее значений.

Кривая потенциальной энергии при $r=R$ имеет максимум, который называется кулоновским потенциальным барьером. Поэтому нет ничего удивительного в том, что α -распад происходит не мгновенно. Скорее, надо было удивляться тому, что он вообще происходит, так как преодоление положительно заряженной α -частицей с кинетической энергией 4 МэВ кулоновского барьера высотой $E' > 8,8$ МэВ запрещено в классической физике. Однако объяснение опыта Резерфорда, как показали в 1928—1929 гг. Гамов и Герни и Кондон, заключается именно в этом неправдоподобном с точки зрения классической физики эффекте преодоления потенциального барьера. Оказывается, что в мире микрочастиц (электронов, нуклонов, α -частиц), движение которых описывается не классической, а квантовой механикой, возможен процесс так называемого туннельного перехода или прохождения частицы через потенциальный барьер.

Соответствующая задача формулируется в квантовой механике следующим образом. Рассмотрим одномерный прямоугольный потенциальный барьер следующего вида (рис. 86).

Из рисунка видно, что потенциал V принимает следующие значения:

$$V = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \text{ и } x > x_0; \\ V_0 & \text{при } 0 \leq x \leq x_0. \end{cases}$$

Пусть частица массы m движется слева направо, имея кинетическую энергию $T < V_0$. Спрашивается, какова вероятность того, что частица проникнет через потенциальный барьер V_0 ?

Как известно, движение микрочастиц в квантовой механике описывается волновой функцией ψ , квадрат модуля которой

характеризует плотность вероятности найти частицу в данном месте. Волновая функция ψ является решением уравнения Шредингера

$$\Delta\psi + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0. \quad (17.13)$$

Здесь ψ — волновая функция координат (x, y, z) ; E — полная энергия и V — потенциальная энергия частицы. Для одномерного случая уравнение упрощается:

$$\partial^2\psi/\partial x^2 + (2m/\hbar^2)(E - V)\psi = 0.$$

Решение этого уравнения для областей 1 и 3 рис. 86 имеет осцилляторный характер:

$$\psi_1(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx); \quad (17.14)$$

$$\psi_3(x) = a \exp(ikx) + b \exp(-ikx),$$

где $k = \pm \sqrt{2mE}/\hbar$; коэффициент A может быть без потери общности выбран равным единице.

Для области 2 решение имеет экспоненциальный характер

$$\psi_2(x) = \alpha \exp(kx) + \beta \exp(-kx), \quad (17.15)$$

где $k = \pm \sqrt{2m(V - E)}/\hbar$, причем $\alpha \ll \beta$ (рис. 87).

Коэффициент прозрачности D барьера или доля частиц, прошедших через барьер из области 1 в область 3, равен отношению потоков на границах барьера:

$$D = \frac{v_3 |\psi_2(x_0)|^2}{v_1 |\psi_1^A(0)|^2} = |\psi_2(x_0)|^2, \quad (17.16)$$

так как $v_1 = v_3$ (энергии падающих и прошедших частиц одинаковы), а $|\psi_1^A(0)|^2 = A = 1$.

Отсюда следует

$$D = |\psi_2(x_0)|^2 \sim \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V - E)}x_0\right]. \quad (17.17)$$

Полученный результат легко обобщается на барьер произвольной формы (рис. 88), который можно разбить на ряд прямоугольных барьеров. Суммируя действие этих элементарных барьеров, получаем

$$D = \exp\left[-(2/\hbar) \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V - E)} dx\right]. \quad (17.18)$$

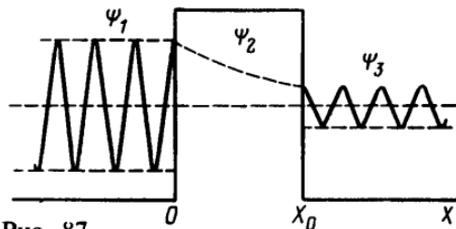


Рис. 87

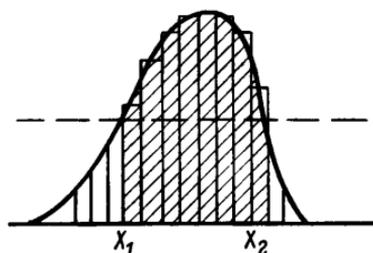


Рис. 88

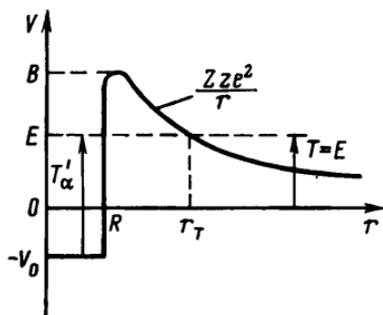


Рис. 89

Для трехмерного случая коэффициент прозрачности

$$D = \exp \left[- (2/\hbar) \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V-E)} dr \right]. \quad (17.19)$$

Рассмотрим для примера простейший случай кулоновского потенциала $V_{\text{кул}} = 2Ze^2/r$, действующего между α -частицами ($Z=2$) и ядром с зарядом Z при α -распаде (рис. 89). В этом случае выражение (17.19) примет следующий вид:

$$D = \exp \left[- \frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2m_\alpha \left(\frac{2Ze^2}{r} - E \right)} dr \right]. \quad (17.20)$$

Здесь $E=T$ — кинетическая энергия α -частицы (в с.ц.и.); R — радиус ядра; r_T — точка поворота, которую можно найти из условия $V_{\text{кул}}(r_T) = T$; m_α — масса α -частицы. [Строго говоря, под знаком корня должна стоять приведенная масса $\mu = m_\alpha M / (m_\alpha + M)$, где M — масса ядра, однако в случае α -распада $m_\alpha \ll M$ и $\mu \approx m_\alpha$.]

Полезно отметить, что кривая потенциальной энергии на рис. 89 в области $r < R$ идет ниже, а в области $R < r < r_T$ — выше уровня полной энергии E , так что кинетическая энергия α -частицы внутри ядра больше, чем вне его: $T'_\alpha > T = E$.

Вычисление интеграла в формуле (17.20) приводит к следующему выражению для коэффициента прозрачности:

$$D = \exp(-2g\gamma), \quad (17.21)$$

где $g = R/\lambda_B$; $\gamma = \sqrt{B/T} \arccos \sqrt{T/B} - \sqrt{1 - T/B}$; $B = V_{\text{кул}}(R) = 2Ze^2/R$ — высота кулоновского барьера; $\lambda_B = \hbar/p_B = \hbar/\sqrt{2m_\alpha B}$ — волна де Бройля, соответствующая кинетической энергии α -частицы, равной высоте барьера ($T=B$).

Высоту кулоновского барьера B_α (в МэВ) для α -частиц легко оценить по простой формуле

$$B_\alpha = 2Ze^2/R = \frac{2Z(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx \frac{2Z}{A^{1/3}}, \quad (17.22)$$

которая дает для легких ядер 5—10 МэВ, а для тяжелых 30 МэВ.

Значение λ_T для α -частиц с кинетической энергией T определяется по формуле

$$\lambda_T = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_\alpha T}} \approx \frac{10^{-27}}{\sqrt{8 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} T}} \approx \frac{2,25 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}}, \quad (17.23)$$

где T — в МэВ.

Значение функции γ обычно берут из графика (рис. 90).

4. РОЛЬ ЦЕНТРОБЕЖНОГО БАРЬЕРА

Выше рассмотрен простейший случай потенциального барьера — взаимодействие заряженных частиц с орбитальным моментом $l=0$. В более общем случае α -частица может вылетать из ядра с $l \neq 0$.

Это следует из того, что параметр удара ρ для вылетающих из ядра α -частиц должен быть не больше радиуса ядра: $\rho \leq R$ (рис. 91). Но согласно квантовой механике

$$|l| = p\rho = \hbar \sqrt{l(l+1)}; \quad \rho = (\hbar/p) \sqrt{l(l+1)} = \lambda \sqrt{l(l+1)}. \quad (17.24)$$

Отсюда $\lambda \sqrt{l(l+1)} \leq R$ или $l \leq R/\lambda$. Используя формулу $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см для тяжелого ядра, получим $R \approx 10^{-12}$ см. Для вычисления λ воспользуемся формулой (17.23), которая для α -частиц естественных радиоактивных элементов, имеющих энергию α -распада в интервале 4—9 МэВ, дает практически одинаковые значения λ . Если кинетическую энергию α -частицы взять равной ее среднему значению для радиоактивных ядер $T_\alpha = 6$ МэВ, то получим $\lambda \approx 10^{-13}$ см. Отсюда $l \leq 10$.

Возможные значения l определяются правилами отбора (17.5) по моменту количества движения и четности, которые вытекают из соответствующих законов сохранения.

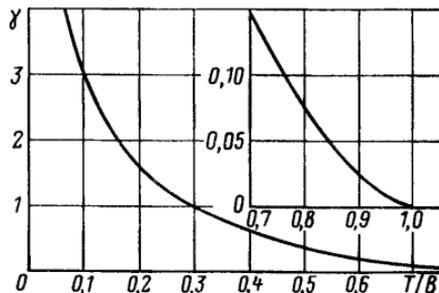


Рис. 90

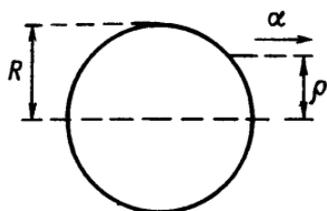


Рис. 91

Если правила отбора допускают $l \neq 0$, то кроме кулоновского потенциала надо учесть также центробежный потенциал:

$$V_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2, \quad (17.25)$$

где m — масса частицы; r — радиус движения (он же параметр удара).

Формулу (17.25) легко получить из классического выражения для центробежной силы

$$\frac{\partial V_{\text{ц}}}{\partial r} = \frac{mv^2}{r} = \frac{m^2 v^2 r^2}{mr^3} = \frac{|l|^2}{mr^3}, \quad (17.26)$$

если учесть, что согласно квантовой механике $|l|^2 = \hbar^2 l(l+1)$.

Значение $V_{\text{ц}}$ при $r=R$ называется высотой центробежного барьера $B_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1) / 2mR^2$. Легко видеть, что классическое условие $\rho \leq R$ (из которого получается набор возможных значений l : $l \leq R/\lambda$) эквивалентно условию $T \geq B_{\text{ц}}$. Другими словами, центробежный барьер не препятствует вылету α -частиц с $l \leq R/\lambda$ (надбарьерный эффект). Наоборот, случаю $\rho > R$ ($l > R/\lambda$) соответствует условие $T < B_{\text{ц}}$, когда центробежный барьер затрудняет вылет α -частиц с $l > R/\lambda$ (подбарьерный эффект).

Важно отметить, что существование центробежного барьера связано не с зарядом, а с характером движения частицы, с наличием у нее отличного от нуля орбитального момента. Поэтому центробежный барьер надо учитывать также и при взаимодействии нейтральных частиц (например, нейтронов) с ядрами.

Таким образом, в общем случае α -распада, когда $l \neq 0$, потенциал взаимодействия α -частицы с ядром

$$V = V_{\text{кул}} + V_{\text{ц}} = Zze^2/r + \hbar^2 l(l+1) / 2mr^2 \quad (17.27)$$

(рис. 92), и в формулу для D в качестве V входит $V_{\text{кул}} + V_{\text{ц}}$:

$$D_{l \neq 0} = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m(V_{\text{кул}} + V_{\text{ц}} - T)} dr \right]. \quad (17.28)$$

Это приводит к возрастанию интеграла и уменьшению коэффициента прозрачности D : $D_{l \neq 0} < D_{l=0}$.

Однако эффект центробежного барьера не может быть большим. Во-первых, как было показано, орбитальный момент l α -частиц, испускаемых ядром, сравнительно невелик: $l \leq R/\lambda \approx 10$.

Во-вторых, значение центробежного барьера, который в наивысшей его точке (при $r=R$) можно оценить по формуле

$$B_u = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_\alpha R^2} \approx \frac{2,5l(l+1)}{A^{2/3}} \quad (17.29)$$

(здесь B_u — в МэВ), даже при максимальном значении $l=10$ получается не более 7 МэВ. Если учесть к тому же, что центробежный потенциал гораздо быстрее убывает с расстоянием r , чем кулоновский, то становится ясно, что отличие $D_{l \neq 0}$ от $D_{l=0}$ не может быть слишком большим (сохраняется порядок величины).

Для приближенных оценок $D_{l \neq 0}$ при $l \leq 6$ можно пользоваться формулой

$$D_{l \neq 0} = D_{l=0} \exp[-2,027l(l+1)Z^{-1/2}A^{-1/6}].$$

Согласно этой формуле вероятность испускания тяжелым ядром α -частицы с $l=5$ всего в 13 раз (а с $l=4$ только в 5,5 раза) меньше вероятности испускания α -частицы с $l=0$. Таким образом, в α -спектрах должны со сравнимой интенсивностью наблюдаться α -частицы с разными l . Опыт подтверждает это заключение.

Верно и обратное утверждение. Взаимодействие α -частиц (и других заряженных частиц) с ядрами протекает со сравнимыми вероятностями как при $l=0$, так и при $l \neq 0$ вплоть до некоторого значения $l_{\text{крит}}$ (подробнее см. § 35, п. 2). В этом смысле роль центробежного барьера при взаимодействии нейтральных частиц с ядрами сказывается гораздо сильнее. Медленные нейтроны из-за центробежного барьера могут взаимодействовать с ядрами практически только при $l=0$.

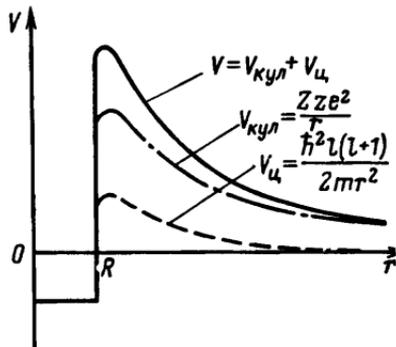


Рис. 92

слишком большим

5. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ α -РАСПАДА

Полученный выше коэффициент прозрачности D имеет физический смысл вероятности того, что α -частица, находящаяся внутри ядра вблизи от его поверхности, пройдет через потенциальный барьер и окажется вне ядра. Чтобы получить экспериментально измеримую постоянную распада λ , надо дополнительно учесть вероятность P формирования α -частицы из протонов и нейтронов ядра и частоту ν соударений α -частицы со стенками ядра:

$$\lambda = P\nu D. \quad (17.30)$$

Вычисление P сводится к определению одного из коэффициентов a_j выражения

$$\Psi_{\text{яд}} = \sum_i a_i \Phi_i, \quad (17.31)$$

где $\Psi_{\text{яд}}$ — волновая функция ядра, а Φ_i — волновые функции определенных нуклонных конфигураций. Конкретно $P = |a_\alpha|^2$, где a_α — коэффициент, стоящий при волновой функции Φ_α , описывающей α -частичную конфигурацию из двух протонов и двух нейтронов.

Оценка P — сложная и пока не решенная задача ядерной динамики. Из сравнения с опытом (см. ниже) установлено, что четно-четные ядра в основном и слабо возбужденном состоянии имеют одинаковое значение P , которое можно принять равным единице.

Частота соударений ν равна обратной величине от времени $\tau = 2R/v$, затрачиваемого α -частицей на пересечение ядра:

$$\nu = 1/\tau = v/2R, \quad (17.32)$$

где v — скорость α -частицы; R — радиус ядра.

Величину $k = P\nu$ часто называют предэкспоненциальным множителем. В приведенном выше наиболее простом толковании предэкспоненциальный множитель

$$k = \nu = v/2R. \quad (17.33)$$

В другой оценке, сделанной Л. Д. Ландау, предэкспоненциальный множитель k приравнивается частоте осциллятора, расстояние между уровнями для которого равно среднему расстоянию δ между рассматриваемыми уровнями ядра. В этом случае предэкспоненциальный множитель

$$k = \delta/2\pi\hbar. \quad (17.34)$$

Обе оценки приводят к числовому множителю $k \approx 10^{20}$.

Таким образом, с учетом предэкспоненциального множителя вероятность α -распада

$$\lambda = k \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_\tau} \sqrt{2m(V-T)} dr \right] = k \exp [\varphi(T)]. \quad (17.35)$$

Отсюда

$$\ln \lambda = \ln k + \varphi(T). \quad (17.36)$$

При помощи простых преобразований (17.36) можно привести к более удобному для экспериментальной проверки виду

$$\lg \lambda = A \sqrt{T_\alpha} + B, \quad (17.37)$$

где A и B — константы, мало изменяющиеся с зарядом ядра Z . Из соотношения (17.37) видно, что малому изменению кинетической энергии T соответствует очень сильное изменение λ . Анализ показывает, что для тех значений T_α , которые встречаются у α -частиц естественных радиоактивных элементов, соотношение (17.37) сходно с законом Гейгера — Нетолла: $\lg \lambda = A \lg T_\alpha + B$.

Слабая зависимость T_α от λ объясняет существование нижней границы для кинетической энергии α -частиц. Изменение T_α всего на 10% меняет постоянную α -распада примерно в 10^3 раз. Для $T_\alpha < 2$ МэВ период полураспада становится настолько большим, что обнаружить α -активность практически невозможно. Этим же объясняется практическое отсутствие α -радиоактивных ядер с $Z < 82$, когда $\Delta E_\alpha \approx 2$ МэВ (см. рис. 84).

Теория α -распада связывает между собой не только постоянную распада λ и кинетическую энергию T_α , но также еще и заряд Z , и радиус R ядра. Все эти константы достаточно хорошо известны для очень большого количества α -радиоактивных ядер, число которых существенно увеличилось в последние годы за счет большого количества искусственно полученных ядер. Поэтому в настоящее время теорию α -распада можно проверить более точно, чем это позволяет сделать закон Гейгера — Нетолла.

Прежде всего, воспользовавшись формулой (17.35), можно оценить радиус α -радиоактивных ядер. Действительно, из формулы (17.35) видно, что величина R чрезвычайно слабо изменяется при изменении λ , благодаря чему оценка радиуса R по значению λ может быть выполнена достаточно точно*. Вычисления, сделанные для большого количества α -радиоактивных ядер, привели к следующей формуле для определения радиуса (в см) α -радиоактивных ядер:

$$R = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13} A^{1/3}.$$

Это значение радиуса ядер больше, чем получается при других методах его определения. Объясняется это тем, что большинство α -радиоактивных ядер, как показывает измерение квадрупольных моментов (см. § 7), не являются сферически-симметричными, как это предполагалось в теории α -распада, а имеют эллипсоидальную форму с отношением большой и малой полуосей эллипсоида, доходящим до 1,3. Так как

* По той же самой причине формула (17.35) не может быть использована для обратной операции — оценки λ по R .

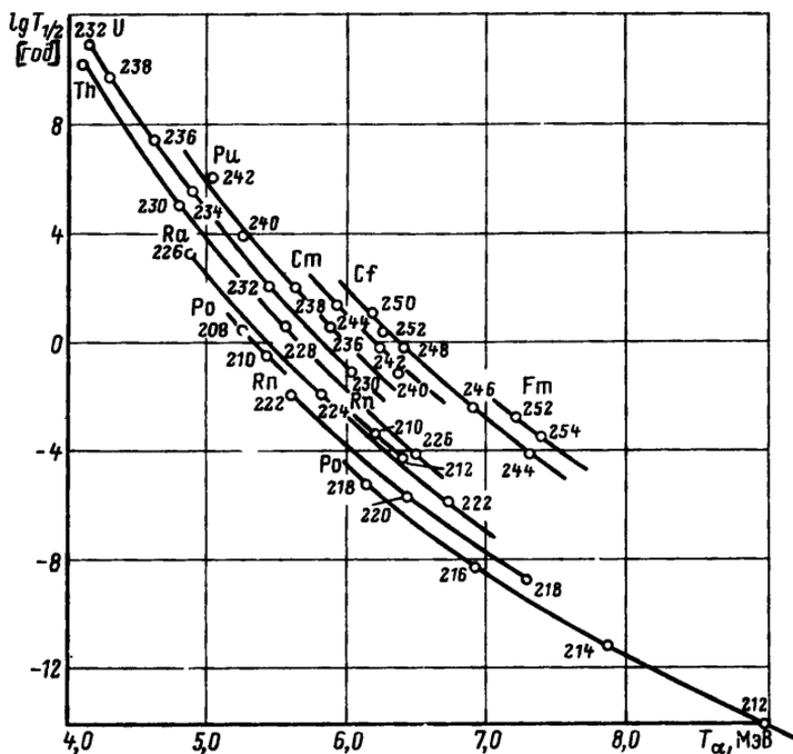


Рис. 93

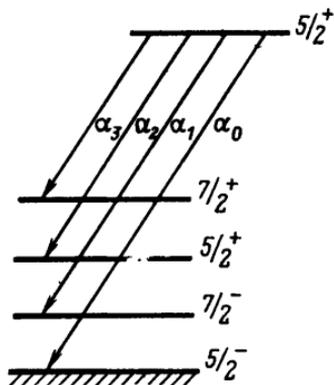
прозрачность барьера несферического ядра различна в разных его местах и особенно велика у «концов» ядра, то оценки радиуса ядер из α -распада дают завышенные значения.

Если воспользоваться найденной зависимостью массового числа A от радиуса R , то теория α -распада может быть проверена сопоставлением λ , Z и T_{α} . На рис. 93 теоретические кривые сопоставляются с экспериментальными точками для α -переходов между основными состояниями четно-четных ядер. Из рисунков видно хорошее соответствие теоретических кривых и экспериментальных точек. α -Переходы такого вида называются разрешенными. Если аналогичные кривые построить для других ядер или других α -переходов в четно-четных ядрах, то экспериментальное значение постоянной распада оказывается на несколько порядков меньше теоретического. Такие α -переходы в отличие от разрешенных называются запрещенными, а отношение экспериментального периода полураспада к теоретическому — коэффициентом запрета:

$$F = T_{\text{эсп}} / T_{\text{теор}}$$

Таблица 13

Группы частиц	P_n/P_t	l_n	$\omega, \%$
α_0	-1	1, 3, 5	0,4
α_1	-1	1, 3, 5	0,2
α_2	+1	0, 2, 4	85
α_3	+1	2, 4, 6	13



←

Рис. 94

(Обращаем внимание на условность термина «запрещенные переходы». На самом деле обсуждаемые здесь «запрещенные» α -переходы разрешены всеми законами сохранения, см. п. 6.)

Коэффициент запрета F для нечетно-четных и четно-нечетных ядер в среднем равен 10^2 , для нечетно-нечетных 10^3 . «Запрещенные» переходы могут оказаться и среди α -переходов одного и того же ядра. В этом случае наличие «запрещенных» α -переходов приводит к нарушению закона монотонного роста постоянной распада с энергией α -частиц, которое выражается в том, что в спектре тонкой структуры α -частицам с максимальной энергией не соответствует наибольшая интенсивность.

Для примера на рис. 94 дана схема α -переходов ядра $^{241}_{95}\text{Am}$. Из схемы и табл. 13 видно, что все эти α -переходы разрешены по спину, четности и изоспину, так что относительная вероятность α -переходов, казалось бы, должна монотонно убывать с ростом индекса, стоящего у α -частиц. На самом деле с наибольшей вероятностью испускаются α -частицы, имеющие наименьшую энергию, а α -переходы с большей энергией «запрещены».

Вероятность α -распада может быть существенно меньше теоретической по разным причинам. Одной из этих причин является то, что в элементарной теории не рассматривалась вероятность образования α -частицы, предполагалось, что α -частица существует в ядре в готовом виде. Однако если считать, что α -частица образуется в ядре в момент α -распада, то вероятность ее образования должна быть разной для различных ядер. Так, например, в соответствии с моделью ядерных оболочек (см. § 12) вероятность образования α -частиц в ядрах с нечетным числом нуклонов должна быть меньше, чем в ядрах с четным числом нуклонов.

Аналогичным образом можно объяснить немонотонный ход вероятности α -переходов в приведенном выше примере с ядром ${}_{83}^{241}\text{Am}$. По-видимому, «запрет» для α_0 - и α_1 -переходов связан с тем, что они сопровождаются более серьезной перестройкой ядра (изменение четности), чем α_2 - и α_3 -переходы.

Другая возможная причина уменьшения вероятности α -распада по сравнению с теоретической связана с тем, что в элементарной теории α -распада не учитывается роль момента, уносимого α -частицей. Трудность здесь заключается в том, что наблюдающиеся на опыте высокие коэффициенты запрета F нельзя объяснить одним только увеличением барьера из-за появления центробежного потенциала (роль которого, как было показано, мала), а надо рассматривать гораздо более сложные явления. К числу таких явлений относится, например, влияние поля излучения дочернего ядра на улетающую α -частицу. Здесь связь вероятности α -распада со значением уносимого α -частицей орбитального момента l должна проявляться потому, что различным l соответствует образование дочернего ядра в различных состояниях, переходы с которых отличаются характером испускаемого излучения.

Уточнение теории α -распада ведется и в других направлениях. Проводится, например, учет влияния на вероятность α -распада электронной оболочки α -радиоактивного ядра (снижение барьера) и др. По всем перечисленным направлениям имеются определенные успехи, однако работа по созданию уточненной теории α -распада пока еще далека от завершения.

6. α -ПЕРЕХОДЫ, ЗАПРЕЩЕННЫЕ ПО ЧЕТНОСТИ

Если спин и четность начального и конечного ядер не удовлетворяют соотношениям (17.5), то соответствующий α -переход запрещен законом сохранения четности, и в обычных условиях его наблюдать невозможно. Однако, как отмечено в § 6, запрет, накладываемый законом сохранения четности, не является абсолютным, хотя и приводит к очень сильному уменьшению вероятности соответствующего процесса. Легко убедиться, что в случае α -распада это уменьшение должно быть около $F^2 \approx 10^{-14}$.

Действительно, согласно (6.10) волновую функцию любого энергетического состояния ядра можно записать в виде

$$\Psi = \Psi_{\text{рег}} + F\Psi_{\text{нерег}},$$

где $F \approx 10^{-7}$, а $\Psi_{\text{рег}}$ и $\Psi_{\text{нерег}}$ имеют разные четности. Если α -переход с данного уровня запрещен, то это означает, что

$\psi_{\text{рег}}$ не удовлетворяет закону сохранения четности. Но тогда этому закону должна удовлетворять $\psi_{\text{нерег}}$ и, следовательно, с вероятностью

$$|F\psi_{\text{нерег}}|^2 \sim F^2 \approx 10^{-14}$$

α -переход с запрещенного уровня является разрешенным.

Конечно, заметить столь маловероятный α -распад на фоне разрешенных α -переходов с близкими энергиями можно только при выполнении специальных условий (предыстория возникновения уровней, благоприятные соотношения для вероятностей конкурирующих процессов и т. п.). В качестве примера рассмотрим α -распад ^{16}O .

На рис. 95 изображена схема α -, β - и γ -переходов для ядер ^{16}N и ^{16}O . Энергия отделения α -частицы от ядра ^{16}O $\epsilon_{\alpha} = 7,16$ МэВ. Поэтому энергетически возможны α -переходы с уровней 11,5 МэВ (2^+), 9,85 МэВ (2^+), 9,61 МэВ (1^-) и 8,87 МэВ (2^-). α -Переходы с трех первых уровней разрешены законами сохранения момента и четности и дают α -частицы с энергиями, равными соответственно 3,25; 2,01 и 1,83 МэВ. Оценка прозрачности барьера для этих α -переходов приводит к $\Gamma_{\alpha \text{ разр}} \approx 10^4$ эВ, т. е. $\tau_{\alpha \text{ разр}} \approx 10^{-19}$ с. Это время настолько мало, что α -распад идет вне конкуренции с γ -переходами ($\Gamma_{\alpha} > \Gamma_{\gamma}$).

α -Переход с уровня 8,87 МэВ (2^-) запрещен по четности, однако все-таки происходит за счет примеси в это энергетическое состояние, вносимой близко расположенными уровнями с тем же моментом, но противоположной четности (2^+). Этот вклад и определяет $F_i\psi_{\text{нерег}}$ (8,87 МэВ). Амплитуда примеси F_i вычисляется методами теории возмущений для каждого i -го уровня 2^+ по формуле

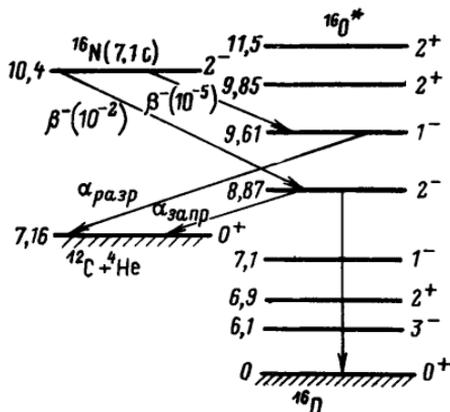


Рис. 95

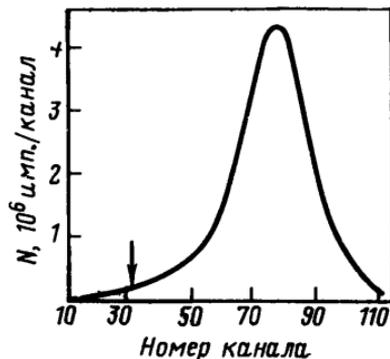


Рис. 96

$$F_i = \frac{\langle i, 2^+ | V_{\text{чет-несохр}} | 8,87, 2^- \rangle}{E_i - 8,87}. \quad (17.38)$$

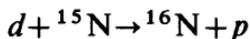
Оценка вероятности запрещенного α -перехода, сделанная с учетом полученных значений F_i , приводит к $\Gamma_{\alpha \text{ запр}} \approx 10^{-10}$ эВ или $\tau_{\alpha \text{ запр}} \approx 10^{-5}$ с. Таким образом, действительно $\tau_{\alpha \text{ разр}} / \tau_{\alpha \text{ запр}} = 10^{-19} / 10^{-5} = 10^{-14}$, что на первый взгляд кажется совершенно безнадежным с точки зрения возможности экспериментального обнаружения запрещенных α -переходов.

На самом деле все обстоит гораздо благополучнее, потому что уровни 9,61 и 8,87 МэВ образуются в результате предшествующего β -распада ядра ^{16}N ($T_{1/2} = 7,1$ с), причем β -переход на уровень 8,87 МэВ идет с парциальной вероятностью 10^{-2} , а на уровень 9,61 МэВ — 10^{-5} . Таким образом, упомянутые уровни ядра ^{16}O возникают в среднем через τ_{β} (8,87) = $7 \cdot 10^2$ с и τ_{β} (9,61) = $7 \cdot 10^5$ с соответственно. Поскольку оба эти значения τ_{β} много больше как $\tau_{\alpha \text{ разр}}$, так и $\tau_{\alpha \text{ запр}}$, то они и определяют относительную частоту испускания α -частиц (запаздывающие α -частицы). При этом получается, что запрещенные α -частицы вроде бы должны испускаться даже в 10^3 раз чаще, чем разрешенные. Но, конечно, это неверно, так как в проведенном рассуждении не учтено еще одно обстоятельство — конкурирующие γ -переходы, которые весьма существенны для уровня 8,87 МэВ (из-за сравнительно большого $\tau_{\alpha \text{ запр}} \approx 10^{-5}$ с). Оказывается, $\Gamma_{\alpha \text{ запр}} / \sum \Gamma_{\gamma} = 10^{-10} / (3 \cdot 10^{-3}) \approx 3 \cdot 10^{-8}$, так что окончательно для отношения числа разрешенных и запрещенных α -частиц имеем

$$N_{\alpha \text{ разр}} / N_{\alpha \text{ запр}} = 10^{-3} / (3 \cdot 10^{-8}) \approx 3 \cdot 10^4.$$

Это тоже очень много, но если учесть, что центр тяжести энергетического спектра разрешенных α -частиц (рис. 96) значительно сдвинут относительно запрещенной α -линии (стрелка на том же рисунке), то отношение в области запрещенной α -линии оказывается равным $(1-2) \cdot 10^2$. Другими словами, фон превышает эффект «всего» в 100—200 раз. Измерить столь малый эффект очень трудно, но можно.

Опыт был поставлен следующим образом*. В качестве мишени использовался газообразный ^{15}N под давлением 1 атм $\approx 10^5$ Па, который облучался дейтронами с энергией 3 МэВ. В результате реакции



* Hättig H., Hünchen K., Wäffler H. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25, № 14. P. 941—943.

возникал газообразный ^{16}N , который выпускался из мишени через тонкие капилляры в маленькую (около 2 см^3) камеру — детектор низкого (7 мм рт. ст. $\approx 930\text{ Па}$) давления. α -Частицы выходили из камеры через тонкие окошки и попадали в детектор. Импульсы с детектора после предварительного усиления подавались на вход 4×128 -канального анализатора. Энергия α -частиц определялась с погрешностью $\pm 10\text{ кэВ}$.

Общий вид спектра α -частиц показан на упомянутом выше рис. 96, где по горизонтальной оси отложен номер канала, а по вертикальной — число отсчетов на один канал. Общее количество зарегистрированных частиц составляет $1,3 \cdot 10^8$. Стрелкой показана область (канал № 32), куда должны попадать запрещенные α -частицы. В этой области число отсчетов на канал составляет около $1,5 \cdot 10^5$.

Чтобы выделить на этом фоне небольшой (примерно 10^3 отсчетов на канал) эффект, была построена экспоненциальная аппроксимация экспериментальной кривой для всех каналов в интервале номеров от 13 до 53, за исключением номеров 30—34 (рис. 97), на которую затем были нанесены все экспериментальные точки (включая полученные в каналах № 30—34). Из рисунка видно, что эти последние пять точек несколько возвышаются над аппроксимационной кривой.

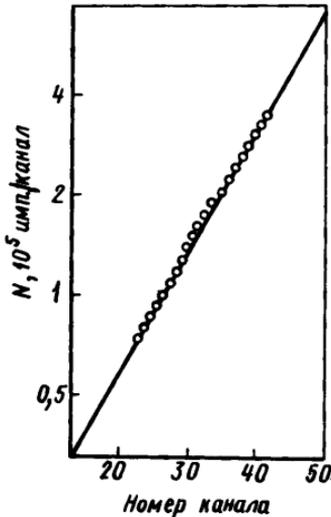


Рис. 97

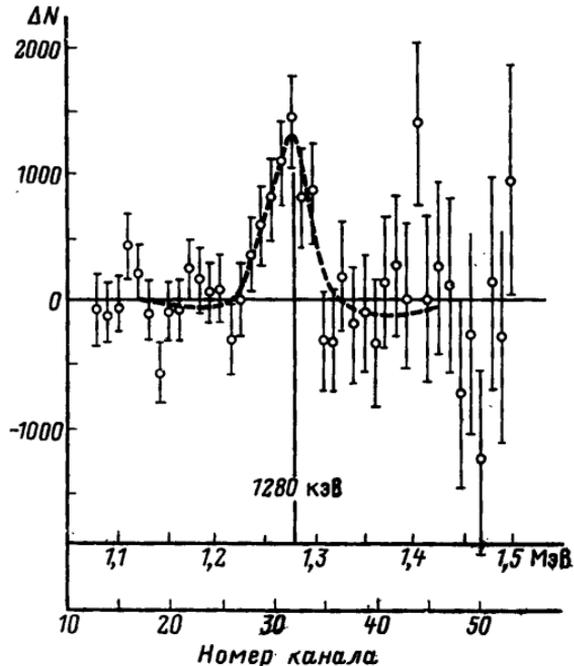


Рис. 98

Разность ΔN между экспериментальными значениями чисел отсчета и аппроксимационной кривой приведена на рис. 98. На этом рисунке надежно выделяется вклад в энергетический спектр от запрещенных α -частиц на всех пяти каналах с номерами от 30 до 34 (и даже на двух соседних каналах с номерами 28, 29). Таким образом, существование α -переходов, запрещенных по четности, можно считать экспериментально доказанным.

Результаты эксперимента позволили оценить $\Gamma_{\alpha \text{ запр}}^{\text{экс}}$ (8,87) по следующей очевидной формуле:

$$\frac{N_{\alpha}(8,87)}{N_{\alpha}(9,61)} = \frac{Y_{\beta}(8,87) \Gamma_{\alpha}(8,87) [\Gamma_{\alpha}(9,61) + \sum \Gamma_{\gamma}(9,61)]}{Y_{\beta}(9,61) [\Gamma_{\alpha}(8,87) + \sum \Gamma_{\gamma}(8,87)] \Gamma_{\alpha}(9,61)},$$

где $N_{\alpha}(8,87)$ и $N_{\alpha}(9,61)$ — числа зарегистрированных α -частиц, испущенных соответственно с уровня 8,87 и 9,61 МэВ; $Y_{\beta}(8,87)/Y_{\beta}(9,61)$ — отношение выходов β -частиц в переходах на уровни 8,87 и 9,61 МэВ; $\sum \Gamma_{\gamma}(8,87)$ и $\sum \Gamma_{\gamma}(9,61)$ — полные радиационные ширины для уровней 8,87 и 9,61 МэВ соответственно. Если учесть, что $\Gamma_{\alpha}(8,87) \ll \sum \Gamma_{\gamma}(8,87)$ и $\Gamma_{\alpha}(9,61) \gg \sum \Gamma_{\gamma}(9,61)$, то окончательно получим

$$\Gamma_{\alpha}(8,87) = \frac{N_{\alpha}(8,87) Y_{\beta}(9,61)}{N_{\alpha}(9,61) Y_{\beta}(8,87)} \sum \Gamma_{\gamma}(8,87). \quad (17.39)$$

Подставляя в формулу (17.39) полученные из эксперимента значения $N_{\alpha}(8,87) = 7100 \pm 1800$; $N_{\alpha}(9,61) = 1,3 \cdot 10^8$ и известные из других экспериментов $Y_{\beta}(8,87) = (1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$; $Y_{\beta}(9,61) = (1,19 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$ и $\sum \Gamma_{\gamma}(8,87) = (2,7 \pm 0,5)$ МэВ, находим $\Gamma_{\alpha \text{ запр}}^{\text{экс}} = (1,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}$ эВ. Это значение хорошо согласуется с $\Gamma_{\alpha \text{ запр}}^{\text{теор}}$.

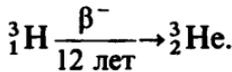
§ 18. β -Распад

1. ТРИ ВИДА β -РАСПАДА. СВОЙСТВА β -РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

β -Распадом называется процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на $\Delta Z = \pm 1$, в результате испускания электрона (позитрона) или захвата электрона. Период полураспада β -радиоактивных ядер изменяется от 10^{-2} с до 10^{16} лет. Энергия β -распада заключена в пределах от 2,64 кэВ (для ^{187}Re) до 16,6 МэВ (для $^{12}_7\text{N}$).

Известны три вида β -распада: β^- , β^+ -распад и e -захват (K -захват).

Простейшим примером электронного β -распада является (если не считать β -распад нейтрона) β^- -распад трития:



Этот процесс схематически изображен на рис. 99, а. В конечном итоге β^- -распад трития сводится к превращению одного нейтрона в протон или, согласно современным кварковым представлениям, к превращению одного d -кварка в u -кварк (см. § 124).

Энергетическое условие возможности β^- -распада ядра с массовым числом A и зарядом Z записывается так:

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e. \quad (18.1)$$

Масса исходного (β^- -радиоактивного) ядра должна быть больше суммы конечного ядра и электрона. Это условие можно выразить через массы атомов, если к левой и правой частям неравенства (18.1) прибавить по Zm_e :

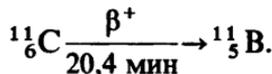
$$M_{\text{ат}}(A, Z) > M_{\text{ат}}(A, Z+1). \quad (18.2)$$

Энергия, выделяющаяся при β^- -распаде*,

$$E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z+1)] c^2. \quad (18.3)$$

Для рассмотренного примера $E_{\beta^-} = 0,018$ МэВ.

Примером позитронного β -распада является распад ядра ${}^{11}_6\text{C}$, сопровождающийся испусканием положительного электрона — позитрона**:



В этом случае β^+ -распад ядра ${}^{11}_6\text{C}$ сводится как бы к превращению одного протона в нейтрон (рис. 99, б) или одного из u -кварков в d -кварк. Разумеется, это превращение надо понимать условно, так как масса протона меньше массы нейтрона, вследствие чего позитронный распад свободного протона невозможен. Однако для протона, связанного в ядре,

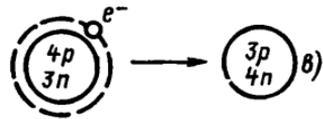
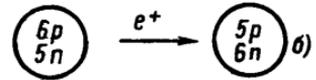
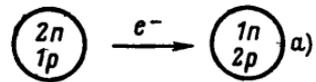


Рис. 99

* Это и аналогичные ему равенства справедливы с точностью до энергии связи электронов в атомах.

** Об открытии и свойствах позитронов см. § 100.

подобное превращение возможно, так как недостающая энергия восполняется ядром.

Энергетическое условие β^+ -распада записывается по аналогии с условием β^- -распада:

$$M(A, Z+1) > M(A, Z) + m_e. \quad (18.4)$$

Если, прибавив к обеим частям неравенства по $(Z+1)m_e$, перейти от масс ядер к массам атомов, то неравенство приобретет следующий вид:

$$M_{\text{ат}}(A, Z+1) > M_{\text{ат}}(A, Z) + 2m_e. \quad (18.5)$$

Энергия, выделяющаяся при β^+ -распаде,

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z-1) - 2m_e] c^2. \quad (18.6)$$

Для β^+ -распада ядра $^{11}_6\text{C}$ она составляет $E_{\beta^+} \approx 1$ МэВ.

Третий вид β -радиоактивности — электронный захват (e -захват) — заключается в захвате ядром электрона из электронной оболочки собственного атома. Природа e -захвата была раскрыта при изучении сопровождающего его рентгеновского излучения. Оказалось, что оно соответствует переходу электронов на освободившееся место в электронной оболочке образующегося после e -захвата атома $(A, Z-1)$. e -Захват имеет существенное значение для тяжелых ядер, у которых K -оболочка расположена близко к ядру. Наряду с захватом электрона из K -оболочки (K -захват) наблюдается также захват электрона из L -оболочки (L -захват), из M -оболочки (M -захват) и т. д. Кроме характеристического рентгеновского излучения e -захват сопровождается испусканием электронов Оже.

Своеобразный характер процесса e -захвата (не испускание, а захват электрона ядром) приводит к тому, что в случае e -захвата постоянная радиоактивного распада λ несколько зависит от внешних условий. Это связано с тем, что вероятность e -захвата пропорциональна плотности электронов в ядре (т. е. величине $|\psi_e|^2$ в центре ядра), которая зависит от химической связи.

Примером легкого K -радиоактивного ядра является ядро ^7_4Be , захватывающее K -электрон и превращающееся в ядро ^7_3Li :

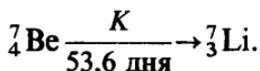


Схема e -захвата ^7_4Be изображена на рис. 99, в.

Энергетическое условие возможности K -захвата записывается следующим образом:

$$M(A, Z) < M(A, Z+1) + m_e, \quad (18.7)$$

а после прибавления к левой и правой частям по Z масс электронов

$$M_{\text{ат}}(A, Z) < M_{\text{ат}}(A, Z+1). \quad (18.8)$$

Энергия, выделяющаяся при K -захвате,

$$E_K = [M_{\text{ат}}(A, Z+1) - M_{\text{ат}}(A, Z)] c^2. \quad (18.9)$$

Для рассмотренного примера $E_K = 0,864$ МэВ.

Сопоставляя между собой неравенства (18.2), (18.5) и (18.8), можно прийти к следующим выводам:

1. Так как в случае $M_{\text{ат}}(A, Z) > M_{\text{ат}}(A, Z+1)$ ядро (A, Z) является β^- -радиоактивным, а в случае $M_{\text{ат}}(A, Z) < M_{\text{ат}}(A, Z+1)$ — K -радиоактивным, то, вообще говоря, не должно существовать двух соседних по заряду стабильных изобаров. Исключения возможны только тогда, когда соответствующие переходы запрещены из-за большого различия в моментах обоих ядер (см. § 18, п. 7).

2. При выполнении неравенства (18.5) автоматически выполняется и неравенство (18.8), поэтому переходы между соответствующими ядрами возможны как посредством β^+ -распада, так и с помощью K -захвата. Примером может служить ядро ${}_{25}^{52}\text{Mn}$, которое переходит в ядро ${}_{24}^{52}\text{Cr}$ в 35% случаев в результате β^+ -распада и в 65% случаев из-за K -захвата.

3. Для некоторых ядер (A, Z) может одновременно выполняться как условие (18.5) по отношению к изобару $(A, Z-1)$, так и условие (18.2) по отношению к изобару $(A, Z+1)$. В этом случае ядро (A, Z) будет одновременно испытывать все три вида β -превращений. Примером является ядро ${}_{29}^{64}\text{Cu}$, которое в 40% случаев испускает электрон, в 40% случаев испытывает электронный захват и в 20% случаев испускает позитрон.

4. При указанном в предыдущем случае соотношении масс изобаров $(A, Z-1)$, (A, Z) и $(A, Z+1)$, когда энергетически β^- запрещен последовательный β^- -переход вида $(A, Z-1) \rightarrow (A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$, следует иметь в виду принципиальную возможность процесса двойного β -распада [если $M_{\text{ат}}(A, Z-1) > M_{\text{ат}}(A, Z+1)$], при котором ядро $(A, Z-1)$ превращается непосредственно в ядро $(A, Z+1)$ за счет одновременного испускания двух электронов. Эта возможность обсуждена § 103.

5. При β^- (β^+)-распаде ядра с большим избытком (недостатком) нейтронов конечное ядро может образоваться в возбужденном состоянии с энергией возбуждения W , превышающей

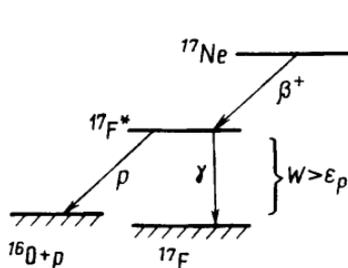


Рис. 100

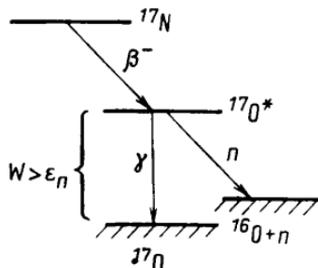
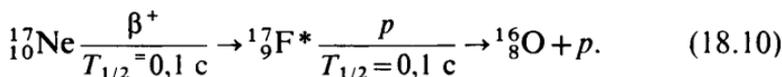


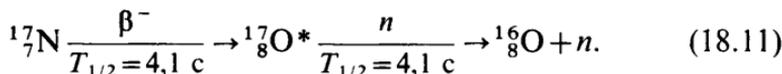
Рис. 101

энергию отделения нейтрона (протона) ϵ_N . В таком случае конечное ядро будет испускать запаздывающий (на время β -распада) нейтрон (протон).

На рис. 100 изображена схема испускания запаздывающих протонов возбужденным ядром ${}^{17}_9\text{F}^*$, образующимся в β^+ -распаде ${}^{17}_{10}\text{Ne}$:



На рис. 101 показана аналогичная схема испускания запаздывающих нейтронов возбужденным ядром ${}^{17}_8\text{O}^*$, образующимся при β^- -распаде ${}^{17}_7\text{N}$:



Полезно отметить, что в обоих случаях конечным ядром является дважды магическое ядро ${}^{16}_8\text{O}^8$, для которого характерна относительная малость энергии присоединения ϵ_N девятого нуклона. Это обстоятельство облегчает выполнение неравенства $W > \epsilon_N$. Подробнее о запаздывающих протонах и нейтронах см. § 20.

6. Сравнение между собой энергий β -распада E_β и периодов полураспада $T_{1/2}(\beta)$ показывает, что очень грубо β -радиоактивные ядра можно разделить на несколько групп с приблизительно одинаковыми значениями величин:

$$\lg [F(E_\beta) \tau] \approx \text{const}, \quad (18.12)$$

где $F(E_\beta) \sim (1 + E_\beta/m_e c^2)^5$ при $E_\beta \gg m_e c^2$, а $\tau = T_{1/2}(\beta)/\ln 2$ [с].

Константа $\lg(F\tau)$ равна 3—5 для ядер, у которых в процессе β -перехода четность состояния остается неизменной ($P_n/P_k = +1$), а спин изменяется не больше чем на единицу ($\Delta I = 0, \pm 1$); она приблизительно равна 9 для ядер с $\Delta I = \pm 2$ и $P_n/P_k = +1$. Для ядер с $\Delta I = \pm 3$ и $P_n/P_k = +1$ $\lg(F\tau) \approx 14$

и т. п. Таким образом, при одинаковой энергии β -распада вероятность β -распада очень сильно зависит от разности спинов исходного и конечного ядер. β -Переходы между ядрами с $|\Delta I| > 1$ и (или) $P_n/P_\pi = -1$ оказываются запрещенными.

Аналогичный запрет возникает и для β -переходов между разными уровнями одного и того же ядра, если они сильно различаются по значениям спинов (или различны по четности). На рис. 102 изображена схема β -переходов $^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$, параметры которых приведены в табл. 14.

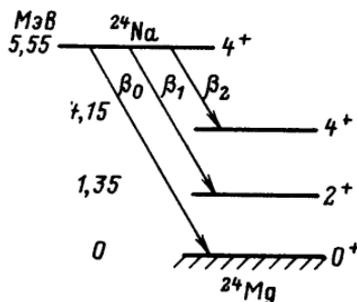


Рис. 102

Таблица 14

β -Переходы	E_β , МэВ	ΔI , \hbar	ω , %
β_0	5,55	4	10^{-11}
β_1	4,2	2	10^{-3}
β_2	1,4	0	100

Из таблицы видно, что, несмотря на самую низкую энергию, β_2 -переход, соответствующий $\Delta I=0$, в 10^{13} раз более вероятен, чем β_0 -переход с наибольшей E_β .

2. ХАРАКТЕР β -СПЕКТРА И ГИПОТЕЗА НЕЙТРИНО

Исследование энергетического распределения электронов β -распада проводится при помощи магнитных β -спектрометров, устройство которых аналогично устройству масс-спектрометра. На рис. 103 показана схема одного из первых β -спектрометров, использованного А. И. Алихановым и др. для измерения энергетического спектра позитронов, испускаемых RaC и $\text{Th}(\text{C}+\text{C}')$. В этом приборе позитроны (или электроны), испускаемые источником I , проходят через отверстие в подвижной диафрагме D , фокусируются однородным магнитным полем (перпендикулярным плоскости чертежа) и регистрируются двумя счетчиками S_1 и S_2 , включенными в схему совпадений. Зубчатая форма канала способствует поглощению рассеянных электронов.

Измерения β -спектров, выполненные на подобных приборах, показали, что в процессе β -распада испускаются электроны всех энергий от нуля до энергии $(T_e)_{\text{макс}}$, приблизительно равной (в случае β^- -распада) разности энергетических состояний исходного и конечного атомов:

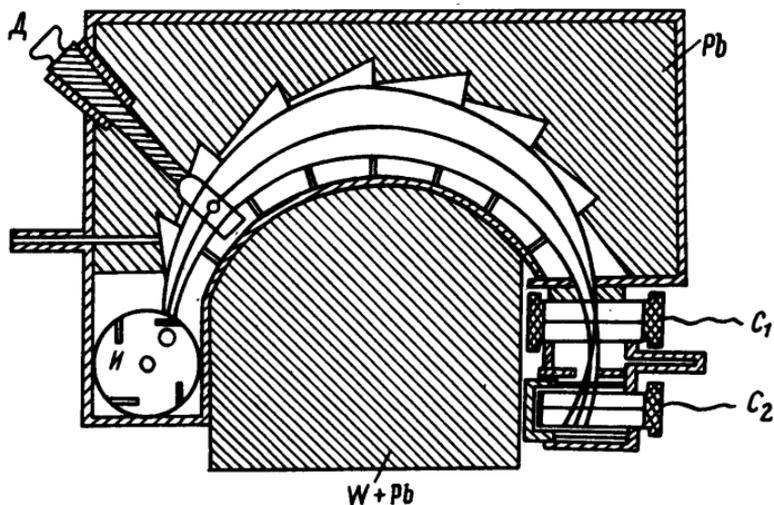
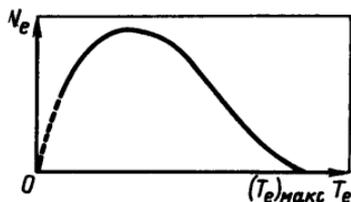


Рис. 103

←

Рис. 104



$$(T_e)_{\text{макс}} \approx E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z+1)] c^2. \quad (18.13)$$

Соотношение (18.13) позволяет определять массу одного из атомов по массе другого и значению $(T_e)_{\text{макс}}$, которое может быть измерено методом магнитного анализа с точностью не хуже 5 кэВ. С такой же точностью определяется и масса атома.

Средняя энергия электронов, испускаемых тяжелыми ядрами, обычно составляет около $1/3$ максимальной энергии

$\bar{T}_e \approx \frac{1}{3}(T_e)_{\text{макс}}$ и для естественных радиоактивных элементов заключена в пределах $\bar{T}_e = 0,25 \div 0,45$ МэВ. β -Спектры легких ядер более симметричны. Для них $\bar{T}_e \sim (1/2)(T_e)_{\text{макс}}$. Типичный β -спектр изображен на рис. 104.

Интерпретация непрерывного характера энергетического спектра электронов β -распада в свое время вызвала очень большие трудности. Кажется, что подобно α -распаду, при котором испускающиеся α -частицы имеют вполне определенную энергию, β -распад также должен приводить к испусканию монохроматических электронов, энергия которых согласно соотношению (18.1) будет определяться энергетическими состояниями исходного и конечного ядер:

$$T_e + T_{\text{яд}} = E_{\beta^-} = E_1 - E_2 - m_e c^2, \quad (18.14)$$

где $T_{\text{яд}} \ll T_e$. Однако подобное предположение не согласуется с непрерывным характером экспериментального спектра электронов β -распада.

Для объяснения несовпадения энергии электронов с энергией, освобождающейся при β -распаде, были выдвинуты различные гипотезы. Согласно одной из них в процессе β -распада испускаются монохроматические электроны с энергией E_β , но часть своей энергии электроны теряют в результате взаимодействия с электронными оболочками собственного и соседних атомов (например, в мишени, в стенках счетчика и т. п.).

Для проверки этой гипотезы Эллис и Вустер в 1927 г. поставили калориметрический опыт по определению полной энергии электронов β -распада. В толстостенный медный калориметр помещался завернутый в непрозрачный для электронов слой свинца β -препарат* $\text{RaE} (^{210}_{83}\text{Bi})$. Вся энергия электронов β -распада выделялась в свинцовой оболочке препарата и могла быть измерена. В случае правильности сделанного предположения она должна быть равна максимальной энергии β -спектра RaE (1,2 МэВ). Однако измерения показали, что выделяющаяся энергия близка к средней энергии β -спектра RaE :

$$T_{\text{эсп}} \approx 0,33 \text{ МэВ.}$$

Согласно другой гипотезе в процессе β -распада не выполняется закон сохранения энергии. Эта гипотеза в свое время широко обсуждалась, но была признана неправдоподобной.

Правильное объяснение непрерывного спектра электронов β -распада заключается в том, что β -распад происходит не по схеме $(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 1) + e^\mp$, а с участием третьей частицы — нейтрино ν , которая уносит энергию $E_\beta - T_e$, так что суммарная энергия электрона и нейтрино равна энергии β -распада E_β . Эта гипотеза, высказанная впервые в 1931 г. Паули, в настоящее время общепринята и экспериментально доказана.

Легко предсказать свойства нейтрино. В соответствии с законом сохранения электрического заряда и с тем, что нейтрино не ионизует атомов среды, через которую оно пролетает, заряд нейтрино должен быть равен нулю. Масса нейтрино тоже должна быть равна нулю (или, во всяком случае, много меньше массы электрона; см. п. 6 этого параграфа). Из отсутствия ионизации следует также равенство нулю или чрезвычайная малость магнитного момента нейтрино**.

* Выбор препарата объясняется тем, что β -распад RaE практически не сопровождается γ -излучением.

** По наиболее точным оценкам $m_\nu < 1,5 \cdot 10^{-10} M_e$. Точное значение массы нейтрино и другие его свойства более подробно обсуждаются в § 103 и 108.

Спин нейтрино должен быть полуцелым. Это связано с тем, что характер спина (целый или полуцелый) атомного ядра определяется, как показано в § 5, массовым числом A . В процессе β -распада A не изменяется и, следовательно, характер спина ядра должен сохраняться. Вместе с тем вылетающий в результате β -распада электрон уносит с собой спин $\hbar/2$, что должно привести к изменению характера спина ядра. Противоречие устраняется, если приписать нейтрино полуцелый спин. Теоретический расчет формы β -спектра, сделанный в разных предположениях относительно значения спина нейтрино, показал, что его спин должен быть равен $\hbar/2$. Приведенное рассуждение одинаково справедливо как для β^- , так и для β^+ -распада.

3. ПЕРВЫЕ ОПЫТЫ ПО ДОКАЗАТЕЛЬСТВУ СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕЙТРИНО

Специфические свойства нейтрино ($z_\nu=0$; $m_\nu \approx 0$; $\mu_\nu \approx 0$) делают чрезвычайно трудным опыт по обнаружению этой частицы. Оценка сечения взаимодействия нейтрино с ядром приводит к значению около 10^{-44} см², что соответствует среднему пробегу в конденсированной среде ($n=10^{22}$ см⁻³)

$$l = 1/n\sigma = 1/(10^{22} \cdot 10^{-44}) = 10^{22} \text{ см} = 10^{17} \text{ км},$$

а в ядерном веществе ($n=10^{38}$ см⁻³)

$$l = 1/(n\sigma) = 10^{-38} \cdot 10^{44} = 10^6 \text{ см} = 10 \text{ км}$$

(в 10^{18} раз больше поперечника ядра).

Очевидно, что столь малый эффект от нейтрино можно обнаружить только при наличии мощных потоков этих частиц. Поэтому первые опыты по доказательству существования нейтрино носили не прямой, а косвенный характер.

Впервые опыт по обнаружению эффекта, связанного с существованием нейтрино, был поставлен в 1936 г. А. И. Лейпунским.

Идея опыта заключается в сравнении энергетических спектров электронов и ядер отдачи, образующихся при β -распаде. Если процесс β -распада не сопровождается испусканием нейтрино, то импульсы электрона и ядра отдачи должны удовлетворять простому соотношению

$$\mathbf{p}_e + \mathbf{P}_{\text{яд.о}} = 0, \quad (18.15)$$

так что

$$|\mathbf{p}_e| = |\mathbf{P}_{\text{яд.о}}|. \quad (18.16)$$

Если же в β -распаде нейтрино испускается, то согласно закону сохранения импульса

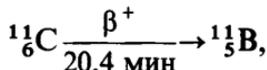
$$p_e + p_\nu + P_{\text{яд.о}} = 0 \quad (18.17)$$

и

$$|p_e| \neq |P_{\text{яд.о}}|. \quad (18.18)$$

Так как оба импульса (p_e и $P_{\text{яд.о}}$) относятся к заряженным частицам, то в принципе их можно измерить.

Схема опыта А. И. Лейпунского изображена на рис. 105. В опыте изучался процесс β^+ -распада изотопа углерода $^{11}_6\text{C}$:



который адсорбировался при помощи жидкого воздуха на электроде A . В результате β -распада атом $^{11}_5\text{B}$ получал энергию отдачи и вылетал из подложки в виде иона (работа выхода электрона из подложки больше потенциала ионизации). Вылетевшие ионы попадали в область между электродом A и сеткой B , на которую накладывался тормозящий потенциал V_T . Ионы, энергия которых превышала потенциал сетки, проходили через нее в область между электродами B и C с высоким ускоряющим потенциалом и после ускорения в ней выбивали из электрода C вторичные электроны. Вторичные электроны регистрировались счетчиком D . Наблюдая изменение счета в зависимости от задерживающего потенциала на сетке B , можно было бы определить распределение ядер отдачи по энергии. Опыт показал, что энергетическое распределение ядер отдачи не соответствует безнейтринной схеме β -распада.

Для получения количественных результатов А. И. Алиханов и А. И. Алиханян предложили использовать K -захват электрона ядром ^7_4Be . Так же как и β -распад, K -захват должен сопровождаться испусканием нейтрино. Это следует из того, что массовое число A ядра в результате K -захвата не изменяется, и, следовательно, согласно § 5 не должен изменяться его спин. Но захват ядром электрона с полуцелым спином должен приводить к изменению спина. Противоречие устраняется, если предположить, что K -захват сопровождается испусканием нейтрино. При K -захвате образуются только две частицы — ядро отдачи и нейтрино, поэтому энергия будет распределяться между ними строго однозначно т. е. образующиеся ядра отдачи должны быть моноэнергетическими.

Энергию ядра отдачи ^7_3Li , образующегося при K -захвате ^7_4Be , легко можно подсчитать. Полная энергия, выделяющаяся при K -захвате, $E_K = 0,864$ МэВ.

подавляющую часть этой энергии уносит нейтрино, так как

$$T_{\text{яд.о}} = \frac{P_{\text{яд.о}}^2}{2M_{\text{яд.о}}} = \frac{P_\nu^2}{2M_{\text{яд.о}}} = \frac{E_\nu^2}{2M_{\text{яд.о}}c^2} =$$

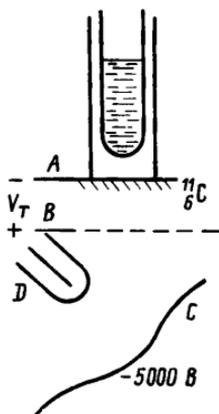


Рис. 105

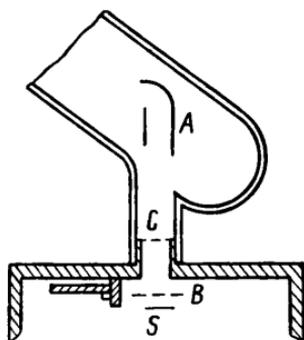


Рис. 106

$$= \frac{(E_K - T_{\text{яд.о}})^2}{2M_{\text{яд.о}}c^2} \approx \frac{E_K^2}{2M_{\text{яд.о}}c^2} = \frac{0,864 \text{ МэВ}^2}{2 \cdot 7 \cdot 931 \text{ МэВ}} \approx 57,3 \text{ эВ.}$$

Опыт должен заключаться в измерении энергии ядра отдачи и сравнении $T_{\text{эксп}}$ с ее расчетным значением. Этот опыт из-за начавшейся войны не был поставлен. Совершенно аналогичный опыт (рис. 106) провел в 1942 г. Аллен (США).

Препарат ${}^7_4\text{Be}$ наносился тонким слоем на платиновую пластину S (источник). В результате K -захвата атомы ${}^7_4\text{Be}$ превращались в атомы ${}^7_3\text{Li}$, которые в виде ионов вылетали из платины за счет энергии отдачи. Положительные ионы ${}^7_3\text{Li}$ ускорялись между электродами S и B разностью потенциалов $V \approx -(100 \div 200) \text{ В}$ и тормозились переменным задерживающим потенциалом между сетками B и C . Подсчет ионов с определенной энергией проводился при помощи фотоумножителя A с присоединенным на выходе счетчиком Гейгера (ускоряющий потенциал между C и A равен $3,6 \text{ кВ}$).

Сравнение числа ионов, попадающих на фотоумножитель при разных значениях задерживающего потенциала, показало, что максимальная энергия атомов отдачи составляет около 48 эВ . Совпадение с ожидаемым значением (57 эВ) для первого опыта можно считать вполне удовлетворительным, особенно если учесть, что часть энергии иона поглощается в источнике. Это заключение подтвердилось результатами более поздних опытов, в которых для $T_{\text{яд.о}}$ получено $(56,6 \pm 1,0) \text{ эВ}$.

Описанные опыты, строго говоря, не могут считаться экспериментальным доказательством существования нейтрино, так как в них не наблюдается эффекта, непосредственно вызванного свободным нейтрино. Результат опыта Аллена

в сущности сводится к доказательству того, что предположение о существовании частицы со свойствами нейтрино согласуется с законами сохранения.

4. ОПЫТ КОУЭНА И РЕЙНЕСА. ЛЕПТОННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАРЯД. АНТИНЕЙТРИНО

Прямое доказательство существования нейтрино было получено только в 1956 г. Коузеном и Рейнесом, которые зарегистрировали эффект от взаимодействия свободного нейтрино с веществом. Прежде чем рассказать о сущности опыта Рейнеса и Коузена, необходимо сделать несколько вступительных пояснений.

Ко времени постановки первого опыта (1953 г.) в физике был четко сформулирован принцип зарядового сопряжения, согласно которому каждая элементарная частица (в том числе нейтральная) имеет античастицу, масса, спин и время жизни которой тождественны, а все заряды (электрический, барионный и др.) противоположны соответствующим зарядам частицы.

Первоначально считали также, что из принципа зарядового сопряжения следует симметрия частиц и античастиц относительно каждого вида взаимодействия, в которых они участвуют (сильное, электромагнитное, слабое). Позднее (1956 г.) выяснилось (см. § 18, п. 8), что это справедливо только по отношению к сильному и электромагнитному взаимодействиям. Что касается слабого взаимодействия, то относительно него инвариантными являются не C -сопряженные, а CPT -сопряженные процессы, где C , P и T —соответственно операции зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени.

Подробнее о зарядовом сопряжении и CPT -теореме расскажем в § 93 и 103, а сейчас будем просто пользоваться постулированными выше представлениями о свойствах частиц и античастиц, которых достаточно для изложения материала данного пункта.

Как известно, впервые симметрия законов природы относительно существования и свойств частиц и античастиц установлена Дираком в результате анализа квантовомеханического релятивистского уравнения для электрона. В 1932 г. античастица электрона была обнаружена в составе космических лучей и названа позитроном. Электрон и позитрон имеют тождественные массу, спин и время жизни, но противоположные электрические заряды и магнитные моменты.

Кроме того, легко показать, что у этих частиц есть еще один заряд (не электрический), который также различен по

знаку для электрона и позитрона. Действительно, в § 18, п. 2 мы видели, что β -распад не может происходить по схеме

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 1) + e^{\mp}, \quad (18.19)$$

хотя она и удовлетворяет закону сохранения электрического заряда. Это означает, что процесс (18.19) запрещен законом сохранения некоторого другого заряда, которым наряду с электрическим обладает электрон (позитрон) и который не сбалансирован в схеме (18.19), потому что нуклоны и, следовательно, состоящие из них ядра (A, Z) и $(A, Z \pm 1)$ этого заряда не имеют.

Добавление в правую часть схемы (18.19) нейтрино делает β -распад возможным:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 1) + e^{\mp} + \nu. \quad (18.20)$$

Следовательно, в схеме (18.20) новый заряд электрона (позитрона) оказывается скомпенсированным аналогичным зарядом нейтрино.

Назовем этот новый заряд лептонным электронным зарядом* и обозначим буквой L_e . Поскольку заряд античастицы должен быть противоположен заряду частицы, условимся, что $L_e(e^-) = +1$, а $L_e(e^+) = -1$. Тогда закон сохранения лептонного заряда, который выполняется в схеме (18.20), требует, чтобы нейтрино, испускающееся вместе с позитроном, имело $L_e(\nu) = +1$, а нейтрино, испускающееся вместе с электроном, имело $L_e(\bar{\nu}) = -1$. Назовем первую частицу электронным нейтрино ν_e , а вторую — электронным антинейтрино $\bar{\nu}_e$.

Итак, в соответствии с законом сохранения лептонного заряда схемы β^{\mp} -распада и e -захвата записываются теперь так:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e; \quad (18.21)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e; \quad (18.22)$$

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e. \quad (18.23)$$

Процесс (18.21) сводится к преобразованию одного ядра нейтрона в протон по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (18.24)$$

* В последние годы физики предпочитают называть L (а также B) лептонным (барионным) числом, а не зарядом, поскольку L и B в отличие от e и цвета (см. § 124) не выполняют функций заряда, характеризующего интенсивность соответствующего взаимодействия. В этой книге оба термина употребляются как синонимы.

а процесс (18.22) — к преобразованию одного ядерного протона в нейтрон:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (18.25)$$

В этих схемах нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$ — разные частицы, так как они имеют различные по знаку лептонные заряды.

Законы сохранения электрического и лептонного зарядов разрешают переносить частицу из левой части реакции в правую и наоборот с заменой ее на античастицу (алгебра частиц и античастиц, см. § 100). Это позволяет переписать процессы (18.24) и (18.25) в форме

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-; \quad (18.26)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (18.27)$$

(так называемый обратный β -распад).

Важно заметить, что, поскольку $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$, «симметричные» процессы

$$\bar{\nu}_e + n \leftrightarrow p + e^-; \quad (18.28)$$

$$\nu_e + p \leftrightarrow n + e^+ \quad (18.29)$$

запрещены законом сохранения лептонного заряда (хотя они разрешены законом сохранения электрического заряда).

Вернемся теперь к опыту Рейнеса и Коузена. Идея этого опыта заключается в экспериментальном обнаружении процессов (18.26) или (18.27) под действием свободных нейтрино, т. е. в условиях, когда источник нейтрино находится вдали от мишени. Эффективное сечение этих процессов при энергии порядка 1 МэВ должны быть, как показывают теоретические оценки, порядка 10^{-44} — 10^{-43} см². Поэтому для проведения такого опыта необходимы очень интенсивные потоки нейтрино или антинейтрино.

В настоящее время пока еще не известен удобный способ получения мощных потоков нейтрино, однако в 50-е годы в связи с развитием реакторостроения в распоряжении физиков появились мощные источники антинейтрино. Известно, что осколки деления тяжелых ядер перегружены нейтронами и, следовательно, испытывают β^- -распад, который сопровождается испусканием антинейтрино. На каждый акт деления испускаются пять-шесть антинейтрино, так как образующиеся после β^- -распада осколков новые ядра также оказываются β^- -радиоактивными до тех пор, пока обе цепочки продуктов деления не закончатся стабильными ядрами (см. § 53, п. 1). В связи с этим с помощью ядерных реакторов большой мощности можно получить весьма интенсивные

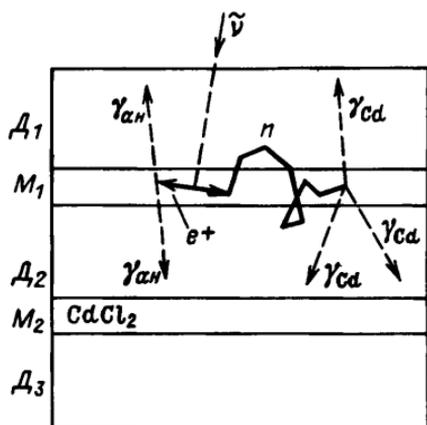


Рис. 107

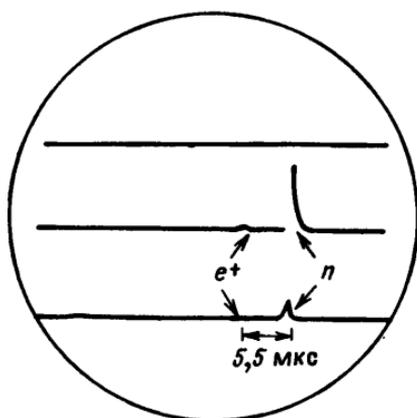


Рис. 108

потоки антинейтрино и использовать их для наблюдения реакции (18.27).

На рис. 107 изображена схема установки Коузена и Рейнеса для регистрации антинейтрино в реакции (18.27). Установка состоит из трех больших ($1,9 \times 1,3 \times 0,6 \text{ м}$) баков-детекторов D_1 , D_2 и D_3 , разделенных двумя баками-мишенями M_1 и M_2 толщиной по 7 см. Баки-детекторы были заполнены сцинтилляционной жидкостью, и просматривались 110 фотоумножителями. В качестве наполнителя баков-мишеней использовалась вода, содержащая растворимую соль кадмия. Для защиты от нейтронов и γ -излучения вся установка была помещена в свинцово-парафиновый ящик и погружена глубоко под землю в районе реактора.

Взаимодействие антинейтрино $\bar{\nu}_e$, вылетевшего из активной зоны ядерного реактора, с одним из протонов ядер мишени по схеме (18.27) приводит к образованию нейтрона n и позитрона e^+ .

В результате серии последовательных соударений с протонами нейтрон замедляется, диффундирует и через некоторое время захватывается ядром кадмия, испускающим несколько γ -квантов (с общей энергией до 10 МэВ), которые регистрируются детекторами D_1 и D_2 , включенными в схему совпадений. Позитрон быстро тормозится и аннигилирует с электроном, давая два γ -кванта с общей энергией около 1 МэВ, которые также регистрируются детекторами D_1 и D_2 .

Каждый бак-мишень с двумя соседними баками-детекторами составлял независимую систему, сигналы с которой подавались на вход анализатора, где они сортировались по амплитуде и времени сдвига совпадений. Кроме того, сигналы фотогра-

фировались с помощью трехлучевого осциллографа, каждая из пластин которого была соединена с одним из детекторов. Таким образом, реакция (18.27) должна сопровождаться появлением в установке двух импульсов, сдвинутых на время замедления и диффузии нейтрона (от 1 до 25 мкс). При этом первый импульс должен иметь характеристики, соответствующие аннигиляционным γ -квантам, а второй — γ -квантам от захвата нейтрона кадмием. На рис. 108 изображена осциллограмма соответствующая попаданию антинейтрино в мишень M_2 .

В результате длительной (около 1400 ч) работы установки было установлено, что детектор регистрирует за час в среднем $2,88 \pm 0,22$ импульса, что соответствует сечению взаимодействия антинейтрино с протоном

$$\sigma = 10^{-43} \text{ см}^2.$$

Достоверность полученного результата подтверждена серией контрольных и калибровочных измерений, в которых изучены характеристики аннигиляционных γ -квантов и γ -квантов от захвата нейтронов кадмием и сравнены соответственно с характеристиками первого и второго импульсов, регистрируемых установкой, проверена независимость эффекта от реакторного фона, зарегистрировано уменьшение эффекта при работе с раствором кадмиевой соли в тяжелой воде.

В опыте Коузена и Рейнеса впервые экспериментально доказано наличие эффекта от взаимодействия с ядром-мишенью свободного антинейтрино, возникающего в процессе распада другого ядра-источника, находящегося на большом расстоянии от ядра-мишени. Поэтому этот опыт можно считать первым прямым экспериментальным подтверждением существования нейтрино.

Уточненное позднее значение сечения захвата антинейтрино протоном

$$\sigma = (1,1 \pm 0,26) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$$

согласуется с теорией

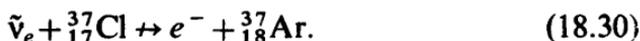
5. ОПЫТ ДЕВИСА

В соответствии с введенным в § 18, п. 4 законом сохранения электронного лептонного заряда электронное нейтрино ν_e не равно электронному антинейтрино $\bar{\nu}_e$, поскольку они имеют противоположные лептонные заряды. Различие ν_e и $\bar{\nu}_e$ можно доказать экспериментально, если попытаться использовать мощный поток реакторных антинейтрино для регистрации реакции (18.28).

При $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$ эта попытка должна увенчаться успехом [реакция (18.26)], при $\tilde{\nu}_e \neq \nu_e$ — наоборот [реакция (18.28)]. Теоретические оценки эффективного сечения для разрешенного процесса (18.26) дают значения порядка 10^{-44} — 10^{-43} см². Как мы видели на примере опыта Рейнеса и Коузана, регистрация столь малого эффекта чрезвычайно трудна. Если же надо доказать невозможность процесса (18.28), т. е. подтвердить отсутствие эффекта на уровне еще меньшего сечения (например, $\sigma \approx 10^{-45}$ см²), то чувствительность эксперимента должна быть повышена, по крайней мере, на порядок.

Дополнительная трудность экспериментального изучения реакций (18.26) и (18.28) связана с отсутствием нейтронной мишени, в связи с чем эти реакции надо исследовать на ядерных нейтронах.

Идея опыта по доказательству различия $\tilde{\nu}_e$ и ν_e высказана в 1946 г. Б. М. Понтекорво, который предложил использовать реакцию



Если процесс (18.28) возможен, то один из нейтронов ядра ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ перейдет в протон по схеме $\tilde{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$, в результате чего ядро ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ преобразуется в ядро ${}^{37}_{18}\text{Ar}$. Выбор процесса (18.30) связан с относительно большим сечением $\sigma_{\text{теор}} = 9,2 \cdot 10^{-45}$ см² (для $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$), сравнительно низкой пороговой энергией $E_{\nu_e}^{\text{мин}} = 0,814$ МэВ, а также химической инертностью аргона, которая делает возможным выделение ничтожно малого количества ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ из огромного объема мишени.

Опыт по доказательству невозможности процесса (18.30) впервые поставлен в 1955 г. Девисом и повторен им же в последующие годы с последовательным улучшением условий эксперимента.

В качестве хлорной мишени в опыте Девиса использован четыреххлористый углерод (объемом от 4000 л в первых опытах до 117000 л в последующих).

Период полураспада ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ равен 34 дням. Поэтому для накопления возможно большего количества ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ облучение продолжалось около двух месяцев. Выделение атомов ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ было сделано методом носителя, в качестве которого использовался 1 см³ неактивного изотопа аргона ${}^{36}_{18}\text{Ar}$.

Радиоактивность ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ имеет характер e -захвата, который с вероятностью 0,8 сопровождается испусканием электронов Оже с энергией 2,8 кэВ. Регистрация столь мягких электронов возможна только при условии введения выделенных атомов ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ внутрь счетчика Гейгера. Для уменьшения фона счетчик

был окружен системой охранных счетчиков, включенных в схему антисовпадений, и специальной защитой. Эти меры позволили довести фон счетчика до нескольких импульсов в сутки.

Пересчет результатов последнего опыта Девиса на сечение процесса (18.30) дал значение

$$\sigma_{\text{эсп}} \leq 0,25 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2, \quad (18.31)$$

которое почти в 40 раз меньше теоретического, вычисленного в предположении, что $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$. Таким образом, отрицательный результат опыта Девиса экспериментально доказывает различие ν_e и $\tilde{\nu}_e$. Небольшой эффект (18.31) можно объяснить реакцией (18.26) от космических нейтрино.

В 1962 г. было доказано, что кроме электронных нейтрино и антинейтрино существуют также мюонные нейтрино (ν_μ) и антинейтрино $\tilde{\nu}_\mu$, которые тоже отличаются друг от друга ($\nu_\mu \neq \tilde{\nu}_\mu$) и от ν_e и $\tilde{\nu}_e$. Испусканием этих частиц сопровождается распад π^\pm -мезонов:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad (18.32)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (18.33)$$

(подробнее о свойствах ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$ см. § 103 и 105).

Наконец, в 1975 г. были обнаружены τ -лептоны, распад которых сопровождается испусканием третьего вида нейтрино и антинейтрино:

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau; \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \tilde{\nu}_\tau \text{ и др.} \quad (18.34)$$

(см. § 107).

6. МАССА ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙТРИНО И АНТИНЕЙТРИНО

В соответствии с формулой (18.20) энергетический баланс β -распада выглядит так:

$$E_\beta = T_e + T_\nu + m_{\nu_e} c^2 + T_{\text{я.о.}} \quad (18.35)$$

Если пренебречь очень малой величиной $T_{\text{я.о.}}$, то

$$E_\beta \approx T_e + T_\nu + m_{\nu_e} c^2, \quad (18.36)$$

или

$$E_\beta \approx T_e^{\text{макс}} + m_{\nu_e} c^2. \quad (18.37)$$

Последнее соотношение можно использовать для грубой оценки массы нейтрино (антинейтрино)*. Она равна разности энергии

* Как уже отмечалось в п. 4 настоящего параграфа, массы ν_e и $\tilde{\nu}_e$ как частицы и античастицы должны быть равны.

β -распада (вычисленной по массам исходного и конечного атомов) и максимальной кинетической энергии электронов:

$$m_{\nu}c^2 = E_{\beta} - T_e^{\max}. \quad (18.38)$$

Наиболее точную оценку можно получить сравнением E_{β} и T_e^{\max} для легких радиоактивных ядер, имеющих малые значения E_{β} и T_e^{\max} и очень малые значения $T_{\text{я.о.}}$.

Первые оценки массы нейтрино (точнее, антинейтрино $\bar{\nu}_e$) были сделаны в работе Ханна и Понтекорво в 1949 г. и дали $m_{\bar{\nu}_e} < 1$ кэВ. В дальнейшем этот результат постепенно улучшался, и в 1976 г. в работе Е. Ф. Третьякова и др. (Москва, ИТЭФ) было получено рекордно низкое значение верхней границы массы нейтрино

$$m_{\bar{\nu}_e} < 35 \text{ эВ} = 0,7 \cdot 10^{-4} m_e. \quad (18.39)$$

Современное (1988 г.) значение $m_{\bar{\nu}_e} < 18$ эВ.

Постепенное уменьшение верхней границы $m_{\bar{\nu}_e}^{\text{эксп}}$, с одной стороны, и теоретические соображения — с другой (см. § 103, п. 3), привели к тому, что в течение многих лет наиболее вероятным значением для массы нейтрино считалось $m_{\nu} \equiv 0$. Однако в последние годы появились соображения в пользу $m_{\nu} \neq 0$ (см. § 103, п. 4 и § 108). Одновременно техника измерения β -спектров выросла настолько, что оказалось возможным попытаться оценить не только верхнюю, но и нижнюю границы массы нейтрино.

В 1980 г. В. А. Любимов с сотрудниками (Москва, ИТЭФ) опубликовали работу*, в которой получено указание на то, что масса нейтрино заключена в интервале

$$28 \leq m_{\bar{\nu}_e} \leq 41 \text{ эВ (на 99\%-ном уровне достоверности)}. \quad (18.40)$$

Работа выполнена с помощью β -спектрометра нового типа с безжелезным тороидальным магнитным полем и пропорциональным детектором. Этот спектрометр имеет большой телесный угол захвата частиц и на порядок меньший фон по сравнению с другими спектрометрами, использованными в аналогичных исследованиях.

Хорошие параметры β -спектрометра позволили провести прецизионные измерения правого конца β -спектра трития, форма которого чувствительна к массе нейтрино. На рис. 109 показаны экспериментальный β -спектр трития вблизи его границы (в произвольных единицах) и наилучшая аппрок-

* Lubimov V. A., Novikov E. G., Nozik V. Z. e. a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 94B. P 266—268.

симуляция (сплошная кривая), соответствующая $m_{\nu_e} = 37$ эВ. Штриховая кривая соответствует $m_{\nu_e} = 0$, штрихпунктирная $m_{\nu_e} = 80$ эВ.

В описанной работе в качестве источника β -частиц использовался не атомарный тритий, а тритированный валин ($C_5H_{11}NO_2$), нанесенный на алюминиевую подложку в виде тонкого ($2 \cdot 10^{-6}$ см) слоя в количестве 2 мкг/см². Вообще говоря, форма спектра 3H может зависеть от вещества источника. Поэтому авторы работы провели специальный анализ своих результатов, который позволил получить оценку массы нейтрино, не зависящую от химического состава вещества источника:

$$14 \leq m_{\nu_e} \leq 46 \text{ эВ (на 99\%-ном уровне достоверности).} \quad (18.41)$$

В 1985—1986 гг. группой В. А. Любимова были продолжены исследования по определению m_{ν_e} . Совместный анализ новых и предыдущих измерений дал для массы электронного антинейтрино пределы

$$17 < m_{\nu_e} < 40 \text{ эВ}^*.$$

Эта оценка справедлива в предположении отсутствия нейтринных осцилляций (см. § 103, п. 5). Полученный результат пока еще не подтвержден в других работах, в которых найдены более низкие (до 18 эВ) значения для верхней границы m_{ν_e} , но не найдено значение нижней границы.

7 ПОНЯТИЕ О ТЕОРИИ β -РАСПАДА

а. История вопроса

В настоящее время теория слабых взаимодействий претерпела радикальные преобразования. Из неперенормируемой теории локального (контактного) четырехфермионного слабого

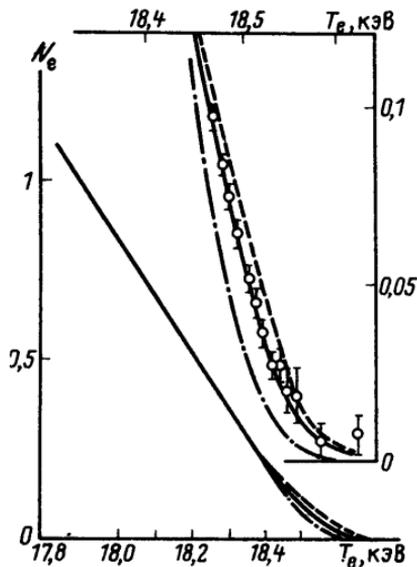


Рис. 109

* Борис С. Д., Голутвин А. И., Лаптин Л. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 267—271.

взаимодействия она преобразовалась в единую перенормируемую теорию электрослабых взаимодействий, электромагнитные и слабые взаимодействия в которой описываются с помощью безмассового фотона и трех тяжелых промежуточных векторных бозонов W^\pm и Z^0 . В последние годы эта теория уже получила признание теоретиков и в значительной степени подтверждена экспериментально. В частности, в 1973 г. открыты предсказанные теорией слабые нейтральные токи (см. § 129, п. 3), а в 1982—1983 гг. обнаружены тяжелые ($m=80 \div 90$ ГэВ) векторные бозоны, являющиеся квантами слабого взаимодействия (см. § 130, п. 4).

Как это всегда бывает с хорошей теорией, новая теория практически оставила без изменения все достижения старой теории в области низких энергий $E \ll M_W$, которые были получены с помощью многих сотен чрезвычайно трудных экспериментов в области физики атомного ядра и элементарных частиц. С другой стороны, и сама старая теория постепенно достигла такой степени совершенства, что позволила предсказывать многие новые эффекты. Учитывая такую взаимосвязь старой теории с экспериментом, считаем уместным для курса экспериментальной ядерной физики сохранить полуисторический характер изложения этого вопроса, начав его с первоначального варианта теории β -распада, развитого Ферми, с постепенным переходом ко все более совершенным вариантам (пять типов взаимодействия, учет нарушения четности, открытие нейтральных токов, частичное сохранение векторного тока, схема Кабиббо, успехи кварковой модели и др.). Часть перечисленных вопросов будет освещена в этом параграфе, часть — в § 129. Представление о современной теории электрослабого взаимодействия Вайнберга — Салама дано в § 130.

б. Теория Ферми

Хорошо известно, что в ядре нет электронов. В § 5, п. 5. показано, что предположение о существовании в ядре электронов не согласуется с известными из опыта значениями спинов и магнитных моментов ядер. Против существования в ядре электронов говорит также большое время жизни β -радиоактивных ядер, которое нельзя объяснить существованием потенциального барьера (большая прозрачность барьера из-за малой массы). Наконец, о невозможности существования в ядре электронов свидетельствует соотношение неопределенностей $\Delta p \Delta r \approx \hbar$, из которого следует, что импульс электрона в ядре должен быть примерно

$$\Delta p \approx \hbar / \Delta r = 10^{-27} / 10^{-12} = 10^{-15} \text{ эрг} \cdot \text{с} / \text{см} = 10^{-22} \text{ Дж} \cdot \text{с} / \text{см}.$$

Это соответствует энергии электрона

$$T \approx \Delta p c = 3 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} \approx 20 \text{ МэВ},$$

что существенно превышает энергию электронов β -распада. В принципе такое различие кинетической энергии частицы внутри ядра можно было бы объяснить наличием огромных сил притяжения между электронами и ядром, однако опыт опровергает такое предположение. В частности, из опыта следует слабое взаимодействие между электронами и нейтронами.

Итак, в ядре нет электронов. Они возникают в нем в самый момент β -распада в результате превращения нейтрона в протон по схеме



Образовавшийся электрон не может остаться в ядре и вылетает из него. Одновременно с электроном вылетает антинейтрино. Аналогично протекает процесс β^+ -распада, который сопровождается вылетом нейтрино. Таким образом, в некотором смысле β -распад подобен процессу излучения, в котором фотон также возникает в самый момент излучения.

То, что в процессе β -распада из ядра вылетают именно электроны, т. е. те самые частицы, которые входят в состав атома, вытекает из следующих соображений:

1) совпадение заряда и массы β^- -частиц и атомных электронов;

2) аннигиляция β^+ -частиц при встрече с атомными электронами;

3) захват ядрами атомных электронов;

4) справедливость принципа Паули для смешанного ансамбля частиц, содержащего атомные электроны и β^- -частицы (β^- -частицы, испущенные ядром, не захватываются электронными уровнями атома, занятыми электронами).

Теория β -распада была создана в 1934 г. итальянским физиком Ферми по аналогии с квантовой электродинамикой, однако для описания β -распада Ферми ввел новый тип сил — слабое взаимодействие. Согласно квантовой электродинамике процесс испускания и поглощения фотонов рассматривается как результат взаимодействия заряда с окружающим его электромагнитным полем. Фотоны не содержатся в готовом виде в атоме, а возникают в самый момент их испускания. Их источником является заряд.

Процесс β -распада в теории Ферми рассматривается как результат взаимодействия нуклона ядра с электрон-нейтринным

полем: нуклон переходит в другое состояние (из нейтрона в протон или наоборот), и образуются электрон (позитрон) и антинейтрино (нейтрино). Источниками легких частиц являются нуклоны. При этом, так же как в электродинамике, предполагалось, что в процессе β -распада выполняются законы сохранения четности и момента количества движения.

Исключительная слабость взаимодействия, ответственного за β -распад, позволяет применять методы теории возмущений. Согласно этой теории вероятность перехода P рассматриваемой системы (например, атомного ядра) из начального состояния в конечное

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_{\kappa}^* H' \psi_{\mu} d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (18.43)$$

где ψ_{μ} и ψ_{κ} — волновые функции начального и конечного состояний системы (звездочка над знаком волновой функции означает, что берется комплексно-сопряженная величина); H' — оператор возмущения, под действием которого осуществляется переход; dn/dE — плотность конечных состояний; $d\tau$ — элемент объема.

В рассматриваемом случае ψ_{μ} совпадает с волновой функцией начального состояния нуклона $\psi_{N_{\mu}}$; $\psi_{\kappa} = \psi_{N_{\kappa}} \psi_e \psi_{\nu}$, где $\psi_{N_{\kappa}}$ — волновая функция конечного состояния нуклона; ψ_e — волновая функция электрона; ψ_{ν} — волновая функция нейтрино (антинейтрино).

Поскольку все частицы, участвующие в β -распаде, — фермионы, то каждая из них должна изображаться четырехком-

понентной волновой функцией — биспинором $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$. Две ком-

поненты биспинора служат для указания спинового состояния частицы, а еще две соответствуют двум возможным значениям энергии $E = \pm \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$ при заданном импульсе p (подробнее см. § 100). Оператор H' является сложной комбинацией из этих биспиноров и четырех γ -матриц. По своей структуре γ -матрицы сходны с известными двурядными матрицами Паули σ , используемыми для описания спина и изоспина:

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_x \\ -\sigma_x & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_y & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_z \\ -\sigma_z & \hat{0} \end{pmatrix};$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix};$$

$$I = \begin{pmatrix} \hat{1} & 0 \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}; \quad 0 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} \end{pmatrix}, \quad \text{где } \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad (18.44)$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Напомним некоторые свойства σ - и γ -матриц:

$$\begin{aligned} \sigma_i^2 = 1; \quad |\sigma|^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 = 3; \quad \sigma_i \sigma_j - \sigma_j \sigma_i = 2i \sigma_k; \quad \sigma_i \sigma_j = \\ = -\sigma_j \sigma_i = i \sigma_k \quad (i, j, k \text{ переставляются циклически}); \quad \sigma_i \sigma_j = \\ \gamma_i^2 = 1; \quad \gamma_i \gamma_k = -\gamma_k \gamma_i. \end{aligned} \quad (18.45)$$

Подобно тому как из матриц Паули можно построить операторы, переворачивающие спин или переводящие нейтрон в протон и др. (см. § 84, п. 9), γ -матрицы позволяют построить операторы, преобразующие все четыре компоненты биспинора по определенным правилам (операторы уничтожения и рождения частиц с заданными энергией и спином).

В теории Ферми рассматривался так называемый векторный вариант слабого взаимодействия, которому соответствует оператор, аналогичный используемому в теории электромагнитных взаимодействий. Однако этот вариант теории оказался недостаточным для интерпретации всех разрешенных, т. е. идущих с большой вероятностью, β -переходов (например, с его помощью нельзя объяснить β -распад ${}^2\text{He}$). Поэтому теория Ферми была усовершенствована.

в. Пять типов взаимодействия. Грубая модель β -распада

Из четырех биспиноров можно построить 256 линейно независимых типов взаимодействия. Требование лоренц-инвариантности сокращает это количество до пяти ковариантных типов взаимодействия, получивших следующие названия:

$$\left. \begin{array}{ll} \text{скалярный } S & \Delta P = 0, \quad \Delta I = 0; \\ \text{векторный } V & \Delta P = 0, \quad \Delta I = 0; \\ \text{тензорный } T & \Delta P = 0, \quad \Delta I = 0, \quad \pm 1; \\ \text{аксиально-векторный } A & \Delta P = 0, \quad \Delta I = 0, \quad \pm 1; \\ \text{псевдоскалярный } P & \Delta P \neq 0, \quad \Delta I = 0. \end{array} \right\} \quad (18.46)$$

Каждому из них соответствует определенная форма оператора возмущения H'_i , сохраняющего четность и момент количества движения в процессе слабого взаимодействия. При

этом четность и момент начального и конечного состояний ядра изменяются в соответствии с правилами отбора, написанными в (18.46) справа (подробнее см. ниже, в п. г).

Таким образом, в общем случае (но все еще в предположении выполнения закона сохранения четности в слабом взаимодействии) оператор возмущения H' можно записать в форме

$$H' = \sum_{i=1}^5 C_i H'_i, \quad (18.47)$$

где i пробегает значения, соответствующие пяти перечисленным вариантам, каждый из которых характеризуется комплексным коэффициентом C_i . В соответствии с законом сохранения четности H' не меняет знака при инверсии координат.

Общее количество параметров (10) слишком велико для того, чтобы их можно было определить, опираясь на существовавшие экспериментальные данные. Однако сделав ряд дополнительных предположений о структуре слабого взаимодействия, можно резко сократить число параметров (не приходя в противоречие с экспериментом). В общем виде коснемся этого вопроса в п. 7, ж, а сейчас рассмотрим совсем грубую модель β -распада, которая, однако, также позволяет получить ряд результатов, согласующихся с экспериментом, и, кроме того, облегчает переход к более сложным теоретическим представлениям.

Рассмотрим поочередно все сомножители, входящие в выражение (18.43). Чтобы радикально упростить схему рассуждений, будем считать, что ν и e описываются однокомпонентными волновыми функциями, а оператор возмущения равен константе $H' = g$. Ввиду очень слабого взаимодействия нейтрино с нуклонами его волновую функцию запишем в виде плоской волны:

$$\psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (\mathbf{p}_\nu \mathbf{r}) \right]. \quad (18.48)$$

Такое же приближение

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp \left[\frac{i}{\hbar} (\mathbf{p}_e \mathbf{r}) \right]$$

пригодно и для электронов, если пренебречь влиянием кулоновского поля ядра (это допустимо для легких ядер и электронов с кинетической энергией $T_e > 200$ кэВ*). В этом пред-

* О кулоновской поправке см. п. 7, д.

положении $p_\nu = p_e \approx m_e c$ и $pr/\hbar \approx m_e c R/\hbar \approx 1/100$, т. е. $\psi_e(r) \approx \psi_e(0) = 1/\sqrt{V}$ и $\psi_\nu(r) = \psi_\nu(0) = 1/\sqrt{V}$. Тогда

$$\int \psi_e^* H' \psi_n d\tau = \frac{g}{V} \int \psi_{N_e}^* \psi_{N_n} d\tau = \frac{g}{V} M, \quad (18.49)$$

где g — постоянная, характеризующая интенсивность β -взаимодействия (подобно тому как электрический заряд характеризует интенсивность кулоновского взаимодействия), а M — ядерный матричный элемент, определяющийся свойствами волновых функций начального и конечного состояний нуклона.

Постоянная слабого взаимодействия g определяется экспериментально из сравнения некоторых следствий теории β -распада с опытом (см. п. 7, е). Матричный элемент

$$M = \int \psi_{N_e}^* \psi_{N_n} d\tau \quad (18.50)$$

тем больше, чем больше степень перекрытия волновых функций начального и конечного состояний нуклона. Если эти два состояния идентичны, то $M=1$ (так как $\int \psi^* \psi d\tau = 1$). Чем сильнее они различаются, тем меньше M .

Интеграл вида (18.50) является простейшей формой записи матричного элемента. В более строгом рассмотрении каждому из перечисленных выше пяти вариантов теории соответствует своя форма записи матричного элемента. Однако в любом варианте теории матричный элемент определяется свойствами волновых функций начального и конечного состояний ядра и принимает максимальное значение порядка единицы для разрешенных переходов (например, $|M|^2=2$ для β -распада ^{14}O , $|M|^2=1$ и $|M|^2=3$ для двух типов β -распада нейтрона и т. п.). Разрешенным переходам соответствуют определенные условия (правила отбора), которым должны удовлетворять начальное и конечное состояния ядра (значения спина и четности ядра).

Выражение dn/dE дает число состояний* для волн ψ_e и ψ_ν со значениями импульса, заключенными в пределах p и $p+dp$:

$$dn = 4\pi p^2 V dp / (2\pi\hbar)^3 = V p^2 dp / 2\pi^2 \hbar^3,$$

т. е. с учетом обеих частиц (e и $\tilde{\nu}$) получим

$$dn/dE_e = V^2 p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu / 4\pi^4 \hbar^6 dE_e. \quad (18.51)$$

* Как известно, $dn = 4\pi p^2 V dp / (2\pi\hbar)^3$ получается в предположении равномерного распределения по всем допустимым элементам объема фазового пространства. Применительно к рассматриваемому случаю это означает равномерность всех возможных распределений энергии между тремя частицами (e , ν и ядро отдачи) в процессе β -распада.

Подставив выражения (18.49) и (18.51) в формулу (18.43) и проинтегрировав по всем возможным значениям p_e и p_ν (они определяются из законов сохранения энергии и импульса при β -распаде), можно получить вероятность излучения и, следовательно, время жизни ядра τ относительно β -распада. Оно оказывается связанным с энергией β -распада соотношением

$$F(\epsilon_0) \tau = 2\pi^3 \hbar^7 c / g^2 (mc)^5 |M|^2, \quad (18.52)$$

где $\epsilon = (m_e c^2 + T_e) / m_e c^2$; $\epsilon_0 = (m_e c^2 + T_e^{\max}) / m_e c^2$, а $F(\epsilon_0)$ можно вычислить, и, в частности, для достаточно больших ϵ_0 получается $F(\epsilon_0) \sim \epsilon_0^5$, т. е. $\epsilon_0^5 \tau \approx \text{const}$.

Любопытно отметить, что зависимость $F(\epsilon_0) \tau \approx \epsilon_0^5 \tau \approx \text{const}$ можно очень просто и быстро получить из размерности. Действительно, вероятность β -распада должна быть пропорциональна квадрату константы слабого взаимодействия:

$$1/\tau \sim g^2. \quad (18.53)$$

Левая часть этой формулы имеет размерность $[T]^{-1}$, а правая $[E]^2 [L]^6$. Выравниваем размерности обеих частей, воспользовавшись системой единиц, в которой $\hbar = c = 1$. В этой системе $[T] = [L]$, так как $t = l/c$; $[L] = [M]^{-1}$, так как $\lambda = \hbar/mc$; $[M] = [E]$, так как $E = Mc^2$, и, следовательно, $[L] = [T] = [E]^{-1}$. Таким образом, левая часть формулы (18.53) имеет размерность $[E]$, а правая $[E]^{-4}$. Выравнивание размерностей приводит к формуле $1/\tau \sim \epsilon_0^5$, т. е. $\tau \epsilon_0^5 = \text{const}$.

г. Разрешенные и запрещенные переходы. Правила отбора

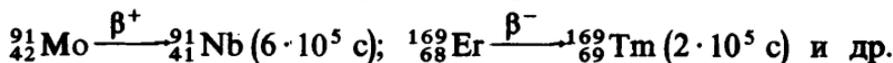
Из величин, входящих в формулу (18.52), $F(\epsilon_0)$ можно определить экспериментально, а $|M|^2$ должно быть близко либо к единице (для разрешенных переходов), либо к нулю (для запрещенных). Поэтому теория β -распада предсказывает, что произведение двух экспериментально измеряемых характеристик β -распада $F(\epsilon_0)$ и τ должно быть приблизительно постоянно как для разрешенных, так и для запрещенных переходов, причем константа во втором случае должна быть существенно больше, чем в первом. Наименьшее значение константа $F\tau$ должна иметь для особенно простых случаев β -распада, например для β -распада нейтрона и трития, у которых матричный элемент $|M|^2$ принимает максимально возможное значение. Это связано с тем, что волновые функции начального и конечного состояний свободного нейтрона и протона в точности совпадают, а для зеркальных ядер ${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$ очень похожи.

Таблица 15

β -переход	Период полураспада	$(T_0)_{\text{макс}}$, МэВ	$\lg F\tau$
${}^3_1\text{H} \xrightarrow{\beta^-} {}^3_2\text{He}, (1/2^+ - 1/2^+)$	12,27 года	0,01865	3,024
${}^6_2\text{He} \xrightarrow{\beta^-} {}^6_3\text{Li}, (0^+ - 1^+)$	0,813 с	3,500	2,91
${}^{14}_8\text{O} \xrightarrow{\beta^+} {}^{14}_7\text{N}, (0^+ - 0^+)$	71,36 с	1,012	3,484
${}^{34}_{17}\text{Cl} \xrightarrow{\beta^+} {}^{34}_{16}\text{S}, (0^+ - 0^+)$	1,565 с	4,460	3,483
${}^{50}_{25}\text{Mn} \xrightarrow{\beta^+} {}^{50}_{24}\text{Cr}, (0^+ - 0^+)$	0,2857 с	6,609	3,486

В табл. 15 приведены значения $\lg(F\tau)$ для нескольких случаев β -переходов между легкими ядрами. Из таблицы видно, что, несмотря на колоссальное отличие периодов полураспада для сравниваемых ядер, значение $F\tau$ (так называемый сравнительный период полураспада) во всех случаях имеет одинаковый порядок величины (около 10^3 с). Соответствующие переходы называются сверхразрешенными (преимущественно разрешенными; безусловно разрешенными; облегченными).

Для средних ядер периодической системы элементов матричные элементы для разрешенных переходов должны быть меньше, чем для рассмотренного случая легких ядер. Дело в том, что в средних ядрах нейтронов больше, чем протонов, благодаря чему уровни, занимаемые последним нейтроном исходного ядра и последним протоном конечного ядра, различны (см. § 12, п. 3). В связи с этим волновые функции начального и конечного ядер будут сильнее отличаться друг от друга и матричный элемент $|M|^2$ должен быть заметно меньше единицы. Сравнение периодов полураспада и энергии β -распада для этих случаев показывает, что $F\tau \approx 10^5$ с. Такие значения $F\tau$ имеют, например, переходы



Переходы, характеризующиеся значением $F\tau \approx 10^5$ с, называются разрешенными или нормально разрешенными.

Как указывалось выше, начальное и конечное состояния ядра для разрешенных (сверхразрешенных) переходов должны удовлетворять вполне определенным условиям. Эти условия

связаны с выполнением законов сохранения момента количества движения и четности и называются правилами отбора для разрешенных переходов. Существуют правила отбора Ферми и правила отбора Гамова—Теллера.

Согласно правилам отбора Ферми к разрешенным переходам относятся такие β -переходы, в результате которых ни момент, ни четность ядра не изменяются: $\Delta I=0$; $P_n/P_\pi=1$. По правилам отбора Гамова—Теллера к разрешенным переходам относятся β -переходы, в процессе которых четность ядра не изменяется ($P_n/P_\pi=1$), а изменение момента количества движения удовлетворяет условию $\Delta I=0, \pm 1$ [за исключением $(0-0)$ -перехода].

В строгой теории правила отбора вытекают из особенностей преобразования операторов и ортогональности волновых функций с различными моментами количества движения. Но их также можно получить и совсем простым и наглядным способом.

Правило отбора по четности наглядно следует из того, что выражение (18.50) при разных внутренних четностях Ψ_n и Ψ_π обращается в нуль.

Для получения правил отбора по моменту количества движения воспользуемся аналогией с рассуждением, приведенным в § 17, п. 4, для α -распада, согласно которой электроны (и нейтрино), вылетающие из ядра, должны удовлетворять условию

$$\rho = \lambda \sqrt{l(l+1)} \leq R_n, \quad (18.54)$$

где ρ —параметр удара; λ —дебройлевская длина волны; l —орбитальный момент; R_n —радиус ядра.

Из (18.54) следует

$$l \leq \frac{R_n}{\lambda} = \frac{R_n E}{\hbar c}.$$

Считая, что $E \approx 1$ МэВ и $R_n = 5 \cdot 10^{-13}$ см, получаем $l \approx 10^{-2}$, т. е. $l=0$. Таким образом, в разрешенных переходах β -распада электрон и нейтрино испускаются с $l=0$. Испускание e и ν_e с $l \neq 0$ маловероятно и соответствует запрещенным переходам.

Для разрешенных переходов следует рассмотреть две возможности:

1) e и ν испускаются с противоположно направленными спинами ($\overset{\uparrow}{e}, \overset{\downarrow}{\nu}$). Тогда полный момент, уносимый обеими частицами,

$$\underbrace{s_e + s_\nu}_0 + l_e + l_\nu = 0 \quad (18.55)$$

(ориентация спина у преобразующегося нуклона сохраняется). Следовательно, момент ядра в результате β -распада не изменяется: $\Delta I=0$. Полученный результат совпадает с правилом отбора Ферми по моменту количества движения для разрешенных переходов;

2) e и ν испускаются с одинаково направленными спинами (\uparrow_e, \uparrow_ν), так что полный момент, уносимый обеими частицами,

$$\underbrace{s_e + s_\nu}_1 + \underbrace{l_e}_0 + \underbrace{l_\nu}_0 = 1 \quad (18.56)$$

(ориентация спина нуклона изменяется на обратную). Возможные изменения полного момента ядра будут $\Delta I=0, \pm 1$ [за исключением $(0-0)$ -перехода]. Этот результат совпадает с правилом отбора Гамова—Теллера для момента количества движения.

Сопоставление спинов и четностей ядер, между которыми наблюдаются разрешенные β -переходы, показывает, что они действительно удовлетворяют правилам отбора Ферми или Гамова—Теллера (или тем и другим одновременно).

Примером чистого фермиевского перехода является β -распад ${}^{14}_8\text{O}$ [$(0^+ - 0^+)$ -переход], примером чистого гамов-теллеровского перехода— β -распад ядра ${}^6_2\text{He}$ [$(0^+ - 1^+)$ -переход], примером смешанного перехода— β -распад нейтрона [$(1/2^+ - 1/2^+)$ -переход]. Запрещенные переходы (с большими значениями $F\tau$) характеризуются нарушением правил отбора, при этом чем больше нарушение, тем больше константа $F\tau$. Так, например, β -переход ${}^{137}_{55}\text{Cs} \xrightarrow{\beta^-} {}^{137}_{56}\text{Ba}$, сопровождающийся изменением I на $\Delta I=7/2-3/2=2$, имеет $F\tau=4 \cdot 10^9$ с. Такой же порядок 10^9 имеет $F\tau$ для β -перехода ${}^{14}_6\text{C} \xrightarrow{\beta^-} {}^{14}_7\text{N}$. В этом случае $\Delta I=-1$, но ядра ${}^{14}_6\text{C}$ и ${}^{14}_7\text{N}$ имеют различную четность ($P_\text{н}/P_\text{к}=-1$). При переходе ${}^{10}_4\text{Be} \xrightarrow{\beta^-} {}^{10}_3\text{B}$, сопровождающемся изменением I на $\Delta I=3$, $F\tau \approx 5 \cdot 10^{13}$ с, а β -переход ${}^{40}_{19}\text{K} \xrightarrow{\beta^-} {}^{40}_{20}\text{Ca}$, при котором I изменяется на $\Delta I=4$, характеризуется значением $F\tau=10^{18}$ с*

* Об аномально больших значениях $F\tau$ для некоторых фермиевских переходов см. § 18, п. 11.

Для развития теории β -распада очень важно (см. п. 7, ж) знать точное значение $(F\tau)_{0^+ - 0^+}$, найденное из анализа нескольких ядер. Современное значение этой величины*

$$(F\tau)_{0^+ - 0^+} = (3074,2 \pm 3,5) \text{ с.}$$

д. Форма β -спектра. График Кюри

Правильность теории β -распада можно проверить также сравнением результатов эксперимента по определению формы β -спектра с соответствующими теоретическими формулами:

$$N(E_e) dE_e \sim p E (E_0 - E_e)^2 C(Z, p) dE_e \quad (18.57)$$

или

$$N(\varepsilon) d\varepsilon \sim \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \dot{C}(Z, p) d\varepsilon, \quad (18.58)$$

где E , E_0 , ε и ε_0 имеют те же значения, что и в формулах (18.51) и (18.52). Эти формулы легко получаются из формулы (18.51), если, воспользовавшись очевидными соотношениями

$$\left. \begin{aligned} E_e^2 &= m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2; & E_\nu^2 &= m_\nu^2 c^4 + p_\nu^2 c^2; \\ E_e + E_\nu &= E_0 \end{aligned} \right\} \quad (18.59)$$

и

$$\left. \begin{aligned} E_e dE_e &= c^2 p_e dp_e; & E_\nu dE_\nu &= c^2 p_\nu dp_\nu; \\ dE_e &= -dE_\nu \equiv dE, \end{aligned} \right\} \quad (18.60)$$

перейти от импульсов к энергиям в предположении, что $m_\nu \equiv 0$. (В предположении $m_\nu \neq 0$ формула изменяется.) Кроме того, в более точном рассмотрении должна быть учтена поправка на влияние кулоновского поля ядра $C(Z, p)$, которое искажает форму спектра (завышает количество электронов в мягкой области спектра и позитронов в жесткой). Кулоновский

поправочный множитель $C(Z, p) = \frac{|\psi_e(0)|_Z^2}{|\psi_e(0)|_0^2}$, где

$|\psi_e(0)|_Z^2$ — квадрат модуля волновой функции электронов в центре ядра с учетом кулоновского взаимодействия, а $|\psi_e(0)|_0^2$ — то же, но без учета.

Сравнивать теоретический спектр с экспериментальным трудно в связи с тем, что большинство β -спектров соответствуют суммарному эффекту от β -частиц, испускаемых при переходах не только в основное, но и в возбужденные

* Sirlin A. // Phys. Rev. 1987. Vol. D35, № 11. P. 3423—3427; Ormand W. E., Brown B. A. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62, № 8. P. 866—869.

состояния дочернего ядра. Поэтому такое сравнение можно проводить только вблизи от правой границы спектра, где энергия электронов максимальна, что соответствует переходу в основное состояние.

Для удобства сравнения обычно строят величину $(N(E)/C(Z, p) pE)^{1/2}$, которая, как следует из формулы (18.57), должна быть пропорциональна E :

$$(N(E)/C(Z, p) pE)^{1/2} \sim (E_0 - E). \quad (18.61)$$

Таким образом, получается прямая, пересекающая ось энергии при $E = E_0$ (график Кюри). Эксперимент подтверждает линейность графика Кюри на значительной части его протяжения для многих ядер. Тонкий анализ графика Кюри вблизи максимальной энергии электронов может быть использован для ответа на вопрос о массе нейтрино (см. п. б).

е. Константа β -взаимодействия

Выше показано, что из анализа экспериментальных значений $F\tau$ и формы спектра следует правильность основных положений простой теории β -распада. Это позволяет оценить константу β -взаимодействия g . Оценка g проводится с помощью соотношения (18.52), в котором для разрешенных переходов полагают $|M|^2 \approx 1$, а значения F и τ берут из эксперимента. Оценка дала*

$$g \approx 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3. \quad (18.62)$$

Крайняя малость величины g указывает на чрезвычайную слабость β -взаимодействия, β -силы несравненно слабее как ядерных, так и кулоновских сил и превосходят только гравитационные силы. Слабостью β -взаимодействия объясняются относительно большие значения периодов полураспада β -радиоактивных ядер.

Изложенная выше упрощенная теория β -распада непригодна для объяснения некоторых тонких эффектов, например угловых корреляций между импульсами электронов и антинейтрино. Для этого нужна более строгая теория.

ж. Выбор варианта теории

Выше показано, что основным положениям теории удовлетворяют пять вариантов, перечисленных в (18.46). Каждый из них характеризуется своими правилами отбора для

* Точное значение g см. п. 7; ж и 10, в.

разрешенных переходов. Для скалярного S и векторного V вариантов теории разрешенные переходы определяются правилами отбора Ферми, для тензорного и аксиально-векторного — правилами отбора Гамова—Теллера. Псевдоскалярный вариант для описания разрешенных переходов непригоден, так как для него разрешенными являются переходы, при которых $\Delta I=0$, а четность ядра изменяется.

Как уже упоминалось, первоначально теория β -распада строилась в предположении, что в слабых взаимодействиях выполняется закон сохранения четности и что в этом случае оператор взаимодействия H' определяется соотношением (18.47) с пятью комплексными коэффициентами C_i , т. е. с десятью вещественными параметрами.

Если предположить, что слабое взаимодействие инвариантно относительно обращения времени (подробнее об этом см. § 18, п. 10, г и § 118, п. 1), то коэффициенты C_i становятся вещественными, т. е. число параметров теории сокращается до пяти. Для того чтобы установить, какой именно вариант теории из пяти возможных соответствует действительности, надо найти значения этих параметров.

Из правил отбора следует, что при описании разрешенных переходов можно считать $C_P=0$. Остаются четыре параметра: C_S , C_V , C_A и C_T .

Из статистического характера энергетического спектра (отсутствие интерференционного члена вида $1/T_e$) следует, что из двух возможных вариантов взаимодействия Ферми (S и V) и двух возможных вариантов Гамова—Теллера (T и A) один должен преобладать. Это означает, что из четырех допустимых вариантов одновременно могут работать только два: ST , или SA , или VT , или VA . Тщательное изучение формы β -спектра позволило ограничить этот выбор двумя возможностями: ST или VA . Однако этот результат не сократил числа параметров теории.

Более однозначный выбор варианта теории можно сделать, проанализировав форму β -спектра для запрещенных β -переходов. Теория показывает, что форма спектра для запрещенных переходов отличается от формы спектра для разрешенных переходов и различна для разных вариантов теории.

Другая возможность экспериментального выбора варианта теории заключается в исследовании угловых корреляций при β -распаде. Теоретический анализ показывает, что вероятность β -распада зависит от угла между импульсами электрона p_e и нейтрино p_ν , причем функция, передающая эту угловую корреляцию, различна для разных вариантов теории.

Экспериментально угловую корреляцию между p_e и p_ν можно обнаружить в результате измерения корреляции

между импульсами электрона p_e и ядра отдачи $P_{\text{яд.о}}$ (например, между электроном и протоном при β -распаде нейтрона). Заключение о варианте теории можно получить также из анализа угловой корреляции между направлениями вылета электрона и γ -кванта (при β -переходах в возбужденное состояние дочернего ядра).

Перечисленные опыты очень долго давали противоречивые (и даже явно неверные) результаты, которые удалось согласовать между собой только в 1957 г., когда было показано, что преобладающими вариантами β -взаимодействия являются векторный (V) для фермиевских переходов и аксиально-векторный (A) для гамов-теллеровских переходов. Тем самым число параметров теории сократилось до двух.

Анализ чисто фермиевских переходов ($0^+ \rightarrow 0^+$) без изменения четности для нескольких ядер позволил найти точное значение константы фермиевского взаимодействия g_F по значению матричного элемента ($|M_F^{0^+ \rightarrow 0^+}|^2 = 2$) и $(F\tau)_{\text{эксп}}$ (см. п. 7, г): *

$$\begin{aligned} g_F &= (1,415 \pm 0,007) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = \\ &= (1,415 \pm 0,007) \cdot 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3. \end{aligned} \quad (18.63)$$

Вторая константа g_{GT} была найдена из анализа распада нейтрона, в котором участвуют оба варианта β -взаимодействия (подробнее см. п. 10, б, в).

Таким образом, к 1957 г. классическая теория β -распада, построенная в предположении выполнения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях, наконец приняла однозначный характер. Но именно в это время (1956—1957 гг.) было обнаружено, что закон сохранения четности в слабых взаимодействиях нарушается. Это потребовало полного пересмотра классической теории β -распада, который, к счастью, не затронул главных ее достижений. В частности, новая теория подтвердила преобладание V - и A -вариантов слабого взаимодействия.

8. НЕСОХРАНЕНИЕ P -ЧЕТНОСТИ И НАРУШЕНИЕ C -ИНВАРИАНТНОСТИ В β -РАСПАДЕ. ОПЫТ ВУ. CPT -ТЕОРЕМА

В § 6 определено понятие четности частицы или системы частиц и на примере волновой функции, удовлетворяющей уравнению Шредингера, показано, что четность изолированной системы сохраняется. Длительное время закон сохранения

* Döhner J., Abele H., Reichert I. e. a. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284, № 1. P. 123—126.

четности считался столь же универсальным, как и закон сохранения энергии. Для электромагнитных и сильных ядерных взаимодействий закон сохранения четности был проверен экспериментально. Что касается слабых взаимодействий типа β -распада, то казалось, что и здесь нет оснований сомневаться в его справедливости, так как теория β -распада, построенная в предположении выполнения закона сохранения четности, во многом подтверждается на опыте.

Однако в 1956 г. при исследовании свойств K -мезонов (см. § 114, п. 4) было обнаружено, что они в одних схемах распада ведут себя как четные, а в других — как нечетные частицы, т. е. при их распаде закон сохранения четности нарушается. Так как постоянная g , характеризующая K -распад, весьма близка по значению к постоянной g , характеризующей β -распад, то было высказано предположение, что четность не сохраняется и в процессе β -распада.

Ли Цзун-дао и Янг Дженг-нин показали, что наряду с теорией β -распада, опирающейся на закон сохранения четности, можно создать также теорию β -распада без учета этого закона.* Оказывается, что новая теория приводит к тем же экспериментально подтверждаемым выводам (спектр электронов, электронно-нейтринная угловая корреляция), что и старая. Поэтому предположение о несохранении четности в β -распаде не противоречило всем известным к тому времени экспериментальным данным. Это значит, что ни один из сделанных ранее опытов по изучению β -распада не дает ответа на вопрос о сохранении четности в процессе β -распада.

Согласно Ли и Янгу обнаружить несохранение четности в β -распаде можно в результате исследования β -распада поляризованных ядер. Такой опыт был поставлен в 1957 г. Ву и др., которые измерили угловое распределение электронов, испускаемых поляризованными ядрами ${}^{60}_{27}\text{Co}$.

Опыт оказался весьма трудным из-за сложности методики получения поляризованных ядер, требующей сверхвысоких магнитных полей и сверхнизких температур, и из-за специфических трудностей, связанных с необходимостью получения тонкого поверхностного слоя поляризованных ядер и создания специального β -счетчика, работающего в непосредственной близости от исследуемого образца (т. е. в вакууме при температуре около 0,01 К).

Сверхвысокие магнитные поля и сверхнизкие температуры для поляризации ядер нужны потому, что вследствие исключительной малости магнитного момента ядра энергия его

* Lee T. D., Yang C. N. // Phys. Rev. 1956. Vol. 104. P. 254.

взаимодействия с ориентирующим внешним магнитным полем сравнима с энергией дезориентирующего теплового движения. Расчет показывает, что для получения заметной поляризации (несколько десятков процентов) нужны магнитные поля около 10 Тл и температура около 0,01 К.

Такие большие и постоянные во времени магнитные поля в те годы получать непосредственно еще не умели*. Поэтому для получения полей порядка 10 Тл был применен метод Роуза—Гортера (1948 г.), заключающийся в использовании парамагнитных веществ. Электроны парамагнитных атомов создают в районе атомного ядра магнитные поля с напряженностью как раз такого порядка. Эти поля будут ориентированы одинаково, если поляризовать магнитные моменты электронов. Последняя задача сравнительно проста, так как магнитные моменты электронов примерно в 10^3 раз больше магнитных моментов ядер, в связи с чем для их поляризации (при той же температуре 0,01 К) нужны поля всего около 10^{-2} Тл.

Для получения сверхнизких температур применяется метод адиабатического размагничивания парамагнитных веществ (Дебай, 1926 г.), предварительно охлажденных до температуры жидкого гелия, испаряющегося при пониженном давлении (примерно 1 К). Охлаждение при адиабатическом размагничивании объясняется существованием магнитокалорического эффекта, сущность которого заключается в том, что при отсутствии притока тепла извне работа размагничивания парамагнетика совершается за счет его внутренней энергии, т. е. энергии теплового движения. При этом предварительное намагничивание парамагнетика надо проводить изотермически (чтобы увести из него выделяющееся при намагничивании тепло). Таким методом можно получить температуру около 0,001 К, а при использовании парамагнетизма ядер— даже 10^{-7} – 10^{-6} К.

Схема опыта Ву представлена на рис. 110. В качестве исследуемого образца O используется тонкий (0,05 мм) слой β -радиоактивного изотопа ^{60}Co (около 10^5 Бк), нанесенный на монокристалл нитрата церия-магния. Образец находится на дне контейнера K , изготовленного из того же вещества и укрепленного на теплоизолирующей подставке Π внутри стеклянной вакуумной камеры BK . Счетчиком электронов служит кристалл антрацена Kp толщиной 1,6 мм, также расположенный внутри камеры на расстоянии 2 см от образца.

* Сейчас постоянные магнитные поля порядка 10 Тл получают при помощи сверхпроводящих соленоидов.

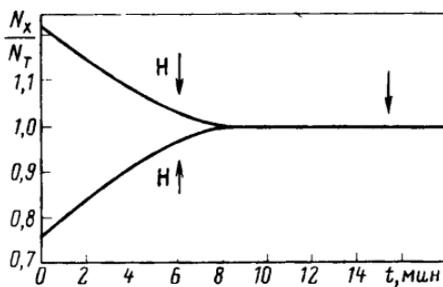
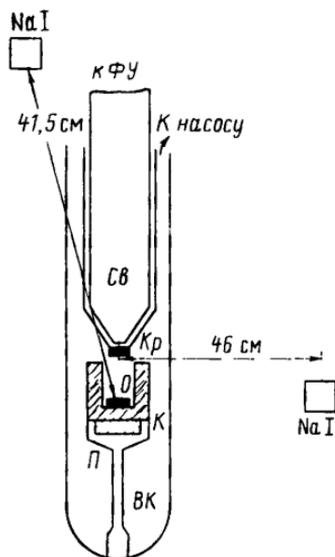


Рис. 111

Рис. 110

Сцинтилляции, возникающие в кристалле под действием электронов, передаются на фотоумножитель ФУ по длинному (около 120 см) светопроводу Св, нижний конец которого примыкает через стеклянное окошко вакуумной камеры к кристаллу.

Предварительное охлаждение вакуумной трубки проводится с помощью коаксиального сосуда Дьюара, наружная часть которого заполняется жидким азотом, а внутренняя (соединенная с насосом) — жидким гелием.

Измерения проводятся следующим образом. В вакуумную камеру впускается газообразный гелий (для теплового контакта контейнера с окружающей средой) и с помощью специального магнита изотермически намагничивается нитрат церия-магния. Затем газ откачивается и производится адиабатическое размагничивание, приводящее к дополнительному охлаждению контейнера и образца. После этого магнит убирается, а на его место снизу поднимается поляризующий соленоид, с помощью которого можно ориентировать вверх или вниз электронные (а следовательно, и ядерные) магнитные моменты.

Мерой поляризации ^{60}Co служит анизотропия в γ -излучении, сопровождающем β -распад, для измерения которой используются два γ -счетчика, изготовленных из кристалла NaI.

Результаты измерений приведены на рис. III, на котором по оси абсцисс отложено время измерения, по оси ординат — отношение скорости счета для холодного N_x и «теплого»

N_T образцов, а стрелками показаны два направления поляризуемого магнитного поля и момент впуска газа для нагрева. Сопоставляя рис. 110 и 111, легко установить, что электроны испускаются преимущественно в сторону, противоположную направлению спина ядра, причем асимметрия постепенно уменьшается со временем и пропадает совсем примерно через 8 мин. Последнее обстоятельство связано с уменьшением поляризации ядер по мере разогревания ^{60}Co теплом, выделяющимся при радиоактивном распаде, а также теплом, проходящим от окружающих предметов. Такое заключение подтверждается тем, что одновременно с исчезновением асимметрии β -распада пропадает и анизотропия γ -излучения.

В соответствии с результатом опыта Ву и др. угловое распределение электронов β -распада относительно направления спина ядра описывается формулой

$$f(\theta) = A(1 + \alpha \cos \theta), \quad (18.64)$$

где $\alpha < 1$. Электроны летят преимущественно против спина ядра*. Наличие в формуле (18.64) члена с $\cos \theta$ говорит об отсутствии зеркальной симметрии в процессе β -распада, т. е. о несохранении четности [см. формулу (6.4)].

Кроме β -распада и распада K -мезонов известен еще целый ряд процессов, относящихся к разряду слабых взаимодействий. Сравнение периодов полураспада, характеризующих эти процессы, с теорией показывает, что постоянная g для них очень близка к постоянной g для β - и K -распадов. Поэтому можно ожидать, что четность не сохраняется и в этих процессах. Мы познакомимся с ними в дальнейшем.

Легко показать, что одновременно с законом сохранения четности в слабых взаимодействиях нарушается инвариантность относительного зарядового сопряжения.

В релятивистской теории поля существует так называемая CPT-теорема, доказанная Людерсом и Паули, согласно которой законы природы инвариантны относительно произведения трех дискретных преобразований C , P и T :

$$CPT = 1 \quad (18.65)$$

(подробнее см. § 93 и § 103, п. 3). Под преобразованием C понимается операция зарядового сопряжения (замена частицы на античастицу), под преобразованием P — зеркальное отражение (замена x , y , z на $-x$, $-y$, $-z$), под преобразованием T — обращение времени (замена t на $-t$).

* В опыте с ^{58}Co получено $\alpha > 0$, т. е. позитроны β^+ -распада летят преимущественно по спину ядра.

Нарушение закона сохранения четности в слабом взаимодействии означает отсутствие P -инвариантности, т. е. наличие в гамильтониане слабого взаимодействия псевдоскалярного члена типа $s_n p_e$, который изменяет знак при P -преобразовании:

$$P(s_n p_e) = -s_n p_e \quad (18.66)$$

(так как координаты x, y, z входят в выражение $s_n p_e$ в нечетной степени). Вместе с тем этот член нечувствителен к T -преобразованию*:

$$T(s_n p_e) = s_n p_e$$

(так как время t входит в выражение $s_n p_e$ в четной степени). Поэтому

$$PT(s_n p_e) = -s_n p_e, \quad (18.67)$$

т. е. слабое взаимодействие неинвариантно по отношению к произведению P - и T -преобразований. Но согласно CPT -теореме PT -преобразование эквивалентно C -преобразованию. Таким образом, в слабых взаимодействиях нарушается инвариантность относительно зарядового сопряжения.

Нарушение C -инвариантности в ядерном β -распаде пока еще не проверено в прямом эксперименте с антиядрами ввиду невозможности постановки таких опытов. Однако подобная прямая проверка была сделана в опытах по сравнению двух каскадных зарядово-сопряженных схем распада частицы (π^+) и античастицы (π^-):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-,$$

которые также относятся к слабым процессам. Сравнение показало различную поляризацию $\mu^+(e^+)$ и $\mu^-(e^-)$. Подробнее см. § 105, п. 4.

9. ПЕРЕСМОТР ТЕОРИИ β -РАСПАДА

Доказательство нарушения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях потребовало пересмотра теории β -распада. В новой теории оператор H' должен быть записан в наиболее общей форме:

$$H' = \sum_{i=1}^5 (C_i H'_i + C'_i H''_i), \quad (18.68)$$

* Очевидно, что к T -преобразованию чувствительно трехчленное выражение типа $s_n [p_e p_v]$ (см. п. 10, г).

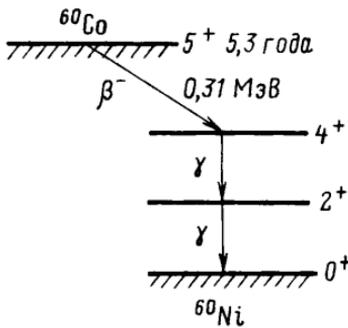


Рис. 112

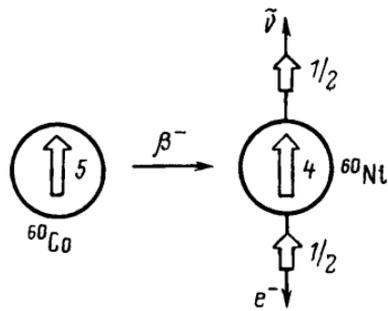


Рис. 113

где i пробегает значения, соответствующие пяти типам взаимодействия (S , V , T , A и P), перечисленным в (18.46). Каждое слагаемое характеризуется комплексным коэффициентом C_i (или C'_i). Первые пять слагаемых $\sum C_i H'_i$ не меняют знака при инверсии координат, вторые пять $\sum C'_i H''_i$ меняют его на обратный. В результате в выражении для квадрата модуля матричного элемента, определяющего вероятность β -распада, появляются псевдоскалярные члены типа $\mathbf{I}_\alpha \mathbf{p}_e$, которые и отвечают за нарушение четности в β -распаде.

Из выражения (18.68) следует, что наиболее общая теория β -распада содержит 20 параметров, т. е. удвоенное количество по сравнению с количеством параметров в классической теории. Казалось бы, это должно привести к существенному ухудшению положения с определением действующих вариантов теории. Однако этого не случилось потому, что опыты по изучению β -распада поляризованных ядер дали новую информацию о продольной поляризации продуктов β -распада. Из этой информации следует, что $C_i = C'_i$, т. е. фактическое число параметров в новой теории такое же, как и в старой*.

Продольная поляризация продуктов β -распада поляризованных ядер очевидна из следующего наглядного рассуждения. На рис. 112 изображена схема β -перехода ^{60}Co , использованного в опыте Ву. Из этой схемы следует, что β -переход сопровождается изменением спина на $\Delta I = 1$ (при сохранении четности ядра), т. е. что в этом переходе работает A -вариант.

Предыдущий опыт изучения угловых корреляций показал, что для A -варианта характерным является вылет электрона и антинейтрино в противоположные стороны (для V -варианта — в одну и ту же). Сопоставляя это заключение с результатом опыта Ву (преимущественный вылет электронов против спина

* Точнее см. п. 10. г.

ядра), получаем следующую картину распада ^{60}Co (рис. 113). Здесь тонкими стрелками показаны импульсы e и $\bar{\nu}$, а двойными — спины всех частиц, участвующих в β -распаде (цифра указывает значение спина, выраженное в \hbar). Из рисунка видно, что закон сохранения момента количества движения требует, чтобы электрон β -распада был поляризован против импульса (левая продольная поляризация), а антинейтрино — по импульсу (правая продольная поляризация)*.

Очень существенные результаты для теории β -распада получены при исследовании β -распада нейтрона.

10. β -РАСПАД НЕЙТРОНА. (V—A)-ВАРИАНТ ТЕОРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

а. Время жизни нейтрона. Спектр электронов

β -Переход между двумя простейшими зеркальными «ядрами» — нейтроном и протоном — относится к числу сверхразрешенных, для которых $F\tau \approx 10^3$ с.

Известная разность масс нейтрона и протона дает возможность вычислить граничную энергию β -спектра нейтрона и функцию F и, следовательно, теоретически предсказать время жизни τ для свободного нейтрона. Оценка давала значение $\tau \approx 30$ мин. Определение времени жизни такого порядка для радиоактивного ядра не представляет никаких сложностей. Тем не менее опыт по обнаружению β -распада свободного нейтрона чрезвычайно труден. Эта трудность связана с тем, что из нейтронов нельзя приготовить неподвижную мишень для последующего измерения ее радиоактивности обычным способом. Свободные нейтроны движутся, и их нельзя остановить без того, чтобы они не перестали быть свободными. При этом даже довольно медленные нейтроны, образующиеся в результате замедления быстрых нейтронов до энергии теплового движения атомов среды**, имеют (при комнатной температуре) скорость $v \approx 2 \cdot 10^5$ см/с. Такой нейтрон, войдя в прибор для регистрации β -распада размерами $l \approx 10$ см, через

$$\Delta t = l/v = 10/(2 \cdot 10^5) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$$

* Подробнее о значении и знаке продольной поляризации у e^- , e^+ , ν и $\bar{\nu}$ см. § 103, п. 3.

** Подробнее о свойствах тепловых нейтронов см. § 41. О еще более медленных (холодных и ультрахолодных) нейтронах см. § 43, п. 4 и § 46.

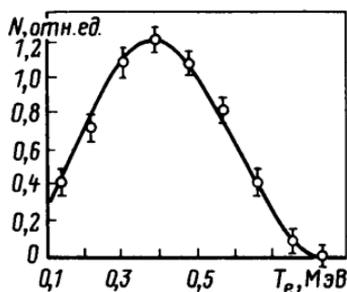
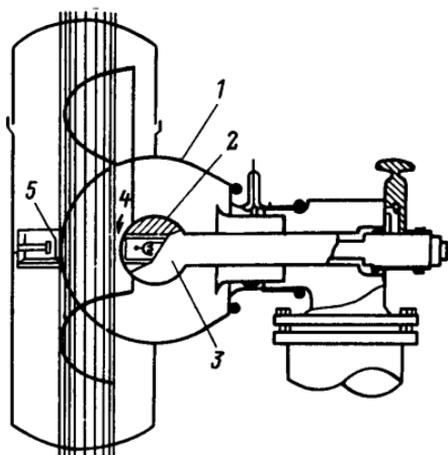


Рис. 115

←
Рис. 114

выйдет из него. Отсюда вероятность регистрации β -распада получается порядка

$$P = 5 \cdot 10^{-5} / (30 \cdot 60) = 3 \cdot 10^{-8},$$

в связи с чем для успешного проведения опыта нужны очень интенсивные пучки нейтронов. Поэтому экспериментальное изучение β -распада нейтрона сделалось возможным только после того, как были построены ядерные реакторы с высокими плотностями тепловых нейтронов.

Первые опыты по измерению времени жизни нейтрона были проведены в 1950 г. одновременно в Советском Союзе (П. Е. Спиваком и А. Н. Сосновским), США (Снеллом) и Канаде (Робсоном).

На рис. 114 приведена схема установки П. Е. Спивака и А. Н. Сосновского. Цифрами 1 и 3 отмечены два сферических электрода, между которыми приложена высокая разность потенциалов (20 кВ). Внутри электрода 3 расположен пропорциональный счетчик 2 с окошком, затянутым тонкой пленкой 4. Контроль за работой счетчика проводился с помощью α -частиц, испускаемых α -пушкой 5. Через прибор пропусклся пучок тепловых нейтронов (на рисунке заштрихован). Протоны, образовавшиеся в результате β -распада нейтронов и имеющие сравнительно невысокую энергию (около 100 эВ), отклонялись электрическим полем в 20 кВ в сторону внутреннего электрода, и часть из них попадала в пропорциональный счетчик. Зная форму и размеры прибора, можно по числу зарегистрированных протонов и известной интенсивности пучка тепловых нейтронов найти время жизни нейтрона. Оказалось, что оно составляет примерно 18 мин.

Примерно такие же результаты были получены Снеллом и Робсоном. Кроме того, в работе Робсона методом магнитного анализа был измерен энергетический спектр электронов от β -распада нейтрона. В отличие от β -спектров тяжелых ядер этот спектр имеет симметричную форму (рис. 115).

Позднее группа Спивака уточнила свои результаты, полученные в пучковом эксперименте, и выполнила новые измерения. Современное (1988 г.) значение времени жизни нейтрона, полученное этой группой*, равно:

$$\tau_n = (891 \pm 9) \text{ с.}$$

Близкое значение

$$\tau_n = (899 \pm 11) \text{ с}$$

получено В. И. Морозовым и др. измерением времени хранения ультрахолодных нейтронов (УХН) (см. § 46) в сосуде со стенками, покрытыми льдом из тяжелой воды**. Заметим, что этот метод измерения представляется наиболее прямым, поскольку здесь определяется убывание числа нейтронов из-за распада в реальном отсчете времени и не нужны абсолютные измерения интенсивности пучка нейтронов и образующихся продуктов β -распада, хотя надо учитывать убывание УХН по другим причинам.

В 1989 г. опубликована целая серия*** новых значений τ_n , заключенных в интервале 870—900 с, среди которых наилучшую точность имеет результат Мампе

$$\tau_n = (887,6 \pm 3) \text{ с,}$$

полученный методом хранения УХН в сосуде со стенками, покрытыми фторированным маслом, не содержащим водорода. Благодаря применению этого масла Мампе удалось достичь рекордного времени хранения УХН в сосуде—3600 с. Еще большее время удержания УХН, равное 4500 с, было достигнуто в магнитном накопительном кольце, которое также было использовано для измерения τ_n :

$$\tau_n = (876,7 \pm 10) \text{ с****}$$

(подробнее см. § 46, п. 3).

* Спивак П. Е. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94: С. 1—10.

** Косишцев Ю. Ю., Морозов В. И., Терехов Г. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 444—446.

*** Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284, № 1. P. 98—100, 101—107, 108—110, 111—115, 116—119, 120—122, 123—126.

**** Anton F. e. a. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284, № 1. P. 101—107.

Среднее значение $\bar{\tau}_n$, подсчитанное по нескольким измерениям, равно:

$$\bar{\tau}_n = (888,2 \pm 2,6) \text{ с.}$$

б. $(F\tau)_{\text{эксн}} \approx \lambda = |g_{GT}/g_F|$

Точное значение τ_n и, следовательно, $(F\tau)_{\text{эксн}}$ для нейтрона позволило оценить константу гамов-теллеровского взаимодействия g_{GT} . Эта возможность связана с тем, что β -переход в случае распада нейтрона происходит между такими состояниями ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$), когда разрешенными являются оба вида взаимодействия, как фермиевское, так и гамов-теллеровское, причем в связи с зеркальностью нейтрона и протона в обоих случаях известны точные значения матричных элементов ($|M_F|^2 = 1$; $|M_{GT}|^2 = 3$). Поэтому экспериментальная константа $F\tau$ в случае распада нейтрона выражается как через известное из выражения (18.63) значение g_F , так и через g_{GT} :

$$(F\tau)_{\text{эксн}}^n = \frac{2\pi^3 \hbar^7 c}{(mc)^5 (g_F^2 + 3g_{GT}^2)}. \quad (18.69)$$

Сравнивая (18.69) с аналогичным выражением для чисто фермиевских переходов $0^+ - 0^+$ (матричный элемент которых $|M_F|^2 = 2$), получаем

$$(F\tau)_{\text{эксн}}^{(n)} / (F\tau)_{\text{эксн}}^{0^+ - 0^+} = 2g_F^2 / (g_F^2 + 3g_{GT}^2). \quad (18.70)$$

Вычисление показывает, что $|g_{GT}|$ несколько больше, чем $|g_F|$. Среднее значение $\lambda = |g_{GT}/g_F|$, полученное с использованием нескольких наиболее точных результатов по τ_n , равно:

$$\lambda_{\tau_n} = 1,267 \pm 0,007^*. \quad (18.71)$$

в. Угловые корреляции

Для определения варианта теории слабого взаимодействия очень важны опыты по определению различных корреляционных соотношений между импульсом электрона \mathbf{p}_e , импульсом антинейтрино $\mathbf{p}_{\bar{\nu}}$ и спином нейтрона \mathbf{s}_n в β -распаде нейтрона. В общем виде вероятность β -распада нейтрона определяется выражением

* Erosolimskii B. G. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. Vol. A284, № 1. P. 89—93.

$$W(E, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_{\bar{\nu}}) = F(E) \left[1 + a \frac{v}{c} (\mathbf{p}_e \mathbf{p}_{\bar{\nu}}) + A \frac{v}{c} (\mathbf{s}_n \mathbf{p}_e) + B (\mathbf{s}_n \mathbf{p}_{\bar{\nu}}) + D \frac{v}{c} \mathbf{s}_n [\mathbf{p}_e \mathbf{p}_{\bar{\nu}}] \right], \quad (18.72)$$

где $F(E)$ — функция, характеризующая форму спектра; v — скорость электрона; a , A , B и D — коэффициенты.

Первые наиболее надежные данные по электрон-антинейтринной корреляции были получены в цикле работ В. В. Владимирского с сотрудниками*. В этих измерениях, выполненных с помощью электронного и протонного спектрометров, были определены энергии и направления вылета электрона и протона, по которым можно восстановить направление вылета антинейтрино. Для снижения фона регистрировались тройные совпадения (от счетчика протонов и двух β -детекторов, один из которых установлен в фокусе электронных траекторий, другой — в их конце). Получено значение $a = -0,091 \pm 0,039$. Более точное значение

$$a = -0,1017 \pm 0,0051 \quad (18.73)$$

получено в 1975—1978 гг. Доброземским (Австрия)**.

Первые опыты по изучению угловых корреляций электронов и антинейтрино со спином нейтрона поставлены Телегди в 1958 г. В этих опытах поляризация нейтронов проводилась при помощи магнитного зеркала, изготовленного из кобальта (см. § 5, п. 4). При угле скольжения $8'$ Телегди получил почти полную поляризацию (0,9).

Для измерения углового распределения электронов регистрировалось число $(e-p)$ -совпадений от β -распада нейтронов при двух различных ориентациях спина нейтрона. Схема опыта изображена на рис. 116. Здесь n — пучок нейтронов (перпендикулярный плоскости рисунка); D_p — детектор протонов; D_e — детектор электронов; \mathbf{s}_n — спин нейтрона. В результате измерений получено распределение электронов вида

$$f(\theta) = 1 + A \frac{v_e}{c} \cos \theta, \quad (18.74)$$

где $A \approx -0,1$.

Угловое распределение антинейтрино было измерено при помощи установки, регистрирующей совпадения электронов и протонов, летящих в определенном направлении (рис. 117). В такой геометрии опыта в соответствии с законом сохранения

* Григорьев В. К., Гриншид А. П., Владимирский В. В. и др. // Ядерная физика. 1967. Т. 6. С. 329—335.

** См. подстрочное примечание к формуле (18.71).

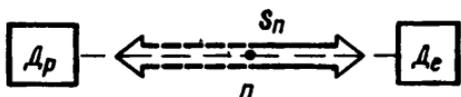
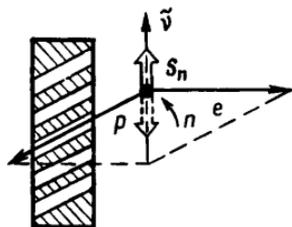


Рис. 116

Рис. 117



импульса антинейтрино β -распада должны вылетать вверх. Измерение числа $(e-p)$ -совпадений при двух ориентациях спина нейтрона (вверх и вниз) дало следующий результат:

$$\varphi(\theta) = 1 + B \cos \theta, \quad (18.75)$$

где $B \approx 1$. Современные значения коэффициентов A и B таковы:

$$A = -0,114 \pm 0,005; \quad B = 0,995 \pm 0,035 \quad (18.76)$$

(см. сноску на стр. 245)

г. $(V-A)$ -вариант. Примесь других вариантов

Полученные значения коэффициентов A и B подтверждают несохранение четности в β -распаде и преобладание V - и A -вариантов взаимодействия, а также согласуются с правой продольной поляризацией антинейтрино. Из относительных значений и знаков коэффициентов A и B также следует, что V - и A -взаимодействия находятся в противоположных фазах. Наглядно этот результат можно пояснить следующим рассуждением.

Для β -распада нейтрона разрешены как A -, так и V -варианты. Как указано раньше, A -вариант характеризуется вылетом электрона против спина, а антинейтрино — по спину исходного ядра, а V -вариант — вылетом обеих частиц против спина ядра (рис. 118). В первом случае e^- и $\bar{\nu}$ уносят суммарный спин, равный единице (напоминаем, что $l_e = l_{\bar{\nu}} = 0$),

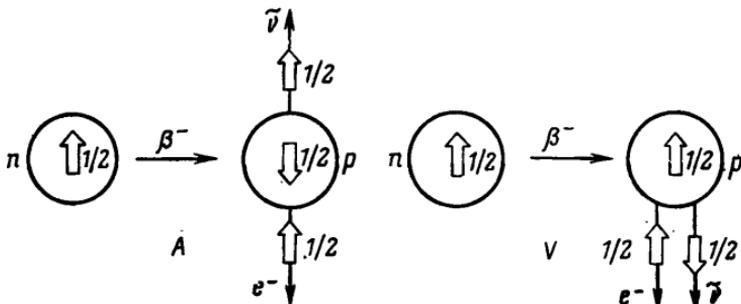


Рис. 118

т. е. спин нуклона в процессе β -распада переориентируется. Во втором случае e^- и $\bar{\nu}$ не уносят спина. Обе схемы согласуются со знаками продольной поляризации электрона и антинейтрино.

Легко видеть, что «сумма рисунков» [($V+A$)-вариант] соответствует сильной корреляции для p_e и s_n и слабой для $p_{\bar{\nu}}$ и s_n , что противоречит эксперименту. Вместе с тем «разность рисунков» [($A-V$)-вариант] дает корреляцию, наблюдавшуюся на опыте. Проведенное рассуждение справедливо с точностью до знака слабого потенциала относительно сильного. Относительный знак обоих потенциалов можно определить из интерференционных опытов типа слабого рассеяния нуклонов, которые дали $-(A-V)$, т. е. ($V-A$)-вариант.

В заключение следует повторить, что для независимого определения всех коэффициентов выражения (18.68) не хватает экспериментального материала. Строго говоря, ($V-A$)-вариант теории только не противоречит ни одному из современных экспериментов. Но они не позволяют полностью исключить примесь других вариантов, которая может быть очень большой (до 15% для примеси T к A и до 30% для примеси S к V).

Поэтому заключение о ($V-A$)-варианте слабого взаимодействия в значительной степени опирается на предположение о справедливости t -инвариантности и двухкомпонентной теории нейтрино (т. е. 100%-ной продольной поляризации нейтрино и антинейтрино). Как уже отмечено, из первого предположения следует, что все коэффициенты $C_k = |C_k| \exp(i\varphi_k)$ и $C'_k = |C'_k| \exp(i\varphi'_k)$ должны быть вещественны, а из второго — что они попарно равны. Таким образом, для ($V-A$)-варианта выполнение обоих предположений должно приводить к следующим соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_V - \varphi'_V = 0, \quad \varphi_A - \varphi'_A = 0; \\ \varphi_V - \varphi_A = 180^\circ; \quad \varphi'_V - \varphi'_A = 180^\circ; \\ |C_V| = |C'_V|, \quad |C_A| = |C'_A|. \end{aligned} \right\} \quad (18.77)$$

Экспериментальная проверка t -инвариантности была сделана в опыте по измерению тройной корреляции в β -распаде нейтрона. Если поставить опыт так, чтобы тройка векторов s_n , p_e и $p_{\bar{\nu}}$ была взаимно перпендикулярна, то при замене $t \rightarrow -t$ они преобразуются в зеркальную тройку, которая (если ее повернуть на 180° относительно s_n) отличается от первоначальной только ориентацией спина (рис. 119). Таким образом, при наличии t -инвариантности должна быть симметрия испускания e^- и $\bar{\nu}$ относительно изменения направления спина нейтрона s_n . Другими словами, в гамильтониане слабого

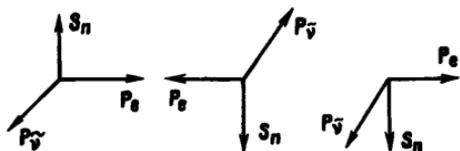


Рис. 119

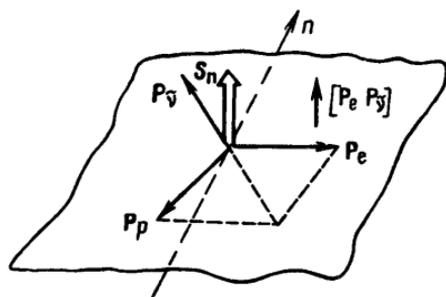


Рис. 120

взаимодействия не должно быть члена с тройным смешанным произведением вида $Ds_n[\mathbf{p}_e\mathbf{p}_{\bar{\nu}}]$, т. е. коэффициент D при нем должен быть равен нулю.

Схема возможного опыта показана на рис. 120. Геометрия прибора такова, что она отбирает события, для которых \mathbf{p}_n , \mathbf{p}_e , \mathbf{p}_p и $\mathbf{p}_{\bar{\nu}}$ лежат в одной плоскости. Тогда \mathbf{s}_n будет перпендикулярен этой плоскости, а векторное произведение $[\mathbf{p}_e\mathbf{p}_{\bar{\nu}}]$ — параллельно или антипараллельно \mathbf{s}_n . Поэтому при обращении \mathbf{s}_n тройное смешанное произведение $s_n[\mathbf{p}_e\mathbf{p}_{\bar{\nu}}]$ должно изменить знак. Различие в результатах измерений, выполненных при двух ориентациях спина нейтрона, позволяет оценить коэффициент D . В наиболее точных измерениях* для этого коэффициента были получены значения $D = +0,0022 \pm 0,0030$ (СССР) и $D = -0,0011 \pm 0,0017$ (Франция), которые свидетельствуют в пользу t -инвариантности**.

Заключение о 100%-ной продольной поляризации ν_e и $\bar{\nu}_e$ опирается на предположение о том, что масса ν_e ($\bar{\nu}_e$) тождественно равна нулю. В свете последних данных (см. § 108) возможно, что $m_{\nu_e}^{\text{эксп}} \neq 0$, однако ее значение настолько мало, что этот результат не должен сказаться на обсуждаемом заключении.

В итоге из анализа экспериментов следует, что

$$\left. \begin{aligned} \varphi_V - \varphi'_V &= (0 \pm 48)^\circ, & \varphi_A - \varphi'_A &= (0 \pm 13)^\circ; \\ \varphi_V - \varphi_A &= (180 \pm 31)^\circ, & \varphi'_V - \varphi'_A &= (180 \pm 31)^\circ; \\ |C_V|^2 / |C'_A|^2 &= 1 \pm 0,2, & |C_A|^2 / |C'_A|^2 &= 1 \pm 0,015. \end{aligned} \right\} (18.78)$$

Как видим, точность, с которой подтверждается ($V-A$)-вариант теории слабого взаимодействия, не очень высока, однако заключение о справедливости этого варианта

* См. сноску к формуле (18.71).

** В 1964 г. было обнаружено 0,1%-ное нарушение CP -четности в распаде нейтральных K -мезонов, из которого следует (в предположении справедливости CPT -теоремы) нарушение t -инвариантности в этом процессе. Подробнее см. § 118, п. 4.

представляется весьма правдоподобным еще и потому, что он носит достаточно универсальный характер. Кроме β -распада ($V-A$)-вариант теории описывает также ($\mu-e$)-распад, захват мюона протоном и некоторые другие процессы слабого взаимодействия. Подробнее о точности этого описания см. § 129.

д. Сравнение λ_{τ} с $\lambda_{a,A}$ и значение g_{GT}

В случае справедливости ($V-A$)-варианта теории слабого взаимодействия между коэффициентами A , a и B и величиной λ должны существовать зависимости вида

$$A = -2 \frac{\lambda + \lambda^2}{1 + 3\lambda^2}; \quad a = \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2}; \quad B = -2 \frac{\lambda - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2},$$

которые позволяют вычислить λ по значениям a и A (значения λ , полученные из B , имеют большую погрешность):

$$\bar{\lambda}_{a,A} = 1,261 \pm 0,004^*.$$

Полученное значение в пределах погрешности совпадает со значением λ_{τ} (см. п. 10, б). Помножив $\bar{\lambda}_{a,A}$ и λ_{τ} на g_F (см. п. 7, ж), получим пределы для возможных значений гамов-теллеровской константы:

$$g_{GT} = -(1,78 - 1,80) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = \\ = -(1,78 - 1,80) \cdot 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3.$$

На (февраль 1990 г.) точность измерения значений λ_{τ} и $\lambda_{a,A}$ такова, что можно предполагать небольшое различие между ними. Если это различие подтвердится в еще более точных экспериментах, то для его объяснения, возможно, потребуется введение в теорию слабых взаимодействий небольшой примеси правых токов. О важности этой проблемы и, в частности, о связи гипотезы существования правых токов с проблемой существования у нейтрино массы $m_\nu \neq 0$ см. § 108.

11. ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ

Среди фермиевских ($0^+ - 0^+$)-переходов имеется более десятка с аномально большими значениями $F\tau \approx 10^6 - 10^{10}$ с (в том числе для тяжелых ядер). Сравнение этих β -переходов с известными сверхразрешенными ($0^+ - 0^+$)-переходами ($F\tau \approx 10^3$ с) показало, что большие значения $F\tau$ связаны с запретом по изоспину. В строгой теории β -распада можно показать,

* См. сноску к формуле (18.71).

что фермиевский матричный элемент имеет следующие правила отбора по изоспину:

$$\Delta T=0 \text{ и } \Delta T_z = \pm 1.$$

Оказалось, что эти правила выполняются для $(0^+ - 0^+)$ -переходов, имеющих $Ft \approx 10^3$ с, и нарушаются ($\Delta T=1$) для аномальных. Таким образом, запрет по изоспину является сильным (в том числе для тяжелых ядер). Подобное же заключение (о малости фермиевского матричного элемента при $\Delta T=1$) было получено и для ряда смешанных β -переходов типа $I \rightarrow I \neq 0$.

Наглядно правила отбора по изоспину для β -распада вытекают из относительно большего перекрытия волновых функций начального и конечного состояний для аналогичных переходов с $\Delta T=0$. (Об аналоговых состояниях ядер см. § 8.)

§ 19. γ -Излучение ядер

γ -Излучением называется самопроизвольное испускание ядром γ -квантов. В процессе испускания γ -кванта ядро переходит из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией (радиационный переход). Радиационный переход может быть однократным, когда ядро, испустив один квант, сразу переходит в основное состояние (рис. 121, а), или каскадным, когда снятие возбуждения происходит в результате последовательного испускания нескольких γ -квантов (рис. 121, б).

По своей физической природе γ -излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение ядерного происхождения. Обычно энергия ядерных γ -квантов бывает заключена в пределах примерно от 10 КэВ до 5 МэВ ($10^{-8} \geq \lambda_\gamma \geq 2 \cdot 10^{-11}$ см).

Энергия γ -кванта E_γ определяется разностью энергий уровней ядра E , между которыми происходит радиационный переход. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса

$$E = E_\gamma + T_{\text{яд}}; \quad 0 = \mathbf{p}_\gamma + \mathbf{p}_{\text{яд}}, \quad (19.1)$$

где $T_{\text{яд}}$ и $\mathbf{p}_{\text{яд}}$ — кинетическая энергия и импульс ядра отдачи соответственно. Отсюда легко получить оценку $T_{\text{яд}}$:

$$T_{\text{яд}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{яд}}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2}, \quad (19.2)$$

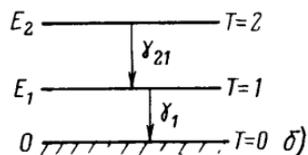
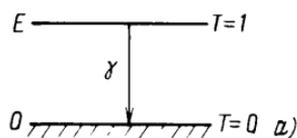


Рис. 121

что при $E \approx 0,1 \div 1$ МэВ для ядер с $A \approx 10^2$ дает $T_{\text{яд}} \approx \approx 0,1 \div 10$ эВ = $(10^{-6} \div 10^{-5}) E$. Таким образом, γ -квант уносит подавляющую часть энергии возбуждения ядра. Из проведенного рассуждения видно, что спектр γ -квантов дискретен.

Ядро может оказаться в возбужденном состоянии по разным причинам, например в результате предшествующего α - или β -распада. После α -распада обычно испускаются γ -кванты невысокой энергии ($E_\gamma < 0,5$ МэВ), так как α -распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильно возбужденном состоянии ($W > 0,5$ МэВ), затруднен из-за малой прозрачности барьера для α -частиц с пониженной энергией. Энергия γ -квантов, испускаемых дочерним ядром после β -распада, может быть больше и достигает 2—2,5 МэВ. Это связано с тем, что вероятность β -распада определяется более слабой функцией энергии ($F \sim E_\beta^5$), чем вероятность α -распада.

В обоих рассмотренных примерах ядро, испускающее γ -кванты, имеет сравнительно небольшую энергию возбуждения, недостаточную для испускания нуклона. Этот результат можно распространить и на многие другие процессы, приводящие к образованию ядер с энергией возбуждения, меньшей энергии отделения нуклона. К числу таких процессов относятся многочисленные ядерные реакции, одним из продуктов которых является ядро в возбужденном состоянии. При этом обычно энергия возбуждения ядра-продукта бывает меньше энергии отделения нуклона (или какой-либо другой частицы) и испускание γ -квантов является единственно возможным способом снятия возбуждения [если не считать рассматриваемых ниже явлений внутренней конверсии и образования ($e^+ - e^-$)-пар].

В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра-продукта оказывается равной энергии отделения нуклона или больше нее, испускание γ -квантов также может быть преобладающим эффектом, если испускание нуклона почему-либо затруднено. В части второй книги рассмотрены реакции радиационного захвата медленных нейтронов, в которых возбуждение ядра, полученное за счет энергии связи захваченного нейтрона, снимается испусканием двух-трех γ -квантов. Процесс испускания γ -квантов в этом случае оказывается более вероятным, чем обратное отделение нейтрона, так как последнее связано с необходимостью концентрации всей энергии возбуждения на одном нуклоне, который к тому же должен находиться вблизи границы ядра. Это явление маловероятно из-за того, что сразу же после захвата нейтрона вносимая им энергия связи быстро перераспределяется в ядре между всеми его нуклонами.

Испускание γ -квантов ядрами, возбужденными. значительно выше энергии отделения частицы, бывает связано с запретом по четности и моменту количества движения для вылета нуклонов (или других частиц), который делает процесс испускания γ -квантов относительно более вероятным. Примером такого рода является испускание γ -квантов с энергией 17 МэВ в результате реакции ${}^7_3\text{Li} + p \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$ (см. § 62, п. 2).

γ -Кванты, испускающиеся ядром при переходе в низшее энергетическое состояние, могут уносить различный момент количества движения l . Излучение, уносящее момент количества движения $l=1$, называется дипольным, $l=2$ — квадрупольным, $l=3$ — октупольным и т. д.* Каждое из них характеризуется определенным характером углового распределения. γ -Кванты различной мультипольности возникают в результате различных «колебаний» ядерной жидкости: электрических (дипольные $E1$, квадрупольные $E2$ и т. д.) и магнитных (дипольные $M1$, квадрупольные $M2$ и т. д.).

Процессы первого типа обусловлены перераспределением электрических зарядов в ядре, процессы второго типа — перераспределением спиновых и орбитальных магнитных моментов. При этом перераспределение нейтронов, для которых $Z=0$, также должно приводить к испусканию электрических γ -квантов, так как движение нейтронов сопровождается возникновением заряженных ядер отдачи.

Более определенное представление о механизме γ -перехода можно составить на базе конкретной модели ядра. Так, в одночастичной модели ядра испускание γ -мультиполя связывают с переходом одного нуклона между двумя одночастичными уровнями, отличающимися по моменту количества движения на $\Delta I=l$.

1. ВЕРОЯТНОСТЬ γ -ПЕРЕХОДА И ПРАВИЛА ОТБОРА

Ввиду малости константы электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137 \ll 1$ рассчитать вероятность P радиационного перехода можно методами теории возмущений, зависящей от времени:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M^2| \frac{dn}{dE}. \quad (19.3)$$

Здесь $M = \int \psi_{\kappa}^* H' \psi_{\pi} d\tau$ — матричный элемент гамильтониана взаимодействия H' электромагнитного поля с зарядами

* Излучение с $l=0$ не существует из-за поперечности электромагнитных волн.

и магнитными моментами; dn/dE —плотность конечных состояний; ψ_{κ} и ψ_{ν} —соответственно волновые функции конечного и начального состояний ядра.

Электромагнитная теория позволяет записать выражения для H' и dn/dE . Поэтому, пользуясь какой-либо моделью ядра (например, оболочечной) для получения ψ_{ν} и ψ_{κ} , можно оценить вероятность P . Очень грубо результаты теории сводятся к следующему.

Поле излучения движущихся зарядов можно представить в виде ряда сферических функций. Если опустить зависимость от координат и углов, то от первого члена ряда, соответствующего дипольному излучателю и кванту с моментом $l \approx 1$, остается множитель R/λ , где R —радиус ядра, а λ —длина волны испускаемого излучения. Второму члену ряда ($l=2$) соответствует множитель $(R/\lambda)^2$, l -му— $(R/\lambda)^l$. При обычных значениях $E_{\gamma} \approx 1$ МэВ для ядер из середины периодической системы элементов ($A \approx 10^2$)

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{RE}{2\pi\hbar c} = \frac{6 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{-2}, \quad (19.4)$$

т. е. ряд быстро сходится.

Поскольку P пропорциональна квадрату модуля матричного элемента $|M|^2$, то для γ -квантов с мультипольностью l имеем

$$P_l \sim (R/\lambda)^{2l} \sim A^{2l/3} E^{2l}. \quad (19.5)$$

Таким образом, при возрастании l на единицу интенсивность излучения убывает примерно в $P_l/P_{l+1} = (\lambda/R)^2 = 10^4$ раз. Отсюда следует, что определяющим является первый отличный от нуля член ряда (он может не соответствовать $l=1$ из-за правил отбора).

То же заключение можно сделать и относительно магнитных мультиполей. Однако при равных l интенсивность магнитного излучения оказывается в $(d/\mu)^2$ раз меньше электрического, где d —электрический, а μ —магнитный моменты ядра. Это объясняется разной структурой H' для электрических и магнитных переходов. В первом случае в состав H' входят электрические моменты ядра, во втором—магнитные. Величина $(d/\mu)^2$ приблизительно равна (при $A \approx 10^2$):

$$\left(\frac{eR}{e\hbar/m\hbar c} \right)^2 = \left(\frac{m_N c R}{\hbar} \right)^2 \approx 10^2 \div 10^3. \quad (19.6)$$

Набор возможных значений l_E и l_M определяется правилами отбора по моменту количества движения и четности. Согласно первому правилу отбора должно существовать следующее

соотношение между моментом l , уносимым γ -квантом, и моментами начального (I_n) и конечного (I_k) состояний ядра:

$$|I_n - I_k| \leq l \leq I_n + I_k. \quad (19.7)$$

Согласно второму правилу отбора моменты электрического γ -излучения l_E и магнитного γ -излучения l_M должны быть связаны с четностью начального P_n и конечного P_k состояний ядра соотношениями

$$P_n/P_k = (-1)^{l_E}; \quad P_n/P_k = (-1)^{l_M+1}. \quad (19.8)$$

Из этих соотношений следует, например, что $E1$ -переход возможен только между состояниями ядра с разной четностью, а $M1$ -переход — с одинаковой. В обоих случаях моменты ядер должны удовлетворять соотношению $\Delta I = 0, \pm 1$ [кроме $(0-0)$ -переходов].

Происхождение правила отбора по четности видно из рассмотрения структуры матричного элемента

$$M = \int \psi_k^* H' \psi_n d\tau,$$

который в случае $E1$ -перехода содержит в составе H' электрический дипольный момент, преобразующийся при инверсии координат как полярный вектор, а в случае $M1$ -перехода — магнитный дипольный момент, имеющий свойства аксиального вектора.

Учитывая все перечисленные выше особенности γ -излучения, а именно:

- 1) снижение вероятности γ -перехода с ростом l ;
 - 2) относительно меньшую вероятность магнитных переходов по сравнению с электрическими при $l = \text{const}$;
 - 3) правила отбора по моменту и четности,
- можно прийти к следующему заключению.

Главную роль в радиационном переходе ядра между двумя состояниями с данными P_n , P_k и ΔI играют электрические и (или) магнитные мультиполи с наименьшими значениями l_E и l_M , удовлетворяющими правилам отбора по моменту и четности:

$$l = |\Delta I| \text{ и } l = |\Delta I| + 1. \quad (19.9)$$

Один из них должен быть электрическим, другой — магнитным.

Для грубой ориентировочной оценки абсолютных значений периодов полураспада $T_{1/2}$, соответствующих разным γ -переходам, можно использовать формулы Вайскопфа, полученные на основе одночастичной модели ядра в предположении, что γ -переход обусловлен переходом одного нуклона из одного одночастичного состояния в другое [ср. с (19.5)]:

$$W_{E1} \sim E^{2l+1} A^{2l/3}; W_{M1} \sim E^{2l+1} A^{2(l-1)/3}. \quad (19.10)$$

В табл. 16 приведены приближенные значения $T_{1/2}$ для электрических и магнитных переходов при $l=1 \div 5$ и трех значениях энергии: $E_\gamma=0,1$ МэВ; $E_\gamma=1,0$ МэВ и $E_\gamma=10$ МэВ, вычисленные по этим формулам для ядра с $A=125$.

Кроме правил отбора по спину и четности γ -переходы должны удовлетворять правилам отбора по изоспину. Эти правила имеют следующий вид для γ -излучения любой мультипольности:

$$\Delta T=0, \pm 1 \text{ и } \Delta T_\zeta=0. \quad (19.11)$$

Существующие экспериментальные данные не противоречат этим правилам. Для нескольких ядер было показано, что γ -переход с уровня, имеющего $T=2$, в состояние с $T=0$ протекает не прямым, а каскадным способом — через промежуточный уровень с $T=1$ (см. рис. 121, б).

Экспериментальное изучение γ -излучения проводится при исследовании вторичных процессов, сопровождающих прохождение γ -квантов через вещество: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования электрон-позитронных пар (см. § 30). Во всех этих процессах возникают электроны, по значению и направлению импульса которых можно судить об энергии и направлении вызвавших их γ -квантов.

Анализ электронов отдачи, возникающих в эффекте Комптона, может проводиться, например, при помощи камеры Вильсона с магнитным полем. Этот метод впервые предложен в 1927 г. советским физиком Д. В. Скобельцыным и в свое время сыграл очень большую роль при экспериментальном изучении эффекта Комптона и фотоэффекта. Однако из-за

Таблица 16

l	$E_\gamma=0,1$ МэВ		$E_\gamma=1,0$ МэВ		$E_\gamma=10$ МэВ	
	Электрический	Магнитный	Электрический	Магнитный	Электрический	Магнитный
1	10^{-13} с	10^{-11} с	10^{-16} с	10^{-14} с	10^{-19} с	10^{-17} с
2	10^{-6} с	10^{-4} с	10^{-11} с	10^{-9} с	10^{-16} с	10^{-14} с
3	10 с	10^3 с \approx ≈ 15 мин	10^{-6} с	10^{-4} с	10^{-13} с	10^{-11} с
4	10^8 с \approx ≈ 3 года	10^{10} с \approx ≈ 300 лет	10^{-1} с	10 с	10^{-10} с	10^{-8} с
5	10^{15} с \approx $\approx 10^8$ лет	10^{17} с \approx $\approx 10^{10}$ лет	10^4 с \approx ≈ 3 ч	10^6 с \approx ≈ 10 дней	10^{-7} с	10^{-5} с

малой разрешающей способности и невысокой статистической точности этот метод анализа комптоновских электронов применяется редко (хотя для других задач камеры с магнитным полем используются очень широко).

Для повышения статистической точности в камеру Вильсона можно ввести пластинку из легкого вещества. При облучении ее γ -квантами возникает больше комптоновских электронов, чем в газе камеры. По верхней границе спектра электронов можно судить об энергии вызывающих их γ -квантов. Разрешающая способность при этом также невысока (можно различать две монохроматические линии E_1 и E_2 с $\Delta E = E_2 - E_1 \approx 150$ кэВ).

В другом методе анализ электронов отдачи проводится при помощи магнитного β -спектрометра обычного устройства, в котором источником электронов служит пластинка из легкого вещества, облучаемая γ -квантами. Но и в этом случае разрешающая способность недостаточно высока.

Гораздо точнее метод изучения электронов, возникающих в результате фотоэффекта, при котором энергия электронов однозначно определяется энергией γ -кванта (и энергией связи электрона в атоме). В этом методе источником фотоэлектронов служат тонкие фольги из тяжелых веществ (например, свинца).

В последние годы для γ -спектрометрии успешно применяют сцинтилляционные счетчики, обладающие высокой эффективностью, и полупроводниковые (кремниевые и германиевые) детекторы, имеющие хорошую разрешающую способность. Совершенно уникальной разрешающей способностью обладает γ -спектрометрия, основанная на эффекте Мёссбауэра (см. § 19, п. 4, д).

2. ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Кроме испускания γ -квантов существует еще один механизм потери энергии возбужденным ядром — испускание электронов внутренней конверсии. В этом процессе, как показывает теория, энергия возбуждения ядра непосредственно (без предварительного испускания γ -кванта) передается орбитальному электрону (перекрывание волновых функций ядра и электронов). Очевидно, что в таком механизме будут освобождаться моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и типом электронной орбиты. С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идет на K -электронах. В этом случае

$$T_e = E - I_K, \quad (19.12)$$

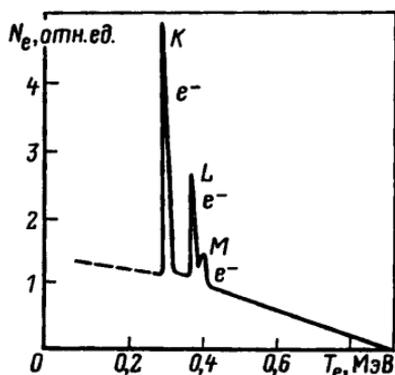


Рис. 122

где T_e — кинетическая энергия электронов; I_K — потенциал ионизации K -электронов.

Однако если энергия E , освобождаемая при ядерном переходе, меньше энергии связи K -электрона, то конверсия на K -электронах становится энергетически невозможной и наблюдается конверсия на L -электронах и т. д. Из самого характера явления следует, что конверсионное излучение должно всегда сопровождаться испусканием характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже*.

На рис. 122 представлен типичный β -спектр с острыми максимумами, соответствующими испусканию конверсионных электронов. Обычно максимумы конверсионного происхождения отмечаются на кривой β -спектра значками e^- . На энергетических диаграммах такими же значками отмечаются переходы, сопровождающиеся испусканием электронов внутренней конверсии.

Конверсионное излучение может наблюдаться как вместе с γ -излучением, так и без него [в случае $(0-0)$ -переходов]. Отношение числа испущенных конверсионных электронов к числу испускаемых γ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии**:

$$\alpha = N_{e^-} / N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (19.13)$$

Здесь $\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$ — парциальный коэффициент внутренней конверсии для электронов K -оболочки; α_L — для электронов L -оболочки и т. д.

Как показывает теория, коэффициент конверсии сильно зависит от энергии перехода (уменьшается с ростом E), атомного номера ядра (растет с ростом Z), оболочки, из которой выбивается электрон (уменьшается с ростом радиуса оболочки), характера (электрического или магнитного) и мульт-

* Электроны Оже испускаются в процессе непосредственной передачи энергии возбуждения атома одному из его внешних электронов (без предварительного испускания фотона).

** Иногда коэффициентом внутренней конверсии называют отношение числа испущенных конверсионных электронов к суммарному числу γ -квантов и конверсионных электронов:

$$\alpha = N_{e^-} / (N_\gamma + N_{e^-}).$$

Таким коэффициентом удобнее пользоваться в тех случаях, когда конверсионные переходы наблюдаются без γ -излучения ($N_\gamma = 0$).

Таблица 17

$E, \text{МэВ}$	α_k	
	$ \Delta I =1$	$ \Delta I =4$
$<0,1$	$0,1-0,5$	$10^2-5 \cdot 10^2$
$0,2$	$10^{-3}-10^{-2}$	1
$1,0$	$10^{-4}-10^{-3}$	$10^{-3}-10^{-2}$

типольности конкурирующего γ -излучения (коэффициент конверсии растет с ростом мультипольности γ -излучения).

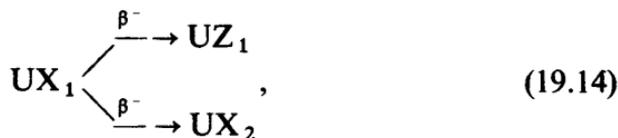
Качественно эти закономерности вытекают из специфики изменения N_γ (т. е. вероятности γ -излучения) и N_e , входящих в выражение (19.13) для коэффициента внутренней конверсии. В табл. 17 приведено несколько ориентировочных значений α_k для $|\Delta I|=1$ и $|\Delta I|=4$ при разных значениях энергии перехода E . Обычно $\alpha_L \approx 0,1\alpha_k$.

Изучение внутренней конверсии имеет большое значение для определения различных характеристик ядерных уровней (энергии—по энергии конверсионных электронов, момента количества движения—по коэффициенту конверсии и др.).

Кроме процессов испускания γ -квантов и явления внутренней конверсии переходы возбужденного ядра в низшее состояние могут происходить также путем испускания электрон-позитронной пары (если энергия перехода $\Delta E > 1,02 \text{ МэВ}$). Однако вероятность этого механизма не превышает 10^{-3} вероятности γ -излучения.

3. ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ

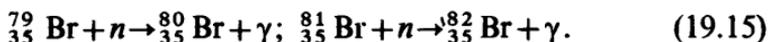
В 1921 г. Ган обнаружил радиоактивное вещество UX_1 , являющееся как изобаром, так и изотопом UX_2 , но отличающееся от последнего своими радиоактивными свойствами. Оба вещества получаются в результате β -распада одного и того же элемента UX_1 (${}^{234}_{90}\text{Th}$):



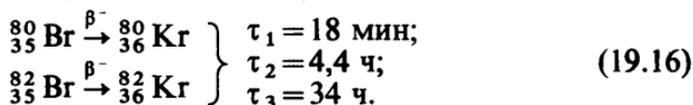
и состоят из одинаковых ядер ${}^{234}_{91}\text{Pa}$, но имеют различные периоды полураспада (6,7 ч и 1,22 мин соответственно).

Разобраться в природе этого явления помогли опыты советских физиков И. В. Курчатова, Б. В. Курчатова, Л. В. Мысовского и Л. И. Русинова, открывших в 1935 г. существование аналогичного явления у искусственных радиоактивных ядер.

В этих опытах облучали нейтронами бром, состоящий из естественной смеси изотопов ${}^{79}_{35}\text{Br}$ и ${}^{81}_{35}\text{Br}$. Были получены два радиоактивных изотопа ${}^{80}_{35}\text{Br}$ и ${}^{82}_{35}\text{Br}$:

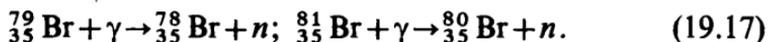


Удивительным результатом опытов оказалось существование у смеси ${}^{80}_{35}\text{Br}$ и ${}^{82}_{35}\text{Br}$ не двух, а трех различных периодов полураспада для испускаемых ими β -частиц:

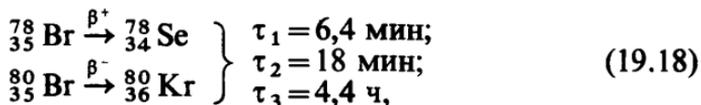


Таким образом, одному из двух радиоактивных изотопов брома следует приписать два периода полураспада. Чтобы установить, к какому именно изотопу и какие периоды относятся, были поставлены опыты по облучению брома γ -квантами.

Соответствующие реакции протекают с образованием радиоактивных изотопов брома ${}^{78}_{35}\text{Br}$ и ${}^{80}_{35}\text{Br}$ и сопровождаются вылетом нейтронов:



Оба образующихся изотопа брома β -радиоактивны и распадаются по следующим схемам:



причем и в этом случае наблюдаются не два, а три различных периода полураспада.

Сопоставление опытов показывает, что в обоих случаях встречаются одинаковые периоды (18 мин и 4,4 ч) и один и тот же изотоп брома (${}^{80}_{35}\text{Br}$), которому, следовательно, и надо их приписать.

Существование у одного ядра двух периодов полураспада можно понять, если предположить, что ядро ${}^{80}_{35}\text{Br}$ возникает в двух различных изомерных состояниях — основном и возбужденном долгоживущем (метастабильном)*.

* Объяснение природы изомерии существованием у ядер метастабильных состояний дано в 1936 г. Вейцеккером.

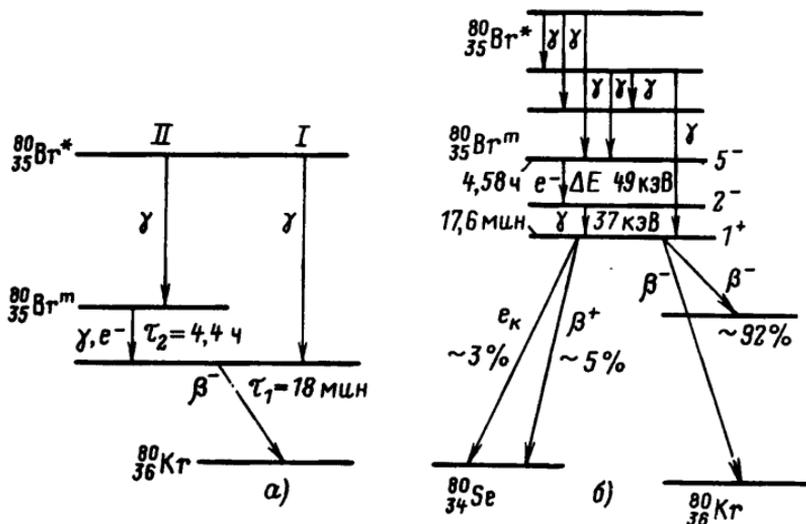


Рис. 123

Изобразим процессы, происходящие с ядром $^{80}_{35}\text{Br}$ с момента его образования до момента испускания электрона, схематически (рис. 123, а). Ядро $^{80}_{35}\text{Br}$, образующееся из ядра $^{79}_{35}\text{Br}$ в результате захвата нейтрона, в первый момент своего существования находится в сильно возбужденном состоянии (на рисунке отмечено звездочкой). Снятие возбуждения происходит в результате последовательных переходов ядра во все более низкие энергетические состояния с одновременным испусканием γ -квантов или (и) электронов внутренней конверсии, уносящих избыток энергии. При наличии метастабильного состояния переходы могут происходить двумя различными путями, отмеченными на рисунке цифрами I и II. В результате переходов, проходящих по способу I, ядро быстро (около 10^{-13} с) приходит в основное состояние, из которого испускает β -частицы с периодом полураспада $\tau_1 = 18 \text{ мин}$. При способе II ядро быстро приходит в долгоживущее (метастабильное) состояние $^{80}_{35}\text{Br}^m$, из которого медленно с периодом $\tau_2 = 4,4 \text{ ч}$ переходит в основное состояние с последующим испусканием β -частицы. Таким образом, в способе II β -распад становится возможным только после заключительного перехода ядра из метастабильного состояния в основное, который происходит с периодом 4,4 ч. Поэтому и соответствующий ему β -распад будет также характеризоваться периодом 4,4 ч. При этом, поскольку в обоих способах β -частицы испускаются с одного и того же энергетического уровня, их энергетические спектры будут одинаковы.

В настоящее время явление ядерной изомерии хорошо изучено. Условием ее возникновения является существование

вблизи основного состояния ядра энергетического уровня, сильно отличающегося от основного по моменту количества движения ($|\Delta I| \geq 4$). Выше замечено, что γ -переходы между такими уровнями должны быть очень затруднены, так что соответствующие времена жизни могут достигать нескольких часов, дней или даже лет. Эти уровни и играют роль метастабильных состояний ядер-изомеров.

Снятие возбуждения с метастабильного состояния ядра может происходить двумя путями. Первый путь был проиллюстрирован на примере ${}_{35}^{80}\text{Br}^*$. Детальная схема распада ядра ${}_{35}^{80}\text{Br}^*$ с более точными значениями периодов полураспада дана на рис. 123, б. Ядро переходит из метастабильного состояния в основное, испуская γ -кванты или электроны внутренней конверсии. Затем из основного состояния испускаются β -частицы с тем же энергетическим спектром, что и у β -частиц, образующихся в обычном β -переходе. Однако из-за того что время жизни метастабильного состояния больше периода полураспада β -излучения, будет наблюдаться второй (большой) период β -распада.

Второй путь осуществляется в том случае, когда β -частица может быть испущена непосредственно из метастабильного состояния. Это оказывается возможным, если вероятность радиационного перехода сравнима с вероятностью испускания β -частицы. Энергетические спектры β -частиц обоих типов должны быть различны. Это связано с тем, что β -переходы в обоих случаях происходят между различными энергетическими состояниями. При этом различны не только начальные состояния (в одном случае основное, а в другом метастабильное), но и конечное. Последнее очевидно из того, что начальные состояния сильно различаются по значению момента, благодаря чему разрешенные β -переходы из них не могут осуществляться в одно и то же энергетическое состояние дочернего ядра.

Пример изомерного ядра описанного типа — ядро ${}_{27}^{60}\text{Co}$, разрядка метастабильного состояния которого в 10% случаев происходит в результате непосредственного β -перехода с метастабильного состояния, а в 90% случаев — за счет высвечивания γ -кванта.

В некоторых случаях ядра могут иметь по два метастабильных уровня и, следовательно, обнаруживать три периода полураспада.

Изомерия может также проявляться в форме существования у ядра нескольких периодов полураспада относительно спонтанного деления. Хорошо известный пример такой изомерии дает ядро ${}^{242}\text{Am}$, которое в изомерном состоянии испытывает

Таблица 18

Число ядер и изомеров	Число нейтронов или протонов (в ядре с нечетным A)				
	1—37	39—49	51—61	63—81	83—97
Число ядер $N_{яд}$	106	58	65	69	56
Число изомеров $N_{из}$	3	36	1	34	2
$N_{из}/N_{яд}$	0,028	0,62	0,015	0,49	0,036

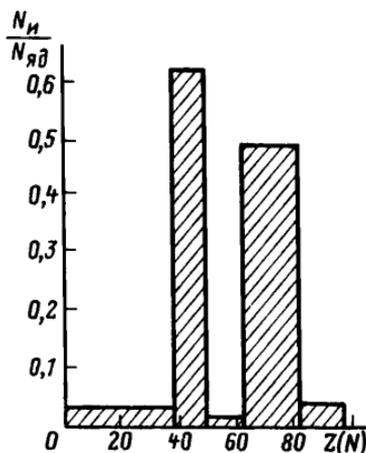


Рис. 124

спонтанное деление с периодом полураспада $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с, тогда как для основного состояния $T_{1/2} \approx 10^8$ лет.

Метастабильные состояния можно наблюдать и у β -стабильных ядер. В этом случае разрядка метастабильного состояния происходит путем испускания γ -квантов и конверсионных электронов. Примером β -стабильного изомера является $^{113}_{49}\text{In}$ с метастабильным уровнем 0,393 МэВ и временем жизни 104 мин. Таким образом, во всех случаях сущность изомерии заключается в наличии у ядра возбужденного состояния с измеримым временем жизни.

Из-за сравнительно большого времени жизни это состояние фактически проявляет свойства нового ядра — изомера с другими значениями массы M , спина I , четности P , изоспина T , времени жизни τ и т. п. (но с теми же самыми A и Z).

Ядерная изомерия — отнюдь не редкое явление. Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер-изомеров. Статистический анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов приводит к следующим интересным закономерностям. Наибольшее число изомерных состояний имеют ядра с нечетным массовым числом A , они достаточно часто встречаются среди нечетно-нечетных ядер и очень редко — у четно-четных. Если распределить ядра-изомеры для нечетных A по числу содержащихся в них протонов или нейтронов, то обнаруживается чрезвычайно резкая зависимость (острова изомерии), представленная на рис. 124 и в табл. 18.

Эти закономерности можно объяснить с помощью модели ядерных оболочек (см. § 12, п. 3).

Выше отмечено, что в зависимости от мультипольности γ -перехода время жизни возбужденного состояния ядра может

изменяться в очень широких пределах. Поэтому в принципе должны существовать изомерные состояния с самыми разнообразными периодами (от весьма малых долей секунды до многих тысяч лет). Можно ожидать, что с развитием методики эксперимента будут обнаруживаться новые ядра-изомеры со все более коротким и все более длинными периодами. Известно, например, что изомер ^{236}Np имеет $T_{1/2} \approx 5000$ лет, а изомер $^{135}\text{Cs} - T_{1/2} = 2,8 \cdot 10^{-10}$ с.

4. ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

До сих пор при рассмотрении различных энергетических состояний атомного ядра мы приписывали им вполне определенные значения энергии. Однако это не совсем верно.

Рассмотрим для примера ядро ^{191}Ir , находящееся в возбужденном состоянии с энергией $E = 129$ кэВ, из которого оно может перейти в основное состояние в результате испускания γ -кванта с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 10^{-10}$ с (рис. 125). Тогда согласно соотношению неопределенностей энергия возбужденного состояния E известна с погрешностью

$$\Delta E \approx \hbar / \Delta t = \frac{10^{-27}}{10^{-10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Чем быстрее происходит высвечивание возбужденного состояния, тем больше неопределенность в значении энергии возбужденного состояния. Только основное состояние стабильного ядра имеет $\Delta E = 0$ и, следовательно, характеризуется строго определенным значением энергии.

Неопределенность в энергии возбужденного состояния приводит к немонахроматичности γ -излучения, испускаемого при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Эту немонахроматичность принято называть естественной шириной Γ линии испускания γ -излучения. В нашем примере $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-6}$ эВ. Это очень малое значение по сравнению с энергией

γ -перехода $E = 129$ кэВ. Поэтому если бы существовал способ обнаружения изменения энергии на значение порядка естественной ширины линии излучения, то он дал бы возможность измерять энергию с очень высокой относительной точностью, равной Γ/E . В нашем примере $\Gamma/E = 4 \cdot 10^{-11}$. Для более узких линий, т. е. для γ -переходов с большими периодами, значение Γ/E должно быть еще меньше.

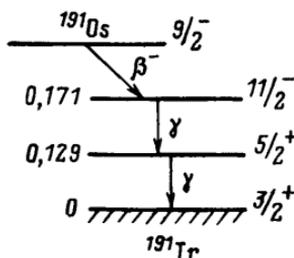


Рис. 125

В принципе обнаружить изменение энергии, равное естественной ширине линии излучения, можно при помощи резонансного поглощения γ -излучения. Резонансным поглощением γ -излучения называется процесс возбуждения ядра под действием γ -квантов, испускаемых этими ядрами при обратных переходах из данного возбужденного состояния в основное.

Процесс резонансного поглощения можно сравнительно легко наблюдать экспериментально, изучая прохождение резонансного γ -излучения через пластинку из данного вещества. При совпадении энергии γ -излучения с энергией перехода поглощение резко возрастает, что позволяет заметить очень небольшие изменения энергии вблизи резонансного значения. Однако до 1958 г. этот метод можно было использовать только при достаточно больших ширинах линий.

Дело в том, что при переходе ядра из возбужденного состояния с энергией E в основное состояние испускающийся γ -квант уносит не всю энергию возбуждения E , а несколько меньшую величину $E_{\gamma_{исп}}$, так как часть энергии $T_{яд}$ идет на отдачу испускающего ядра:

$$E_{\gamma_{исп}} = E - T_{яд} < E \quad (19.19)$$

(сравните с аналогичным явлением в α - и β -распадах). Аналогично для возбуждения ядра до энергии E необходимо γ -излучение с энергией

$$E_{\gamma_{погл}} = E + T_{яд} > E, \quad (19.20)$$

где $T_{яд}$ — энергия отдачи, передаваемая γ -квантом поглощающему ядру. Таким образом, линия испускания и линия поглощения для одного и того же состояния в данном ядре сдвинуты относительно друг друга на $2T_{яд}$ (рис. 126, а).

Энергию отдачи легко подсчитать, если учесть, что в процессе испускания γ -кванта должен выполняться закон сохранения импульса $p_{\gamma} = p_{яд}$:

$$T_{яд} = P_{яд}^2 / 2M_{яд} = p_{\gamma}^2 / 2M_{яд} = E_{\gamma}^2 / 2M_{яд} c^2 \approx E^2 / 2M_{яд} c^2. \quad (19.21)$$

Для нашего примера получается очень небольшое значение:

$$T_{яд} = (1,29 \cdot 10^5)^2 / (2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6) \approx 0,05 \text{ эВ},$$

однако оно существенно превышает естественную ширину линии излучения Γ :

$$T_{яд} \gg \Gamma.$$

Казалось бы, отсюда следует абсолютная невозможность резонансного процесса. Однако это неверно потому, что реальная ширина линии испускания (и линии поглощения)

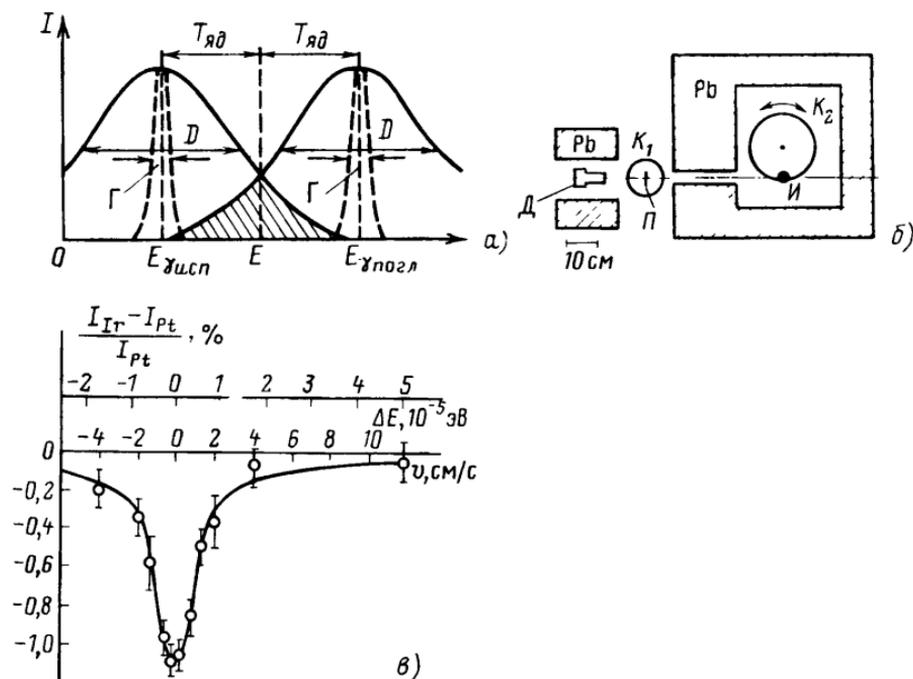


Рис. 126

определяется не естественной шириной Γ , а доплеровским уширением*

$$D = 2\sqrt{T_{яд}kT^0}, \quad (19.22)$$

которое при комнатной температуре ($T = 300$ К, $kT = 0,025$ эВ) равно:

$$D(300 \text{ К}) = 2\sqrt{0,05 \cdot 0,025} \approx 0,07 \text{ эВ.}$$

В связи с тем что $D \approx T_{яд}$, доплеровски уширенные линии испускания и поглощения частично перекрываются (заштрихованная область рис. 129, а) и резонансный процесс становится возможным. Правда, он не обладает большой остротой, так как

$$D/E = 0,07 / (1,3 \cdot 10^5) \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$$

(что сравнимо с оптическим сверхтонким расщеплением), и наблюдается только для очень малого количества γ -квантов, соответствующих небольшой области перекрытия линий.

* Доплеровское уширение линий объясняется разным доплеровским смещением линий, испускаемых разными атомами, из-за различия в скорости и направлении их теплового движения.

а. Два опыта Мёссбауэра

В 1958 г. немецкий физик Мёссбауэр, проводя опыты по изучению резонансного поглощения в условиях частичного перекрытия линий в результате их доплеровского уширения, решил уменьшить D при помощи охлаждения источника и поглотителя. При этом естественно было ожидать уменьшения доли поглощенных квантов из-за сокращения области перекрытия линий. Вместо этого в опыте было обнаружено увеличение эффекта, которое свидетельствовало о возрастании области перекрытия.

Для объяснения этого странного результата Мёссбауэр предположил, что при определенных условиях (достаточно малая энергия перехода и низкая температура по сравнению с дебаевской температурой кристалла) импульс и энергия отдачи, возникающие при испускании (поглощении) γ -кванта, не идут ни на выбивание атома из узла решетки, ни на изменение энергетического состояния кристалла, а передаются упругим образом всему кристаллу в целом (точнее, очень большой группе атомов $N \approx 10^8$, охватываемой бегущей звуковой волной за время испускания). В этом случае корреляция между импульсом и энергией ядра-излучателя (поглотителя) разрывается, так как из-за большой массы кристалла энергия отдачи R практически равна нулю:

$$R = P_{\text{яд}}^2 / (2 \cdot 10^8 M_{\text{яд}}) = T_{\text{яд}} / 10^8 \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ эВ} \ll \Gamma.$$

В результате становятся возможными акты испускания (поглощения) γ -квантов без отдачи, т. е. сдвиг между линией испускания и линией поглощения исчезнет:

$$E_{\gamma_{\text{исп}}} = E_{\gamma_{\text{погл}}}. \quad (19.23)$$

Одновременно для этих актов испускания и поглощения должно исчезнуть и доплеровское уширение D , которое теперь будет меньше естественной ширины линии Γ :

$$D(88 \text{ К}) = 2\sqrt{RkT_{88}} = 2\sqrt{5 \cdot 10^{-10} \cdot 0,0075} \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} < \Gamma.$$

Другими словами, при перечисленных выше условиях должен наблюдаться острый резонанс без отдачи с шириной, равной естественной ширине линии Γ . Это объяснение Мёссбауэр блестяще доказал в своем знаменитом втором опыте.

Схема опыта Мёссбауэра изображена на рис. 126, б. Здесь I — источник γ -излучения ^{191}Ir с энергией 129 кэВ*, Π —

* Фактически в качестве источника используется ^{191}Os , при β -распаде которого образуются ядра ^{191}Ir в возбужденном состоянии (см. рис. 125).

иридиевый поглотитель, D — детектор. Источник и поглотитель были помещены в криостаты* K_1 и K_2 , в которых поддерживалась температура $T=88$ К. Криостат K_2 с источником мог вращаться. При вращении его в одну сторону источник приближался к поглотителю с некоторой скоростью v , а при вращении в другую сторону он удалялся от него с той же скоростью.

В опыте измерялось поглощение γ -квантов при различных скоростях источника. Результаты опыта приведены на рис. 126, в.

Здесь по оси абсцисс отложены относительная скорость источника и поглотителя и соответствующее ей изменение энергии ΔE испускаемых γ -квантов (из-за эффекта Доплера). По оси ординат отложена относительная разность интенсивности γ -излучения, проходящего через иридиевый и платиновый (для оценки фона) поглотители одинаковой толщины. Из рисунка видно, что резонанс нарушается уже при скоростях в несколько сантиметров в секунду, которые соответствуют доплеровскому изменению энергии γ -квантов, меньшему 10^{-5} эВ. Отсюда следует, что в опыте действительно наблюдалась линия без отдачи с естественной шириной γ -перехода, равной $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-6}$ эВ.

Метод резонансного поглощения позволяет измерять очень малые изменения энергии. Выше указывалось, что мерой точности этого метода может служить величина Γ/E , которая для рассмотренного примера равна $4 \cdot 10^{-11}$. На самом деле относительная точность измерения энергии еще выше, так как экспериментально можно заметить изменение поглощения при сдвиге линии на $1/100$ долю от ее естественной ширины.

Эффект Мёссбауэра наблюдался для многих веществ, причем для некоторых из них были зарегистрированы еще более узкие линии. Величина эффекта обычно бывает около 1%, а иногда и еще меньше, рабочие температуры колеблются для разных веществ от комнатной до гелиевой (примерно 4 К). С ростом температуры эффект постепенно ослабевает и пропадает.

Ниже дано элементарное объяснение этих особенностей эффекта Мёссбауэра, а также приведено несколько примеров его использования в ядерной и общей физике для обнаружения и исследования весьма тонких явлений.

За открытие излучения, рассеяния и поглощения без отдачи Р. Мёссбауэру была присуждена Нобелевская премия по физике за 1961 г.

* Криостат — это термостат для поддержания температуры ниже 0°C .

б. Физическая природа эффекта Мёссбауэра

Для описания эффекта Мёссбауэра воспользуемся простейшей квантовой моделью твердого тела, предложенной в 1904 г. Эйнштейном для объяснения температурного хода теплоемкости. Согласно этой модели твердое тело, состоящее из N атомов, представляет собой набор $3N$ гармонических осцилляторов с единственной частотой Ω . Эта частота определяется из условия

$$\hbar\Omega = k\theta_\epsilon, \quad (19.24)$$

где k — постоянная Больцмана, а θ_ϵ — характеристическая постоянная, описывающая упругие свойства твердого тела (впоследствии эту постоянную назвали эйнштейновской температурой).

Энергия осциллятора может принимать квантованные значения

$$E_n = n\hbar\Omega, \quad (19.25)$$

где n — целое число.

Относительная вероятность того, что при заданной температуре T осциллятор находится в состоянии с данным n , равна:

$$P_n = \frac{\exp(-n\hbar\Omega/kT)}{\sum_{m=0}^{\infty} \exp(-m\hbar\Omega/kT)}. \quad (19.26)$$

Средняя энергия осциллятора при заданной температуре T

$$\bar{E} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n\hbar\Omega \exp(-n\hbar\Omega/kT)}{\sum \exp(-n\hbar\Omega/kT)} = \frac{\hbar\Omega}{\exp(\hbar\Omega/kT) - 1} = \bar{n}\hbar\Omega, \quad (19.27)$$

где $\bar{n} = [\exp(\hbar\Omega/kT) - 1]^{-1}$.

Из формул (19.26) и (19.27) видно, что при достаточно низких температурах ($kT \leq \hbar\Omega$) будет $P_n \approx 0$ для всех n , кроме $n=0$, для которого $P_0 \approx 1$ (рис. 127, а). В этом случае значительная часть осцилляторов находится в невозбужденном состоянии.

С ростом температуры значение n , соответствующее максимуму вероятности, и средняя энергия осциллятора \bar{E} повышаются (рис. 127, б). При $kT \gg \hbar\Omega$ средняя энергия осциллятора

$$\bar{E} \approx kT \gg \hbar\Omega,$$

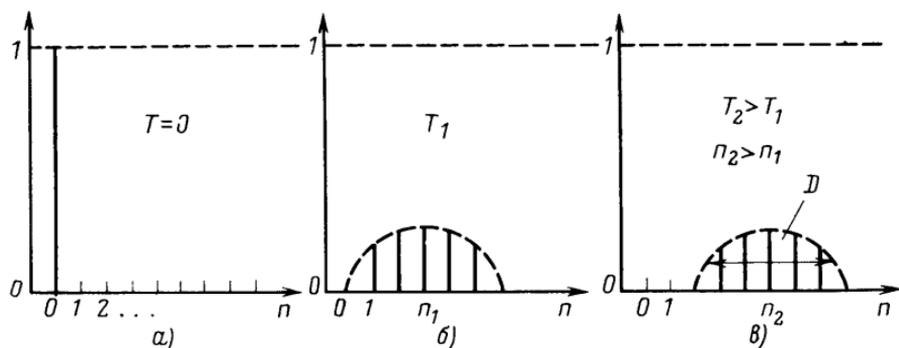


Рис. 127

т. е. все осцилляторы находятся в возбужденном состоянии. Из-за теплового движения атомов энергетический спектр осцилляторов имеет доплеровскую ширину (рис. 127, в).

Изменение энергии осциллятора может происходить только на величину ΔE , целую кратную $\hbar\Omega$:

$$\Delta E = \pm m\hbar\Omega$$

(m — целое положительное число).

Минимальная энергия, которую может получить или отдать осциллятор,

$$\Delta E_{\text{мин}} = \hbar\Omega = k\theta_{\epsilon}. \quad (19.28)$$

В квантовой механике формула (19.25) была усовершенствована введением энергии нулевых колебаний:

$$E_n = (1/2 + n)\hbar\Omega. \quad (19.29)$$

В соответствии с квантовой механикой при $T=0$ энергия осциллятора не равна нулю, а принимает минимальное возможное значение

$$E_{\text{мин}} = (1/2)\hbar\Omega. \quad (19.30)$$

Осциллятор, находящийся в состоянии с минимальной энергией, может только принимать энергию, но не может ее отдавать.

До сих пор в качестве механизма передачи энергии осцилляторам рассматривалось нагревание или охлаждение твердого тела. Однако все отмеченные выше особенности возбуждения осцилляторов должны сохраниться и при других способах передачи энергии. Если в качестве механизма передачи энергии рассмотреть процесс отдачи, то эйнштейновскую модель твердого тела можно использовать для наглядного объяснения физической сущности эффекта Мёссбауэра.

Пусть рассматриваемое твердое тело (например, кристалл) состоит из атомов с возбужденными ядрами. При испускании таким ядром γ -кванта возникает энергия отдачи R , которая, вообще говоря, не равна энергии отдачи свободного ядра (не связанного в кристаллическую решетку), а может быть больше или меньше ее:

$$R \neq T_{\text{яд}}^{\text{своб}} = E_{\gamma}^2 / 2M_{\text{яд}}c^2.$$

Это отличие обусловлено тем, что атомы решетки связаны между собой и участвуют в тепловом движении. Однако специальный расчет показывает, что среднее значение энергии отдачи \bar{R} для связанного ядра равно энергии отдачи для свободного ядра:

$$\bar{R} = T_{\text{яд}}^{\text{своб}} = E_{\gamma}^2 / 2M_{\text{яд}}c^2. \quad (19.31)$$

Как уже говорилось, энергия отдачи может быть передана в три адреса: на выбивание атома из узла решетки (если энергия отдачи около 10 эВ), на возбуждение фононного спектра решетки и на движение «всего» кристалла в целом. Предположим, что энергия отдачи \bar{R} находится в интервале

$$\hbar\Omega < \bar{R} < 10 \text{ эВ}.$$

В этом случае все акты передачи энергии отдачи будут сопровождаться возбуждением осцилляторов, спектр которых сдвинется вправо на $\Delta E = \bar{R}$ (расстояние между максимумами на рис. 127, б и в будет примерно равно \bar{R}). Естественно, что энергетический спектр испускаемых γ -квантов будет отличаться от энергии перехода ядра E_0 на ту же величину \bar{R} :

$$E_{\gamma_{\text{исп}}} = E_0 - \bar{R}, \quad (19.32)$$

при этом ширина энергетического спектра γ -квантов будет совпадать с шириной спектра осцилляторов, т. е. она будет доплеровской.

Аналогично обстоит дело с процессом поглощения γ -квантов ядрами кристалла, находящимися в основном состоянии. При поглощении γ -кванта, так же как и при испускании, ядро испытывает отдачу \bar{R} . В связи с этим для перевода ядра из основного состояния в состояние с энергией возбуждения E_0 нужны γ -кванты с энергией

$$E_{\gamma_{\text{погл}}} = E_0 + \bar{R}. \quad (19.33)$$

Ширина спектра γ -квантов поглощения также доплеровская.

Если изобразить оба спектра на одном рисунке, то получится рассмотренная ранее картина резонансного поглощения γ -квантов до открытия Мёссбауэра (см. рис. 126, а).

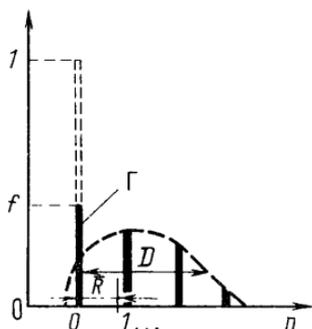


Рис. 128

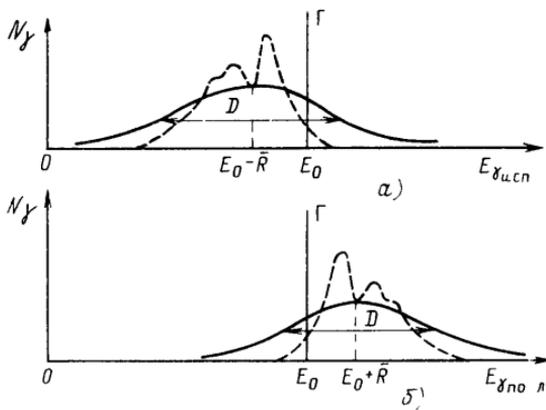


Рис. 129

Центры тяжести спектров γ -квантов испускания и поглощения раздвинуты на удвоенную энергию отдачи.

Рассмотрим теперь случай

$$\bar{R} < \hbar\Omega.$$

В этом случае из-за существования минимальной энергии возбуждения осциллятора $\Delta E_{\text{мин}} = \hbar\Omega$ [см. формулу (19.28)] некоторые акты испускания γ -квантов обязательно должны быть упругими (без возбуждения осцилляторов). Это связано с тем, что при $\bar{R} < \hbar\Omega$ число актов испускания будет больше, чем число возбужденных осцилляторов. На рис. 128 схематически показано, как будут возбуждаться осцилляторы, находящиеся при низкой температуре: $kT \leq \hbar\Omega$. Для процесса испускания спектр осцилляторов представляет собой одну дискретную линию, соответствующую $n=0$ (пунктирная линия с высотой l на рис. 128). После испускания γ -квантов средняя энергия осцилляторов возрастает на $\bar{R} < \hbar\Omega$, вследствие чего в спектре осцилляторов обязательно должна сохраниться (с уменьшенной высотой f) нулевая линия. Кроме нее в спектре появится широкая (доплеровская) правая область (штриховая кривая с полушириной D на том же рисунке).

Соответственно спектр испускания γ -квантов должен иметь несмещенную линию $E_{\gamma_{\text{исп}}} = E_0$ с естественной шириной Γ (определяющейся нулевыми колебаниями) и смещенный влево широкий (доплеровский) максимум с центром тяжести при энергии $E_{\gamma_{\text{исп}}} = E_0 - \bar{R}$ (рис. 129, а).

Форма спектра осцилляторов поглотителя будет идентична форме спектра осцилляторов излучателя. Что же касается

спектра γ -квантов, то в случае поглотителя он будет иметь доплеровский максимум справа (рис. 129, б)*. Сравнивая рисунки 129, а и б, видим, что в спектрах испускаемых и поглощаемых γ -квантов имеются несмещенные линии с энергией E_0 , равной энергии перехода ядра, которые делают возможным острый резонанс с естественной шириной линии $\Delta E = \Gamma$.

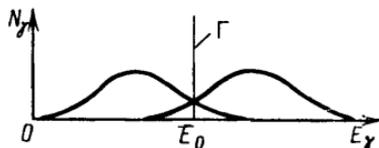


Рис. 130

Легко видеть, что вероятность резонансного процесса мёссбауэровского типа должна снижаться по мере роста температуры излучателя поглотителя. Это связано с тем, что при $T \neq 0$ кристаллическая решетка может не только принимать энергию от γ -кванта, но и отдавать ее ему. В связи с этим спектры испускаемых и поглощаемых γ -квантов имеют доплеровские уширения с обеих сторон (рис. 130), размеры которых растут с температурой. Очевидно, что этот эффект приводит к относительному снижению доли γ -квантов, испускаемых с несмещенным значением энергии, и, следовательно, к снижению доли процессов, происходящих без отдачи.

в. Простейшие формулы

Покажем, как можно получить с помощью простого рассуждения формулы для оценки доли процессов, идущих без отдачи.

Условие $\bar{R} < \hbar\Omega$ можно переписать в форме равенства

$$\bar{R} = f \cdot 0 + (1-f) \hbar\Omega = (1-f) \hbar\Omega, \quad (19.34)$$

где f — доля процессов, происходящих без возбуждения осцилляторов, т. е. без отдачи, а $(1-f)$ — доля процессов, в которых энергия осциллятора возрастает на $\hbar\Omega$. Отсюда

$$f = 1 - \bar{R}/(\hbar\Omega). \quad (19.35)$$

Этот коэффициент называется коэффициентом Мёссбауэра ($0 \leq f \leq 1$).

Оценим величину коэффициента Мёссбауэра при $T=0$. В этом случае

$$E_{\text{осц}} = (1/2) \hbar\Omega,$$

т. е.

$$\hbar\Omega = 2E_{\text{осц}} = 4\bar{T} = 4\bar{p}^2/(2M_{\text{яд}}),$$

* Штриховыми линиями показаны спектры испускания и поглощения с учетом квантовомеханических эффектов.

где T и p — кинетическая энергия и импульс ядра-осциллятора с массой $M_{\text{яд}}$. С другой стороны,

$$\bar{R} = p_{\gamma}^2 / (2M_{\text{яд}}) = \hbar^2 / (\lambda_{\gamma}^2 \cdot 2M_{\text{яд}}).$$

Отсюда

$$\bar{R} / \hbar \Omega = \hbar^2 / 4p^2 \lambda_{\gamma}^2 = \overline{x^2} / \lambda_{\gamma}^2,$$

где $\overline{x^2}$ — средний квадрат смещения осциллятора. Последнее равенство вытекает из соотношения неопределенностей для осциллятора при $T=0$ и $n=0$:

$$\overline{\Delta x^2} \overline{\Delta p^2} = \hbar^2 / 4^*.$$

Итак, при $T=0$ коэффициент

$$f = 1 - (\overline{x^2} / \lambda_{\gamma}^2). \quad (19.36)$$

Из-за несовершенства использованной модели и грубости интерпретации проведенное рассуждение нельзя считать строгим. Однако оно дает правильное качественное представление о сущности эффекта. При более строгом рассмотрении для коэффициента f получается выражение

$$f = \exp(-\overline{x^2} / \lambda_{\gamma}^2), \quad (19.37)$$

справедливое для общего случая $T \neq 0$. Это выражение известно в теории упругого рассеяния рентгеновского излучения и нейтронов как фактор Дебая — Уоллера. Так как при $T \neq 0$ $E_n = (1/2 + n)\hbar\Omega$ и $\Delta x \Delta p = (1/2 + n)\hbar$, и поскольку в осцилляторе $\overline{\Delta x^2} \sim \overline{\Delta p^2}$, то $\overline{\Delta x^2} \sim n \sim T$, т. е. $\overline{x^2}$ уменьшается при $T \rightarrow 0$. Таким образом, при $T \rightarrow 0$ формула (19.37) переходит в полуколичественное выражение (19.36).

Рассмотрение формулы (19.37) показывает, что для $f \approx 1$ необходимо

$$\overline{x^2} < \lambda_{\gamma}^2. \quad (19.38)$$

Итак, достаточно больших коэффициентов f можно ожидать при выполнении следующих условий:

- 1) низкая абсолютная температура T (малые энергия и амплитуда осцилляторов x^2);
- 2) твердый излучатель, т. е. опять-таки малая амплитуда x^2 осцилляторов (в жидкостях и газах x^2 велико из-за возможности свободного перемещения молекул);
- 3) малая энергия перехода E_0 (большая λ_{γ});

* В осцилляторе $\overline{\Delta x^2} = \overline{x^2}$ и $\overline{\Delta p^2} = \overline{p^2}$.

4) большая упругость (жесткость кристалла), т. е. высокая характеристическая температура θ_e (для обеспечения условия $R < \hbar\Omega = k\theta_e$).

Формула (19.37) справедлива для любого спектра осцилляторов. В теории теплоемкости (при сопоставлении ее с экспериментом) было показано, что лучшие результаты дает дебаевский спектр осцилляторов, изображенный на рис. 131. Согласно Дебаю осцилляторы имеют не единственную частоту Ω (как в теории Эйнштейна), а широкий спектр частот, который изменяется по квадратичному закону. Максимальная частота спектра $\omega_{\text{макс}}$ удовлетворяет условию

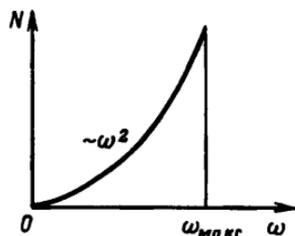


Рис. 131

$$\hbar\omega_{\text{макс}} = k\theta_D, \quad (19.39)$$

где k — постоянная Больцмана, а θ_D — дебаевская температура, характеризующая упругость кристалла.

Формула (19.37) с подставленным в нее значением $\overline{x^2}$, рассчитанным для дебаевского спектра, позволяет получать конкретные оценки f для одноатомных кристаллов*. Вычисление дает следующее выражение для коэффициента f :

$$f = \exp \left\{ -\frac{6\bar{R}}{k\theta_D} \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x dx}{\exp x - 1} \right] \right\}. \quad (19.40)$$

При $T \rightarrow 0$ эта формула переходит в соотношение

$$f = \exp \left(-\frac{3}{2} \frac{\bar{R}}{k\theta_D} \right) \rightarrow 1 - \frac{3}{2} \frac{\bar{R}}{\hbar\omega_{\text{макс}}}, \quad (19.41)$$

которое только коэффициентом $3/2$ отличается от простого выражения типа (19.35). Появление этого коэффициента связано с конкретной формой дебаевского спектра.

г. Подбор веществ с хорошими параметрами

Главными параметрами, которые оцениваются при выборе веществ для исследований с помощью эффекта Мёссбауэра, являются коэффициент f и достигаемая разрешающая способность $\Delta E/E$, а также рабочая температура.

* Для многоатомных кристаллов и примесных атомов формула (19.40) неприменима.

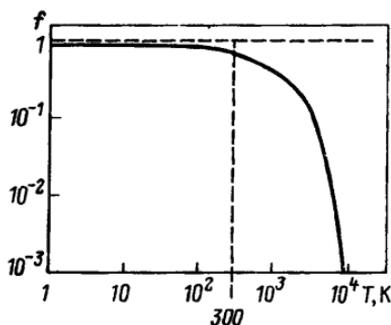


Рис. 132

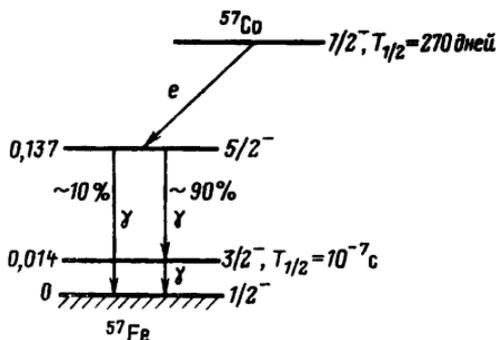


Рис. 133

Коэффициент f можно оценить по формуле (19.40). Из этой формулы следует, что для большого f нужны малая отдача R (т. е. низкая энергия перехода E_0), низкая температура T и высокая дебаевская температура θ_D . Так, например, при $\theta_D \approx 300$ К и $E_0 < 40$ кэВ коэффициент f должен превосходить 0,1 даже при комнатной температуре.

Таким требованиям удовлетворяет ^{57}Fe , имеющий $\theta_D \approx 500$ К и $E_0 = 14,4$ кэВ. На рис. 132 показана зависимость f от температуры для ^{57}Fe . Из рисунка видно, что для этого изотопа $f > 0,6$ вплоть до комнатной температуры $T \approx 300$ К. Другие характеристики ^{57}Fe таковы: $T_{1/2} = 1,0 \cdot 10^{-7}$ с; $\Gamma = 4,5 \cdot 10^{-9}$ эВ; $\Gamma/E = 3 \cdot 10^{-13}$. Схема перехода изображена на рис. 133. В связи с очень хорошими параметрами ^{57}Fe широко используется в работах по исследованию эффекта Мёссбауэра. Другим веществом, работающим в области комнатных температур, является ^{119}Sn , имеющий следующие параметры: $E_0 = 23,8$ кэВ; $T_{1/2} = 1,8 \cdot 10^{-8}$ с; $\Gamma = 2,5 \cdot 10^{-8}$ эВ; $\Gamma/E = 10^{-12}$. Используется также ^{181}Ta с параметрами $E_0 = 6,2$ кэВ; $T_{1/2} = 6,8 \cdot 10^{-6}$ с; $\Gamma = 6,7 \cdot 10^{-11}$ эВ; $\Gamma/E \approx 10^{-14}$. Этот изотоп обладает очень малым отношением Γ/E и большим значением коэффициента $f \approx 5\%$ при комнатной температуре. Уникальными возможностями в смысле разрешающей способности обладает ^{67}Zn , имеющий $E_0 = 93$ кэВ; $T_{1/2} = 9,4 \cdot 10^{-6}$ с; $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-11}$ эВ и $\Gamma/E \approx 5 \cdot 10^{-16}$. Однако ^{67}Zn имеет настолько низкую дебаевскую температуру, что даже при гелиевых температурах (около 4 К) $f \approx 0,3\%$.

д. Применение эффекта Мёссбауэра в ядерной и общей физике

Высокая степень точности измерения изменения энергии методом резонансного поглощения γ -квантов без отдачи по-

звояет использовать этот метод для обнаружения и изучения весьма тонких эффектов. Рассмотрим несколько примеров из ядерной и общей физики.

Сверхтонкое расщепление ядерных уровней. Как известно (см. § 5), масштаб сверхтонкого расщепления определяется произведением магнитного момента ядра ($\mu_{\text{яд}} \approx \approx \mu_{\text{в}} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс = $5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл) на среднее магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома в области ядра $\bar{H}_e \approx 10^5$ Гс = 10 Тл:

$$\Delta E \approx \mu_{\text{в}} \bar{H}_e \approx 5 \cdot 10^{-26} \text{ Дж} \approx 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Типичная энергия перехода между электронными уровнями в оптической области $E_{\text{эл}} \approx 1$ эВ. Поэтому относительное значение сверхтонкого расщепления электронных уровней

$$\Delta E/E_{\text{эл}} \approx 10^{-7} \div 10^{-6}.$$

Расщепление спектральных линий такого масштаба хорошо измеряется методами оптической спектроскопии.

Совершенно очевидно, что сверхтонкое расщепление должно проявляться также и «на фоне» ядерных переходов. Но из-за существенно большей энергии этих переходов ($E_{\text{яд}} \approx \approx 10^4 \div 10^5$ эВ) относительное значение сверхтонкого расщепления ядерных уровней гораздо меньше, чем электронных:

$$(10^{-7} \div 10^{-6}) / (10^4 \div 10^5) = 10^{-12} \div 10^{-10}.$$

Расщепление такого масштаба можно измерить только с помощью эффекта Мёссбауэра.

Впервые сверхтонкое расщепление ядерных уровней было обнаружено у изотопа железа ^{57}Fe . Квантовые числа основного и возбужденного состояний ^{57}Fe равны $1/2^-$ и $3/2^-$ соответственно (рис. 133). Следовательно, основное состояние должно расщепляться на два подуровня со значениями $m = +1/2$ и $m = -1/2$, а возбужденное — на четыре подуровня со значениями, равными $+3/2$, $+1/2$, $-1/2$ и $-3/2$. Между ними возможны шесть переходов (рис. 134), разрешенных правилами отбора ($\Delta m = 0; \pm 1$). Такую структуру подуровней, вообще говоря, имеют как ядра-излучатели, так и ядра-поглотители. Поэтому картина зависимости резонансного поглощения от скорости движения источника должна быть очень сложной. Для ее упрощения ядра излучателей были включены в диамагнитную решетку из нержавеющей стали. В этом случае для

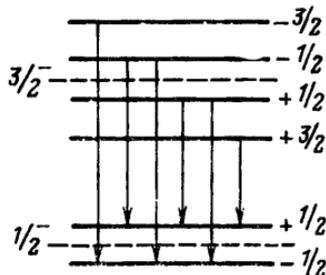


Рис. 134

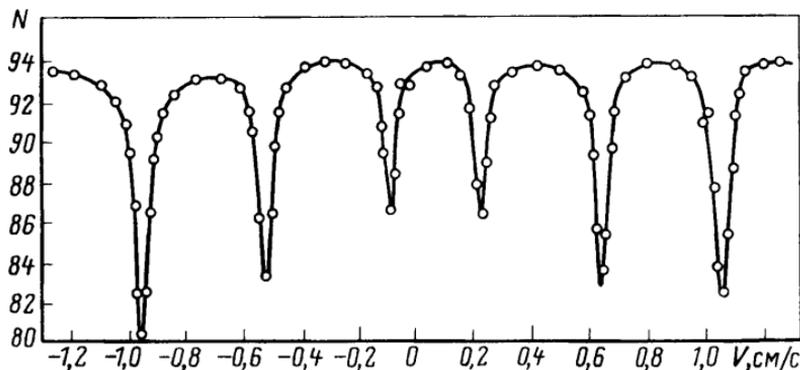


Рис. 135

них сверхтонкое расщепление отсутствует и число минимумов на экспериментальной мёссбауэровской кривой совпадает с числом переходов в ядре-поглотителе ^{57}Fe (рис. 135). Расшифровка экспериментальной кривой позволяет вычислить расщепление для основного $\Delta E_{\text{осн}}$ и возбужденного $\Delta E_{\text{возб}}$ состояний ^{57}Fe и порядок чередования магнитного квантового числа m для подуровней возбужденного состояния (см. рис. 134). Это дает возможность по $\Delta E_{\text{осн}}$ и известному значению магнитного момента ^{57}Fe в основном состоянии ($\mu_{\text{осн}} = 0,09 \mu_B$) вычислить среднее магнитное поле электронов в районе ядра ^{57}Fe :

$$\bar{H}_e = 33,3 \text{ Тл.}$$

В свою очередь, найденное \bar{H}_e позволяет по $\Delta E_{\text{возб}}$ и чередованию квантового числа m определить числовое значение и знак магнитного момента ядра ^{57}Fe в возбужденном состоянии:

$$\mu_{\text{возб}} = -0,153 \mu_B.$$

Заметим, что для выполнения подобных экспериментов нужно перемещать источник со скоростью около 1 мм/с.

Оценка радиуса ядра в возбужденном состоянии. До сих пор, говоря об энергии мёссбауэровского перехода, мы имели в виду разность энергий ядра в возбужденном и основном состояниях. Но опыты ставятся не с голыми ядрами, а с атомами, т. е. с ядрами, окруженными электронами. Взаимодействие ядра с электронной оболочкой приводит к сдвигу как ядерных, так и электронных уровней (подобно тому, как сверхтонкое расщепление проявляется как для электронных, так и для ядерных уровней). Величина этого сдвига δE зависит от энергии связи электронов с ядром, которая определяется плотностью электронов в области ядра $e|\psi(0)|^2$, зарядом ядра Ze и его радиусом R :

$$\delta E = (2\pi/5) Ze^2 |\psi(0)|^2 R^2. \quad (19.42)$$

Если размеры ядра в основном и возбужденном состояниях различны ($R_{\text{осн}} \neq R_{\text{возб}}$), сдвиги энергии основного и возбужденного состояний ядра также будут различны: $\delta E_{\text{осн}} \neq \delta E_{\text{возб}}$ (рис. 136). Разность этих величин ΔE и дает поправку к энергии перехода E :

$$E' = E + \Delta E, \quad (19.43)$$

где $\Delta E = \delta E_{\text{возб}} - \delta E_{\text{осн}} = (2\pi/5)Ze^2 |\psi(0)|^2 \{R_{\text{возб}}^2 - R_{\text{осн}}^2\}$.

Если атомы излучателя и поглотителя одинаковы, то эта поправка для обоих атомов будет также одинакова ($\Delta E_{\text{изл}} = \Delta E_{\text{погл}}$) и не приведет к расстройке резонанса. Однако если химический состав излучателя и поглотителя различен (при одинаковых ядрах), то из-за различия в энергии связи электронов с ядром-излучателем и ядром-поглотителем [разные электронные оболочки дают $|\psi(0)|_{\text{изл}}^2 \neq |\psi(0)|_{\text{погл}}^2$] сдвиги ядерных уровней излучателя и поглотителя будут различны ($\Delta E_{\text{изл}} \neq \Delta E_{\text{погл}}$). Это приводит к различию в исправленных энергиях перехода E' и излучателя ($E'_{\text{изл}}$), и поглотителя ($E'_{\text{погл}}$). Разность $E'_{\text{погл}} - E'_{\text{изл}}$ называется химическим или изомерным сдвигом уровней ядра:

$$\Delta E_{\text{хим}} = E'_{\text{погл}} - E'_{\text{изл}} = \Delta E_{\text{погл}} - \Delta E_{\text{изл}}.$$

В соответствии с формулой (19.43) химический сдвиг

$$\Delta E_{\text{хим}} = (2\pi/5) Ze^2 \{R_{\text{возб}}^2 - R_{\text{осн}}^2\} (|\psi(0)|_{\text{погл}}^2 - |\psi(0)|_{\text{изл}}^2). \quad (19.44)$$

Выражение, стоящее в круглых скобках, в отдельных случаях (при некоторых допущениях) можно вычислить. Поэтому измерение $\Delta E_{\text{хим}}$ позволяет оценить радиус ядра в возбужденном состоянии.

Химический сдвиг очень мал ($\Delta E_{\text{хим}} \approx 10^{-7}$ эВ; $\Delta E/E \approx 10^{-12}$), но вполне измерим мёссбауровским методом. Измерения показали, что ядро в возбужденном состоянии может иметь как большие, так и меньшие размеры по сравнению с основным состоянием:

$$R_{\text{возб}}(^{57}\text{Fe}) < R_{\text{осн}}(^{57}\text{Fe}) \quad \text{на } 0,1\%; \quad (19.45)$$

$$R_{\text{возб}}(^{119}\text{Sn}) > R_{\text{осн}}(^{119}\text{Sn}) \quad \text{на } 0,01\%.$$

Для проведения подобных измерений необходимы доплеровские скорости около 0,1 мм/с.

Измерение красного смещения в лабораторных условиях. Еще меньшие скорости (около 1 мкм/с) потребовались для проверки в лабораторных условиях одного из предсказаний

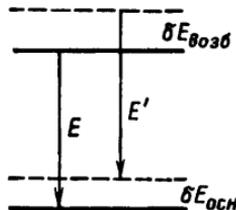


Рис. 136.

общей теории относительности Эйнштейна (ОТО). Согласно ОТО γ -квант с энергией E_γ должен вести себя в гравитационном поле как частица с гравитационной массой $m = E_\gamma/c^2$. Двигаясь (падая) вдоль силовых линий гравитационного поля, γ -квант должен приобретать энергию $\Delta E = mgH = (E_\gamma/c^2)gH$, где g — ускорение силы тяжести; H — пройденный путь. Его частота при этом возрастает на

$$\Delta\nu = (E_\gamma/hc^2)gH \quad (19.46)$$

(синее смещение).

Наоборот, при движении против гравитационного поля (вверх) γ -квант должен терять энергию. Соответственно его частота будет уменьшаться (красное смещение). Относительное изменение энергии очень мало, и при $H=1$ м

$$\Delta E/E = gH/c^2 = 9,81/(9 \cdot 10^{16}) \approx 10^{-16}.$$

Опыт был выполнен в 1959 г. Паундом и Ребкой в башне Гарвардского университета высотой 22,6 м. При таком пролетном пути γ -кванта относительное изменение энергии составило $\Delta E/E \approx 2,5 \cdot 10^{-15}$, что примерно в $1,5 \cdot 10^2$ раз меньше значения $\Gamma/E \approx 3 \cdot 10^{-13}$ для использованного в опыте изотопа ^{57}Fe . Таким образом, для надежного обнаружения эффекта необходимо измерять энергию с абсолютной погрешностью $10^{-3} \text{ Г} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ эВ}$ и с относительной $\Delta E/E \approx 5 \cdot 10^{-16}$. Такая точность потребовала специальных условий проведения опыта (гелиевая среда между излучателем и поглотителем, контроль температуры, защита от вибраций). Легко видеть, что для компенсации измеряемого смещения необходима ничтожная доплеровская скорость, примерно равная 0,75 мкм/с. Она была получена с помощью гидравлического устройства с двумя поршнями разных диаметров, меньший из которых приводился в движение часовым механизмом. Для увеличения чувствительности метода в более позднем (1965 г.) опыте Паунда и Снайвера измерение поглощения производилось на наиболее крутых

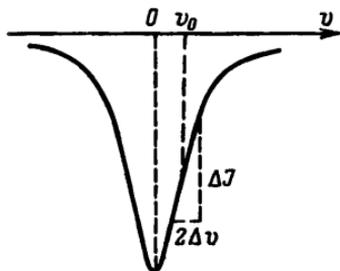


Рис. 137

участках резонансной кривой (рис. 137). Для этого скорость излучателя периодически модулировалась в необходимых пределах $\nu_0 \pm \Delta\nu$ пьезоэлектрическим вибратором. Результаты измерений согласуются с предсказаниями ОТО. Любопытно отметить, что зарегистрированный земной эффект в 10^9 раз меньше солнечного эффекта, измеряемого астрофизическими методами.

5. ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В γ -ПЕРЕХОДАХ

Поскольку в самом общем случае ядерное состояние характеризуется волновой функцией вида

$$\psi = \psi_{\text{рег}} + F\psi_{\text{нерег}},$$

где $F\psi_{\text{нерег}}$ — примесь состояния с противоположной четностью (см. § 6), то при наблюдении γ -переходов можно ожидать появления эффектов, обусловленных нарушением четности. Это связано с тем, что γ -кванты, возникающие от основной части волновой функции $\psi_{\text{рег}}$ и примесной $F\psi_{\text{нерег}}$, должны быть (при равной мультипольности) различного типа (одни — электрические, другие — магнитные). Интерференция между ними дает эффекты, пропорциональные F , которые будут проявляться в виде членов с нечетными полиномами Лежандра в угловом распределении γ -излучения от поляризованных ядер. Экспериментальное проявление этого эффекта заключается в асимметрии испускания γ -квантов относительно направления поляризации ядер. Это естественный результат, поскольку $P\psi \neq \pm\psi$, т. е. четность не сохраняется и, следовательно, в испускании γ -излучения должна отсутствовать зеркальная симметрия.

В связи с исключительной малостью эффекта (напомним, что $F \approx 10^{-7}$) соответствующие опыты весьма трудны, почти невозможны. Однако они становятся возможными, если выбрать такой ядерный переход, для которого будет наблюдаться усиление эффекта. Различают три вида механизмов усиления:

а) кинематическое усиление за счет правильного выбора основного (соответствующего регулярной части волновой функции) и примесного переходов. Например правильной комбинацией является менее вероятный $M1$ -переход в качестве основного и более вероятный $E1$ в качестве примесного. Коэффициент кинематического усиления R_k может достигать 10;

б) структурное усиление, связанное с подавлением основного перехода из-за структуры ядерных уровней (например, из-за запрета по дополнительным квантовым числам в области деформированных ядер). Коэффициент структурного усиления R_c может достигать $10^3 - 10^4$;

в) динамическое усиление, обусловленное перемешиванием состояний с одинаковыми спинами и противоположными четностями. Возникает в сложных ядрах при больших возбуждениях. Возможный коэффициент динамического усиления $R_d \approx 10^2$.

Конечно, трудно рассчитывать на то, что найдутся такое ядро и такой уровень, для которых будут одновременно благоприятными все коэффициенты усиления. Однако при

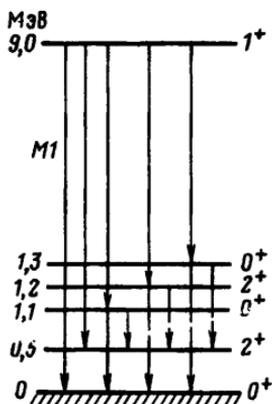


Рис. 138

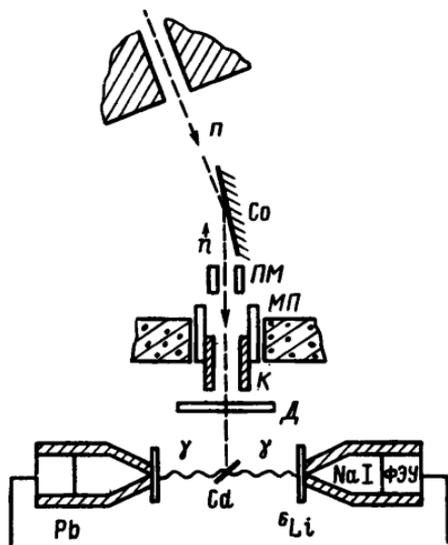


Рис. 139

правильном выборе ядра и перехода можно надеяться на $R = R_p R_c R_d \approx 10^3$. В этом случае мерой несохранения четности будет величина $a = RF \approx 10^{-4}$, которую в принципе можно измерить.

Впервые асимметрия испускания γ -квантов была обнаружена в 1964 г. советскими физиками Ю. Г. Абовым, П. А. Крупчицким и Ю. А. Оратовским*. Для исследования было выбрано ядро ^{113}Cd , удовлетворяющее следующим трем условиям:

- а) большое сечение к захвату теплового нейтрона;
- б) образование при захвате нейтрона уровня ядра ^{114}Cd с последующим $M1$ -переходом в основное состояние. Схема основных γ -переходов для этого ядра показана на рис. 138;
- в) большое теоретическое значение $R \approx 10^3$.

Измерения были сделаны при помощи установки, изображенной на рис. 139. Пучок тепловых нейтронов n из тяжеловодного реактора (Москва, ИТЭФ) падает на кобальтовое зеркало Co и поляризуется на нем, проходит через поворотный магнит PM (для изменения направления поляризации нейтронов), магнитопровод МП , коллиматор K , деполяризатор D (конструкция которого позволяла 20 раз в 1 с чередовать измерения на поляризованном и неполяризованном пучке) и попадает на кадмиевую мишень Cd , ядра которой поляризуются и переходят в возбужденное состояние. γ -Кванты, испускаемые мишенью, регистрировались двумя скинтилляционными спектрометрами

* Abov Yu. G., Krupchitsky P. A., Oratovsky Yu. A. // Phys. Lett. 1964. Vol. 12. P. 25—26; Ядерная физика. 1965. Т. 1. С. 479—489.

с кристаллами NaI(Tl) и фотоумножителями ФЭУ. Для уменьшения фона спектрометры были защищены свинцом Pb (от фоновых γ -квантов) и углекислым ${}^6\text{Li}$ (от рассеянных нейтронов). Электронная установка выделяла γ -кванты с энергией 8,5—9,5 МэВ и позволяла отдельно регистрировать результаты, относящиеся к поляризованным и неполяризованным нейтронам.

В результате измерений был получен коэффициент асимметрии

$$a = -(3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}.$$

Этот результат был подтвержден серией контрольных опытов, в которых изменялось направление поляризации нейтронов, сдвигался интервал измеряемых энергий γ -квантов и др. В другом эксперименте проводились быстрое (10 раз в 1 с) изменение направления поляризации нейтронов и измерение на неполяризованных нейтронах. В результате для a получено значение

$$a = -(3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4},$$

близкое к предыдущему. Наконец, в третьем эксперименте

$$a = -(2,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}.$$

Среднее значение коэффициента асимметрии

$$a = -(3,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4},$$

или, если учесть примесь эффекта от γ -квантов с энергией 8,5 МэВ,

$$a = -(4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Из этого результата была получена экспериментальная оценка параметра F :

$$F_{\text{эсп}} \approx 2 \cdot 10^{-7},$$

которая близка к теоретической.

Таким образом, в опыте Ю. Г. Абова и сотрудников было впервые экспериментально доказано существование межнуклонного (т. е. ядерного) взаимодействия, не сохраняющего четность.

В описанном опыте за зеркальную асимметрию испускания γ -квантов отвечает псевдоскаляр $I_{\text{я}}\mathbf{p}_{\gamma}$, где $I_{\text{я}}$ —спин ядра (псевдовектор), а \mathbf{p}_{γ} —импульс γ -кванта (вектор). Для наблюдения асимметрии необходимо зафиксировать направление $I_{\text{я}}$, т. е. ставить опыт с поляризованными ядрами. Существует еще один псевдоскаляр, которым можно охарактеризовать процесс γ -излучения,—это циркулярная поляризация, или спи-

ральность I_{γ} . При наличии зеркальной симметрии число левоциркулярно-поляризованных γ -квантов N_{λ} должно быть равно числу правоциркулярно-поляризованному N_{π} . Если же закон сохранения четности не выполняется, то $N_{\lambda} \neq N_{\pi}$. Мерой его нарушения является величина

$$P_{\gamma} = (N_{\lambda} - N_{\pi}) / (N_{\lambda} + N_{\pi}).$$

Очевидно, что для экспериментального определения P_{γ} поляризация ядер не нужна, так как оба вектора, входящих в псевдоскаляр I_{γ} , являются параметрами только γ -квантов.

Впервые опыт по обнаружению P -нечетной циркулярной поляризации γ -излучения ядра ^{181}Ta был выполнен в 1966 г. В. М. Лобашевым с сотрудниками (Ленинград)*. Из этого опыта, так же как из опыта Ю. Г. Абова с сотрудниками, следует $F_{\text{эксп}} \approx 10^{-7}$. Обе работы отмечены в 1974 г. Ленинской премией**.

О других эффектах, связанных с нарушением закона сохранения четности, см. § 17, п. 6; § 47; § 53, п. 10.

§ 20. Новые (экзотические) виды радиоактивности

1. ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В § 3, п. 4 на основании анализа свойств нейтронодефицитных ядер было упомянуто о принципиальной возможности существования нового вида радиоактивного процесса — протонной радиоактивности. В принципе протонная радиоактивность может быть трех типов: испускание протонов из основного состояния ядра (протонный распад); испускание протонов из возбужденного состояния ядра, возникающего после β^+ -распада (запаздывающие протоны), и испускание протонов из изомерного состояния ядра (изомерный протонный распад).

а. Протонный распад

При большом избытке протонов в нейтронодефицитном ядре может оказаться, что последний протон имеет $\epsilon_p < 0$, т. е. ядерные силы не способны удерживать его внутри ядра. Однако из-за существования кулоновского барьера он некоторое

* Лобашев В. М., Назаренко В. А., Саенко Л. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 268—274.

** Подробнее о P -нечетных ядерных силах см. Абов Ю. Г., Крупичкин П. А. // Успехи физ. наук. 1976. Т. 118. С. 141—173.

время остается там. Таким образом, для этого протона возникает ситуация, аналогичная α -частицей при α -распаде. Протон с $\epsilon_p < 0$ вылетает из основного состояния ядра за счет туннельного перехода. В связи с этим подобный процесс естественно назвать (по аналогии с α -распадом) протонным распадом.

С точки зрения теории протонный распад проще α -распада, так как здесь нет проблемы формирования вылетающей частицы: протоны в ядре существуют в готовом виде. Однако экспериментальная ситуация в случае протонного распада гораздо сложнее, чем в случае α -распада, из-за очень интенсивной β^+ -радиоактивности нейтронодефицитных ядер вблизи границы протонной стабильности.

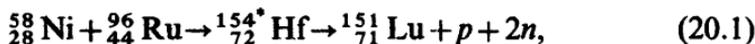
Теоретические оценки показывают, что позитронов может испускаться в миллионы раз больше, чем протонов. Чтобы заметить протонный распад на фоне позитронного, надо, чтобы время жизни τ_p было, во всяком случае, меньше 0,1 с (и чем меньше, тем лучше). Если считать, что методика ограничивает измерение времени жизни значением 10^{-12} с, то благоприятными для наблюдения протонов распада являются следующие интервалы их энергий:

$$0,5 < E_p < 1,5 \text{ МэВ для ядер с } Z \approx 50;$$

$$1,0 < E_p < 2,5 \text{ МэВ для ядер с } Z \approx 80,$$

где левые границы интервалов соответствуют $\tau_p = 0,1$ с, а правые $\tau_p = 10^{-12}$ с. Для поиска протонного распада предпочтительнее выбирать нечетные элементы (из-за меньшей энергии отделения нечетного протона по сравнению с четным, см. § 3).

Экспериментально протонный распад наблюдался* в 1982 г. для нейтронодефицитного ядра $^{151}_{71}\text{Lu}$ (в котором на 24 нейтрона меньше, чем в β -стабильном изотопе $^{175}_{71}\text{Lu}$). Ядра $^{151}_{71}\text{Lu}$ были получены в реакции



идущей под действием ионов $^{58}_{28}\text{Ni}$, ускоренных до энергии 200—400 МэВ на ускорителе тяжелых ионов в Дармштадте (ФРГ). Измерения показали, что время жизни протоноактивного ядра $^{151}_{71}\text{Lu}$ около 0,085 с, а энергия испускаемых протонов равна 1,23 МэВ.

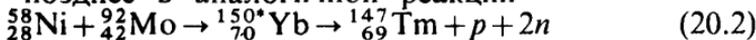
Особое внимание в работе было уделено доказательству того, что протоны испускаются именно из основного состояния

* Hofmann S., Reisdorf W., Münzenberg G. e. a. // Zeitschrift für Physik A. Atoms und Nuclei. 1982. Bd 305. S. 111—123.

ядра. Это очень важный вопрос, потому что нейтронодефицитные ядра с гораздо большей вероятностью испускают запаздывающие протоны (см. п. 1, б), на фоне которых чрезвычайно трудно выделить протонный распад*.

В описываемой работе заключение об испускании протонов основным состоянием ядра подтверждается кинематикой распада, измерением функций возбуждения ядра $^{151}_{71}\text{Lu}$ и энергии протона, а также отсутствием аннигиляционного и характеристического рентгеновского излучений, которое должно возникать при конверсионных переходах возбужденных ядер (см. § 19, п. 2), т. е. в случае испускания запаздывающих протонов.

Несколько позднее в аналогичной реакции



был получен протонноактивный изотоп тулия $^{147}_{69}\text{Tm}$ с временем жизни 0,42 с, испускающий протон с энергией 1,04 МэВ.

б. Запаздывающие протоны

Впервые запаздывающие протоны были обнаружены В. А. Карнауховым в 1962 г. (Дубна) при облучении никелевой фольги ионами ^{20}Ne . На рис. 140 изображена энергетическая схема испускания запаздывающих протонов. Ядро (A, Z) в процессе β^+ -распада переходит в основное или возбужденное состояние ядра $(A, Z-1)$, при этом обычно возбуждение ядра снимается за счет испускания γ -квантов. Однако если энергия возбуждения W ядра $(A, Z-1)$ будет превышать энергию отделения протона ϵ_p от этого ядра ($W > \epsilon_p$), то наряду с испусканием γ -квантов становится возможным процесс испускания протонов. Поскольку они могут испускаться только после β^+ -распада ядра (A, Z) , то их называют запаздывающими.

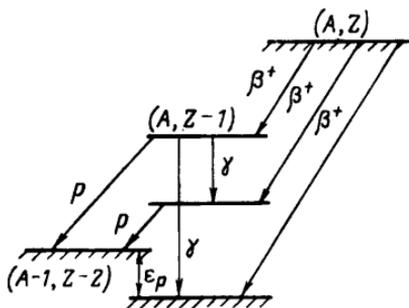


Рис. 140

Запаздывающие протоны монохроматичны. Их энергия равна $T_p = W - \epsilon_p$. При малых энергиях протонов вероятность их испускания очень мала (из-за непрозрачности кулоновского барьера) и распад ядра $(A, Z-1)$

* В связи с этим отметим, что первое сообщение о наблюдении протонного распада (ядро $^{121}_{59}\text{Pr}$, $E_p = 0,9$ МэВ, $T_{1/2} = 1,5$ с) было опубликовано еще в 1972 г. (Богданов Д. Д., Бочин В. П., Карнаухов В. А. и др. // Ядерная физика. 1972. Т. 16. Вып. 5, С. 890-900). Однако выход протонов распада составлял всего около 10^{-3} от выхода запаздывающих протонов.

происходит преимущественно за счет γ -испускания ($\Gamma_\gamma > \Gamma_p$). Минимальная энергия, при которой запаздывающие протоны можно зарегистрировать, $T_p^{\text{мин}} \approx 1$ МэВ. С ростом энергии протонов прозрачность барьера растет, и начиная с некоторой энергии T_p наблюдается $\Gamma_p > \Gamma_\gamma$.

В настоящее время известно несколько десятков излучателей запаздывающих протонов как среди легких ядер, так и среди тяжелых ядер. В качестве примера легкого излучателя запаздывающих протонов приведем ядро ${}^9_6\text{C}$, испускающее протоны с энергией 10,92 и 8,24 МэВ. Период полураспада $T_{1/2} = 0,126$ с. Этот излучатель получали в реакциях ${}^{10}_5\text{B}(p, 2n)$, ${}^{12}_6\text{C}(p, p3n)$ и ${}^7_4\text{Be}({}^3_2\text{He}, n)$. Другое легкое ядро ${}^{13}_8\text{O}$ характеризуется $T_{1/2} = 0,0089$ с и испускает четыре группы запаздывающих протонов с энергией от 1,44 до 7,00 МэВ. Этот излучатель был получен в реакции ${}^{14}_7\text{N}(p, 2n)$. Отметим также ядро ${}^{17}_{10}\text{Ne}$, которое с $T_{1/2} = 0,108$ с испускает пять групп запаздывающих протонов от 1,68 до 7,04 МэВ. Ядра ${}^{17}_{10}\text{Ne}$ могут быть получены в реакциях ${}^{19}_9\text{F}(p, 3n)$, ${}^{16}_8\text{O}({}^3_2\text{He}, 2n)$ и др.

Исследование легких протонных излучателей, которые характеризуются редко расположенными уровнями, позволяет проводить раздельное изучение их характеристик. В частности, по повышенной интенсивности одной из групп запаздывающих протонов можно выделить энергетическое состояние ядра $(A, Z-1)$, являющееся аналоговым основному состоянию ядра (A, Z) .

Для достаточно тяжелых протонных излучателей (начиная примерно с $Z > 30$) плотность уровней ядра $(A, Z-1)$ становится настолько большой, что разрешение отдельных переходов становится затруднительным. Так, протонный спектр ядра ${}^{111}_{52}\text{Te}$ ($T_{1/2} = 19,3$ с) характеризуется большим количеством пиков в интервале энергий от 2 до 5 МэВ, а спектр ядра ${}^{181}_{80}\text{Hg}$ ($T_{1/2} = 3,6$ с) — широким распределением в интервале от 3 до 6 МэВ. Однако и в этом случае спектр протонов проявляет некоторую тонкую структуру, которая определяется флуктуациями интенсивностей разных переходов. Анализируя тонкую структуру спектра, можно сделать заключение о плотности уровней при разных энергиях возбуждения ядра.

Еще одно использование запаздывающих протонов связано с возможностью получения сведений о разности масс исходного и конечного ядер при измерении протонных спектров в совпадении с позитронами и γ -квантами*.

* Подробнее о запаздывающих протонах можно прочесть в обзоре Карнаухова В. А. // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 1018—1076.

в. Изомерный протонный распад

Возбужденное состояние с $W > \varepsilon_p$ может возникнуть не только после β^+ -распада, но и в результате ядерной реакции. И тогда, если это состояние изомерное, т. е. достаточно долгоживущее, на фоне β^+ -радиоактивного распада может быть обнаружен распад с испусканием протона. Единственный случай такого распада наблюдался* для метастабильного ($\tau = 0,247$ с) ядра ${}_{27}^{53m}\text{Co}$, которое было получено в реакции ${}_{26}^{54}\text{Fe} (p, 2n) {}_{27}^{53m}\text{Co}$. Энергия протонов $E_p = 1,6$ МэВ, относительная вероятность $\Gamma_p / \Gamma_{e^+} = 0,15$.

2. ДВУХПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В 1960 г. В. И. Гольданский предсказал возможность существования еще одной довольно экзотической разновидности радиоактивности — одновременного испускания двух протонов**.

В § 3, п. 4 мы говорили, что одной из характеристик ядерных сил является наличие так называемого парного взаимодействия между двумя однотипными нуклонами ($2p$ или $2n$) с одинаковыми энергией и квантовыми числами, но противоположными моментами. Благодаря этому возможен процесс спаривания протонов, которые при некоторых специальных условиях могут вылетать из ядра в виде своеобразного дипротона.

Необходимые для этого условия могут иметь место вблизи границы протонной стабильности, где $\varepsilon_p(A, Z_{\text{чeтн}}) \geq 0$ (близка к нулю, но еще больше его), а $\varepsilon_p(A-1, Z-1) < 0$. В этом случае возможно

$$\varepsilon_{2p} = \varepsilon_p(A, Z) + \varepsilon_p(A-1, Z-1) < 0, \quad (20.3)$$

т. е. вблизи протонной границы в принципе возможно существование ядер с $\varepsilon_{2p} < 0$ (и $\varepsilon_p > 0$). Такие ядра будут нестабильными относительно испускания двух протонов (но стабильными относительно испускания одного).

Двухпротонная радиоактивность, так же как и протонная, в принципе может наблюдаться в трех разновидностях: испускание двух протонов из основного состояния ядра (двухпротонный распад); испускание двух протонов из возбужденного состояния ядра, возникшего после β^+ -распада (запаз-

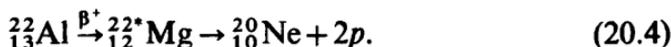
* Jacson K. P. e. a. // Phys. Lett. 1970. Vol. 33B. P. 281.

** Гольданский В. И. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1960. Т. 39. С. 497.

дывающая двухпротонная радиоактивность), и испускание двух протонов из возбужденного состояния изомерного типа (изомерная двухпротонная радиоактивность).

В 1980 г. В. И. Гольданский конкретизировал предсказание запаздывающей двухпротонной радиоактивности*, указав два нейтронодефицитных ядра ${}_{13}^{22}\text{Al}$ и ${}_{15}^{26}\text{P}$, которые после испускания ими позитронов должны превратиться в сильно возбужденные ядра ${}_{12}^{22}\text{Mg}$ и ${}_{14}^{26}\text{Si}$, способные испускать пары протонов.

В 1983 г. в США запаздывающая двухпротонная радиоактивность была обнаружена** в процессе



Короткоживущие ($\tau = 0,07$ с) нейтронодефицитные ядра ${}_{13}^{22}\text{Al}$ были получены при облучении ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ ионами ${}^3\text{He}$ с энергией 110 МэВ. Протоны, вылетающие из ядер ${}_{12}^{22}\text{Mg}$, регистрировались системой из трех счетчиков, включенных в схему совпадений. В результате измерений обнаружены две группы протонов с энергиями 4,139 и 5,636 МэВ. Другие разновидности двухпротонной радиоактивности пока не обнаружены.

3. НЕЙТРОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Поскольку нейтрон не имеет электрического заряда, то для него нет кулоновского барьера. Поэтому говорить о нейтронной радиоактивности с измеримым временем жизни можно только в двух случаях: либо когда сколько-нибудь существенную роль играет центробежный барьер, т. е. вылетающий нейтрон уносит отличный от нуля орбитальный момент $l_n \neq 0$, либо когда нейтрон испускается после β^- -распада (запаздывающая нейтронная радиоактивность).

Достаточно высокие значения l_n у вылетающего нейтрона можно ожидать в случае нейтронных распадов изомерных состояний ядра с энергией возбуждения $W > \epsilon_n$. Оценка прозрачности центробежного барьера, а также учет структурного фактора показывают, что время жизни нейтронных изомеров может достигать 10^2 с.

В принципе при $W > \epsilon_{2n}$ возможно испускание не только одного, но и двух нейтронов. Наконец, при $\epsilon_{2n} < 0$ и $l_n \geq 3$ теоретически не исключен и двухнейтронный распад основного состояния нейтроноизбыточного ядра. Однако условия, при

* Гольданский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 9. С. 572—574.

** Cable M. D., Honkaren J., Parry R. F. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50, № 6. P. 404—406.

которых можно надеяться увидеть этот процесс, весьма трудны для эксперимента. Например, для того чтобы двухнейтронный распад легкого ($A \approx 40$) нейтроноизбыточного ядра имел удобное для регистрации время ($\tau > 10^{-4}$ с), необходимы $I_n = 3$ и $E_{2n} < 20$ кэВ. Пока ни один из перечисленных процессов экспериментально не зарегистрирован*.

Гораздо более реалистичным является наблюдение запаздывающей нейтронной радиоактивности. Ниже будет рассмотрено три разновидности этого процесса: испускание одного, двух и трех запаздывающих нейтронов.

а. Запаздывающие нейтроны

Если в результате β^- -распада конечное ядро образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения $W > \epsilon_n$, то для такого ядра кроме γ -перехода будет возможен процесс испускания нейтрона из возбужденного состояния. Поскольку нейтрон испускается мгновенно, т. е. сразу после β^- -распада, то его вылет будет характеризоваться тем же периодом, что и β^- -распад: $T_{1/2}^{(n)} = T_{1/2}^{(\beta)}$. Энергия запаздывающих нейтронов T_n определяется энергией возбуждения ядра W и энергией отделения нейтрона ϵ_n :

$$T_n = W - \epsilon_n. \quad (20.5)$$

Впервые запаздывающие нейтроны были обнаружены при изучении деления тяжелых ядер. В настоящее время открыто и изучено более семи десятков ядер — источников запаздывающих нейтронов. Запаздывающие нейтроны сыграли исключительно важную роль при создании первых ядерных реакторов. Подробнее о свойствах запаздывающих нейтронов и их применении см. § 52, п. 2, 3.

б. Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность

Вблизи границы нейтронной стабильности может оказаться, что энергия возбужденного ядра, образовавшегося после β^- -распада, будет превышать энергию отделения не только одного, но и двух нейтронов:

$$W > \epsilon_{2n}. \quad (20.6)$$

* Подробнее о вопросах, затронутых в § 20, см. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.

В этом случае после β^- -распада должна наблюдаться запаздывающая двухнейтронная радиоактивность*. Поскольку обычно $\varepsilon_{2n} > \varepsilon_n$, этот процесс будет идти на фоне значительно более интенсивного испускания одиночных запаздывающих нейтронов.

В 1979 г. в ЦЕРНе была открыта** запаздывающая двухнейтронная радиоактивность ^{11}Be . Изотоп бериллия ^{11}Be образуется в результате β^- -распада ядер ^{11}Li ($T_{1/2} \approx 8,5$ мс), которые были получены при сепарации продуктов реакции взаимодействия высокоэнергетических (600 МэВ) протонов с мишенью из карбида урана.

Для измерения спектра одиночных запаздывающих нейтронов была использована система из трех ионизационных камер, наполненных ^3He . В результате измерений были обнаружены три монохроматические группы запаздывающих нейтронов и широкий участок непрерывного спектра, соответствующий испусканию пары запаздывающих нейтронов. Одновременность испускания обоих нейтронов была доказана измерением нейтрон-нейтронных совпадений. Вероятность испускания нейтронной пары около 4%.

В 1980 г. испускание пары запаздывающих нейтронов было обнаружено еще для трех нейтроноизбыточных ядер: ^{30}Na , ^{31}Na и ^{32}Na . Вероятности испускания нейтронных пар соответственно равны 1,2; 0,7 и 5,1%.

в. Запаздывающая трехнейтронная радиоактивность

В 1980 г. группа физиков из ЦЕРНа, обнаружившая в 1979 г. двухнейтронную запаздывающую радиоактивность ядра ^{11}Be , сообщила о наблюдении одновременного вылета из этого ядра трех запаздывающих нейтронов***. Работа была выполнена в условиях, сходных с описанными в п. 3, б, но с более усовершенствованным детектором нейтронов, который позволял надежно разделять случаи одновременного вылета двух и трех нейтронов от фоновых событий, возникающих за счет наложения импульсов от одиночных нейтронов или одиночных и парных нейтронов. В результате измерений было показано, что примерно в 2% случаев ядра ^{11}Be распадаются с одновременным испусканием трех запаздывающих нейтронов.

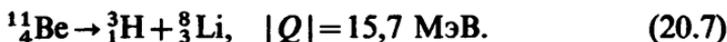
* Гольдянский В. И. // Журн. эксперим. и теор. физ. 1960. Т. 39. С. 497.

** Azuma R. E., Carras L. C., Hansen P. G. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43, № 22. P. 1652—1654.

*** Azuma R. E., Björnstad T., Gustafsson H. A. e. a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 96B, № 1, 2. P. 31—34.

4. ЗАПАЗДЫВАЮЩАЯ ТРИТИЕВАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Один из уровней ядра ^{11}Be , для которого была обнаружена запаздывающая 2п- и 3п-радиоактивность, имеет энергию 18,5 МэВ, превышающую пороговую энергию для процесса распада



Поэтому, если ядро ^{11}Be в процессе β -распада $^{11}_3\text{Li}$ образуется в этом сильно возбужденном состоянии, то оно может кроме испускания запаздывающих нейтронов распадаться по схеме (20.7), т. е. испускать запаздывающие ядра трития.

Этот процесс был действительно обнаружен в 1984 г. во Франции. Всего было зарегистрировано 12 ядер ^3_1H на $6 \cdot 10^6$ ионов $^{11}_3\text{Li}$. Вероятность распада возбужденного $^{11}_4\text{Be}$ по схеме (20.7) оказалась в 10^4 раз меньше вероятности испускания нейтрона.

5. УГЛЕРОДНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В 1984 г. было опубликовано сообщение об открытии в Англии нового вида радиоактивного распада — углеродной радиоактивности*. В работе методом ΔT — T -детектора (см. § 70) было зарегистрировано 11 ядер $^{14}_6\text{C}$, образовавшихся в процессе распада α -радиоактивного изотопа радия $^{223}_{88}\text{Ra}$ ($T_{1/2} = 11,7$ дня, $T_\alpha = 5,7$ МэВ):



Энергия ядер $^{14}_6\text{C}$ примерно равна 30 МэВ, что хорошо согласуется с расчетным значением, полученным из энергии распада $Q = 31,8$ МэВ для процесса (20.8):

$$T_{\text{расч}} = Q \frac{M_{\text{Pb}}}{M_{\text{Ra}}} = 31,8 \frac{209}{223} = 29,8 \text{ МэВ}. \quad (20.9)$$

Выход ядер $^{14}_6\text{C}$ оказался в 10^9 раз меньше выхода α -частиц:

$$\Gamma_{^{14}_6\text{C}} / \Gamma_\alpha = (8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}. \quad (20.10)$$

Ввиду исключительно малой вероятности изучаемого процесса в работе было уделено большое внимание проблеме фона, как внешнего, так и внутреннего. С этой целью в течение длительного времени измерялся фоновый эффект, обусловленный космическим излучением, а также оценивался вклад от

* Rose H. J., Jones G. A. // Nature. 1984. Vol. 307. P. 245–247.

четырёхкратных совпадений α -частичных импульсов, суммарная энергия которых близка к энергии ядер $^{14}_6\text{C}$.

Открытие углеродной радиоактивности в том же году было подтверждено в СССР* и Франции**. Обе эти работы также были выполнены с помощью ($\Delta T - T$)-методики и дали близкие значения для $\Gamma_{14\text{C}}/\Gamma_{\alpha}$.

Радиоактивные процессы с испусканием ядер тяжелее гелия теоретически не должны вызывать удивления, так как они разрешены всеми законами сохранения. Однако из-за исключительно малой вероятности этих процессов их экспериментальное наблюдение еще сравнительно недавно было невозможно.

Оценки вероятности нового радиоактивного процесса опираются на две группы моделей: резко асимметричное спонтанное деление и кластерный распад ядер, сходный с α -распадом. При справедливости первой группы моделей вероятность перехода должна зависеть от параметра делимости Z^2/A (см. § 51), что можно проверить, только располагая большим статистическим набором радиоактивных ядер с разными Z^2/A (см. п. 6 этого параграфа). При справедливости второй группы моделей особенности нового вида распада должны быть аналогичны наблюдающимся для α -распада.

Напомним (см. § 17, п. 3), что вероятность α -распада определяется фактором формирования α -частицы в исходном ядре и прозрачностью барьера, которая экспоненциально зависит от энергии распада, высоты барьера и приведенной массы. Было также замечено, что энергия α -распада особенно велика для α -переходов, сопровождающихся образованием магических или околомagicеских ядер (см. рис. 84).

Все эти параметры и особенности можно оценить и для нового радиоактивного процесса, если выбрать конкретный вариант модели распада (например, конкретизировать радиус разрыва ядра, эффективную массу коллективного движения и др.). При этом, так же как и в случае α -распада, наибольшие трудности возникают при оценке фактора формирования. Однако из-за экспоненциального характера выражения для коэффициента прозрачности [см. формулу (17.20)] расчет более чувствителен к параметрам, определяющим именно этот коэффициент, т. е. к энергии распада Q и, следовательно, к выбору конечного ядра.

* Александров Д. В., Беляцкий А. Ф., Глухов Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 4. С. 152—154.

** Gales S., Hourani E., Hussonnois S. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53, № 8. P. 759—762.

В частности, процесс (20.8) оказался более вероятным, чем процесс, сопровождающийся вылетом ядра $^{12}_6\text{C}$, которое должно иметь больший фактор формирования по сравнению с менее симметричным ядром $^{14}_6\text{C}$. По-видимому, это объясняется тем, что в процессе (20.8) образующееся конечное ядро имеет не только магическое число протонов, но и околomagическое число (127) нейтронов.

Из сказанного выше следует, что теория нового радиоактивного процесса пока не может претендовать на высокую точность. Отличие $T_{1/2}^{\text{эксп}}$ и $T_{1/2}^{\text{теор}}$ может достигать трех порядков.

В настоящее время углеродная радиоактивность, кроме ^{223}Ra , обнаружена для ^{222}Ra , ^{224}Ra и ^{226}Ra , причем для последнего ядра

$$\Gamma(^{14}\text{C})/\Gamma_{\alpha} = 6 \cdot 10^{-12}.$$

6. НЕОНОВАЯ, МАГНИЕВАЯ И КРЕМНИЕВАЯ РАДИОАКТИВНОСТИ. МЕХАНИЗМ КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

В 1985 г. Барвик и др.*. методом пластмассовых пленок, чувствительных к $Z > 6$, зарегистрировали процесс



Всего был зарегистрирован 31 трек со средним пробегом $R = (32,8 \pm 0,23)$ мкм, который близок $R_{\text{теор}} = 33,2$ мкм, соответствующему энергии процесса (20.11), $Q = 62,3$ МэВ. Измерения дали $\Gamma(^{24}\text{Ne})/\Gamma_{\alpha} = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$. Позднее неоновая радиоактивность была обнаружена еще у ядер ^{233}U , ^{231}Pa , ^{230}Th и ^{234}U .

В конце 80-х годов у ядер ^{234}U , ^{238}Pu и ^{236}Pu была обнаружена магниевая радиоактивность с испусканием ^{28}Mg , а у ядра ^{238}Pu — также кремниевая радиоактивность с испусканием ^{32}Si . Эти кластерные распады характеризуются очень большими парциальными периодами полураспада: $T_{1/2}^{\text{кл}} = 10^{14} - 10^{17}$ лет и очень малыми $\Gamma_{\text{кл}}/\Gamma_{\alpha} = 10^{-14}$.

Опишем более подробно параметры последней на сегодня работы**, в которой был открыт распад $^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$. Детекторами служили лавсановые пленки, которые облучались специально приготовленной плутониевой мишенью (66% ^{236}Pu и 34% ^{238}Pu) в общей сложности 690 дней. Всего на всех

* Barwick S. W., Price P. B., Stevenson J. D. Phys. Rev: 1985. Vol. C. 31. P. 1984.

** Ogloblin A. A., Venikov N. I., Lisin S. K. e. a. // Physics Letters B. 1990. Vol. 235, № 1, 2. P. 35—39.

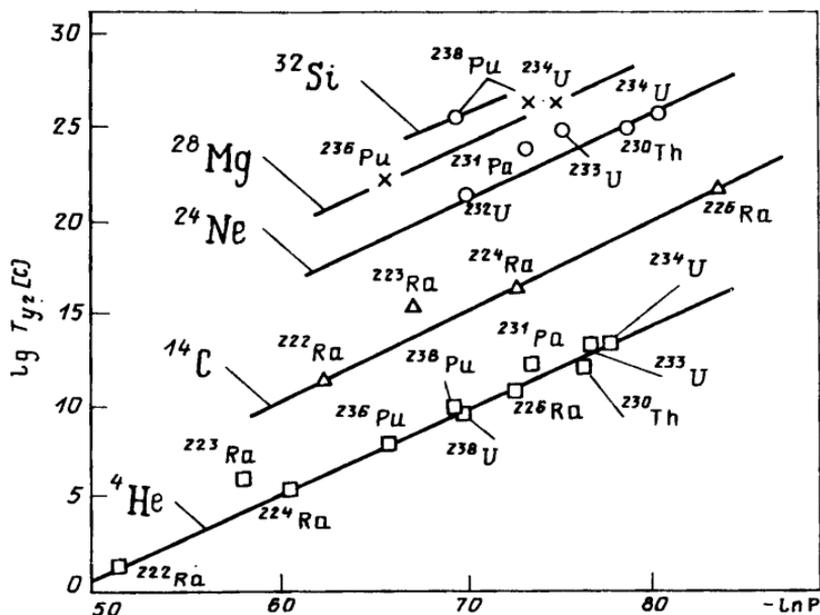


Рис. 141

пленках среди большого количества следов от α -частиц и осколков деления было обнаружено два трека ${}^{28}\text{Mg}$, что соответствует $T_{1/2}^{\text{кл}} = 1,5 \cdot 10^{14}$ лет и $\Gamma_{\text{кл}}/\Gamma_{\alpha} = 2 \cdot 10^{-14}$. Большие усилия потребовались для доказательства того, что зарегистрированные события не вызваны другими причинами (расщепление ядра космическими частицами, спонтанное деление, тройное деление и др.).

Систематическое рассмотрение свойств всех известных к настоящему моменту 13 случаев кластерных распадов для 11 различных ядер (у ${}^{234}\text{U}$ и ${}^{238}\text{Pu}$ найдено по 2 кластерных распада) показывает линейную зависимость $\lg(T_{1/2}^{\text{кл}})$ от $\ln P$, где P — проникаемость кулоновского барьера (рис. 141). Из рисунка видно, что экспериментальные точки для всех четно-четных ядер лежат на параллельных прямых, аналогичных зависимости, полученной в простой теории α -распада (см. § 17, п. 5) для объяснения закона Гейгера — Нэттола (нижняя кривая рисунка). Это обстоятельство указывает на то, что механизм кластерного распада для исследованной группы ядер действительно близок к механизму α -распада. Обобщенный закон Гейгера — Нэттола, распространенный на кластерные переходы, позволяет делать предсказания параметров для еще не обнаруженных кластерных переходов у более тяжелых (по сравнению с исследованными) четно-четных ядер, например ${}^{236}\text{U}$, ${}^{240}\text{Pu}$ и, возможно, даже ${}^{240}\text{Sm}$ и ${}^{242}\text{Sm}$.

Что касается второй упомянутой в п. 4 группы моделей, в которых образование кластера рассматривается как резко асимметричное спонтанное деление, то для их проверки пока еще мало экспериментального материала. Модели этой группы предсказывают ускорение изменения $T_{1/2}^{\text{сп}}$ при $Z^2/A > 36,5$ (т. е. начиная с ^{232}U) по сравнению с моделями типа α -распада. Пока на примере ^{236}Pu такого ускорения не наблюдается, хотя Z^2/A этого ядра равно 37,44. Однако не исключено, что для ядер с большими Z^2/A делительные модели будут давать лучшие предсказания, чем α -частичные, поскольку с утяжелением кластеров условия их образования будут все больше походить на деление и все меньше на α -распад.

§ 21. Краткое заключение к гл. III

В гл. III рассмотрены основные законы радиоактивности, α -распад, β -распад и γ -излучение ядер, а также внутренняя конверсия электронов, ядерная изомерия, эффект Мёссбауэра и экзотическая радиоактивность (разные виды протонной и нейтронной радиоактивности, запаздывающая тритиевая радиоактивность и несколько разновидностей радиоактивности кластерного типа: углеродная, неоновая и кремниевая).

α -Распадом называется самопроизвольный (спонтанный) процесс испускания ядром (A, Z) ядра ${}^4_2\text{He}$ (α -частицы) с освобождением энергии E_α в форме кинетической энергии α -частицы и дочернего ядра $(A-4, Z-2)$. Условием энергетической возможности α -распада является $E_\alpha = Q > 0$ или отрицательная энергия связи α -частицы в ядре:

$$\epsilon_\alpha = -Q = \{M_\alpha + M(A-4, Z-2) - M(A, Z)\} c^2 < 0.$$

Экспериментально α -радиоактивность установлена для ядер, встречающихся в природе, начиная с $Z=83$ (а также у некоторых ядер редкоземельных элементов). Искусственно α -радиоактивность можно получить и у ядер с $Z \leq 82$, если они сильно нейтронодефицитны. Кинетическая энергия α -частиц, за редкими исключениями, не выходит за пределы 4—9 МэВ. Наоборот, периоды полураспада α -радиоактивных ядер изменяются в очень широких пределах: от 10^{-7} с до $5 \cdot 10^{15}$ лет. Эта особенность α -распада была установлена экспериментально в виде закона Гейгера—Нэттола и объяснена теоретически с помощью квантовомеханического процесса прохождения микрочастиц через потенциальный кулоновский барьер.

α -Спектр дискретен. Типичным для α -спектров является наличие тонкой структуры, т. е. близко расположенных энергетических групп α -частиц. Два изотопа полония ${}^{212}_{84}\text{Po}$ и ${}^{214}_{84}\text{Po}$ испускают длиннопробежные α -частицы, происхождение которых связано с магичностью дочернего ядра ${}_{82}\text{Pb}$. Анализ этого явления позволил оценить время жизни одного из возбужденных состояний ядра ${}^{212}\text{Po}$ (10^{-13} с).

α -Частицы испускаются как с $l=0$, так и с $l \neq 0$. В последнем случае кроме кулоновского барьера надо учитывать еще центробежный барьер $V_{ц} = \hbar^2 l(l+1)/2mr^2$. Величина l определяет характер углового распределения испускаемых α -частиц.

Теория α -распада связывает между собой кинетическую энергию α -частиц T_{α} , постоянную распада λ , радиус ядра R и его заряд Z .

β -Распадом называется самопроизвольный процесс испускания ядром электрона и антинейтрино (β^- -распад) или позитрона и нейтрино (β^+ -распад), а также процесс захвата ядром электрона с K - или L -орбиты собственного атома с испусканием нейтрино (e -захват). В процессе β -распада ядро (A, Z) превращается в ядро-изобар $(A, Z+1)$ или $(A, Z-1)$. Энергетическим условием возможности β^{\pm} -распада является $E_{\beta^{\pm}} = \{M_{яд}(A, Z) - M_{яд}(A, Z \mp 1) - m_e\} c^2 > 0$, а e -захвата — $E_e = \{M_{яд}(A, Z) + m_e - M_{яд}(A, Z-1)\} c^2 > 0$. Для некоторых ядер могут одновременно выполняться все три условия. Энергия β -распада изменяется в пределах 0,018—16,6 МэВ, периоды полураспада — в пределах от 10^{-2} с до $2 \cdot 10^{15}$ лет.

β -Распад обнаружен также у свободного нейтрона, который распадается по схеме $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 10$ мин.

В отличие от α -спектров β -спектры не дискретны, а непрерывны. Энергия электронов (позитронов), испускаемых в процессе β -распада ядрами одного типа, заключена в интервале $0 \leq T_e \leq (T_e)_{\max}$, где $(T_e)_{\max} \approx E_{\beta}$. Часть энергии, равную $E_{\beta} - T_e = E_{\nu}$, уносит нейтрино (антинейтрино), испускающееся вместе с позитроном (электроном). e -Захват сопровождается испусканием моноэнергетических нейтрино. Нейтрино (антинейтрино) обладает следующими свойствами:

$$z_{\nu} = 0; \quad m_{\nu} = 0; \quad \mu_{\nu} = 0; \quad s_{\nu} = 1/2; \quad \sigma_{\nu N} \approx 10^{-43} \text{ см}^2 \quad (\text{при } E_{\nu} \approx 1 \text{ МэВ}).$$

Электроны (позитроны) и нейтрино (антинейтрино), испускаемые при β -распаде, не содержатся в ядре, а возникают непосредственно в момент β -распада.

Теория β -распада связывает между собой время жизни β -радиоактивного ядра τ и энергию β -распада соотношением вида $F(\epsilon_0)\tau = \text{const}$, где $F(\epsilon_0) \sim \epsilon_0^5$; $\epsilon_0 = [m_e c^2 + (T_e)_{\max}]/m_e c^2$; $F\tau \approx 10^3$ для сверхразрешенных, $F\tau \approx 10^5$ для разрешенных и $F\tau \approx 10^9$ (10^{13} , 10^{18}) для запрещенных переходов (в зависимости от степени запрещенности). Разрешенные и сверхразрешенные переходы удовлетворяют правилам отбора по моменту и четности ядра: $\Delta I = 0, \pm 1$; $P_{\pi}/P_{\pi} = 1$. Из сравнения теории с экспериментом получена константа β -взаимодействия $g \approx 10^{-49}$ эрг \cdot см³ = 10^{-56} Дж \cdot см³, малость которой указывает на чрезвычайную слабость β -взаимодействия. Исследование β -распада поляризованных ядер подтвердил вывод Ли и Янга о несохранении четности в β -распаде.

* В последнее время широко обсуждается возможность того, что $m_{\nu} \neq 0$ (см. § 108).

γ -Излучение — самопроизвольный процесс перехода ядра из возбужденного состояния в основное (или менее возбужденное), сопровождающийся испусканием кванта коротковолнового электромагнитного излучения. В зависимости от механизма образования γ -излучение подразделяется на электрическое и магнитное и характеризуется определенной мультипольностью, т. е. значением уносимого им момента l_E (для электрического) или l_M (для магнитного γ -излучения).

Если I_n, I_k, P_n, P_k — соответственно моменты и четности начального и конечного состояний ядра, то для разрешенных γ -переходов возможные значения l удовлетворяют следующим правилам отбора: $|I_n - I_k| \leq l \leq |I_n + I_k|$; $P_n/P_k = (-1)^{l_k}$; $P_n/P_k = (-1)^{l_n+1}$. Обычно учитывается наименьшее возможное значение l_E (или l_M), так как с ростом порядка мультипольности на единицу вероятность излучения уменьшается примерно в 10^5 раз.

Если наименьшее значение l достаточно велико ($l=4$), а ΔE мало, то возбужденное состояние ядра отличается большим временем жизни (метастабильное состояние). Ядро, находящееся в метастабильном состоянии, называется изомером данного ядра. Изомерия может приводить к существованию у одного и того же ядра нескольких периодов β -распада или спонтанного деления. Ядра-изомеры сосредоточены в определенных областях изменения Z (или N), образуя «острова» изомерии.

Кроме γ -излучения энергия возбуждения ядра может пойти на испускание электронов внутренней конверсии (обычно с K -оболочки). Этот процесс сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже.

Обычно энергия γ -перехода E и энергия испущенного γ -кванта E_γ связаны соотношением $E = E_\gamma + T_{ад}$, где $T_{ад} = E_\gamma^2 / 2M_{ад} c^2$ — энергия отдачи ядра.

$T_{ад}$ мала (около 0,01 эВ), но существенно превышает естественную ширину Γ линии излучения. Однако при некоторых условиях (использование ядер в связанном виде и при достаточно низкой температуре) энергия отдачи может стать исчезающе малой, так что $E_\gamma = E$. В этом случае можно осуществить процесс резонансного поглощения и рассеяния γ -квантов (эффект Мёссбауэра), позволяющий измерять энергию с точностью до естественной ширины линии Γ .

Для нейтронодефицитных ядер обнаружены протонный распад ядра в основном состоянии и испускание запаздывающих протонов и протонных пар из возбужденных состояний ядер, образовавшихся после β^+ -распада.

Для нейтроноизбыточных ядер обнаружено испускание запаздывающих (одного, двух и трех) нейтронов и ядер трития из возбужденных состояний ядер, образовавшихся после β^- -распада.

У четырех α -радиоактивных изотопов радия ^{222}Ra , ^{223}Ra , ^{224}Ra и ^{226}Ra обнаружена углеродная радиоактивность с вылетом ядра ^{14}C , у ядер ^{232}U , ^{233}U и ^{234}U , ^{230}Th и ^{231}Pa — неоновая радиоактивность с вылетом ядра ^{24}Ne , у ^{234}U , ^{238}Pu и ^{236}Pu — магниевая радиоактивность с вылетом ядра ^{28}Mg , и, наконец, у ядра ^{238}Pu — кремниевая радиоактивность с вылетом ядра ^{32}Si .

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

§ 22. Общая характеристика взаимодействия заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с веществом

При прохождении через вещество частицы взаимодействуют с атомами, из которых оно состоит, т. е. с электронами и атомными ядрами (или нуклонами ядра).

Всего известно четыре вида взаимодействия, в которых могут участвовать частицы: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Однако гравитационное взаимодействие в связи с его исключительной слабостью учитывается очень редко (например, при изучении свойств ультрахолодных нейтронов, см. § 46). Поэтому обычно рассматриваются только первые три вида взаимодействия. Из тех частиц, с которыми мы имели дело до сих пор (p , n , e^- , e^+ , ν_e ; $\bar{\nu}_e$, γ), в сильном взаимодействии участвуют нейтрон и протон, в электромагнитном — все частицы, кроме ν_e и $\bar{\nu}_e$, в слабом — все частицы, кроме γ -кванта.

Простейший пример сильного взаимодействия — притяжение между нуклонами, находящимися на очень малых (около 10^{-13} см) расстояниях друг от друга внутри атомного ядра (сильное ядерное взаимодействие, или ядерные силы). В дальнейшем (см. ч. III и IV) мы узнаем, что существуют и другие частицы (π - и K -мезоны, гипероны, антинуклоны, антигипероны, нестабильные частицы или резонансы и др.), которые также участвуют в сильном взаимодействии. Эту более широкую разновидность сильного взаимодействия иногда называют сильным адронным взаимодействием, а перечисленные выше сильновзаимодействующие частицы (вместе с нуклонами) — адронами. Сильное взаимодействие между нуклонами является частным случаем адронного взаимодействия. Основными переносчиками, квантами сильного взаимодействия между адронами служат легчайшие адроны — главным образом, π -мезоны (см. гл. XVIII).

В соответствии с современной моделью сильного взаимодействия — квантовой хромодинамикой — как ядерные силы, так и более широкое сильное адронное взаимодействие являются некоторым внешним проявлением гораздо более мощного истинно сильного (назовем его так во избежание путаницы)

взаимодействия между кварками, из которых состоят все адроны. Представление о квантовой хромодинамике, кварках и квантах истинно сильного взаимодействия — глюонах будет дано в гл. XXI, а в настоящей главе сохраним старую феноменологию сильного адронного взаимодействия, квантами которого являются π -мезоны.

Сильное взаимодействие — наиболее интенсивное взаимодействие в природе, отсюда и его название. Оно может проявляться в форме процессов как непосредственного взаимодействия (рассеяние на ядерных силах, ядерные реакции, т. е. захват одних частиц с образованием других), так и распада (распад резонансов). Сильные процессы непосредственного взаимодействия характеризуются очень большими сечениями (10^{-27} — 10^{-24} см²), а процессы распада — очень малыми временами (10^{-23} — 10^{-22} с).

Большие сечения для процессов сильного взаимодействия приводят к тому, что сильновзаимодействующие (ядерно-активные) частицы — адроны — при прохождении через среду эффективно выбывают из коллимированного пучка в результате процессов поглощения и рассеяния.

Электромагнитное взаимодействие тоже относится к числу интенсивных взаимодействий природы, хотя оно и слабее ядерного (что следует из существования стабильных ядер, содержащих одноименно заряженные протоны).

Переносчиками этого взаимодействия являются кванты электромагнитного излучения, которые в зависимости от их происхождения и энергии называются фотонами, рентгеновским излучением или γ -квантами, а также радиоволнами. Кванты электромагнитного излучения возникают в результате взаимодействия электрического заряда с окружающим его электромагнитным полем.

Известно много форм проявления электромагнитного взаимодействия: для заряженных частиц — кулоновское рассеяние, ионизационное торможение, радиационное торможение, излучение Вавилова — Черенкова, синхротронное и переходное излучения; для γ -квантов — фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар, γ -переходы в ядрах, фотоядерные реакции; для нейтронов — поляризация при прохождении через ферромагнетик и отражении от кобальтового зеркала, магнитное удержание ультрахолодных нейтронов и др.

Оценка интенсивности электромагнитного взаимодействия показывает, что оно в 10^2 — 10^3 раз слабее сильного (в пределах радиуса действия последнего). Соответственно процессы электромагнитного распада протекают, по крайней мере, в 10^2 — 10^3 раз медленнее сильных процессов и характеризуются периодами полураспада $T_{1/2} \geq 10^{-19}$ с.

При прохождении заряженных частиц и γ -квантов через вещество наблюдаются большие потери энергии на электромагнитное взаимодействие.

Примером слабого взаимодействия является рассмотренный в гл. III β -распад. β -Распад — это специфическое взаимодействие между нуклонами и окружающим их электрон-нейтронным полем, в процессе которого возникают или поглощаются электроны (позитроны) и антинейтрино (нейтрино). Как было показано, β -распад характеризуется чрезвычайно малой константой взаимодействия g , отсюда и его название — слабое взаимодействие.

Кроме β -распада примерно такой же константой характеризуются и другие процессы слабого взаимодействия: (π — μ)-распад, (μ — e)-распад, распады K -мезонов и гиперонов (см. гл. XIX). Слабые взаимодействия примерно в 10^{13} раз слабее сильных. В соответствии с этим процессы распада для слабых взаимодействий происходят в 10^{13} раз медленнее, чем для сильных, т. е. за время τ порядка 10^{-11} — 10^{-10} с*. Однако с процессами распада, происходящими из-за слабого взаимодействия, надо считаться в тех случаях, когда частицы проходят большой путь до детектора, так как даже при скорости $v \approx c$ частица, имеющая время жизни $\tau = 10^{-10}$ с, может пройти, не распавшись, путь не более 10 — 100 см.

Кроме процессов распада слабое взаимодействие может проявляться и в процессах непосредственного взаимодействия, например в процессе захвата нейтрино (антинейтрино) нуклоном. Однако сечение таких прямых процессов слабого взаимодействия настолько мало (около 10^{-43} см² при $E_\nu \approx 1$ МэВ), что при прохождении частиц через вещество с ними, как правило, можно не считаться.

Большое разнообразие перечисленных процессов не позволяет рассматривать их в одном месте. Ниже достаточно подробно описаны основные виды взаимодействия со средой заряженных частиц (ионизационное торможение, упругое рассеяние, тормозное, черенковское и переходное излучения) и γ -квантов (фотоэффект, эффект Комптона, образование электрон-позитронных пар), синхротронное излучение электронов в вакууме (в магнитном поле), а также кратко охарактеризовано взаимодействие со средой нейтронов.

Подробно взаимодействие нейтронов со средой (в том числе ядерные реакции под действием нейтронов) рассмотрено

* В 1977 г. был открыт τ -лептон, время жизни которого $\tau_\tau \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с (см. § 107). Время жизни такого же порядка имеют очарованные частицы (см. § 125).

во второй части книги. Там же разобраны ядерные реакции под действием заряженных частиц и γ -квантов. Наконец в ч. III и IV рассмотрены некоторые вопросы рассеяния протонов, нейтронов и электронов, особенности взаимодействия со средой нейтрино (и антинейтрино), мюонов, π - и K -мезонов, гиперонов, антигиперонов, резонансов и др.

§ 23. Ионизационное торможение заряженных частиц

1. ФОРМУЛА БОРА ДЛЯ УДЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ. УЧЕТ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ И ЭФФЕКТА ПЛОТНОСТИ

Ионизационное торможение является главным механизмом потерь энергии при прохождении тяжелой заряженной частицы через вещество. В этом механизме кинетическая энергия заряженной частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды, через которую она проходит. Спрашивается, от чего зависят ионизационные потери и каков ионизационный пробег частицы, на котором она теряет всю свою энергию? Для ответа на эти вопросы рассмотрим сначала элементарную схему взаимодействия заряженной частицы с одним электроном, а затем просуммируем эффект для электронов, мимо которых пролетает частица.

Пусть частица с зарядом ze пролетает со скоростью v на расстоянии ρ от свободного (несвязанного) электрона с массой m_e и зарядом $-e$ (рис. 142, а). Тогда в предположении, что масса частицы $M \gg m_e$, взаимодействие ее с электроном приведет к тому, что последний получит импульс в направлении, перпендикулярном линии полета частицы*:

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt. \quad (23.1)$$

Здесь $\int F_{\perp} dt$ — импульс силы за время взаимодействия. Считая, что взаимодействие эффективно на участке пути, сравнимом с ρ , например равном 2ρ , который частица проходит за время $\Delta t = 2\rho/v$ и на котором кулоновская сила примерно равна ze^2/ρ^2 , получаем**

$$\Delta p_{\perp} = 2ze^2/(\rho v). \quad (23.2)$$

* Слагающая импульса в направлении движения частицы равна нулю, так как она состоит из двух равных составляющих с разными знаками (соответствующих приближению частиц к электрону и удалению от него).

** Точно такой же результат получается и при более строгом рассмотрении с учетом бесконечно большого радиуса действия кулоновских сил.

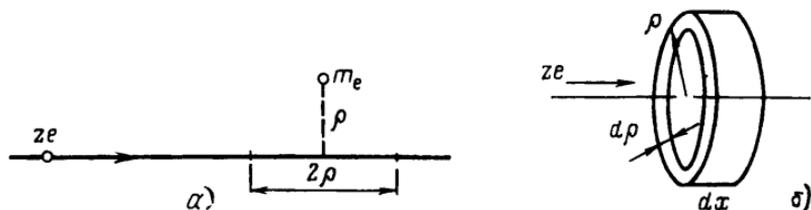


Рис. 142

Кинетическая энергия, соответствующая этому импульсу, равна:

$$\Delta T = \Delta p_{\perp}^2 / (2m_e) = [2z^2 e^4 / (m_e v^2)] (1/\rho^2). \quad (23.3)$$

Такую энергию приобретает электрон, если мимо него на расстоянии ρ проходит заряженная частица с зарядом ze ,двигающаяся со скоростью v . Такую же энергию теряет заряженная частица.

Для того чтобы учесть эффект от всех электронов с данным параметром удара ρ , надо вокруг линии движения частицы построить цилиндрический слой радиусом ρ , толщиной $d\rho$ и высотой dx (рис. 142, б). Его объем $V = 2\pi\rho d\rho dx$. Если n_e — плотность электронов, то их число в цилиндрическом слое равно $Vn_e = 2\pi\rho n_e d\rho dx$.

В результате взаимодействия со всеми электронами данного цилиндрического слоя заряженная частица потеряет кинетическую энергию

$$dT = \Delta T V n_e = \left(\frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \right) \frac{d\rho}{\rho} dx, \quad (23.4)$$

а на единице длины

$$\frac{dT}{dx}(\rho) = \left(\frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \right) \left(\frac{d\rho}{\rho} \right). \quad (23.5)$$

Очевидно, что этот результат справедлив, если взаимодействие частицы с данным электроном не зависит от наличия по соседству других электронов. На самом деле это не вполне так, поэтому в окончательный результат надо внести поправку на эффект плотности (см. ниже).

Полная удельная потеря получится, если проинтегрировать $\frac{dT}{dx}(\rho)$ по всем возможным значениям параметра удара $\rho(0 - \infty)$. При этом возникают затруднения для $\rho=0$, так как ρ стоит в знаменателе выражения (23.5), и для $\rho=\infty$ из-за

расходимости интеграла $\int_0^{\infty} \frac{d\rho}{\rho}$.

Однако можно показать, что пределы интегрирования отличны от 0 до ∞ и равны некоторым конечным значениям $\rho_{\text{мин}}$ и $\rho_{\text{макс}}$, так что

$$\frac{dT}{dx} = \int_{\rho_{\text{мин}}}^{\rho_{\text{макс}}} \frac{dT}{dx}(\rho) d\rho = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\text{макс}}}{\rho_{\text{мин}}}. \quad (23.6)$$

Вычисление $\rho_{\text{мин}}$ и $\rho_{\text{макс}}$ — достаточно трудная задача. Мы не будем на ней останавливаться. Укажем только на некоторые классические соображения, которые могут дать представление о сущности рассматриваемых эффектов.

Известно, что максимальная энергия, которая может быть передана тяжелой частицей, движущейся со скоростью $v \ll c$, неподвижному электрону,

$$\Delta T_{\text{макс}} = 2m_e v^2. \quad (23.7)$$

Этот результат легко можно получить, рассматривая импульсную диаграмму для соответствующего случая (см. § 24).

Приравняв выражение (23.3) найденной величине, найдем условие для $\rho_{\text{мин}}$.

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_{\text{макс}} &= [2z^2 e^4 / (m_e v^2)] (1/\rho_{\text{мин}}^2) = 2m_e v^2; \\ (\rho_{\text{мин}})_{\text{клас}} &= ze^2 / (m_e v^2). \end{aligned} \right\} \quad (23.8)$$

Условие для $\rho_{\text{макс}}$ при классическом рассмотрении получается в результате учета связанности электронов в атоме. При больших значениях параметра удара ρ передаваемая энергия ΔT становится сравнимой с энергией связи электрона в атоме. Электроны больше нельзя считать свободными, и при достаточно больших ρ передаваемая энергия может оказаться недостаточной для возбуждения атома. В соответствии с этим $\rho_{\text{макс}}$ должно быть связано со значением среднего ионизационного потенциала атома. Наконец, при вычислении $\ln(\rho_{\text{макс}}/\rho_{\text{мин}})$ надо учесть релятивистские эффекты. К ним относятся возрастание максимальной передаваемой энергии до значения $\Delta T_{\text{макс}} = 2m_e v^2 / (1 - \beta^2)$, возрастание $\rho_{\text{макс}}$, т. е. роли далеких соударений, потери на излучение Вавилова — Черенкова* и др.

Точный подсчет дает следующую формулу для вычисления удельных ионизационных потерь dT/dx (в эрг·см⁻¹) для тяжелой заряженной частицы (например, протона, α -частицы) при энергиях $T \ll (M/m_e) Mc^2$:

* Последние составляют заметную долю только для легких газов (около 15% релятивистского возрастания для водорода).

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (23.9)$$

где $\bar{I} = (13,5Z) 1,6 \cdot 10^{-12}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества (эрг); $\beta = v/c$; δ и U — члены, учитывающие эффект плотности и связанность K - и L -электронов (см. ниже).

Основной результат, вытекающий из формулы (23.9), заключается в том, что удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости $\varphi(v) \sim 1/v^2$ и не зависит от массы частицы M :

$$dT/dx \sim z^2 n_e \varphi(v). \quad (23.10)$$

Иллюстрацией такой закономерности является хорошо известная из атомной физики кривая Брэгга для удельной ионизации α -частиц (рис. 143, а). Из рисунка видно возрастание удельной ионизации dT/dx к концу пробега α -частицы, т. е. при уменьшении ее скорости.

Формула (23.9) показывает, что с ростом энергии частицы удельные потери на ионизацию сначала падают очень быстро (обратно пропорционально энергии), но по мере приближения ее скорости к скорости света — все медленнее и медленнее. При некоторой энергии удельная потеря энергии на ионизацию становится минимальной. Это соответствует тому, что в знаменателе формулы (23.9) стоит почти постоянная величина $v^2 \approx c^2$.

Однако рассмотрение членов, стоящих в скобках, показывает, что начиная с некоторой достаточно большой энергии частицы величина dT/dx снова медленно (логарифмически) растет, а затем выходит на плато (рис. 143, б).

Ограничение логарифмического роста dT/dx связано с поляризацией атомной среды вблизи траектории частицы, которая приводит к уменьшению электромагнитного поля,

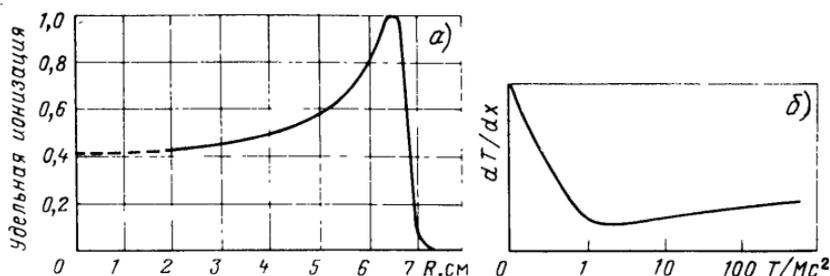


Рис. 143

действующего на далекие электроны. Отмеченный эффект пропорционален плотности вещества (точнее, плотности электронов), в связи с чем он называется эффектом плотности. В формуле (23.9) эффект плотности описывается δ -членом, структура которого такова, что он компенсирует логарифмический рост ионизационных потерь при очень высоких энергиях.

Эффект плотности в конденсированных средах проявляется раньше, чем в разреженных. Количественно это выражается в том, что релятивистское возрастание ионизационных потерь для разных сред оказывается неодинаковым. В конденсированных средах оно измеряется процентами, а в газах — десятками процентов. В качестве примера, иллюстрирующего роль релятивистского возрастания ионизационных потерь и эффекта плотности, приведем данные, относящиеся к движению заряженной частицы в фотографической эмульсии. В этом случае кривая для dT/dx достигает минимума при $T \approx 2 \div 3 \text{ МэВ}$, затем возрастает примерно на 10% и начиная с $T \approx 20 \div 50 \text{ МэВ}$ выходит на плато.

Последний член формулы (23.9), обозначенный буквой U , вносит поправку при относительно низких энергиях ионизирующей частицы. Если скорость частицы сравнивается с орбитальной скоростью K - и L -электронов, то последние перестают участвовать в соударениях, вследствие чего несколько уменьшается dT/dx . Энергия частицы, при которой необходимо вводить эту поправку, растет с ростом Z среды. При $Z \approx 30$ поправку на K -электроны имеет смысл вводить при $T_p \approx 50 \text{ МэВ}$, а на L -электроны — при $T_p \approx 10 \text{ МэВ}$.

При еще меньших энергиях ($T_p \approx 1 \text{ МэВ}$) начинает сказываться роль M , N и других электронов. Кроме того, в этой области энергий надо учитывать (особенно для многозарядных частиц) эффект захвата и потери электронов медленно движущимися частицами.

Формула для вычисления ионизационных потерь электронов выглядит несколько иначе, чем формула (23.9) для тяжелых частиц:

$$\left(-\frac{dT_e}{dx} \right)_{\text{ион}}^{(e)} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 T_e}{2I^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 + 1/8(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 - \delta \right], \quad (23.11)$$

где T_e — релятивистская кинетическая энергия электрона; n_e — плотность электронов в среде; δ — поправка на эффект плотности.

Это различие объясняется тем, что при рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов надо

учитывать отклонение обеих частиц, а также квантовомеханический эффект обмена, обусловленный их тождественностью. Для электронов высокой энергии, как и для тяжелых заряженных частиц, надо учитывать эффект плотности, приводящий к уменьшению ионизационных потерь по сравнению с формулой (23.11). Однако при очень больших энергиях электроны начинают эффективно терять энергию из-за все большего и большего возрастания роли тормозного излучения. При энергии электрона, превосходящей критическую, эти потери преобладают над ионизационными (см. § 25).

2. ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ОТ СРЕДЫ

Простой вид зависимости dT/dx от параметров движущейся частицы и среды [см. формулу (23.10)] позволяет легко пересчитывать dT/dx на другие частицы и среды. В самом деле, предположим, что в одной и той же среде ($n_e = \text{const}$) движутся две частицы с одинаковым зарядом ($z = \text{const}$), например протон и дейтрон. Тогда в местах с равной скоростью [$\varphi(v) = \text{const}$] обе частицы будут иметь одинаковые значения dT/dx :

$$(dT_p/dx)_{v=v_0} = (dT_d/dx)_{v=v_0}. \quad (23.12)$$

Но при одинаковых скоростях энергии частиц относятся как их массы; следовательно, для нашего примера

$$(dT_d/dx)_{T=T_0} = (dT_p/dx)_{T=T_0/2}. \quad (23.13)$$

Аналогично может быть подсчитана величина dT/dx для частицы с другим z ($z \neq 1$). При этом надо учитывать, что частица с $z \neq 1$ имеет в z^2 большую величину dT/dx , чем движущаяся с той же скоростью частица с $z=1$. Например dT/dx для α -частицы и протона связаны следующим соотношением:

$$(dT_\alpha/dx)_{v=v_0} = 4(dT_p/dx)_{v=v_0} \quad (23.14)$$

или

$$(dT_\alpha/dx)_{T=T_0} = 4(dT_p/dx)_{T=T_0/4}. \quad (23.15)$$

Что касается пересчета на другую среду, то его легко провести, если вспомнить, что dT/dx есть линейная функция концентрации электронов в среде n_e . Как известно, концентрация электронов в среде $n_e = n_{\text{яд}}Z$, где Z — заряд ядер среды, а $n_{\text{яд}}$ — их концентрация. Но $n_{\text{яд}} \approx \text{const}$ для всех веществ, и,

Таблица 19

T , МэВ	$(dT/d\xi)_{\text{возд.}}$, МэВ/(г·см ⁻²)	$(dT/d\xi)_{\text{Рб.}}$, МэВ/(г·см ⁻²)	T , МэВ	$(dT/d\xi)_{\text{возд.}}$, МэВ/(г·см ⁻²)	$(dT/d\xi)_{\text{Рб.}}$, МэВ/(г·см ⁻²)
1	300	150	100	7,5	5
10	50	30	$> 10^3$	2,3	1,6

следовательно, при пересчете на другую среду надо вводить множитель Z_2/Z_1 , где Z_1 и Z_2 — заряды ядер первой и второй сред. Так, например, при равной скорости и, следовательно, энергии ионизационные потери частицы, движущейся в свинце, будут превышать ионизационные потери при движении в углеороде приблизительно в 14 раз:

$$Z_{\text{Рб.}}/Z_{\text{С.}} \approx 82/6 \approx 14.$$

Таким образом, dT/dx сильно изменяется при переходе от среды к среде. Поэтому иногда вводят величину удельных ионизационных потерь $dT/d\xi$, отнесенную не к единице длины x (см), а к единице «плотности» ξ , выражающей толщину в г/см².

Очевидно, что $\xi = \rho x$, где ρ — плотность среды, откуда

$$dT/d\xi = (dT/dx)(dx/d\xi) = (dT/dx)(1/\rho). \quad (23.16)$$

Так как $\rho \sim Z$ и $dT/dx \sim Z$, то $(dT/dx)(1/\rho) \approx \text{const.}$ Таким образом, величина $dT/d\xi$ примерно постоянна для всех сред и поэтому более удобна, чем dT/dx для быстрых прикидочных расчетов.

В табл. 19 приведены для сравнения значения $dT/d\xi$ для протонов, движущихся с различными энергиями в воздухе и свинце. Из таблицы видно, что $dT/d\xi$ для воздуха примерно в 1,5 раза больше, чем для свинца. Это объясняется тем, что для тяжелых ядер число нейтронов N растет быстрее числа протонов Z ($N \approx 1,5 Z$).

3. СВЯЗЬ ПРОБЕГА С ЭНЕРГИЕЙ

Для определенной среды и частицы с данным z величина dT/dx является функцией только скорости и, следовательно, для частицы с заданной массой — функцией только кинетической энергии:

$$dT/dx = \varphi(T). \quad (23.17)$$

Проинтегрировав это выражение по всем значениям T от 0 до T_0 , можно получить полный пробег частицы X :

$$X = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\varphi(T)}. \quad (23.18)$$

Обычно пробег частиц обозначается буквой R и измеряется в единицах либо длины (м, см, мкм), либо «плотности» (г/см²).

Приведем несколько формул, связывающих пробеги и энергии различных частиц в разных средах.

1. Расчетным путем и последующей экспериментальной проверкой (измерением пробегов монохроматических частиц) была получена следующая формула для протонов в фотоэмульсии:

$$T_p = \alpha R_p^n, \quad (23.19)$$

где $\alpha \approx 0,25$; $n \approx 0,58$; T измеряется в мегаэлектрон-вольтах, R — в микронах*. Формулу (23.19) легко можно видоизменить для любых частиц, движущихся в фотоэмульсии. Действительно, для нерелятивистских энергий**

$$\frac{dT}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dx}. \quad (23.20)$$

И поскольку согласно формуле (23.10) для данной среды $dT/dx = z^2 \varphi(v)$, то

$$z^2 \varphi(v) = mv \frac{dv}{dx} \quad \text{и} \quad dx = \frac{m}{z^2} \frac{v}{\varphi(v)} dv,$$

откуда

$$X = \frac{m}{z^2} \int \frac{v}{\varphi(v)} dv = \frac{m}{z^2} \Phi(v). \quad (23.21)$$

Таким образом, пробеги двух частиц, имеющих равные скорости в данной среде, относятся как соответствующие частицам значения m/z^2 :

$$X_1 : X_2 = \frac{m_1}{z_1^2} : \frac{m_2}{z_2^2}. \quad (23.22)$$

Но энергии частиц, имеющих равные скорости, относятся как массы. Поэтому если обозначить m_p и m массы протона и неизвестной частицы, $z = 1$ и z их заряды, а R_p и R пробеги, то

* Значения α и n несколько изменяются при переходе от одного типа фотографической эмульсии к другому (подробнее см. § 110, п. 1).

** Очевидно, что рассуждения сохраняются и для релятивистских энергий.

$$R_p:R = m_p:\frac{m}{z^2} \quad \text{или} \quad R_p = R \left(\frac{m_p}{m}\right) z^2; \quad (23.23)$$

$$T_p:T = m_p:m \quad \text{или} \quad T_p = T(m_p/m). \quad (23.24)$$

Подставляя выражение R_p и T_p в уравнение (23.19), получаем

$$T = \alpha (m/m_p)^{1-n} z^{2n} R^n. \quad (23.25)$$

Эта формула справедлива для любых тяжелых заряженных частиц, движущихся в фотоэмульсии [значения α и n , а также единицы измерения T и R здесь те же, что и в формуле (23.19)].

2. Связь между пробегом и энергией электронов в алюминии дается эмпирической формулой вида

$$\left. \begin{aligned} R &= 0,407 T_e^{1,38} \text{ г/см}^2 \text{ для } 0,15 < T_e < 0,8 \text{ МэВ;} \\ R &= 0,542 T_e - 0,133 \text{ г/см}^2 \text{ для } T_e > 0,8 \text{ МэВ.} \end{aligned} \right\} \quad (23.26)$$

Эту формулу можно использовать также и для других веществ. Иногда (для грубых оценок) можно применять приближенную формулу

$$R = 0,5 T - 0,1,$$

где R выражается в г/см², а T —в МэВ.

3. Связь между энергией и пробегом в воздухе для α -частиц, испускаемых естественными α -излучателями, дается формулой

$$\bar{R} = 0,318 T_\alpha^{3/2} \text{ для } 3 < R_\alpha < 7 \text{ см,} \quad (23.27)$$

где R измеряется в см, а T —в МэВ.

При более высоких энергиях (до 200 МэВ) показатель степени при энергии возрастает от 3/2 до 1,8 и формула принимает вид

$$R = (T_\alpha/37,2)^{1,8}.$$

Здесь R измеряется в метрах в воздухе, а энергия T_α —в мегаэлектрон-вольтах. Для протонов эта формула в соответствии с правилами пересчета (23.23) и (23.24) запишется в виде

$$R = (T_p/9,3)^{1,8}. \quad (23.28)$$

4. МОНОПОЛЬ ДИРАКА

Мы видели, что главной особенностью формулы (23.9) является обратная пропорциональность удельной ионизации квадрату скорости и независимость ее от массы частицы. Рассмотрим любопытный случай, когда зависимость $(dT/dx)_{\text{ион}}$ от v исчезает. Это случай ионизационного торможения гипотетической частицы—монополя Дирака.

Как известно, элементарным носителем электрических свойств вещества является электрический заряд, т. е. электрический полюс (монополю), а магнитных — магнитный диполь. В связи с этим уравнения Максвелла не вполне симметричны по отношению к электрическим и магнитным величинам:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho_e; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (23.29)$$

В 1931 г. Дирак обратил внимание на то, что уравнения можно симметризовать, введя магнитный заряд μ и магнитный ток \mathbf{j}_μ :

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\mu; \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho_e; \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 4\pi \rho_\mu. \end{aligned} \right\} \quad (23.30)$$

При этом ему удалось показать, что электродинамика, опирающаяся на симметричные уравнения Максвелла, — непротиворечива. «Было бы удивительно, если бы природа не использовала эту возможность», — сказал Дирак. Так была предсказана возможность существования частицы со свойствами отдельного магнитного полюса — магнитного монополя. Эта частица должна обладать весьма своеобразными свойствами. Прежде всего, очевидно, что она должна вести себя аналогично электрическому заряду, который также обладает свойствами монополя (электрического). Поэтому магнитный монополюль должен быть источником кулоновского магнитного поля $H \sim \mu/r^2$. Два монополя должны взаимодействовать по закону Кулона: $F_{\text{кул}} = \mu_1 \mu_2 / r^2$. В магнитном поле H на монополюль должна действовать сила $F = \mu H$. Наконец, при движении монополя μ должно возникать электрическое поле $E = H\nu/c = \mu\nu/(r^2 c)$.

Поскольку магнитный монополюль участвует в электромагнитном взаимодействии, он должен испытывать ионизационные потери. Формулу для удельных потерь $(dT/dx)_{\text{ион}}$ можно получить по аналогии с формулой (23.6):

$$\Delta p_\perp = F\tau; \quad F = eH \frac{v}{c} = \frac{e\mu}{r^2} \frac{v}{c}; \quad \tau = \frac{2r}{v};$$

$$\Delta p_\perp = \frac{2e\mu}{rc}; \quad \Delta T = \frac{\Delta p^2}{2m_e} = \frac{2e^2 \mu^2}{m_e r^2 c^2} \quad \text{и} \quad \frac{dT}{dx} \sim e^2 \mu^2.$$

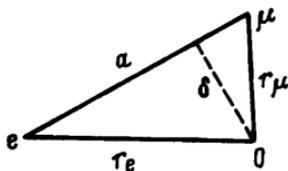


Рис. 144

Таким образом, ионизационные потери монополя пропорциональны квадрату его заряда и не зависят от скорости движения. След монополя должен быть постоянной толщины по всей длине его пробега.

Количественно заряд монополя должен в $68,5n$ раз превосходить единичный электрический заряд (n — целое число). Наиболее просто это можно показать следующим образом. Пусть на расстоянии a находятся заряд e и монополь μ (рис. 144). Тогда в точке наблюдения O электрическое поле, создаваемое зарядом, $E = e/r_e^2$, магнитное поле, создаваемое монополем, $H = \mu/r_\mu^2$, импульс единицы объема $\mathbf{p} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]/4\pi c \sim e\mu/(a^4 c)$, а момент количества движения

$$\int \mathbf{p} \delta V = e\mu/c.$$

Поскольку момент — величина квантующаяся, можно написать

$$2e\mu/c = n\hbar \quad (23.31)$$

(двойка возникает при точном подсчете). Это дает

$$\mu = \frac{n}{2} \frac{\hbar c}{e^2} e = 68,5ne, \quad (23.32)$$

где $e^2/\hbar c = \alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

Большой заряд монополя определяет многие его свойства. Прежде всего, это весьма сильно ионизирующая частица. Его ионизационные потери по крайней мере в $68,5^2 \approx 4700$ раз сильнее, чем у однозарядной заряженной частицы, т. е. составляют

$$4700 \cdot 2 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} = 9400 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2} \approx 10 \frac{\text{ГэВ}}{\text{г/см}^2}. \quad (23.33)$$

Монополь с энергией 10^{12} эВ теряет всю свою энергию, пройдя всего лишь 1 м воды. Но зато монополь очень быстро набирает энергию в магнитном поле. В самом деле, из $F = \mu H$ следует, что в поле $1 \cdot 10^{-4}$ Тл на пути 1 см монополь получает энергию $300 \cdot 68,5 = 210^4$ эВ, т. е. в стандартном магнитном поле $H = 1$ Тл на пути 1 м — $2 \cdot 10^{10}$ эВ = 20 ГэВ. Если монополь действительно существует и будет открыт, то, вероятно, удастся создать самые миниатюрные ускорители элементарных частиц.

Монополь ищут уже в течение нескольких десятилетий и в природе (в космических лучах, в магнитных рудах,

метеоритах, лунном грунте), и на ускорителях, но пока безуспешно.

§ 24. Упругое рассеяние частиц

Упругим рассеянием называется такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и только перераспределяется между частицами, а сами частицы изменяют направление своего движения.

В ядерной физике в качестве сил, за счет которых может происходить упругое рассеяние, рассматриваются кулоновские и ядерные силы (сильное ядерное взаимодействие), а в последнее время — также и слабые силы (см. § 129). Заряженные частицы малых энергий испытывают кулоновское рассеяние, заряженные частицы больших энергий и нейтроны — ядерное. Характер кулоновского или ядерного рассеяния определяется параметром удара ρ (при классическом рассмотрении) или орбитальным числом l (в квантовомеханическом рассмотрении). Очевидно, что заряженная частица ze (рис. 145), пролетающая с данной скоростью v близко от другой заряженной частицы Ze (малый параметр удара $\rho = \rho_1$), рассеется на больший угол φ_1 , чем частица, пролетающая далеко (большой параметр удара $\rho = \rho_2$ и соответственно меньший угол φ_2).

Для далекодействующих сил (кулоновские или гравитационные силы) параметр удара ρ может быть очень велик. В случае короткодействующих сил (ядерные силы) для эффективного взаимодействия параметр удара ρ должен быть меньше радиуса действия ядерных сил a (частица должна пролетать в зоне действия сил). При этом согласно квантовой механике для частицы с данным импульсом p возможен не весь непрерывный ряд значений ρ , удовлетворяющих неравенству

$$\rho < a, \quad (24.1)$$

а только некоторый дискретный набор значений, связанных условием

$$\begin{aligned} \rho_l &= (\hbar/p) \sqrt{l(l+1)} = \\ &= \lambda \sqrt{l(l+1)} < a, \end{aligned} \quad (24.2)$$

где $l=0, 1, 2, \dots$. Это условие получается в результате сравнения

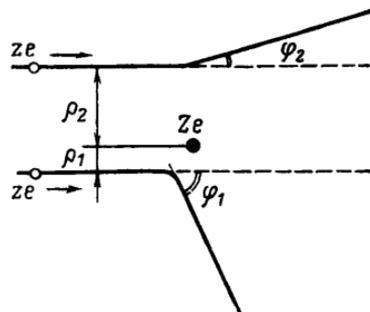


Рис. 145

классического и квантовомеханического выражений для момента количества движения частицы l :

$$|| = p\rho = \hbar \sqrt{l(l+1)}^* \quad (24.3)$$

Чем медленнее частица (чем меньше ее импульс p), тем меньше возможных значений может принимать орбитальное число l и тем меньше возможных ($\rho < a$) значений будет принимать параметр удара. Нетрудно подсчитать, например, что рассеяние нейтрона с энергией $T < 10$ МэВ на протоне может происходить только с $l=0$ и $\rho=0$ (аналог центрального удара в классической механике). Наоборот, для быстрых частиц p велико и условие (24.2) можно выполнить при разных значениях l и ρ . В этом случае каждое значение l будет определять свой закон углового распределения рассеянной частицы. (Подробнее квантовомеханическая задача рассеяния рассмотрена в § 83.)

1. ИМПУЛЬСНАЯ ДИАГРАММА РАССЕЯНИЯ

Если направление движения рассеянной частицы известно (из опыта или из расчета по заданному параметру удара ρ и закону действия сил), то существует простой геометрический способ определения скорости и направления движения второй частицы после рассеяния по известным значениям скорости и направлению движения падающей частицы. Этот способ носит название импульсной диаграммы. Ниже рассмотрено построение импульсной диаграммы для нерелятивистского случая. Понятие об импульсных диаграммах упругого рассеяния для релятивистского случая дано в § 86, п. 1.

Предположим, что частица с массой M_1 и скоростью v упруго сталкивается с неподвижной частицей, имеющей массу M_2 . Дальнейшее рассуждение справедливо для любого соотношения масс, однако для определенности будем считать, что $M_1 < M_2$. Скорость центра инерции обеих частиц

$$v_{ц.и} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} v. \quad \text{Скорость частицы } M_2 \text{ в с. ц. и.}$$

$$v'_{M_2} = -v_{ц.и} = -\frac{M_1}{M_1 + M_2} v. \quad \text{Ее импульс в этой системе}$$

$$p'_{M_2} = -\frac{M_2}{M_1 + M_2} p_{M_1}, \quad \text{а импульс частицы } M_1 \text{ равен и проти-}$$

* Проведенное рассуждение нестрого. На самом деле согласно квантовой механике нельзя одновременно знать точные значения импульса p и координаты ρ -частицы.

воположен: $\mathbf{p}'_{M_1} = -\mathbf{p}'_{M_2} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{p}_{M_1}$ (по свойству с. ц. и.).

Пусть отрезок AB в некотором масштабе изображает начальный импульс частицы M_1 в л. с. к. до рассеяния: $\mathbf{p}_{M_1} = AB$ (рис. 146). Разделим его точкой O в отношении масс: $AO:OB = M_1:M_2$. Тогда

$$\begin{aligned} OB &= \frac{M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{p}_{M_1} = \mathbf{p}'_{M_1}, \text{ а } \mathbf{p}'_{M_2} = \\ &= -\mathbf{p}'_{M_1} = OC. \end{aligned}$$

В соответствии с законом сохранения импульса импульсы обеих частиц в с. ц. и. после соударения по-прежнему должны быть равны по величине и противоположны по направлению. Кроме того, для упругого соударения, когда сохраняется суммарная кинетическая энергия частиц, не может измениться и абсолютная величина импульса.

Таким образом, описание процесса рассеяния частиц в с. ц. и. сводится к повороту пары импульсов $\mathbf{p}'_{M_1} = OB$ и $\mathbf{p}'_{M_2} = OC$ на некоторый угол θ' так, что импульсы частиц M_1 и M_2 после рассеяния будут изображаться отрезками $\mathbf{p}'_{M_1} = OD$ и $\mathbf{p}'_{M_2} = OE$ (для отличия импульсы частиц после рассеяния отмечены значком над буквой \mathbf{p}).

Для обратного перехода в л. с. к. надо учесть движение с. ц. и. со скоростью $\mathbf{v}_{ц.и.} = M_1 \mathbf{v} / (M_1 + M_2)$ относительно л. с. к. В этом движении участвуют обе частицы, поэтому они будут обладать дополнительными импульсами переносного движения:

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{p}_{M_1})_{пер} &= M_1 \mathbf{v}_{ц.и.} = \frac{M_1^2}{M_1 + M_2} \mathbf{v} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \mathbf{p}_{M_1}; \\ (\mathbf{p}_{M_2})_{пер} &= M_2 \mathbf{v}_{ц.и.} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{v} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{p}_{M_1}. \end{aligned} \right\} \quad (24.4)$$

На рис. 142 импульсам $(\mathbf{p}_{M_1})_{пер}$ и $(\mathbf{p}_{M_2})_{пер}$ соответствуют отрезки AO и OB . Таким образом, импульс частицы M_1 в с. ц. и. после рассеяния измеряется отрезком $\mathbf{p}'_{M_1} = OD$, а ее дополнительный импульс — отрезком AO . Складывая их векторно, получаем вектор $AD = OD + AO$, который изображает импульс частицы \mathbf{p}'_{M_1} в л. с. к. после рассеяния. Аналогично, складывая векторы $\mathbf{p}'_{M_2} = OE$ и $(\mathbf{p}_{M_2})_{пер} = OB$, получаем вектор $DB = OB - OD = OB + OE$, изображающий импульс ядра отдачи

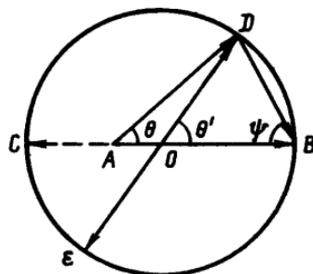


Рис. 146

в л. с. к. после рассеяния. Как и следовало ожидать, оба вектора \mathbf{AD} и \mathbf{DB} вместе с начальным импульсом $\mathbf{p}_{M_1} = \mathbf{AB}$ частицы M_1 образуют векторный треугольник, так что

$$\mathbf{p}_{M_1} = \check{\mathbf{p}}_{M_1} + \check{\mathbf{p}}_{M_2}.$$

Итак, для получения импульсов рассеянной частицы и ядра отдачи надо сделать следующие построения:

1. Отложить отрезок AB , равный исходному импульсу частицы M_1 : $AB = \mathbf{p}_{M_1}$.

2. Разделить его точкой O в отношении масс $AO/OB = M_1/M_2$ и из точки O провести окружность, проходящую через точку B .

3. Из точки A провести прямую под углом рассеяния θ (известным, например, из опыта) до пересечения с окружностью в точке D и соединить точку D с точкой B .

4. Построить диаметр, проходящий через точку D .

Тогда согласно доказанному выше отрезок AD изображает импульс рассеянной частицы; $\angle BAD = \theta$ — угол рассеяния частицы M_1 ; отрезок DB — импульс ядра отдачи; $\angle DBA = \psi$ — угол рассеяния ядра отдачи M_2 ; $\angle DOB = \theta'$ — угол рассеяния частицы M_1 в с. ц. и.; OB и OD — импульсы частицы M_1 в с. ц. и. до и после рассеяния; OC и OE — импульсы частицы M_2 в с. ц. и. до и после рассеяния.

Если угол рассеяния θ неизвестен и диаграмма строится с целью отыскать его наряду со значениями импульсов для рассеянной частицы и ядра отдачи, то в схеме построения меняют местами п. 3 и 4. В этом случае точка D получается в результате пересечения с окружностью диаметра, проведенного под заданным углом θ' , определяющим направление рассеяния частицы M_1 в с. ц. и.

Обращаем внимание на следующие очевидные соотношения, которые рекомендуем читателю получить самостоятельно.

1. Суммарная кинетическая энергия обеих частиц в с. ц. и. (относительная кинетическая энергия)

$$T' = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \frac{v^2}{2} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} T = \frac{\mu v^2}{2}, \quad (24.5)$$

где $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса частиц M_1 и M_2 .

2. Кинетическая энергия переносного движения обеих частиц $T_{ц.и.} = (M_1 + M_2) v_{ц.и.}^2 / 2$, или, так как $v_{ц.и.} = M_1 v / (M_1 + M_2)$,

$$T_{ц.и} = \frac{M_1^2}{M_1 + M_2} \frac{v^2}{2} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} T. \quad (24.6)$$

Сопоставляя между собой равенства (24.5) и (24.6), получаем $T' + T_{ц.и} = T$, где T — начальная кинетическая энергия частицы M_1 в л. с. к. ($T = M_1 v^2 / 2$).

3. Кинетические энергии частиц M_1 и M_2 в л. с. к. после столкновения равны соответственно:

$$\check{T}_{M_1} = \frac{M_1^2 + M_2^2 - 2M_1 M_2 \cos 2\psi}{(M_1 + M_2)^2} T \quad \begin{aligned} (\check{T}_{M_1})_{\text{мин}} &= \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 T, \\ (\check{T}_{M_1})_{\text{макс}} &= T; \end{aligned} \quad (24.7)$$

$$\check{T}_{M_2} = \frac{2M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} (1 + \cos 2\psi) T \quad \begin{aligned} (\check{T}_{M_2})_{\text{макс}} &= \left(\frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \right) T, \\ (\check{T}_{M_2})_{\text{мин}} &= 0, \end{aligned} \quad (24.8)$$

причем в соответствии с законом сохранения для упругого соударения

$$\check{T}_{M_1} + \check{T}_{M_2} = T.$$

4. Углы рассеяния частиц M_1 и M_2 в л. с. к. связаны соотношением

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin 2\psi}{M_1/M_2 - \cos 2\psi}. \quad (24.9)$$

Угол рассеяния θ частицы M_1 в л. с. к. связан с углом рассеяния ее θ' в с. ц. и. соотношением

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta'}{M_1/M_2 + \cos \theta'}. \quad (24.10)$$

5. Для случая $M_1 > M_2$ (рис. 147) существует максимальное значение угла рассеяния частицы M_1 в л. с. к. Оно определяется из условия

$$\sin \theta_{\text{макс}} = M_2/M_1. \quad (24.11)$$

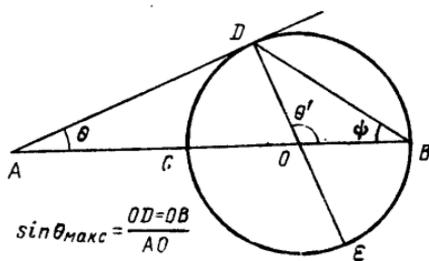


Рис. 147

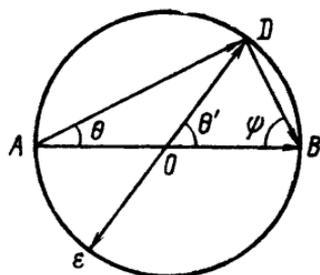


Рис. 148

Импульсная диаграмма позволяет удобно и быстро решать различные задачи на упругое соударение. С ее помощью при известных массах частиц можно найти их импульсы и энергии после рассеяния для любого угла рассеяния [формулы (24.7) и (24.8)]; по известным углам рассеяния θ и ψ для обеих частиц и массе одной частицы можно найти массу второй частицы [формула (24.9)].

Особенно простой вид имеет импульсная диаграмма для случая равных масс $M_1 = M_2$ (рис. 148). Тогда

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{p}_{M_1} &= \mathbf{AB}; \quad \mathbf{p}_{M_2} = 0; \quad \mathbf{p}'_{M_1} = \mathbf{p}_{M_1}/2 = \mathbf{OB}; \quad \mathbf{p}'_{M_2} = \mathbf{OA}; \\ \mu &= M_1/2 = M_2/2; \quad T'_{M_1} = (\mathbf{p}'_{M_1})^2/2M_1 = T/4; \\ T'_{M_2} &= (\mathbf{p}'_{M_2})^2/2M_2 = T/4; \quad T'_{M_1} + T'_{M_2} = T/2; \\ \theta' &= 2\theta; \quad \theta + \psi = \pi/2; \quad \text{ctg } \theta \text{ ctg } \psi = 1; \\ \check{\mathbf{p}}_{M_1} &= \mathbf{AD} = \mathbf{AB} \cos \psi = \mathbf{p}_{M_1} \cos \theta = \mathbf{p}_{M_1} \sin \psi; \\ \check{\mathbf{p}}_{M_2} &= \mathbf{DB} = \mathbf{AB} \cos \psi = \mathbf{p}_{M_1} \cos \psi = \mathbf{p}_{M_1} \sin \theta; \\ \check{T}_{M_1} &= T_{M_1} \cos^2 \theta; \quad \check{T}_{M_2} = T_{M_1} \cos^2 \psi = T_{M_1} \sin^2 \theta; \\ (\check{T}_{M_1})_{\text{макс}} &= T_{M_1}; \quad (\check{T}_{M_1})_{\text{мин}} = 0; \quad (\check{T}_{M_2})_{\text{макс}} = T_{M_1}; \\ (\check{T}_{M_2})_{\text{мин}} &= 0. \end{aligned} \right\} (24.12)$$

Далее в § 41, п. 1 показано, что среднее значение $\check{T}_{M_1} = T_{M_1}/2$. При соударении частица теряет в среднем половину своей энергии.

2. ФОРМУЛА РЕЗЕРФОРДА

Рассмотрение импульсной диаграммы для случая $M_1 \ll M_2$ ($m \ll M$) показывает, что

$$\left. \begin{aligned} (\check{\mathbf{p}}_m)_{\text{мин}} &= -(M-m)\mathbf{p}_m/(M+m) \approx -\mathbf{p}_m; \\ (\check{T}_m)_{\text{мин}} &= [(M-m)/(M+m)]^2 T_m \approx T_m, \end{aligned} \right\} (24.13)$$

т. е. импульс и энергия частицы практически не изменяются. Основным результатом упругого рассеяния — отклонение частицы от первоначального направления. Угол θ , на который отклоняется частица, можно найти из условия $\text{tg } \theta = \Delta p/p$, где p — импульс налетающей частицы, а Δp — приращение импульса в результате взаимодействия с рассеивающим центром (рис. 149).

Угол θ определяется эффективностью взаимодействия между частицами, т. е. зависит от закона взаимодействия и параметра удара.

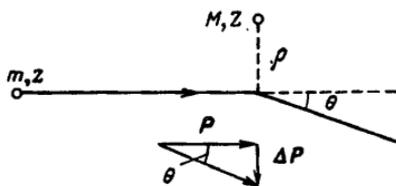


Рис. 149

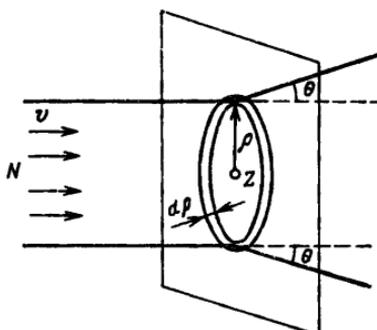


Рис. 150

При взаимодействии двух заряженных частиц закон взаимодействия (изменение силы с расстоянием ρ) известен, и выражение для $\operatorname{tg} \theta$ можно подсчитать (аналогично тому, как это делалось в § 23):

$$\operatorname{tg} \theta = \Delta p / p = F \Delta t / p \approx (Zze^2 / \rho^2) \times \\ \times (2\rho / v)(1/p) = (2Zze^2 / pv)(1/\rho). \quad (24.14)$$

Легко видеть, что для малых углов (и нерелятивистских энергий) эта формула совпадает с классической формулой атомной физики

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = (Zze^2 / mv^2)(1/\rho), \quad (24.15)$$

где она получается в результате использования законов сохранения энергии и момента количества движения в предположении справедливости закона Кулона на малых расстояниях ($\rho < 10^{-8}$ см).

Эту формулу нельзя проверить непосредственно из-за того, что в нее наряду с экспериментально наблюдаемой величиной θ входит параметр удара ρ , который невозможно измерить. Однако формулу можно проверить статистически — анализом большого числа случаев рассеяния при всех возможных значениях параметра удара ρ .

Пусть N — интенсивность пучка частиц с данной массой m , зарядом z и скоростью v (число частиц, проходящих через 1 см^2 в 1 с). Если на пути пучка находится неподвижная частица с зарядом Z (рис. 150), то из общего числа частиц N на угол θ отклонится $dN = 2\pi\rho d\rho N$ частиц, где ρ вычисляется из формулы (24.15). Величина $d\sigma = dN/N = 2\pi\rho d\rho$, как известно, называется дифференциальным эффективным сечением рассеяния (см. § 4, п. 1). Оно характеризует вероятность рассеяния частицы под данным углом θ на одном ядре. Так как в действительности на пути пучка находится

не одна частица, а мишень, содержащая n ядер на 1 см^2 площади, то

$$dN = Nn2\pi r dp = Nnd\sigma. \quad (24.16)$$

Величина $d\Sigma = dN/N$ называется макроскопическим дифференциальным эффективным сечением рассеяния. Она характеризует вероятность рассеяния частицы под данным углом θ на всех ядрах 1 см^2 мишени*.

Выразив r и dp через θ и проведя простые тригонометрические преобразования, получим для $d\sigma$ и $d\Sigma$ выражения

$$d\sigma = \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4 \sin^4(\theta/2)}; \quad d\Sigma = nd\sigma. \quad (24.17)$$

Выражение (24.17) представляет собой хорошо известную формулу Резерфорда, полученную им в 1911 г. В частном случае, когда $z=2$, формула (24.17) переходит в равенство

$$d\Sigma = nd\sigma = n \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (24.18)$$

Формула (24.18) получена Резерфордом в рамках классической физики. Однако такой же результат получается и при точном квантовомеханическом расчете, а также при расчете, сделанном в борновском приближении. Это объясняется специфическим характером кулоновского потенциала.

Формула (24.18) была использована Резерфордом для объяснения опытов по рассеянию α -частиц. Напомним, что в этих опытах для некоторых случаев рассеяния α -частиц получались очень большие (до 180°) углы, которые нельзя было объяснить на основе модели атома с «размазанным»

* При рассмотрении эффекта от многих ядер на первый взгляд может показаться, что действия ядер, расположенных по разные стороны относительно линии полета частицы, будут компенсировать друг друга. На самом деле это неверно, так как значения r ограничены сверху величиной $r_{\text{макс}}$, при которой заряд ядра полностью экранирован атомными электронами. Если частица пролетает от ядра на расстоянии $r > r_{\text{макс}}$, то она с ним не взаимодействует ($r_{\text{макс}} \approx R_{\text{ат}}$). При введении понятия макроскопического эффективного сечения для заряженных частиц предполагается, что мишень достаточно тонка для того, чтобы ядра-мишени не «затеняли» друг друга и чтобы частица, пройдя через нее, не изменила своей энергии из-за ионизационного торможения. В связи с этим для толстых мишеней вместо макроскопического сечения вводят понятие выхода (подробнее см. § 60, п. 3). Такого ограничения нет при рассмотрении взаимодействия с веществом нейтронов. В этом случае обычно под макроскопическим сечением понимают величину $d\Sigma = nd\sigma$, где n — число ядер в 1 см^3 вещества.

положительным электрическим зарядом*. Формула (24.18) получена Резерфордом на базе ядерной модели атома и может быть проверена экспериментально, так как в нее входят только экспериментально измеримые величины. Так, при рассеянии пучка α -частиц с данной интенсивностью N и скоростью v на ядрах некоторой определенной мишени (с данными n и Z) в формуле Резерфорда

$$d\Sigma = \frac{dN}{N} = n \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}$$

остаются переменными только две величины: dN и θ , благодаря чему

$$(dN/d\Omega) \sin^4(\theta/2) = \text{const.} \quad (24.19)$$

Проверка, проведенная Гейгером и Марсденом, полностью подтвердила правильность формулы (24.19) и, следовательно, правильность положенной в основу ее вывода ядерной модели атома. Схема опыта Гейгера и Марсдена изображена на рис. 151. Здесь I —источник α -частиц, Φ —тонкая фольга-рассеиватель, $CЭ$ —сцинтилляционный экран, M —микроскоп. Установка позволяла проводить измерения в интервале углов 15 — 150° , в котором число α -частиц dN , рассеянных за одно и то же время, изменялось в пределах $1,3 \cdot 10^5$ — 30 . В результате опыта было получено $\frac{dN}{d\Omega}(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2} = 29 \div 38$ для всех углов рассмотренного интервала.

—Формулу Резерфорда можно использовать для определения в прямом опыте заряда атомного ядра Z . Напомним, что идентификация заряда ядра с порядковым номером элемента в периодической системе элементов была проведена при помощи закона Мозли. Этот способ дает точные результаты, однако он не является прямым. Формула Резерфорда позволяет сравнить заряд ядра Z с непосредственно вызываемым им отклонением θ . Экспериментально удобнее сравнивать количество N падающих α -частиц с числом dN рассеянных α -частиц под заданным углом θ . Тогда $(dN/N)_{\theta = \text{const}}$ является функцией только заряда рассеивающего вещества Z , который и может быть вычислен.

Соответствующий эксперимент ставился неоднократно, однако до 1920 г. он не давал удовлетворительных результатов,

* Это видно из рассмотрения формулы (24.15), в которой $Zze^2/mv^2 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ см (для $Z=50$). В случае справедливости модели Томсона $\rho \geq 10^{-8}$ см, откуда следует $\theta \approx 0,03^\circ$.

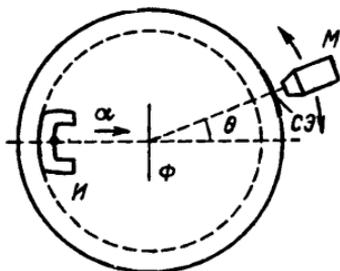


Рис. 151

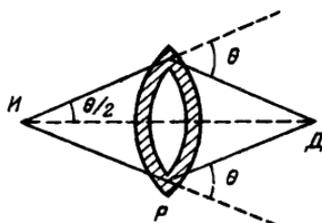


Рис. 152

так как N и dN сравнивались в разных опытах. В 1920 г. Чедвик впервые провел сравнение N и dN в одном и том же опыте. Схема эксперимента Чедвика изображена на рис. 152. Если источник α -частиц I и детектор D (сцинтиллирующий экран) расположить на одинаковом расстоянии от рассеивателя P , изготовленного в виде кольца, то геометрия опыта получается особенно удобной для расчета и выподной, так как детектор «собирает» частицы, рассеянные под данным углом, со всей площади кольцевого рассеивателя. Количество dN рассеянных α -частиц измерялось в условиях, когда прямой путь α -частиц (из источника в детектор) был закрыт непрозрачным для α -частиц экраном. Наоборот, при измерении N экраном закрывался рассеиватель. В этом случае для уменьшения эффекта при измерении N (которое в несколько тысяч раз больше dN) использовался быстро вращающийся диск с узкой щелью такой ширины, чтобы N и dN были сравнимы между собой.

В опыте исследовались различные вещества, и для всех было получено, что в пределах погрешностей эксперимента заряд ядра совпадает с порядковым номером элемента. Например, для Z меди и платины найдено

$$Z_{29}\text{Cu} = 29,3 \pm 0,45; \quad Z_{78}\text{Pt} = 77,4 \pm 0,77.$$

3. ПОНЯТИЕ О ФОРМУЛАХ МОТТА

Вывод формулы Резерфорда сделан в предположении, что $m \ll M$. Тогда рассмотрение проводится особенно просто, так как α -частица при столкновении практически не изменяет своей энергии ($p = \text{const}$), а рассеивающее тяжелое ядро не сдвигается. В этом случае анализ удобно проводить в л. с. к.

В общем случае рассеяния заряженных частиц со сравнимыми массами упомянутые допущения сделать нельзя, и л. с. к. становится неудобной для анализа. Однако все

рассуждения можно провести в с. ц. и. Очевидно, что они должны привести к тому же результату, что и в случае $m \ll M$; с той только разницей, что в (24.17) вместо θ должен стоять θ' , вместо $d\Omega - d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta'$, вместо m — приведенная масса $\mu = Mm/(M+m)$ (скорость v остается неизменной, так как скорость относительного движения обеих частиц в с. ц. и. такая же, как и в л. с. к.):

$$d\sigma = \frac{dN}{Nn} = \left(\frac{Zze^2}{\mu v^2} \right)^2 \frac{d\Omega'}{4\sin^4(\theta'/2)}. \quad (24.20)$$

Для перехода к л. с. к. надо воспользоваться формулой, связывающей угол θ в л. с. к. с углом θ' в с. ц. и. Мы не будем этого делать для общего случая, а рассмотрим частный случай кулоновского рассеяния двух тождественных частиц, который интересен двумя особенностями.

В соответствии с формулами (24.12) получим

$$\theta' = 2\theta; \quad \theta + \psi = \pi/2; \quad d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta' = 4\cos \theta d\Omega; \quad \mu = m/2$$

и

$$d\sigma = \left(\frac{z^2 e^2}{T} \right)^2 \frac{\cos \theta d\Omega}{\sin^4 \theta}. \quad (24.21)$$

Однако в таком виде формула не дает правильного значения эффективного сечения, так как при ее выводе не учтены следующие дополнительные эффекты, связанные с тождественностью обеих частиц.

1. Первый классический эффект заключается в том, что из-за тождественности частиц на опыте нельзя отличить случай рассеяния на угол θ от рассеяния под углом $\psi = \pi/2 - \theta$, так как при рассеянии на угол $\psi = \pi/2 - \theta$ ядро отдачи летит под углом θ и детектор регистрирует его так же, как и рассеянную частицу. Из-за этого эффекта в формуле (24.21) появляется добавочное слагаемое, пропорциональное $1/\cos^4 \theta$, вследствие чего сечение $d\sigma$ возрастает и передается формулой

$$d\sigma = \left(\frac{z^2 e^2}{T} \right)^2 \cos \theta d\Omega \left(\frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} \right). \quad (24.22)$$

В соответствии с этой формулой эффект тождественности частиц приводит к удвоению сечения при рассеянии на угол $\theta = 45^\circ$.

2. Экспериментальная проверка формулы (24.22) показана, что в некоторых случаях она дает заниженный (рассеяние α -частиц на гелии), а в некоторых завышенный (рассеяние протонов на водороде) результат по сравнению с эксперимен-

том. Дело в том, что кроме классического эффекта увеличения эффективного сечения из-за дополнительного вклада от ядер отдачи, рассеивающихся под тем же углом, что и падающие частицы, должен быть учтен квантовомеханический эффект обмена, связанный с неразличимостью обеих частиц. Сущность этого эффекта заключается в интерференции волн, описывающих движение рассеянной частицы и ядра отдачи, в результате чего квадрат амплитуды суммарной волны (пропорциональный вероятности или сечению рассеяния) не равен сумме квадратов амплитуд обеих волн (пропорциональных вкладам в сечение от рассеянной частицы и ядра отдачи без учета интерференции). Соответствующие исправленные формулы получены Моттом и имеют (в нерелятивистском приближении)* следующий вид: для частиц со спином, равным нулю (рассеяние α -частиц на гелии),

$$d\sigma = \left(\frac{z^2 e^2}{T}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} + \frac{2 \cos \left[\frac{(ze)^2}{\hbar v} \ln \operatorname{tg}^2 \theta \right]}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \right\} \cos \theta d\Omega; \quad (24.23)$$

для частиц со спином $1/2$ (рассеяние протонов на водороде)

$$d\sigma = \left(\frac{z^2 e^2}{T}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} - \frac{\cos \left[\frac{(ze)^2}{\hbar v} \ln \operatorname{tg}^2 \theta \right]}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \right\} \cos \theta d\Omega. \quad (24.24)$$

Анализ выражения, стоящего под знаком косинуса, показывает, что последнее слагаемое в формулах всегда положительно. Поэтому учет квантовомеханического эффекта обмена приводит к увеличению сечения в первом случае и уменьшению во втором. Легко видеть, что в обоих случаях сечение изменяется в 2 раза, если рассеяние происходит на угол $\theta = 45^\circ$.

Квантовомеханические формулы Мотта хорошо подтверждаются в опытах по рассеянию α -частиц на гелии и протонов на водороде при относительно невысоких энергиях. С ростом энергии наблюдается расхождение с экспериментом из-за ядерного притяжения (см. § 84, п. 5).

* Формулы Мотта для рассеяния релятивистских электронов на ядрах и протонах приведены в § 90 и 91.

4. δ -ЭЛЕКТРОНЫ

В процессе ионизационного торможения кинетическая энергия заряженной частицы идет на возбуждение и ионизацию атомов среды, через которую она движется.

Электроны, выбитые из атомов в процессе ионизации и, в свою очередь, способные ионизировать другие атомы, называются δ -электронами. Так как их энергия велика по сравнению с энергией связи в атоме, то процесс образования δ -электронов можно рассматривать как рассеяние тяжелой заряженной частицы на свободном электроне. Такой процесс соответствует рассмотренной выше импульсной картине рассеяния для случая, когда масса налетающей частицы много больше массы частицы мишени (см. рис. 147). Из рис. 147 следует, что угол ψ вылета δ -электрона заключен в пределах $0 \leq \psi \leq 90^\circ$, а его энергия изменяется в зависимости от угла в соответствии с формулой (24.8):

$$T_e = \frac{4m_e M}{(M + m_e)^2} T \cos^2 \psi. \quad (24.25)$$

Минимальное значение энергии $(T_e)_{\min} = 0$ получается при $\psi = 90^\circ$. Максимальное значение энергии δ -электрон получает при выбивании его вперед ($\psi = 0$):

$$(T_e)_{\max} = \frac{4m_e M}{(M + m_e)^2} T \approx \frac{4m_e}{M} T \quad (24.26)$$

[если $M = m_p$, то $(T_e)_{\max} \approx T_p / 460$].

Формула (24.25) (полученная в нерелятивистском приближении) позволяет грубо оценить энергию ионизирующей частицы по пробегу δ -электрона и углу его вылета. Так, например, наличие вдоль протонного следа δ -следов (δ -лучей) с энергией T_e указывает на то, что энергия протона $T_p \geq 460 T_e$.

Более точные характеристики ионизирующей частицы можно получить из наблюдения числа δ -электронов. Эта возможность связана с тем, что сечение образования δ -электронов есть функция энергии и заряда ионизирующей частицы.

Формулу для вычисления сечения образования δ -электронов можно получить преобразованием формулы Резерфорда (24.20), записанной в с. ц. и. частица — электрон:

$$d\sigma_\delta = \frac{2\pi e^4 z^2}{m_e v^2} \frac{dT_e}{T_e^2}. \quad (24.27)$$

Таким образом, сечение образования δ -электронов растет пропорционально квадрату заряда и обратно пропорционально

квадрату скорости ионизирующей частицы, а также сильно зависит от энергии выбиваемых δ -электронов (примерно $1/T_e^2$).

Большая часть электронов выбивается с малой энергией под углом ψ , близким к $\pi/2$.

Зависимость сечения образования δ -электронов от заряда ионизирующей частицы позволяет определять заряд методом подсчета числа δ -электронов N_δ на единице пути частицы в веществе. Число N_δ δ -электронов с данной энергией T_e , очевидно, должно быть равно:

$$N_\delta(T_e) = d\sigma_\delta n_e, \quad (24.28)$$

где n_e — концентрация электронов в среде.

Число δ -электронов с энергией в интервале от T_e до $(T_e)_{\text{макс}}$

$$\begin{aligned} N_\delta &= n_e \sigma_\delta = \frac{2\pi e^4 z^2}{mv^2} n_e \int_{T_{e1}}^{(T_e)_{\text{макс}}} \frac{dT_e}{T_e^2} = \\ &= \frac{2\pi n_e e^4 z^2}{mv^2} \left[\frac{1}{T_{e1}} - \frac{1}{(T_e)_{\text{макс}}} \right]. \end{aligned} \quad (24.29)$$

5. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Из формулы Резерфорда (24.17) следует, что вероятность кулоновского рассеяния заряженной частицы на некоторый угол θ резко возрастает при уменьшении угла рассеяния. В связи с этим заряженная частица, движущаяся в плотной среде, должна испытывать на своем пути большое количество последовательных актов рассеяния на очень малые углы. Этот процесс называется многократным кулоновским рассеянием.

Многократное рассеяние приводит к ряду эффектов, которые необходимо учитывать при обработке экспериментальных результатов. Сюда, например, относятся расширение поперечных размеров пучка частиц при прохождении их через вещество, имитация магнитного искривления следов частиц в трековых приборах (ложная кривизна), разброс в длине пути, проходимого электронами в веществе, и др.

Поскольку многократное рассеяние обусловлено кулоновским взаимодействием частицы с ядрами среды, то экспериментальные характеристики многократного рассеяния должны быть связаны с параметрами как частицы, так и среды. Поэтому, изучая экспериментальные закономерности многократного рассеяния частицы данной среды, можно получить сведения о свойствах этой частицы.

Из сказанного выше видна важность теоретического и экспериментального изучения процесса многократного рассеяния. Естественно, что проследить за процессом последовательных рассеяний частицы, которые она испытывает при своем движении через вещество, экспериментально невозможно. Однако в трековом детекторе (например, в фотоэмульсии) можно измерить некоторое результирующее отклонение от первоначального направления частицы (средний угол многократного рассеяния), которое она приобретает, пройдя в среде заданный путь x , т. е. испытав некоторое определенное число N актов рассеяния. Выразим этот угол через параметры среды и частицы.

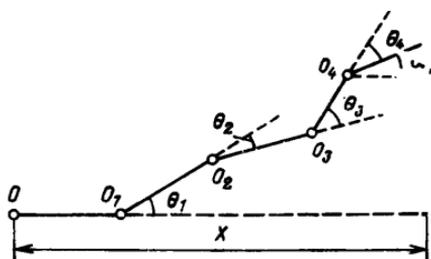


Рис. 153

Пусть OO_1 определяет первоначальное направление движения частицы в некоторой среде, а точки O_1 , O_2 , O_3 и т. д. — места последовательных упругих столкновений частицы с первым, вторым, третьим и т. д. ядрами (рис. 153).

В результате этих столкновений частица испытывает последовательную серию отклонений на некоторые углы θ_1 , θ_2 , θ_3 и т. д. Каждый из этих углов (θ_i) определяется конкретными условиями данного столкновения (значением параметра удара ρ_i), так что, вообще говоря, $\theta_1 \neq \theta_2 \neq \theta_3$ и т. д. При этом каждое i -е отклонение может быть направлено в любую сторону относительно предшествующего ($i-1$)-го направления (углы θ_i на чертеже пространственные).

Пройдя в среде путь x , частица испытает некоторое количество N рассеяний и отклонится от первоначального направления движения (OO_1) на результирующий угол Θ_1 , проекция которого на плоскость чертежа равна α_1 . (Сам угол Θ_1 на рисунке не показан.)

Если подобное рассуждение повторить для другой частицы, имеющей такую же скорость, заряд и массу и прошедшей в той же среде равный путь x , то получится некоторый другой результирующий угол Θ_2 с проекцией α_2 , для третьей частицы — угол Θ_3 с проекцией α_3 , ..., для k -й — угол Θ_k с проекцией α_k .

Плоские углы α_1 , α_2 , ..., α_k можно легко измерить, рассматривая, например, следы частицы в фотоэмульсии под микроскопом.

Ясно, что из-за случайного расположения отдельных участков (OO_1 , O_1O_2 , O_2O_3 и т. д.) для разных частиц статистичес-

кое распределение возможных значений α_i будет описываться функцией Гаусса, а среднее значение

$$\bar{\alpha} = \sum_1^k \alpha_j / k = 0, \quad (24.30)$$

и, следовательно, оно не может служить мерой отклонения от первоначального направления движения частицы в результате многократного рассеяния. Представление об этом отклонении можно получить, подсчитав средний квадрат $\bar{\alpha}^2$ проекций углов Θ_j :

$$\bar{\alpha}^2 = \sum_1^k \alpha_j^2 / k, \quad (24.31)$$

который должен быть существенно положительной величиной.

Очевидно, что средний квадрат самих пространственных углов Θ_j будет равен:

$$\overline{\Theta^2} = 2\bar{\alpha}^2.$$

Величина $\Theta = \sqrt{\overline{\Theta^2}}$ называется средним углом многократного рассеяния. Иногда так же называют и угол $\alpha = \sqrt{\bar{\alpha}^2}$, который обычно получают из измерений.

Угол α может быть измерен либо описанным методом усреднения $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$ для нескольких (k) идентичных следов, либо усреднением $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$, измеренных для последовательных k участков следа одной и той же частицы. При этом участки выбираются одинаковой длины x и на такой общей длине следа kx , проходя которую, частица практически не изменяет своей скорости v .

С другой стороны, то же самое значение среднего угла многократного рассеяния может быть выражено через параметры частицы и среды. Вкратце соответствующие вычисления сводятся к следующим этапам:

$$\overline{\Theta^2} = 2\bar{\alpha}^2 = \sum_1^N \bar{\theta}_i^2 = N\bar{\theta}^2, \quad (24.32)$$

где $\theta(\rho) \approx \text{tg } \theta(\rho) = 2Zze^2 / (pv\rho)$ берется из формулы (24.14), усреднение каждого из θ_i^2 производится по k траекториям; $N(\rho) = 2\pi n x \rho d\rho$; n — концентрация ядер.

В результате усреднения $\bar{\Theta}^2$ получается выражение

$$\bar{\Theta}^2 = \frac{8\pi Z^2 z^2 e^4 n x}{(pv)^2} \ln \frac{\rho_{\text{макс}}}{\rho_{\text{мин}}}, \quad (24.33)$$

которое после оценки $\ln(\rho_{\max}/\rho_{\min})$ ($\rho_{\max} \approx R_{\text{ат}}$, $\rho_{\min} \approx R_{\text{я}}$) и учета рассеяния электронами дает

$$\overline{\Theta^2} = 0,157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{z^2 x}{(pv)^2} \ln \left\{ 1,13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3} z^2 x}{A \beta^2} \right\}, \quad (24.34)$$

где A (атомная масса фольги) — в а. е. м.; pv — в МэВ; x — в г/см².

Таким образом (в пренебрежении слабой логарифмической зависимостью), средний угол многократного рассеяния частицы с зарядом z , движущейся в некоторой среде с заданными p и $v(\beta)$,

$$\Theta = \sqrt{\overline{\Theta^2}} \sim z \sqrt{x/(pv)}. \quad (24.35)$$

Соотношение (24.35) можно использовать для определения величины $p\beta$ (и z) заряженной частицы по экспериментальным значениям среднего угла многократного рассеяния Θ (или α).

Существует несколько эмпирических формул, связывающих $p\beta$ и Θ (или α). Так, для однозарядных частиц в фотоэмульсии

$$\alpha = 2,5 \sqrt{x/(pv)}, \quad (24.36)$$

где α измеряется в градусах, x — в микронах, pv — мегаэлектрон-вольтах. Численный коэффициент в этой формуле слегка зависит от β и выбора длины участка x , на котором измеряется α . Приведенное значение коэффициента соответствует $x = 100$ мкм.

Для очень грубой оценки среднего угла многократного рассеяния удобно использовать формулу

$$\overline{\Theta^2}_{\text{рад}} = z^2 [21,2/(pv)]^2 (x/x_0), \quad (24.37)$$

(Θ — в рад, pv — в МэВ), которая применима для любой среды с известной радиационной длиной x_0 (см. § 25). Однако эта формула в общем случае дает завышенные значения Θ^2 . Ею можно пользоваться только при $x \gg x_{\text{мин}}$, где $x_{\text{мин}} \approx 20x_0$ для свинца и $x_{\text{мин}} \approx 200x_0$ для углерода. Естественно, что эта формула непригодна для электронов, которые уже при $x \approx x_0$ образуют электрон-фотонные ливни (см. § 30, п. 3).

Экспериментальная оценка произведения pv (по значению Θ) совместно с независимым определением v (по потерям на ионизацию) позволяет определять массу заряженной частицы (см. § 110, п. 1).

В процессе многократного рассеяния заряженная частица смещается на некоторое расстояние r от первоначального

направления. Закон распределения пространственных смещений дается формулой Ферми

$$F(r) dr = \frac{6r dr}{\Theta^2 (x/x_0)^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{\Theta^2 (x/x_0)^2}\right), \quad (24.38)$$

которую можно использовать, например, для оценки поперечных размеров космических ливней.

§ 25. Тормозное излучение

При быстром торможении заряженной частицы в электрическом поле атомного ядра и атомных электронов испускается тормозное излучение. Потери энергии на тормозное излучение (радиационные потери) $(dT/dx)_{\text{изл}}$ пропорциональны квадрату ускорения $(\ddot{x})^2$. Поскольку силы F кулоновского взаимодействия с ядрами для частиц с равными зарядами z одинаковы, то

$$\left[(\ddot{x})^2 \sim \frac{1}{m^2} \right]_{z=\text{const}}$$

и

$$\left[\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{изл}} \right]_{z=\text{const}} \sim \frac{1}{m^2}. \quad (25.1)$$

Радиационные потери энергии для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Особенно существенны они для легчайших заряженных частиц — электронов, которые при движении в среде испытывают заметное радиационное торможение.

Хорошо известным примером тормозного излучения электронов при относительно низких энергиях ($T_e \ll m_e c^2$) является непрерывный рентгеновский спектр, возникающий при торможении электронов на антикатоде рентгеновской трубки. Энергетическая зависимость этого спектра передается законом

$$N(\nu) \sim 1/\nu \quad (25.2)$$

(рис. 154). Интенсивность излучения имеет максимум в направлении, перпендикулярном направлению движения электрона. Аналогичный процесс наблюдается и для электронов высокой энергии ($T_e \gg m_e c^2$), которые получают в электронных ускорителях. В этом случае кванты тормозного излучения испускаются в виде узкого пучка со средним углом $\theta = m_e c^2 / T_e$.

Полное рассмотрение радиационных потерь для электрона выполнено Бете и Гейтлером. Оказалось, что потери энергии

быстрых электронов на тормозное излучение существенно зависят от степени экранирования ядра атомными электронами, т. е. от эффективного расстояния между излучающим электроном и ядром. Ниже приведено несколько формул для вычисления потерь энергии на излучение на единице пути при разных энергиях электронов:

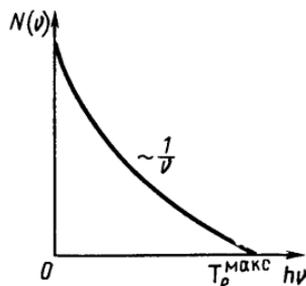


Рис. 154

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл}} = \frac{16}{3} n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137}, \quad (25.3)$$

где n — концентрация атомов; Z — заряд ядра; $r_e = e^2 / (m_e c^2)$, $T_e \ll m_e c^2$ (нерелятивистский случай);

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл}} = n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2 T_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right), \quad (25.4)$$

где $m_e c^2 \ll T_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (в пренебрежении экранированием);

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл}} = n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right), \quad (25.5)$$

где $T_e \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (полное экранирование).

Из формул (25.3) — (25.5) следует, что потери энергии на излучение пропорциональны квадрату заряда Z ядер среды, концентрации атомов n и кинетической энергии T_e электронов [в пренебрежении логарифмической зависимостью в формуле (25.4)]:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл}} \sim Z^2 n T_e. \quad (25.6)$$

Параметры излучающей частицы (электрона) скрыты в величине $Z^2 r_e^2$, из структуры которой $(Ze)^2 e^2 / (m^2 c^4)$ следует, что частица с массой M и зарядом ze при прочих равных условиях должна излучать в $(M/z)^2$ раз меньше энергии, чем электрон.

Сравнивая формулу (25.6) с формулой (23.11) для ионизационных потерь электронов, которую упрощенно запишем в виде

$$-(dT/dx)_{\text{ион}} \sim n Z, \quad (25.7)$$

получаем

$$\frac{(dT/dx)_{\text{изл}}}{(dT/dx)_{\text{ион}}} \sim T_e Z. \quad (25.8)$$

Если T_e измерять в мегаэлектрон-вольтах, то

$$\frac{(dT_e/dx)_{\text{изл}}}{(dT_e/dx)_{\text{ион}}} \approx \frac{T_e Z}{800}. \quad (25.9)$$

Отсюда следует, что в воде ($Z=8$) потери на излучение становятся сравнимыми с потерями на ионизацию при $T_e \approx 100$ МэВ. Для свинца это наступает уже при $T_e \approx 10$ МэВ. Энергия, при которой потери на излучение и ионизацию становятся сравнимыми, называется критической. Для электронов с энергией выше критической тормозное излучение становится основным механизмом потерь энергии, причем изменение энергии в зависимости от пройденного расстояния описывается (в среднем) экспоненциальным законом:

$$\bar{E} = E_0 \exp(-x/x_0). \quad (25.10)$$

Расстояние x_0 , на котором средняя энергия электрона уменьшается из-за радиационных потерь в e раз, называется радиационной длиной. Для воды и воздуха она примерно равна 36, для Al—24 и для свинца—около 6 г/см².

Поскольку энергия, теряемая электроном в одном акте тормозного излучения, равна $h\nu$, а спектр тормозного излучения $N(\nu) \sim d\nu/\nu$, то потери энергии на излучение не зависят от ν :

$$(dT/dx)_{\text{изл}} \sim N(\nu) h\nu \sim d\nu.$$

В любой части тормозного спектра электрон теряет одинаковую энергию на излучение. Эта энергия может быть потеряна при испускании или одного жесткого кванта $h\nu$, уносящего всю энергию $dT_e = h\nu$, теряемую на данном пути dx , или нескольких мягких квантов с той же суммарной энергией.

На пути $x = x_0$ электрон, имеющий $T_e > T_{\text{кр}}$, в среднем испускает один квант с энергией порядка T_e .

На рис. 155 схематически изображен элементарный акт испускания быстрым электроном жесткого тормозного кванта, который затем образует $(e^+ - e^-)$ -пару. Первичный электрон из-за большой потери энергии на излучение кванта резко меняет свою кривизну в магнитном поле.

Возможность резкого сброса энергии из-за радиационных потерь затрудняет определение импульса электрона методом измерения кривизны его следа в магнитном поле. Этим методом можно пользоваться только на участках пробега x , малых по сравнению с ради-

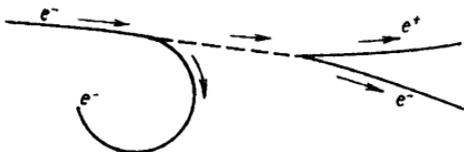


Рис. 155

ационной длиной λ_0 (да и то лишь для грубых оценок). По той же причине для быстрого электрона теряет смысл понятие ионизационного пробега: истинные пробеги релятивистских электронов гораздо меньше ионизационного. Радиационное торможение высокоэнергетических электронов — одна из причин возникновения электрон-фотонных ливней в космических лучах (см. § 30, п. 3).

§ 26. Синхротронное излучение

Если электрон движется по кривой траектории, т. е. с ускорением, то он должен излучать. Действительно, опыт показывает, что электроны, движущиеся по круговой орбите, испускают электромагнитное излучение в очень широком диапазоне частот (от радиодиапазона до мягкого γ -излучения). Впервые это излучение было обнаружено в астрономических наблюдениях, а затем на кольцевом ускорителе электронов — синхротроне, где оно было детально изучено. В связи с этим оно и получило название синхротронного излучения.

Синхротронное излучение релятивистских электронов испускается в узком конусе с половинным углом раствора

$$\theta = m_e c^2 / T_e \approx 1/\gamma, \quad (26.1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Ось конуса направлена по касательной к электронному пучку. Сказанное справедливо для любой точки электронной орбиты. Поэтому синхротронное излучение сосредоточено в тонком кольце, расположенном в плоскости орбиты. Излучение имеет непрерывный спектр с максимумом при частоте

$$\nu_0 = 4,6 \cdot 10^{-2} H T_e^2 \quad (26.2)$$

(H — в Тл, T_e — в эВ), которая при высокой энергии электронов существенно выше частоты вращения электронов в синхротроне (10^7 Гц). Для $H = 1$ Тл и $T_e = 100$ МэВ синхротронное излучение испускается в конусе с $\theta = 17'$ и имеет $\nu_0 = 4,6 \cdot 10^{14}$ Гц, т. е. соответствует красной области видимого спектра; при $T_e = 20$ ГэВ — это жесткое рентгеновское излучение, направленное вперед с углом раствора $\theta \approx 5''$ *.

* Для электронов с $\beta \ll 1$ синхротронное излучение сосредоточено в объеме тора, вращающегося вместе с электроном. Ось тора направлена по радиусу орбиты. Частота излучения совпадает с частотой вращения электронов на орбите синхротрона. С ростом β тор постепенно трансформируется в узкий конус, направленный вперед, а максимум излучения перемещается на все более высокие гармоники. Порядок наивысшей гармоники, на которой излучается заметная доля энергии, равен γ^3 . В связи с тесным соседством гармоник и конечной шириной линий спектр из линейчатого трансформируется в непрерывный.

Синхротронное излучение поляризовано, причем напряженность E всегда параллельна плоскости орбиты электрона. Степень поляризации максимальна (около 100%) для излучения в плоскости орбиты, имеющего оптимальную (по интенсивности) частоту. Потери энергии на синхротронное излучение растут с ростом его энергии пропорционально γ^4 .

Кроме синхротронов для получения синхротронного излучения можно использовать электронные накопительные кольца, причем последний способ даже предпочтительнее, так как в этом случае синхротронное излучение характеризуется постоянством спектра, геометрии и интенсивности. Полезно также отметить, что синхротронное излучение, испускаемое накопительными кольцами, имеет импульсный характер (из-за того что в кольце циркулируют ступки электронов длиной в несколько сантиметров).

Как уже отмечалось, первые эксперименты с синхротронным излучением были выполнены на ускорителях электронов. В 1968 г. в Висконсинском университете (США) был запущен синхротрон-накопитель «Танталус-1», специально переоборудованный под источник синхротронного излучения с энергией электронов 240 МэВ. Несколько аналогичных машин (но на большие энергии и интенсивность) будут построены в ближайшее время в СССР и за рубежом. В настоящее время в качестве источников синхротронного излучения большой энергии и интенсивности используются накопительные кольца ДЕЗИ (на базе электронного синхротрона в Гамбурге) и СПИР (на базе линейного ускорителя в Станфорде)*.

Синхротронное излучение имеет непрерывный спектр. Поэтому для практического использования в экспериментах применяются специальные монохроматоры, в состав которых входят зеркала и дифракционные решетки (из монокристалла кварца или кремния для рентгеновского диапазона). Кристаллические монохроматоры позволяют выделять из непрерывного спектра чрезвычайно узкие линии любой частоты с точностью порядка $\Delta E/E \approx 10^{-6}$, при этом остающаяся после монохроматизации интенсивность все еще в 10^2 — 10^3 раз превосходит интенсивность самых мощных рентгеновских трубок.

Большая интенсивность, широкий диапазон энергий, возможность монохроматизации, поляризация и импульсный характер синхротронного излучения делают его весьма ценным инструментом для исследования строения вещества и решения важных практических задач. Перечислим несколько направлений, в которых ведутся эти работы:

* Подробнее об этих установках см. § 125.

1) изучение поглощения электромагнитного излучения газами, в том числе таких тонких эффектов, как исследование одновременного возбуждения в атоме двух электронов и интерференционные эффекты в этом процессе; исследование спектров поглощения молекул и продуктов их расщепления в целях получения информации о химии молекул (энергия внутриаомных связей, времена жизни возбужденных состояний, скорость реакции и др.);

2) исследование флуоресценции в целях определения времени жизни и способа распада возбужденного состояния;

3) спектроскопия твердого тела в целях изучения его электронной структуры, включая спектр поглощения, соответствующий электронам внутренних оболочек (который чувствителен к изменению конфигурации окружающих атомов). Для получения информации регистрируются фотоны, отраженные образцом (или прошедшие через него), и электроны, испущенные в результате фотоэлектронной эмиссии;

4) в астрономии и радиоастрономии — получение данных о концентрации и спектре электронов из измерений нетеплового радио- и оптического излучений (при известном из других источников магнитном поле); получение данных о структуре магнитного поля из поляризации зарегистрированного излучения;

5) в ускорительной технике — наблюдение свечения пучка электронов при помощи специального стробоскопического устройства в целях изучения сечения пучка для настройки ускорителя;

6) в микроэлектронике — для изготовления методом литографии микросхем с размерами элементов примерно 0,1 мкм. (При использовании жесткого излучения ДЕЗИ получена разрешающая способность около 0,01 мкм.) В этой области длин волн оптические методы непригодны, а рентгеновские не обладают достаточной интенсивностью;

7) в биологии — для получения объемной структуры образцов*.

§ 27. Излучение Вавилова — Черенкова

В 1934 г. аспирант академика С. И. Вавилова (впоследствии академик) П. А. Черенков, исследуя люминесценцию растворов ураниловых солей под действием γ -излучения радия, обнаружил новое свечение, которое нельзя было объяснить обычным механизмом возбуждения флуоресценции.

* Подробнее об использовании синхротронного излучения см. Кулинов Г. Н., Скрипский А. Н. // Успехи физ. наук. 1977. Т. 122. Вып. 3. С. 369—418. Роув Э., Уинвер Дж. // Успехи физ. наук. 1978. Т. 126. Вып. 2. С. 269—286.

Известно, что флуоресценция возникает в результате переходов атомов или молекул между возбужденными состояниями. Длительность флуоресцентного высвечивания $\tau \geq 10^{-10}$ с, причем на вероятность перехода можно воздействовать, например, добавлением горящих веществ или, наоборот, хорошей очисткой среды, изменением ее температуры и др. Однако ни одним из этих способов погасить обнаруженное свечение не удавалось.

Дальнейшее изучение нового свечения, которое впоследствии назвали излучением Вавилова—Черенкова, показало следующее.

1. Наблюдается сильное изменение поляризации свечения при наложении магнитного поля. Это свидетельствует о том, что свечение вызывается не γ -квантами, а заряженными частицами. Такими частицами в опыте Черенкова могли быть электроны, возникающие при взаимодействии γ -квантов со средой в результате фотоэффекта и эффекта Комптона (см. § 30, п. 1, 2).

2. Интенсивность излучения не зависит от заряда среды Z , поэтому оно не может быть радиационного происхождения.

3. Излучение направлено под определенным углом по отношению к движению заряженной частицы.

Излучение Вавилова—Черенкова было объяснено в 1937 г. И. Е. Таммом и И. М. Франком на основе классической электродинамики*. Они обратили внимание на то, что утверждение классической электродинамики о невозможности потерь энергии на излучение для заряженной частицы, движущейся равномерно и прямолинейно в вакууме, теряет силу при переходе от вакуума к среде с показателем преломления $n > 1$.

Заключение И. Е. Тамма и И. М. Франка можно пояснить при помощи следующего рассуждения, основанного на использовании законов сохранения энергии и импульса.

Предположим, что заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно, может терять свою энергию и импульс на излучение. Тогда должно выполняться равенство

$$(dE/dp)_{\text{част}} = (dE/dp)_{\text{изл}}. \quad (27.1)$$

Легко видеть, что выполнение этого равенства невозможно для вакуума, но возможно для среды с $n > 1$ **.

* В 1958 г. П. А. Черенкову, И. Е. Тамму и И. М. Франку за открытие и объяснение излучения Вавилова—Черенкова была присуждена Нобелевская премия (С. И. Вавилов скончался в 1951 г.).

** В настоящем параграфе предполагается, что $n = \text{const}$ ср. с § 28.

Действительно, с одной стороны, полная энергия E частицы с массой $m \neq 0$, свободно движущейся в вакууме с импульсом p (скоростью v),

$$E_{\text{част}} = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (27.2)$$

и, следовательно,

$$(dE/dp)_{\text{част}} = pc^2/E = \beta c = v, \quad (27.3)$$

с другой стороны, для электромагнитного излучения в вакууме

$$E_{\text{изл}} = pc, \quad (27.4)$$

т. е.

$$(dE/dp)_{\text{изл}} = c. \quad (27.5)$$

И так как $v < c$, то

$$(dE/dp)_{\text{част}}^{\text{вак}} < (dE/dp)_{\text{изл}}^{\text{вак}}. \quad (27.6)$$

Таким образом, законы сохранения энергии и импульса запрещают заряженной частице, движущейся равномерно и прямолинейно в вакууме, отдавать свою энергию и импульс в форме электромагнитного излучения*.

Однако этот запрет снимается при движении частицы в среде с показателем преломления $n > 1$. В этом случае скорость света в среде

$$c' = c/n < c, \quad (27.7)$$

и скорость частицы v может не только достигать скорости света c' в среде, но и превосходить ее:

$$v \geq c' = c/n. \quad (27.8)$$

Очевидно, что при $v = c'$ условие (27.1) будет выполняться для электромагнитного излучения, испускаемого строго в направлении движения частицы ($\theta = 0^\circ$). В случае $v > c'$ условие (27.1) выполняется для такого направления θ , вдоль которого $v' = c'$, где $v' = v \cos \theta$ — проекция скорости частицы v на это направление.

Таким образом, в среде с $n > 1$ законы сохранения разрешают заряженной частице, движущейся равномерно и прямолинейно со скоростью $v \geq c' = c/n$, терять такие доли своей энергии dE и импульса dp , которые может унести электромагнитное излучение, распространяющееся в этой среде под углом

$$\theta = \arccos(1/n\beta) \quad (27.9)$$

* Электромагнитное излучение не может принять весь импульс, отдаваемый частицей.

к направлению движения частицы.

Рассуждения, опирающиеся на законы сохранения, не позволяют делать заключений о механизме потерь. Ясно только, что он должен быть связан с некоторыми процессами, происходящими в среде ($n > 1$), поскольку обсуждаемые потери невозможны в вакууме.

Излучение Вавилова—Черенкова имеет общую природу с некоторыми другими процессами, наблюдающимися в различных средах при движении в них тел со скоростью, превышающей скорость распространения волн в этих средах. Хорошо известными примерами таких процессов являются V-образная волна, идущая за кораблем, и коническая волна, вызываемая сверхзвуковым самолетом или снарядом. Во всех этих случаях волновое поле сверхбыстродвижущегося тела оказывается сильно возмущенным (по сравнению с полем медленно движущегося тела) и начинает тормозить его.

В рассматриваемом случае сверхбыстрого движения заряженной частицы в среде с показателем преломления $n > 1$ механизм свечения Вавилова—Черенкова заключается в когерентном излучении диполей, возникающих в результате поляризации атомов среды движущейся в ней заряженной частицей.

Диполи образуются под действием электрического поля пролетающей частицы, которое смещает электроны окрестных атомов относительно их ядер. Возвращение диполей в нормальное состояние (после ухода частицы из данной области) сопровождается испусканием электромагнитного импульса.

Если частица движется сравнительно медленно, то возникающая поляризация будет распределена симметрично относительно местонахождения частицы (рис. 156, а), так как электрическое поле частицы «успевает» поляризовать все атомы в ее окрестности, в том числе и находящиеся впереди на пути ее движения. В этом случае результирующее поле всех диполей вдали от частицы будет равно нулю и их излучения погасят друг друга.

Если частица движется в среде со скоростью, превышающей скорость распространения электромагнитного поля ($v > c' = c/n$), то должен наблюдаться своеобразный эффект запаздывающей поляризации среды, в результате которого образующиеся диполи будут получать преимущественно ориентацию в сторону движения частицы (рис. 156, б). В этом случае, очевидно, должно существовать такое направление, вдоль которого может возникнуть когерентное излучение диполей, так как волны, испущенные диполями в разных местах пути частицы, могут оказаться в одинаковой фазе. Это направление легко найти.

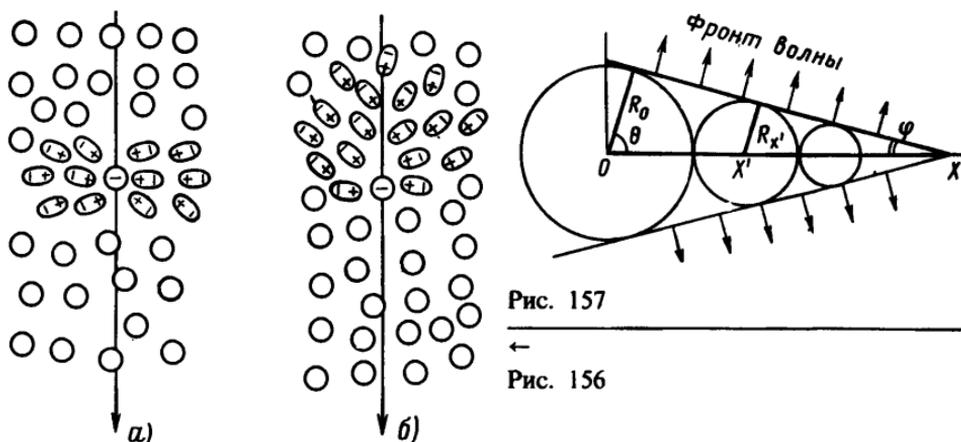


Рис. 157

Рис. 156

Пусть заряженная частица движется слева направо со скоростью v в среде с показателем преломления $n > 1$, причем $v > c' = c/n$ (рис. 157).

Воспользуемся принципом Гюйгенса для построения фронта излучаемой волны. Предположим, что частица в момент t находится в точке $x = vt$. Построим огибающую поверхность к шаровым волнам, испущенным частицей на пути от точки $x = 0$ до точки x . Радиус волны в точке $x = 0$ в момент t равен $R_0 = c't$. Радиус волны в точке x в момент t равен $R_x = c'[t - (x/v)] = 0$. Радиус волны в любой промежуточной точке x' в момент t равен $R_{x'} = c'[t - (x'/v)]$, т. е. линейно убывает с ростом x' . Очевидно, что огибающая поверхность является конусом с углом раствора 2φ , где

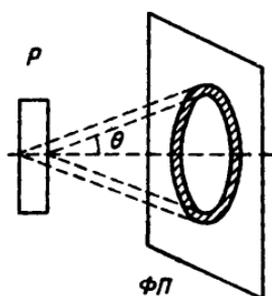
$$\sin \varphi = R_0/x = c't/(vt) = c'/v = c/(vn) = 1/(\beta n).$$

Нормаль к огибающей поверхности определяет направление распространения излучения Вавилова—Черенкова. Угол θ между нормалью и осью x равен $(\pi/2) - \varphi$; он определяется условием

$$\cos \theta = 1/(\beta n). \quad (27.10)$$

Квантовая механика вносит лишь небольшую поправку в этот классический результат.

Из формулы (27.10) следует, что излучение Вавилова—Черенкова распространяется вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением движения частицы, а угол раствора равен 2θ . Это свечение можно зарегистрировать при помощи цветной фотопленки $\Phi\Pi$, расположенной перпендикулярно направлению движения частицы (рис. 158). Излучение, выходящее из радиатора P , при пересечении с фотопленкой $\Phi\Pi$ дает на ней синее кольцо.



Резкая направленность излучения Вавилова—Черенкова позволяет по углу θ определять скорость частицы β . Из формулы (27.10) следует, что возможный диапазон изменения β равен:

$$1/n \leq \beta \leq 1. \quad (27.11)$$

При $\beta = 1/n$ свечение наблюдается под углом $\theta = 0^\circ$, при $\beta = 1$ — под максимальным углом

$$\theta_{\max} = \arccos(1/n). \quad (27.12)$$

Рис. 158

Так, например, для воды ($n = 1,33$)

$$\beta_{\min} = 1/1,33 = 0,75.$$

При $\beta \geq 0,75$ наблюдается свечение Вавилова—Черенкова. Для электронов условие $\beta > 0,75$ выполняется уже при энергии

$$T_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-0,75^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, в воде эффект Вавилова—Черенкова должен наблюдаться даже от сравнительно малознергичных электронов (например, от электронов β -распада или комптоновских электронов и электронов фотоэффекта, образующихся при взаимодействии с водой γ -квантов от радиоактивных продуктов). Максимальный угол, под которым может наблюдаться свечение Вавилова—Черенкова в воде, находится из условия (27.12):

$$\cos \theta_{\max} = 1/n = 0,75.$$

Он равен $41,5^\circ$.

В соответствии с теорией Тамма—Франка число фотонов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, испускаемых частицей с зарядом z , движущейся со скоростью β в среде с показателем преломления n ,

$$N(\nu) d\nu = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) d\nu. \quad (27.13)$$

Из этой формулы следует, что: 1) спектр одинаков для частиц с $z = \text{const}$, например для p , e , π , μ . При изменении z число испускаемых фотонов растет пропорционально z^2 ; 2) $N(\nu)$ растет с ростом β от нуля при $\beta = 1/n$ до $4\pi^2 (e^2 z^2 / hc^2) (1 - 1/n^2)$ при $\beta \approx 1$; 3) $N(\nu)$ не зависит от ν : $dN(\nu) \sim d\nu$.

Спектр равномерен по частотам. Так как $E = h\nu$, то это означает, что основная энергия излучения сконцентрирована в наиболее коротковолновой части спектра:

$$dE_{\text{в.ч}} \sim \nu d\nu. \quad (27.14)$$

Этим объясняется сине-фиолетовый цвет излучения Вавилова—Черенкова. Из этого же следует необходимость выбирать для практического использования материалы, прозрачные до возможно более высоких частот (включая ультрафиолетовую область). В рентгеновском диапазоне, как правило, $n < 1$, и условие (27.1) не выполняется. Однако в узких областях рентгеновского диапазона $n > 1$, и излучение Вавилова—Черенкова наблюдается.

Эффект Вавилова—Черенкова находит очень широкое применение при конструировании приборов для определения скорости быстро движущихся заряженных частиц—так называемых черенковских счетчиков.

Выбор среды для генерации излучения Вавилова—Черенкова определяется диапазоном β , в котором надо производить измерения при помощи черенковского счетчика. Очень удобным материалом являются прозрачные пластмассы. Изготавливаются также черенковские счетчики с жидкостным и газовым наполнением.

В зависимости от конструкции черенковские счетчики можно разделить на пороговые (регистрирующие частицы с $\beta > 1/n$) и дифференциальные (позволяющие выделять частицы с данной скоростью β).

На рис. 159 изображена схема порогового черенковского счетчика. Заряженная частица движется в направлении оси радиатора P . Если скорость частицы $\beta \geq 1/n$, где n —показатель преломления материала, из которого изготовлен радиатор, то под углом $\theta = \arccos(1/\beta n)$ будет испускаться излучение Вавилова—Черенкова. При цилиндрической конструкции радиатора свет падает на поверхность раздела среды с $n > 1$ и воздуха под углом $\varphi = \pi/2 - \theta$, причем так как $\theta < \arccos(1/n)$, то $\varphi > \varphi_0 = \arcsin(1/n)$. Но неравенство $\varphi > \varphi_0$ является условием полного внутреннего отражения. Поэтому весь свет попадает в конусную часть радиатора и после отражения от ее поверхности и плоского зеркала Z собирается линзой L на фотоумножитель Φ . (Плоское зеркало устанавливается для того, чтобы вывести фотоумножитель из пучка частиц.)

При помощи порогового счетчика можно выделять из пучка частицы данного сорта. Если, например, в составе пучка имеются протоны и π^+ -мезоны с одинаковым импульсом $p_p = p_{\pi^+} = p$, то из-за различия в массе скорости их будут

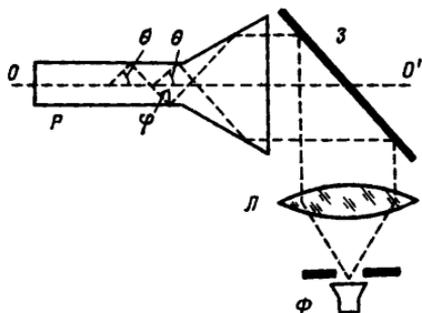


Рис. 159

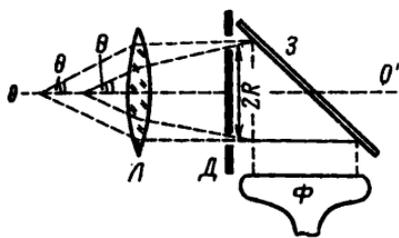


Рис. 161

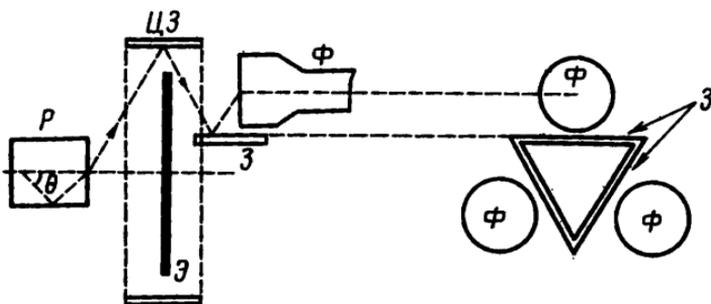


Рис. 160

также различны: $\beta_{\pi} > \beta_p$. Если показатель преломления радиатора удовлетворяет условию $\beta_{\pi} > 1/n > \beta_p$, то фотоумножитель регистрирует световой импульс только при прохождении π -мезона. Протоны будут проходить через счетчик, не вызывая в нем свечения.

Одна из возможных конструкций дифференциального черенковского счетчика показана на рис. 160 (в двух проекциях). Здесь P — радиатор, $ЦЗ$ — цилиндрическое зеркало, $Э$ — экран, $З$ — плоское зеркало, $Ф$ — фотоумножитель. Из рисунка видно, что такое устройство может регистрировать излучение Вавилова — Черенкова только от частиц с определенной скоростью $\beta \pm \Delta\beta$, которой соответствует угол $\theta \pm \Delta\theta$. Излучение Вавилова — Черенкова, вызванное частицами с другой скоростью, не попадает в фотоумножители. Впервые счетчик описанной конструкции был использован в опыте по регистрации антипротона (см. § 94):

Для измерения скоростей ультрарелятивистских частиц ($\beta \approx 1$) используются газовые черенковские счетчики, показатель преломления которых лишь немного превышает единицу (его можно изменять, регулируя давление газа в счетчике).

Схема устройства газового дифференциального счетчика показана на рис. 161.

Заряженные частицы движутся со скоростью β в газовой среде вдоль оси OO' и в любой точке своей траектории испускают излучение Вавилова—Черенкова под одним и тем же углом $\theta(\beta)$ к оси. Из оптики известно, что такие лучи должны собираться линзой L в фокальной плоскости в виде кольца, радиус которого $R(\theta)$ определяется углом θ (и фокусным расстоянием линзы). Если в фокальной плоскости линзы поместить кольцевую диафрагму D с кольцевой щелью радиусом $R(\theta)$, то через нее будет проходить свет только от частиц со скоростью $\beta \pm \Delta\beta$. Лучи этого света после отражения в зеркале Z будут зарегистрированы фотоумножителем Φ . Частицы с другой скоростью β' вызовут свечение под другим углом θ' к оси OO' , которое, пройдя линзу, соберется в кольцо другого радиуса $R(\theta')$ и, следовательно, не пройдет через диафрагму.

Газовые черенковские счетчики широко применяются в физике частиц высоких энергий. Современные счетчики (например, используемый в экспериментах, проводящихся на Серпуховском ускорителе) имеют размеры около 10 м.

§ 28. Переходное излучение

Переходным излучением называется излучение, возникающее при равномерном и прямолинейном движении заряда в неоднородной или переменной во времени среде. Сущность эффекта легко понять, если вспомнить условия возникновения других видов излучения. В предыдущем параграфе показано, что излучение Вавилова—Черенкова возможно при $v > c/n$, т. е. $vn/c > 1$, при этом $v = \text{const}$, а $n > 1$. Для тормозного и синхротронного излучений условие $n > 1$ необязательно, но необходимо, чтобы $v \neq \text{const}$ ($\frac{dv}{dt} \neq 0$), т. е. чтобы величина vn/c была переменной. Но изменение этой величины возможно не только за счет изменения скорости v , но и за счет изменения показателя преломления n . Переходное излучение как раз и соответствует случаю изменения n при $v = \text{const}$, при этом допустимо как $vn/c > 1$, так и $vn/c < 1$, т. е. переходное излучение может возникать как вместе с излучением Вавилова—Черенкова, так и в условиях, когда последнее невозможно. Показатель преломления n может изменяться либо в пространстве при переходе частицы из одной части оптически неоднородной среды в другую, либо во времени при резком изменении показателя преломления однородной среды (например, за счет изменения давления).

Переходное излучение было предсказано В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1944 г. на примере рассмотрения задачи о пересечении зарядом границы раздела двух сред*. Наглядная схема рассуждений Гинзбурга и Франка сводится к следующему. Рассмотрим для простоты случай нормального падения заряда на границу раздела вакуум—идеальное зеркало (металл). Тогда электромагнитное поле в вакууме является суммой двух полей—поля движущегося заряда и поля «изображения» этого заряда (противоположного знака), движущегося навстречу. При пересечении границы раздела заряженная частица продолжает двигаться в среде с постоянной (почти постоянной) скоростью, однако при рассмотрении этого явления из вакуума будет казаться, что заряд и его изображение одновременно приблизились к границе раздела и мгновенно исчезли (остановились)**. Возникающее при этом излучение заряда и его «изображения» и является переходным. В этом частном случае переходное излучение эквивалентно тормозному излучению заряда и его «изображения» в зеркале.

Разумеется, сходство математических выражений для энергии излучения не означает, что переходное излучение является частным случаем тормозного излучения. Физическая природа переходного и тормозного излучений различна. Для тормозного излучения изменение скорости заряда является первопричиной излучения, для переходного—математическим приемом для получения результата. Напомним еще раз, что в рассмотренном случае переходное излучение возникает при переходе равномерно движущегося заряда из одной среды в другую.

В общем случае произвольной среды полная экранировка отсутствует и схема получения амплитуды переходного излучения сводится к учету трех слагаемых (рис. 162): тормозного излучения заряженной частицы 1, двигавшейся в вакууме и как бы остановившейся на границе сред; тормозного излучения заряженной частицы 2, как бы начавшей свое движение в глубь среды от ее границы в момент остановки первой частицы; тормозного излучения частицы—«изображения» 3, двигавшейся навстречу первой частице и остановившейся на границе сред одновременно с ней.

В результате расчета для спектральной плотности излучения нерелятивистского электрона в вакууме получается выражение

$$\frac{dW_{\omega}}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi \left| \frac{(n_2^2 - 1) \cos \varphi}{n_2^2 \cos \varphi + \sqrt{n_2^2 - 1 + \cos^2 \varphi}} \right|^2, \quad (28.1)$$

* Гинзбург В. Л., Франк И. М. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1946. Т. 16. С. 15.

** Поле заряда, продолжающего двигаться в металле («за зеркалом»), полностью экранируется электронами проводимости.

где v_z — составляющая скорости частицы вдоль нормали к поверхности среды; φ — угол, под которым наблюдается излучение в вакууме (отсчитывается от нормали); $n_2 = n + ik$ — комплексный показатель преломления среды.

Для идеального проводника $n_2 \rightarrow \infty$ и

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 v_z^2}{\pi^2 c^3} \sin^2 \varphi, \quad (28.2)$$

т. е. имеет максимум при $\varphi = 90^\circ$. Для реальных металлов и диэлектриков максимум излучения расположен при $\varphi = 60 \div 70^\circ$.

Если скорость и энергия частицы, несущей заряд, невысоки или среда имеет большую глубину, то частица не проходит через нее и переходное излучение наблюдается только в обратном направлении (излучение назад). В противоположном случае тонкой среды (быстрой частицы) переходное излучение возникает также и на второй границе раздела (излучение вперед). Если при этом среда достаточно прозрачна для излучения, возникшего на первой границе, то становятся возможными когерентные эффекты усиления или ослабления излучения, зависящие от скорости частицы, толщины пластинки и угла φ .

Параметры излучения назад и вперед при релятивистских энергиях электронов различны*. Переходное излучение назад практически сосредоточено только в оптической части спектра. Примером излучения назад является свечение поверхности металла (например, анода рентгеновской трубки или мишени ускорителя) при попадании на нее заряженных частиц**. Спектр излучения вперед содержит более высокие частоты вплоть до

$$v_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{e^2 N}{\pi m_e}} \frac{E}{m_e c^2} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{N} \frac{E}{m_e c^2}, \quad (28.3)$$

где N — полная концентрация электронов в среде. При $E_e = 500$ МэВ $v_{\text{макс}}$ в стекле ($N \approx 10^{24} e \text{ см}^{-3}$) примерно равно 10^{19} Гц, т. е. $E_{\text{изл}} = h\nu = 40$ кэВ (коротковолновое рентгеновское излучение).

* Для нерелятивистской частицы излучения вперед и назад примерно одинаковы, если параметры обеих сред близки.

** Кроме переходного излучения свечение в этом случае может вызываться также тормозным излучением и люминесценцией, однако переходное излучение является основным механизмом излучения (см. ниже).

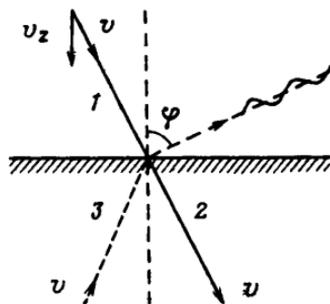


Рис. 162

Полная (для всех углов) интенсивность переходного излучения в заданном интервале частот растет с ростом энергии частицы по логарифмическому закону. Поскольку излучение назад в основном существенно в оптическом интервале частот, полная интенсивность излучения назад также растет с энергией логарифмически. Полная интенсивность переходного излучения вперед растет с энергией (точнее, с E/mc^2) линейно. Это объясняется тем, что с ростом энергии частицы излучаются все более жесткие кванты. Конус излучения вперед с ростом энергии сжимается.

Вероятность испускания одного переходного фотона очень мала — около $1/100$ при пересечении частицей одной границы раздела сред. Поэтому для практического использования переходного излучения используются слоистые среды — пачки из тонких прозрачных пластинок, каждая из которых дает свой вклад в излучение. При этом согласно формуле (28.3) для достаточно большого отношения $E/(mc^2)$ переходное излучение попадает в рентгеновский диапазон и, следовательно, легко пронизывает всю пачку и может быть зарегистрировано рентгеновским счетчиком.

Первые результаты по экспериментальному наблюдению переходного излучения, вызванного протонами с энергией 1—5 МэВ, были получены в 1959 г. Гольдсмитом и Джелли. В последующих опытах использовались электроны. В экспериментах со многими металлами и диэлектриками измерялись выход и поляризация излучения. Измерения подтвердили теоретические ожидания. В оптической области спектра, испускаемого металлами, наблюдается преобладание переходного излучения над тормозным и люминесценцией. Это следует из возрастания выхода излучения пропорционально квадрату скорости* и наличия поляризации, при которой электрический вектор расположен в плоскости, проходящей через нормаль и направление наблюдения. Для металлов поляризация растет с ростом энергии электронов и при $E \approx 50 \div 100$ кэВ достигает 100%. Первый счетчик переходного излучения был построен в 1963 г. Ф. Р. Арутюняном с сотрудниками (Ереван). В современных переходных счетчиках используются пачки майларовых пленок, переходное излучение от которых регистрируется (в рентгеновском диапазоне) сцинтилляторами и пропор-

* Выход тормозного излучения и люминесценции в оптической области спектра должен уменьшаться из-за уменьшения рассеяния и ионизационных потерь электронов с ростом их скорости. С рассеянием связаны потери на тормозное излучение, с ионизационным торможением — возбуждение люминесценции.

циональными камерами. Их эффективность достигает 90%. Такие счетчики могут составлять конкуренцию черенковским в области энергий, при которых $v \approx c$. Опыт показал, что переходный счетчик может отличать π -мезоны и электроны при энергии 10 ГэВ.

В 1977 г. для исследования электронной компоненты космического излучения с помощью шаров-зондов был использован большой комбинированный детектор, в состав которого в качестве детектора переходного излучения входят 6 толстых (около 15 см) слоев пористого полиэтилена, разделенных 2 см проволочными пропорциональными камерами. Ориентация проволочек в соседних камерах отличается на 90° . Камеры заполнены Хе (+20% CO_2)*. Из-за линейной зависимости выхода переходного излучения от $E/(mc^2)$ частицы детектор практически не реагирует на протоны с энергией 3—3000 ГэВ, в то время как переходное излучение, обусловленное электронами, достигает насыщения.

§ 29. Взаимодействие нейтронов с веществом

Электромагнитное взаимодействие нейтрона с электроном определяется взаимодействием между их магнитными моментами. Но последнее настолько мало, что его энергия достигает потенциала ионизации атома (примерно 10 эВ) лишь на расстояниях около 10^{-11} см. Таким образом, сечение ионизирующего торможения нейтрона оказывается равным 10^{-22} см², т. е. приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для заряженной частицы**.

Правда, это значение существенно больше, чем сечение взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами (примерно 10^{-24} см²), однако если учесть, что в процессе взаимодействия с электроном нейтрон теряет лишь ничтожную часть своей энергии (около 10 эВ), тогда как при ядерном столкновении может потерять значительную ее долю (при лобовом столкновении с протоном — всю), то понятна малая роль ионизационных потерь при движении нейтрона в среде.

Эффект от взаимодействия магнитных моментов нейтрона и электрона становится заметным только тогда, когда

* Gurtmann G., Müller D., Prince T. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. № 23. P. 1368—1372.

** Значение $\sigma \approx 10^{-22}$ см² относится к одному электрону. Однако пересчет на атом мало изменяет это значение, так как в атоме немного слабосвязанных ($E_e \approx 10$ эВ) электронов.

магнитные моменты всех электронов ориентированы одинаковым образом (в ферромагнетиках). В этом случае взаимодействие магнитных моментов нейтрона и электронов приводит к макроскопическому эффекту дополнительного рассеяния, изучение которого позволяет оценить магнитный момент нейтрона (см. § 5, п. 4).

Кроме магнитного взаимодействия нейтронов с электроном должно также наблюдаться их электрическое взаимодействие. В п. 5 § 5 отмечено, что наличие у нейтрона магнитного момента можно понять, предположив, что часть времени своего существования нейтрон состоит из двух частиц с разноименными электрическими зарядами. В связи с этим нейтрон должен обладать распределенным электрическим зарядом, который и будет взаимодействовать с зарядом электрона. Однако это взаимодействие еще более слабое, чем магнитное.

Основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является их взаимодействие с атомными ядрами. В зависимости от того, попадает нейтрон в ядро или нет, его взаимодействие с ядрами можно разделить на два класса:

- 1) упругое потенциальное рассеяние на ядерных силах без попадания нейтрона в ядро $(n, n)_{\text{пот}}$;
- 2) ядерные реакции разных типов: (n, γ) , (n, p) , (n, α) , реакция деления и др.; неупругое рассеяние (n, n') , упругое рассеяние с заходом нейтрона в ядро — упругое резонансное рассеяние $(n, n)_{\text{рез}}$.

Относительная роль каждого процесса определяется соответствующим сечением. В некоторых веществах, для которых роль упругого рассеяния относительно высока, быстрый нейтрон теряет свою энергию в серии последовательных актов упругого соударения с ядрами вещества (замедление нейтронов). Процесс замедления продолжается до тех пор, пока кинетическая энергия нейтрона не сравняется с энергией теплового движения атомов замедляющего вещества (замедлителя). Такие нейтроны называются тепловыми. Дальнейшие столкновения тепловых нейтронов с атомами замедлителя практически не изменяют энергии нейтронов и приводят только к перемещению их в веществе (диффузия тепловых нейтронов), которое продолжается до тех пор, пока нейтрон не поглотится ядром.

Вопросы взаимодействия быстрых и медленных нейтронов со средой чрезвычайно важны при рассмотрении различных задач нейтронной физики и, в частности, для конструирования ядерных реакторов. Некоторые из этих вопросов, например замедление быстрых нейтронов, было бы уместно рассмотреть в настоящей главе на основе импульсной диаграммы. Однако

тесная взаимосвязь всех перечисленных выше процессов взаимодействия нейтронов со средой требует их совместного рассмотрения (см. гл. VI).

§ 30. Взаимодействие γ -излучения с веществом

Если не считать ядерных реакций под действием γ -излучения (ядерного фотоэффекта), которые рассмотрены в гл. XII, то основными видами взаимодействия γ -излучения с веществом являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

1. ФОТОЭФФЕКТ

Фотоэффектом называется такой процесс взаимодействия γ -кванта с электроном, связанным с атомом, при котором электрону передается вся энергия γ -кванта, при этом электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией:

$$T_e = E_\gamma - I_i - T_{ат}, \quad (30.1)$$

где E_γ — энергия γ -кванта; I_i — потенциал ионизации i -й оболочки атома; $T_{ат}$ — энергия отдачи атома ($T_{ат} \ll I_i$).

Очевидно, что при $E_\gamma < I_k$ фотоэффект возможен только на L -, M - и т. д. оболочках и невозможен на K -оболочке, при $E_\gamma < I_L$ фотоэффект возможен только на M -, N - и т. д. оболочках и невозможен на K - и L -оболочках и т. д.

Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием электронов Оже (непосредственная передача энергии возбуждения атома электрону этого же атома — процесс, аналогичный явлению внутренней конверсии, рассмотренной в § 19).

Процесс фотоэффекта невозможен на свободном электроне (не связанном с атомом). Это следует из несовместимости законов сохранения энергии и импульса с обратным предположением. Действительно, согласно (27.6) $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{изл} > \left(\frac{dE}{dp}\right)_{част}$,

т. е. γ -квант не может отдать свободной частице всей своей энергии ($dE_\gamma > dE_{част}$ при $dp_\gamma = dp_{част}$). Таким образом, для фотоэффекта весьма существенна связь электрона с атомом, которому передается часть энергии фотона. Фотоэффект

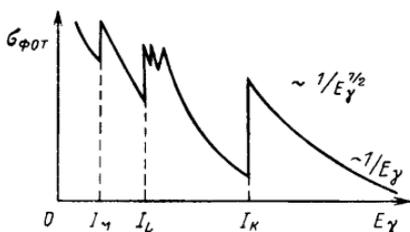


Рис. 163

возможен только на связанном электро-не. Чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен фотоэффект. Это обстоятельство определяет все основные свойства фотоэффекта: ход сечения с энергией, соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках и зависимость сечения от заряда среды.

На рис. 163 изображен ход сечения фотоэффекта с энергией γ -квантов. Из рисунка видно, что при больших энергиях γ -квантов (для которых все электроны атома слабо связаны) сечение мало.

По мере убывания E_γ (возрастания связанности электронов, отнесенной к энергии γ -квантов I_K/E_γ) сечение возрастает сначала по закону $1/E_\gamma$, а затем (по мере приближения E_γ к I_K) по более сильному закону $1/E_\gamma^{7/2}$. Рост сечения продолжается до тех пор, пока E_γ не делается равной потенциалу ионизации для K -оболочки ($E_\gamma = I_K$). Начиная с $E_\gamma < I_K$ фотоэффект на K -оболочке становится невозможным и сечение фотоэффекта определяется только взаимодействием γ -квантов с электронами L -, M - и т. д. оболочек. Но электроны этих оболочек связаны с атомами слабее, чем электроны K -оболочки. Поэтому при равных энергиях γ -квантов вероятность фотоэффекта электрона с L -оболочки (а тем более с M -оболочки) существенно меньше, чем с K -оболочки. В связи с этим при $E_\gamma = I_K$ на кривой сечения наблюдается резкий скачок.

При $E_\gamma < I_K$ сечение фотоэффекта снова начинает расти, так как опять возрастает относительная связанность электрона I_L/E_γ . Рост прекращается при $E_\gamma = I_L$, где наблюдается новый резкий скачок сечения, и т. д.

Вероятность фотоэффекта очень резко зависит от заряда Z атома, на котором происходит фотоэффект: $\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5$. Это объясняется опять-таки различной связанностью электронов. В легких элементах (при малых Z) электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в тяжелых.

Таким образом, для сечения фотоэффекта получается следующая зависимость от энергии γ -излучения и заряда среды:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma \quad \text{для } E_\gamma \gg I_K$$

и

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma^{7/2} \quad \text{для } E_\gamma > I_K.$$

(30.2)

Фотоэффект особенно существен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях γ -квантов. В легких веществах фотоэффект становится заметен только при относительно небольших энергиях γ -квантов (см. п. 4 этого параграфа).

Формулы для сечения фотоэффекта получены методами квантовой электродинамики и выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{\text{фот}})_K &= 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 [13,61/(hv)]^{7/2} \text{ при малых } hv; \\ (\sigma_{\text{фот}})_K &= 1,34 \cdot 10^{-33} Z^5/(hv) \text{ при } hv \gg m_e c^2, \end{aligned} \right\} (30.3)$$

где σ — в см², а hv — в эВ для верхней формулы и в МэВ для нижней.

Формулы (30.3) позволяют подсчитать сечение фотоэффекта на электронах K -оболочки. Как уже указывалось, относительный вклад в сечение за счет фотоэффекта на L -, M - и других оболочках невелик. Расчет дает для отношения сечений фотоэффекта на разных оболочках значения

$$\sigma_L/\sigma_K \approx 1/5 \text{ и } \sigma_M/\sigma_L \approx 1/4 \text{ (т. е. } \sigma_M/\sigma_K \approx 1/20). \quad (30.4)$$

Экспериментальная проверка первого соотношения подтвердила этот результат. Поэтому при вычислении полного сечения фотоэффекта перед формулой (30.3) ставят коэффициент $5/4$.

Для дифференциального сечения фотоэффекта при $E_\gamma \ll m_e c^2$ формула имеет следующий вид:

$$d\sigma_{\text{фот}} = 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^5} r_e^2 (m_e c^2/E_\gamma)^{7/2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \times \\ \times (1 + 4\beta \cos \theta) d\Omega, \quad (30.5)$$

где Z — заряд атома; $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона; θ — угол между импульсом γ -кванта \mathbf{p}_γ и импульсом электрона \mathbf{p}_e , φ — угол между плоскостями $(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\gamma)$ и $(\mathbf{E}, \mathbf{p}_\gamma)$, $\beta = v/c$.

Из формулы (31.7) следует, что фотоэлектроны, вызванные очень мягкими (длинноволновыми) γ -квантами, испускаются преимущественно в направлении электрического вектора \mathbf{E} ; с ростом энергии E_γ распределение электронов вытягивается вперед (рис. 164, *a* и *б* соответственно).

Специфический характер фотоэлектрического поглощения (наличие резких селективных полос) находит практическое применение при измерении энергии γ -излучения. В этом методе энергия исследуемого γ -излучения определяется сравнением его фотоэлектрического поглощения в разных поглотителях, имеющих различные значения границ поглощения. На рис. 165

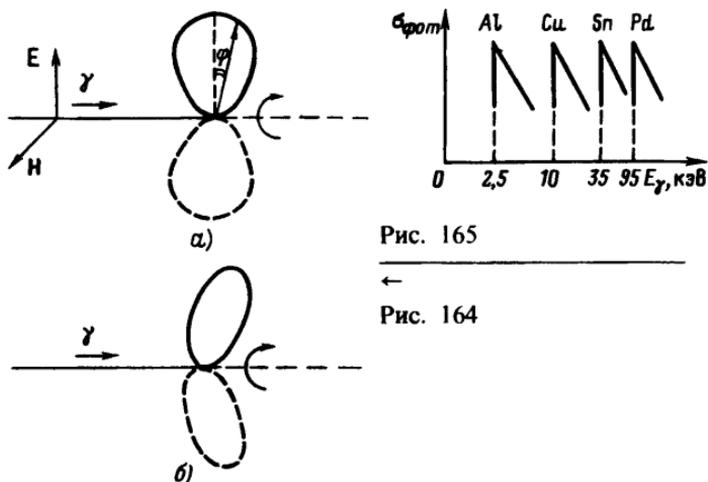


Рис. 165

Рис. 164

приведены значения границ поглощения γ -излучения для некоторых веществ.

Фотоэффект является главным механизмом поглощения мягкого (длинноволнового) γ -излучения в тяжелых веществах.

2. РАССЕЯНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Наряду с фотоэффектом, при котором вся энергия γ -кванта передается атомному электрону, взаимодействие γ -излучения со средой может приводить к его рассеянию, т. е. к отклонению от первоначального направления распространения на некоторый угол θ . При этом, как увидим несколько позже [см. формулу (30.10)], длина волны λ рассеянного излучения возрастает на величину $\Delta\lambda(\theta)$, пропорциональную $\sin^2(\theta/2)$. Замечательно, что значение $\Delta\lambda(\theta)$ определяется только углом рассеяния θ и не зависит от λ . Максимальное значение $\Delta\lambda$ наблюдается при $\theta = \pi$. Оно равно для всех λ

$$(\Delta\lambda)_{\max} = 4,84 \cdot 10^{-10} \text{ см.} \quad (30.6)$$

Легко видеть, что $(\Delta\lambda)_{\max}$ сравнимо с длиной волны для γ -излучения средней энергии ($E_\gamma \approx 1$ МэВ; $\lambda = 10^{-10}$ см) и жесткого (коротковолнового) рентгеновского излучения ($E_x \approx 100$ кэВ; $\lambda \approx 10^{-9}$ см), мало по сравнению с длиной волны мягких γ - и рентгеновского излучений ($E \approx 1 \div 10$ кэВ; $\lambda \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ см) и практически совершенно незаметно для видимого света ($E \approx 1$ эВ; $\lambda \approx 10^{-4}$ см).

а. Томсоновское рассеяние

Экспериментально сначала было изучено рассеяние сравнительно мягкого электромагнитного излучения (длинноволновое рентгеновское излучение), а уже потом — жесткого (коротковолновое рентгеновское и γ -излучения). Поэтому первые экспериментальные результаты показали практическую неизменность длины волны при рассеянии. Эти результаты были объяснены при помощи классической теории рассеяния электромагнитного излучения, развитой ранее для объяснения рассеяния света.

Согласно этой теории электрон под действием падающей на него электромагнитной волны $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ приходит в вынужденные колебания с той же частотой ν и, следовательно, сам становится излучателем электромагнитных волн такой же частоты. Это и есть рассеянная волна.

В простейшем случае рассеяния неполяризованной первичной волны на свободном электроне дифференциальное сечение рассеяния

$$d\sigma = (r_e^2/2)(1 + \cos^2 \theta) d\Omega, \quad (30.7)$$

а полное сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (30.8)$$

Эти формулы впервые получил Дж. Дж. Томсон. Томсоновское рассеяние не зависит от длины волны падающего излучения и симметрично относительно плоскости $\theta = 90^\circ$ (рис. 166).

Напомним, что при падении длинноволнового γ -излучения на кристалл с постоянной решетки d , сравнимой с длиной волны λ ($\lambda \approx d$), рассеянное излучение становится когерентным, в результате чего наблюдается интерференционная картина. Направление рассеянного излучения определяется при помощи известной формулы Вульфа — Брэгга, которую можно получить из рассмотрения рис. 167. Из рисунка видно, что разность хода для лучей 1 и 2 равна $2d \sin \varphi$. Приравнявая ее целому числу длин волн $n\lambda$, получаем условие, при котором волны, рассеянные разными плоскостями кристалла, усиливают друг друга*:

$$2d \sin \varphi = n\lambda. \quad (30.9)$$

* Нетрудно показать, что наличие третьей, четвертой и других плоскостей не изменяет этого условия, а только приводит к сужению допустимых углов рассеяния и повышению контрастности между максимумами и минимумами.

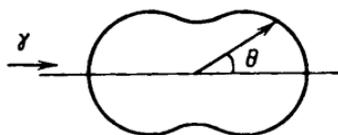


Рис. 166

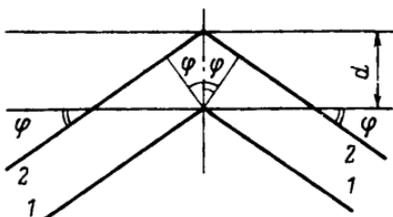


Рис. 167

Наиболее удобные для наблюдения углы φ получаются при $\lambda \approx d$. Для $\lambda \ll d$ углы очень малы, а при $\lambda > 2d$ когерентное рассеяние невозможно, так как $\sin \varphi = n\lambda / (2d) > 1$.

б. Эффект Комптона

Классическая теория рассеяния справедлива при $h\nu \ll m_e c^2$. Если это условие не выполняется, то наблюдается рассеяние с изменением длины волны. Впервые такое рассеяние обнаружено в опытах по исследованию свойств коротковолнового рентгеновского излучения. Эти опыты показали, что проникающая способность рентгеновского излучения после рассеяния становится меньше, т. е. его длина волны возрастает.

Детальное изучение рассеяния электромагнитного излучения с изменением длины волны было проведено в 1923 г. Комптоном. Установка Комптона (рис. 168) состояла из рентгеновской трубки *РТ* с молибденовым антикатодом *А*, рассеивателя *Р*, коллиматора *К*, кристалла *Кр* и ионизационной камеры *ИК*. В качестве рассеивателя был выбран графит.

Угол рассеяния θ задавался поворотом рентгеновской трубки вокруг вертикальной оси. Для определения длины волны рассеянного излучения использовался кристалл кальцита CaCO_3 с постоянной решетки $d = 3 \cdot 10^{-8}$ см. Длина волны вычислялась с помощью формулы Вульфа — Брэгга (30.9) по значению угла φ , соответствующего максимуму тока в ионизационной камере.

В результате опытов Комптона обнаружено следующее.

1. Спектр рассеянного излучения кроме первоначальной длины волны λ_0 содержит также смещенную линию с длиной волны $\lambda' > \lambda_0$.

2. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ растет с увеличением угла рассеяния.

3. При данном угле рассеяния $(\Delta\lambda)_\theta$ не зависит от λ_0 .

4. $(\Delta\lambda)_\theta$ постоянна для всех рассеивающих веществ.

Эти закономерности нельзя объяснить классической волно-

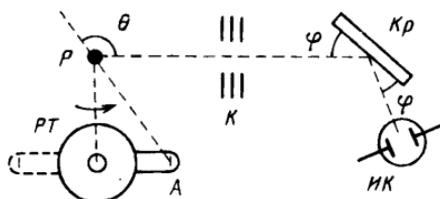


Рис. 168

вой теорией, согласно которой длина волны рассеянного излучения должна быть такой же, как и падающего. Объяснение наблюдаемых явлений дано Комптоном и Дебаем с помощью квантовой теории.

Комптон обратил внимание на то, что первая и вторая закономерности весьма сходны с картиной упругого рассеяния частиц, где энергия рассеянной частицы отлична от первоначальной энергии и зависит от угла рассеяния (см. § 24, п. 1). В связи с этим он предложил квантовую интерпретацию явления рассеяния, согласно которой рентгеновское излучение надо рассматривать как поток частиц-фотонов, упруго рассеивающихся на других частицах — электронах. Так как электроны содержатся во всех атомах и для них выполняется условие $E_\gamma > \epsilon_e$ (связь с атомом несущественна), то рассматриваемый процесс можно описать в любой среде как рассеяние фотона на свободном электроне. В связи с этим характер рассеяния (под данным углом) не зависит от вещества рассеивателя.

Соотношение, связывающее длину волны λ' рассеянного излучения с углом рассеяния, можно получить из совместного рассмотрения законов сохранения энергии и импульса в предположении, что электрон свободен:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{c}{v'} - \frac{c}{v} = \Lambda(1 - \cos\theta) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (30.10)$$

где $\Lambda = h/(m_e c) = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см — комптоновская длина волны электрона. Из формулы (30.10) следует, что длина волны λ' смещенной линии растет с углом рассеяния θ таким образом, что

$$\Delta\lambda = \begin{cases} 0 & \text{для } \theta = 0; \\ \Lambda & \text{для } \theta = \pi/2; \\ 2\Lambda & \text{для } \theta = \pi. \end{cases} \quad (30.11)$$

Но при рассеянии под данным углом θ величина $\Delta\lambda$ не зависит от λ . Поэтому эффект Комптона несуществен для длинноволнового излучения, когда $\Delta\lambda \ll \lambda$ (например, для света и даже длинноволнового рентгеновского излучения), и, наоборот, играет большую роль для коротковолнового γ -излучения, когда $\Delta\lambda \approx \lambda$. Разрешая выражение (30.10) относительно v' , получаем формулу для энергии кванта, рассеянного на угол θ :

$$hv' = hv / \left[1 + \frac{hv}{m_e c^2} (1 - \cos\theta) \right]. \quad (30.12)$$

Из формулы (30.12) следует, что при $h\nu > m_e c^2$ для достаточно малых углов рассеяния, а при $h\nu \ll m_e c^2$ для всех углов рассеяния $h\nu(1 - \cos \theta)/m_e c^2 \ll 1$ и $h\nu' \approx h\nu$. Для $h\nu \gg m_e c^2$ и больших углов рассеяния $h\nu(1 - \cos \theta)/(m_e c^2) \gg 1$ и

$$h\nu' \approx m_e c^2 / (1 - \cos \theta), \quad (30.13)$$

так что при $\theta = \pi/2$ $h\nu' \approx m_e c^2$, а при $\theta = \pi$ $h\nu' \approx m_e c^2/2$. Убыванию энергии $h\nu'$ и, следовательно, импульса $h\nu'/c$ рассеянного кванта с ростом угла рассеяния соответствует возрастание энергии и импульса электрона отдачи. На рис. 169 изображены кривые распределения импульсов рассеянного кванта и электрона отдачи в л. с. к. Одинаковыми цифрами отмечены соответствующие импульсы рассеянного γ -кванта и электрона отдачи. Из рис. 169 и формулы (30.12) видно, что $\varphi_e \leq \pi/2$ и $0 \leq T_e \leq (T_e)_{\text{макс}}$, где

$$(T_e)_{\text{макс}} = 2h\nu\varepsilon / (1 + 2\varepsilon); \quad \varepsilon = h\nu / (m_e c^2).$$

Формула для вычисления дифференциального сечения комптоновского рассеяния получена Клейном и Нишиной и И. Е. Таммом. Она имеет следующий вид:

$$d\sigma(\theta) = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{d\Omega}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]^2} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]} \right\}, \quad (30.14)$$

где $r_e = e^2/m_e c^2$; $\varepsilon = h\nu/(m_e c^2)$; θ — угол рассеяния. Зависимость $d\sigma(\theta)$ от угла рассеяния при разных ε изображена на рис. 170. При $\varepsilon \approx 0$ этот рисунок совпадает с рис. 166. По мере роста ε диаграмма рассеяния все более вытягивается вперед.

Формула для полного сечения комптоновского рассеяния получается интегрированием формулы (30.14) по всем углам:

$$\sigma_{\text{компт}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\}. \quad (30.15)$$

Рассмотрим два частных случая.

1. При $\varepsilon \ll 1$ формула (30.15) переходит в следующую:

$$\sigma_{\text{компт}} = \sigma_{\text{томс}} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5}\varepsilon^2 + \dots \right), \quad (30.16)$$

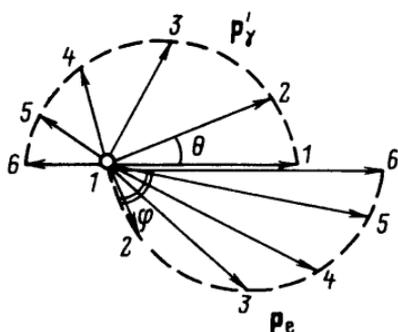


Рис. 169

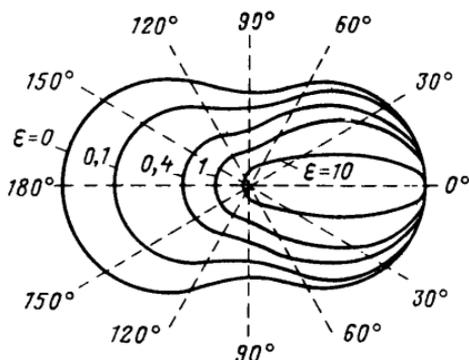


Рис. 170

где согласно выражению (31.10)

$$\sigma_{\text{томс}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4}.$$

Для малых энергий ($\epsilon \ll 0,05$) сечение комptonовского рассеяния линейно растет с уменьшением энергии и в пределе стремится к $\sigma_{\text{томс}}$.

2. При $\epsilon \gg 1$ формула (30.15) преобразуется так:

$$\sigma_{\text{компт}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\epsilon \right), \quad (30.17)$$

где r_e и ϵ имеют прежние значения. Таким образом, сечение комptonовского рассеяния на электроне при $E_\gamma \gg m_e c^2$ ($\epsilon \gg 1$) изменяется обратно пропорционально энергии γ -кванта. Так как в атоме Z электронов, то сечение, рассчитанное на атом, в Z раз больше и, следовательно, при $\epsilon \gg 1$ изменяется пропорционально Z/E_γ :

$$\sigma_{\text{компт}} \sim Z/E_\gamma. \quad (30.18)$$

в. Обратное комptonовское рассеяние

Комптон-эффект может наблюдаться не только на неподвижном, но и на движущемся электроне. Формулу для энергии E_γ фотона, рассеянного движущимся электронам, можно получить преобразованием формулы (30.12) из системы координат, связанной с электронам, в лабораторную систему координат:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_2 + [E_\gamma (1 - \cos \theta) / E_e]}. \quad (30.19)$$

Здесь E_γ — первоначальная энергия фотона; β — скорость электрона; θ_1 — угол между направлением движения электрона и падающим фотоном; θ_2 — угол между направлением движения электрона и рассеянным фотоном; E_e — энергия электрона; θ — угол между падающим и рассеянным квантами.

Из формулы (30.19) видно, что при движении падающего фотона и электрона навстречу друг другу ($\theta_1 = \pi$) фотон, рассеянный назад ($\theta = \pi$; $\theta_2 = 0$), получает максимально возможную энергию

$$(E'_\gamma)_{\max} \approx \frac{E_\gamma}{(m_e c^2 / 2E_e)^2 + (E_\gamma / E_e)}, \quad (30.20)$$

причем $(E'_\gamma)_{\max}$ может быть больше E_γ (обратный комптон-эффект).

Особенно интересное явление должно наблюдаться при рассеянии мягких фотонов (например, света) на ультрарелятивистских электронах, получаемых в электронных ускорителях. В этом случае энергия фотона после рассеяния может оказаться сравнимой с энергией электрона. Таким образом, появляется возможность преобразования светового излучения (например, испускаемого лазером) в очень коротковолновое γ -излучение. Ценной особенностью этого γ -излучения является высокая степень его монохроматичности и поляризации. В § 76 расскажем об использовании обратного комптоновского излучения для исследования фотоядерных реакций при промежуточных и высоких энергиях γ -квантов.

Обратный комптон-эффект можно также использовать для получения информации об окружающей нас Вселенной. С его помощью можно объяснить происхождение изотропного рентгеновского и γ -фонов. Возможно, что эти фоны возникают при обратном комптоновском рассеянии фонового электромагнитного излучения (имеющего спектр черного тела при температуре 2,7 К) на высокоэнергетичных космических электронах.

Кроме электронов эффект Комптона может происходить и на других заряженных (а также на нейтральных, если они обладают магнитным моментом) частицах, например на протоне. Приближенное значение $\sigma_{\text{компт}}$ на протоне можно получить, заменив в формуле (30.15) m_e на m_p (приближенное потому, что протон имеет аномальный магнитный момент).

3. ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР

При достаточно высокой энергии γ -кванта ($E_\gamma > E_0$) наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия γ -квантов с веществом — образова-

ние электрон-позитронных пар. Возможность такого процесса была обнаружена в 1928 г. Дираком в результате анализа релятивистского квантовомеханического уравнения для электрона (см. § 100).

Процесс образования $(e^+ - e^-)$ -пар не может происходить в вакууме, а требует обязательного соседства ядра или электронов. Непосредственно это следует из законов сохранения энергии и импульса, а также из следующего простого рассуждения. Предположим, что процесс образования $(e^+ - e^-)$ -пары в вакууме возможен в некоторой (например, лабораторной) системе координат. Тогда согласно принципу относительности он должен наблюдаться в любой другой системе координат, движущейся относительно лабораторной равномерно и прямолинейно. В каждой из этих новых систем γ -кванты будут характеризоваться другой частотой, сдвинутой на эффект Доплера. Выберем среди них такую систему координат, чтобы частота γ -квантов ν в ней была меньше E_0/h , где $E_0 = 2m_e c^2$. Тогда энергия γ -кванта $E_\gamma = h\nu$ в этой системе координат будет меньше порогового значения E_0 , и процесс образования пары будет запрещен энергетически (в вакууме нет источника недостающей энергии). Следовательно, он невозможен и в лабораторной системе координат.

В присутствии ядра или электрона процесс образования пары γ -квантом возможен, так как можно распределить энергию и импульс γ -кванта между тремя частицами без противоречия с законами сохранения. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра или протона, то энергия образующегося ядра отдачи оказывается весьма малой, так что пороговая энергия γ -кванта E_0 , необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной массой покоя электрона:

$$E_0 \approx 2m_e c^2 = 1,02 \text{ МэВ.} \quad (30.21)$$

При образовании пары в кулоновском поле электрона пороговая энергия γ -кванта повышается до

$$E_0 = 4m_e c^2 = 2,04 \text{ МэВ.} \quad (30.22)$$

(Здесь точное равенство*.)

В первом случае энергия отдачи ядра (или протона) настолько мала, что на снимке видны только следы e^- и e^+

* Любопытно заметить, что $(e^+ - e^-)$ -пара может быть рождена в поле электрона очень мягким фотоном (примерно 10 эВ), если он взаимодействует с ультрарелятивистским электроном. Такая возможность очевидна из рассуждения, аналогичного проведенному выше.

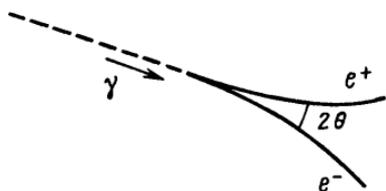


Рис. 171

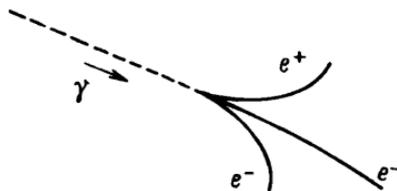


Рис. 172

(рис. 171). Обе частицы летят (в начале своего пути) в направлении вызвавшего их γ -кванта под углом $\theta \approx m_e c^2 / E_\gamma$ к нему. Во втором случае кроме электрона и позитрона пары виден также и электрон отдачи (рис. 172). Такое трехэлектронное событие иногда называют тройником.

Электрон-позитронные пары могут возникать также под действием двух фотонов с суммарной энергией $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} > 2m_e c^2$ и при соударении двух электронов, если полная энергия движущегося электрона $E_e \geq 7m_e c^2$.

Выражение для сечения образования $(e^+ - e^-)$ -пар в поле ядра имеет достаточно сложный вид. Его можно представить в аналитическом виде только для ограниченного интервала изменения энергии E_γ :

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (30.23)$$

при $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (без учета экранирования) и

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] \quad (30.24)$$

при $E_\gamma \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (полное экранирование), где $137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ равно 30 МэВ для алюминия и около 15 МэВ для свинца.

При других энергиях ход сечения рассчитывается численным интегрированием выражения для дифференциального сечения. Общий вид зависимости $\sigma_{\text{пар}}(E_\gamma)$ показан на рис. 173.

Сечение образования электрон-позитронных пар в кулоновском поле электрона во много (примерно в 10^3) раз меньше сечения их образования в поле ядра, особенно если сравнение производится при малых энергиях и для больших Z . Однако при $E_\gamma > 10$ МэВ образование пар на электронах может составлять около 1% общего сечения в тяжелых элементах и около 10% в легких.

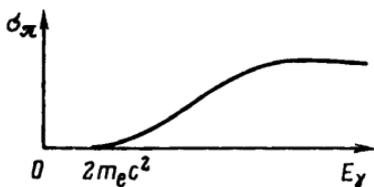


Рис. 173

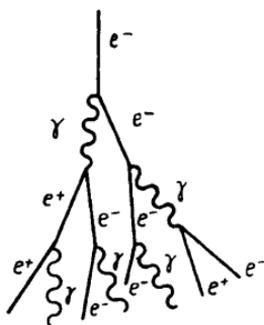


Рис. 174

Процесс образования электрон-позитронных пар наряду с радиационным торможением электронов является причиной возникновения электрон-фотонных ливней в космических лучах. Если γ -квант, возникающий в результате радиационного торможения электрона, имеет энергию $E_\gamma > 2m_e c^2$, то он может образовать пару, электрон и позитрон которой снова создают γ -кванты радиационного торможения, и т. д. (рис. 174). Процесс нарастает лавинообразно до тех пор, пока энергия электронов не уменьшится до критического значения (см. § 25).

4. ОБЩИЙ ХАРАКТЕР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

При рассмотрении взаимодействия γ -квантов со средой надо учитывать все три процесса: фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

Суммарное сечение для них

$$\sigma = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}, \tag{30.25}$$

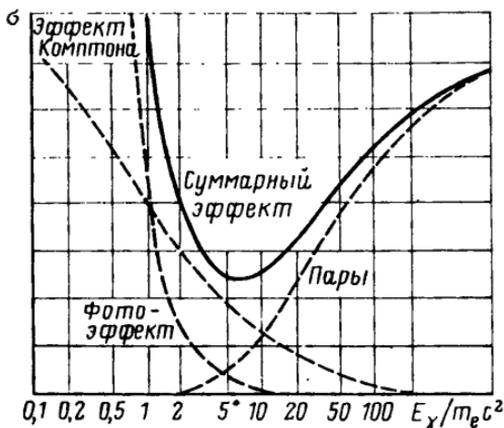


Рис. 175

где $\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma^{7/2}(E_\gamma)$ — сечение фотоэффекта; $\sigma_{\text{компт}} \sim Z/E_\gamma$ — сечение эффекта Комптона; $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln 2E_\gamma$ — сечение образования пар.

Из характера зависимости сечений от энергии γ -излучения E_γ и заряда среды Z следует, что в области малых энергий ($E_\gamma < E_1$) основной механизм взаимодействия γ -излучения со средой — фотоэффект, в промежуточной области ($E_1 < E_\gamma < E_2$) — эффект Комптона, а в области больших энергий ($E_\gamma > E_2$) — процесс образования электрон-позитронных пар. Граничные значения энергии, отделяющие области преимущественного значения каждого из эффектов, различны для разных сред. В алюминии они соответственно равны $E_1 = 0,05$ МэВ и $E_2 = 15$ МэВ, а в свинце $E_1 = 0,5$ МэВ и $E_2 = 5$ МэВ. На рис. 175 приведена зависимость сечения поглощения γ -квантов в свинце в функции от энергии для каждого из трех механизмов взаимодействия, а также для суммарного сечения $\sigma_{\text{сумм}} = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}$.

§ 31. Краткое заключение к гл. IV

Глава IV посвящена взаимодействиям заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с электронами и ядрами атомов вещества при низких энергиях.

В ядерной физике рассматриваются три вида взаимодействий: сильное (ядерное), электромагнитное и слабое. Ядерное взаимодействие характеризуется наибольшей интенсивностью и наибольшим эффективным сечением ($\sigma \approx 10^{-27} \div 10^{-24}$ см²) и наименьшим временем протекания ($\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23} \div 10^{-22}$ с). Переносчиком ядерного взаимодействия являются ядерные кванты — π -мезоны. Простейшие примеры ядерных взаимодействий — притяжение между различными нуклонами внутри ядра и рассеяние нуклона на нуклоне.

Электромагнитное взаимодействие в 10^2 — 10^3 раз слабее ядерного и происходит за время $\tau_{\text{эм}} \geq 10^{-19}$ с. Переносчиками электромагнитного взаимодействия являются кванты электромагнитного излучения — фотоны. Примеры электромагнитных процессов — это ионизационное торможение, кулоновское рассеяние, фотоэффект.

Слабое взаимодействие примерно в 10^{13} раз слабее сильного взаимодействия и характеризуется наибольшим временем протекания (как правило, $\tau_{\text{сл}} \geq 10^{-10}$ с) и наименьшим сечением ($\sigma \approx 10^{-43}$ см²). Пример слабого взаимодействия — β -распад ядер.

Все виды взаимодействий (сильные, электромагнитные и слабые) по характеру их протекания можно разделить на упругие и неупругие. Упругое взаимодействие, т. е. упругое рассеяние одной частицы на другой, характеризуется сохранением суммарной кинетической энергии обеих частиц и может быть описано (для всех видов взаимодействий) при помощи простой геометрической схем, называемой импульсной диаграммой (для высоких энергий должен быть рассмотрен релятивистский вариант диаграммы).

Неупругие процессы характеризуются переходом (полным или частичным) кинетической энергии движущейся частицы в другие формы, например в энергию возбуждения атома или ядра, в энергию излучения, в энергию покоя образующихся частиц.

В гл. IV в основном рассматриваются упругие и неупругие процессы, происходящие под действием электромагнитного взаимодействия. Частным случаем упругого электромагнитного взаимодействия является кулоновское рассеяние α -частиц на атомных ядрах, которое описывается формулой Резерфорда: $d\sigma = (Zze^2/mv^2)^2 [d\Omega/4 \sin^4(\theta/2)]$. Экспериментальное подтверждение формулы Резерфорда привело к открытию ядерной модели атома. Упругое рассеяние двух тождественных заряженных частиц (протона на протоне, α -частицы на ядре ${}^4_2\text{He}$) описывается с помощью квантовомеханических формул Мотта.

При движении в плотной среде заряженная частица испытывает серию последовательных актов упругого рассеяния на ядрах, расположенных вдоль траектории движения (многократное кулоновское рассеяние). В результате этого процесса частица в среднем отклоняется от первоначального направления на некоторый результирующий угол α (средний угол многократного рассеяния), значение которого определяется формулой $\alpha \sim Zz\sqrt{x}\sqrt{n}/p\beta$, где Z — заряд ядер среды; x — пройденное расстояние; n — концентрация ядер среды; p , β и z — импульс, скорость и заряд частицы соответственно. По этой формуле можно определять $p\beta$ частицы по измеренному значению α .

Своеобразным процессом упругого рассеяния γ -квантов на электронах является эффект Комптона, для которого характерна независимость $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ (при постоянном угле рассеяния θ) от характера рассеивающего вещества:

$$\Delta\lambda = 2\lambda \sin^2(\theta/2) = 2(h/m_e c) \sin^2(\theta/2).$$

Дифференциальное сечение комptonовского рассеяния вычисляется по формуле Клейна — Нишины — Тамма. При $E_\gamma \gg m_e c^2$ сеченис, рассчитанное на атом, $\sigma_{\text{компт}} \sim Z/E_\gamma$.

Одним из видов неупругого электромагнитного взаимодействия заряженных частиц с веществом является ионизационное торможение, при котором кинетическая энергия частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды. Удельная потеря энергии на ионизацию не зависит от массы частицы, пропорциональна квадрату ее заряда и концентрации электронов в среде и обратно пропорциональна (в первом приближении) квадрату скорости частицы: $dT/dx \sim z^2 n_e / v^2$. С помощью этого соотношения можно получить формулы, связывающие между собой энергию и ионизационный пробег для любой заряженной частицы в различных средах. Электроны, выбитые из атомов среды в процессе ионизационного торможения заряженной частицы, называются δ -электронами. По направлению движения энергии и числу δ -электронов на единице длины можно оценить энергию и заряд образующей их частицы.

Другой неупругий электромагнитный процесс — тормозное излучение — возникает при быстром торможении заряженной частицы в электрическом поле атомного ядра. Потери энергии на тормозное излучение (радиационные потери) для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Поэтому тормозное излучение существенно только для легчайших заряженных частиц — электронов, для которых в первом приближении справедлива формула

$$(dT_e/dx)_{изл} \sim nT_e Z^2,$$

где n — концентрация ядер в среде; T_e — кинетическая энергия электронов; Z — заряд ядер среды. Энергия, при которой потери на излучение и ионизацию сравнимы по величине, называется критической. Для энергии выше критической убывание средней энергии электронов с пройденным расстоянием x происходит по экспоненциальному закону $\exp(-x/x_0)$, где величина x_0 называется радиационной длиной.

Очень своеобразный неупругий электромагнитный процесс открыт в 1934 г. П. А. Черенковым, работавшим в лаборатории С. И. Вавилова. При движении заряженных частиц со скоростью, превышающей фазовую скорость света c/n (n — показатель преломления в данной среде), наблюдается резко направленное свечение ($\cos \theta = 1/n\beta$), которое получило название излучения Вавилова — Черенкова. Это свечение возникает в результате когерентного излучения ориентированных диполей, возникающих вдоль траектории заряженной частицы под действием ее электрического поля. Теория излучения Вавилова — Черенкова была построена в 1937 г. И. Е. Таммом и И. М. Франком. Эффект Вавилова — Черенкова широко применяется для определения скорости быстро движущихся заряженных частиц.

В 1944 г. В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком было предсказано переходное излучение, которое возникает при равномерном и прямолинейном движении заряженных частиц в оптически неоднородной или оптически переменной во времени среде.

При движении релятивистских заряженных частиц в магнитном поле (в том числе в вакууме) возникает магнитотормозное, или синхротронное, излучение, которое наиболее существенно для легких заряженных частиц — электронов и позитронов. Синхротронное излучение имеет большое прикладное значение.

Из числа неупругих электромагнитных процессов для γ -квантов в гл. IV рассмотрены фотоэффект и эффект образования электрон-позитронных пар.

В процессе фотоэффекта вся энергия γ -кванта передается одному из электронов, входящих в состав атома. Фотоэффект на свободном электроне невозможен. Сечение фотоэффекта на атом при $E_\gamma \gg I_K$ (I_K — потенциал ионизации на K -оболочке) изменяется по закону $\sigma \sim Z^5/E_\gamma$. Фотоэффект является основным механизмом поглощения длинноволнового γ -излучения в тяжелых веществах.

При достаточно высокой энергии γ -излучения ($E_\gamma > E_0$) становится возможным (в кулоновском поле ядра или электрона) процесс образования $(e^+ - e^-)$ -пар. Пороговая энергия для этого процесса в поле ядра $E_0 = 2m_e c^2$, а сечение (для энергий $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$) передается законом $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln(2E_\gamma)$.

При $E_\gamma > 50m_e c^2$ рост сечения замедляется и в пределе не зависит от энергии. Пороговая энергия процесса образования $(e^+ - e^-)$ -пар в поле электрона $E_0 = 4m_e c^2$. Образование $(e^+ - e^-)$ -пар γ -квантом в вакууме невозможно.

Для правильного описания взаимодействия со средой надо учитывать все процессы: эффект Комптона, фотоэффект и эффект образования электрон-позитронных пар (а также ядерные реакции под действием γ -квантов).

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

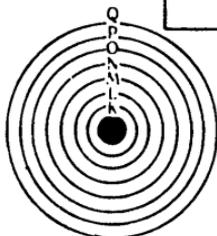
Целое число в скобках — массовое число наиболее устойчивого изотопа радиоактивного элемента

ПЕРИОДЫ	ПЕРЫ	Г Р У П П Ы				
		I	II	III	IV	V
		— R ₂ O	— RO	— R ₂ O ₃	RH ₄ RO ₂	RH ₃ R ₂ O ₃
1	I	H ¹ ВОДОРОД 1 00797 1				
2	II	Li ³ ЛИТИЙ 6 939 2	Be ⁴ БЕРИЛЛИЙ 9 0122 2	B ⁵ БОР 10 811 2	C ⁶ УГЛЕРОД 12 01115 2	N ⁷ АЗОТ 14 0067 2
3	III	Na ¹¹ НАТРИЙ 22 9898 2	Mg ¹² МАГНИЙ 24 312 2	Al ¹³ АЛЮМИНИЙ 26 9815 2	Si ¹⁴ КРЕМНИЙ 28 086 2	P ¹⁵ ФОСФОР 30 9738 2
4	IV	K ¹⁹ КАЛИЙ 39 102 2	Ca ²⁰ КАЛЬЦИЙ 40 08 2	Sc ²¹ СКАНДИЙ 44 956 2	Ti ²² ТИТАН 47 90 2	V ²³ ВАНАДИЙ 50 942 2
	V	Cu ²⁹ МЕДЬ 63,54 2	Zn ³⁰ ЦИНК 65 37 2	Ga ³¹ ГАЛЛИЙ 69 72 2	Ge ³² ГЕРМАНИЯ 72 59 2	As ³³ МЫШЬЯК 74,9216 2
5	VI	Rb ³⁷ РУБИДИЙ 85,47 2	Sr ³⁸ СТРОНЦИЙ 87,62 2	Y ³⁹ ИТРИЙ 88 905 2	Zr ⁴⁰ ЦИРКОНИЙ 91 22 2	Nb ⁴¹ НИОБИЙ 92 906 2
	VII	Ag ⁴⁷ СЕРЕБРО 107 870 2	Cd ⁴⁸ КАДМИЙ 112 40 2	In ⁴⁹ ИНДИЙ 114 82 2	Sn ⁵⁰ ОЛОВО 114 69 2	Sb ⁵¹ СУРЬМА 121 75 2
6	VIII	Cs ⁵⁵ ЦЕЗЬИЙ 132 905 2	Ba ⁵⁶ БАРИЙ 137,34 2	La ⁵⁷ ЛАНТАН 138 91 2	Hf ⁷² ГАФНИЙ 178 49 2	Ta ⁷³ ТАНТАЛ 180 948 2
	IX	Au ⁷⁹ ЗОЛОТО 196,967 2	Hg ⁸⁰ РУТУТЬ 200,59 2	Tl ⁸¹ ТАЛЛИЙ 204 37 2	Pb ⁸² СВИНЕЦ 207,19 2	Bi ⁸³ ВИСМУТ 208 980 2
7	X	Fr ⁸⁷ ФРАНЦИЙ (223) 2	Ra ⁸⁸ РАДИЙ (226) 2	Ac ⁸⁹ АКТИНИЙ (227) 2	Ku ¹⁰⁴ КУРЧАТОВИЙ 2	Ena-Ta ¹⁰⁵ 2
ЛАНТАНОИДЫ	LANTHANIDES	Ce ⁵⁸ ЦЕРИЙ 140 12 2	Pr ⁵⁹ ПРАЗЕОДИЙ 140 907 2	Nd ⁶⁰ НЕОДИМ 144 24 2	Pm ⁶¹ ПРОМЕТИЙ (147) 2	Sm ⁶² САМАРИЙ 150 35 2
		Tb ⁶⁵ ТЕРБИЙ 158,924 2	Dy ⁶⁶ ДИСПРОЗИЙ 162,50 2	Ho ⁶⁷ ГОЛЬМИЙ 164,930 2	Er ⁶⁸ ЭРБИЙ 167 26 2	Tm ⁶⁹ ТУЛЬИЙ 168 934 2
АКТИНОИДЫ	ACTINIDES	Th ⁹⁰ ТОРИЙ 232,038 2	Pa ⁹¹ ПРОТАКТИНИЙ (231) 2	U ⁹² УРАН 238 03 2	Np ⁹³ НЕПТУНИЙ (237) 2	Pu ⁹⁴ ПУТОНИЙ (244) 2
		Bk ⁹⁷ БЕРКЛИЙ (247) 2	Cf ⁹⁸ КАЛИФОРНИЙ (252) 2	Es ⁹⁹ ЭЙНШТЕЙНИЙ (254) 2	Fm ¹⁰⁰ ФЕРМИЙ (255) 2	Md ¹⁰¹ МЕНДЕЛЕВИЙ (257) 2

ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

Э Л Е М Е Н Т О В											
VI		VII		VIII				0			
RH ₂ RO ₃		RH R ₂ O ₇		RO ₄				— —			
(H)								He ²			
								ГЕЛИЙ 4 0026 2			
O		F						Ne ¹⁰			
6 2 15 9994		7 2 18 9984						НЕОН 20 183 2			
S		Cl						Ar ¹⁸			
6 8 2 32 064		7 8 2 35 453						АРГОН 39,948 2			
Cr ²⁴		Mn ²⁵		Fe ²⁶		Co ²⁷		Ni ²⁸			
1 13 8 51 996 2		2 13 8 54 9381 2		2 14 8 55 847 2		2 15 8 58 9332 2		2 16 8 58.71 2			
Se		Br						Kr ³⁶			
6 18 8 2 78.96		7 18 8 2 79.909						КРИПТОН 83.80 2			
Mo ⁴²		Tc ⁴³		Ru ⁴⁴		Rh ⁴⁵		Pd ⁴⁶			
1 13 18 8 95.94 2		2 13 18 8 (99) 2		1 15 18 8 101.07 2		1 16 18 8 102.905 2		1 18 18 8 106.4 2			
Te		I						Xe ⁵⁴			
6 18 18 2 127.60		7 18 18 8 126.9044						КСЕНОН 131.30 2			
W ⁷⁴		Re ⁷⁵		Os ⁷⁶		Ir ⁷⁷		Pt ⁷⁸			
2 12 32 18 18 2 183.85		2 13 32 18 8 2 186.2		2 14 32 18 8 2 190.2		2 15 32 18 8 2 192.2		1 17 32 18 18 2 195.09			
Po ⁸⁴		At ⁸⁵						Rn ⁸⁶			
6 18 32 18 2 (210)		7 18 32 18 8 2 (210)						РАДОН (222) 2			
Eu ⁶³		Gd ⁶⁴									
2 9 25 18 8 2 151.96		2 9 25 18 8 2 157.25									
Yb ⁷⁰		Lu ⁷¹									
2 9 32 18 8 2 173.04		2 9 32 18 8 2 174.97									
Am ⁹⁵		Cm ⁹⁶									
2 9 25 35 18 8 2 (243)		2 9 25 35 18 8 2 (247)									
No ¹⁰²		Lr ¹⁰³									
2 9 35 35 18 8 2 (255)		2 9 35 35 18 8 2 (256)									

26	
Fe	Порядковый номер
Химич. обозначение	ЖЕЛЕЗО
Атомная масса	55,85
Число электронов	26
Число протонов	26
Число нейтронов	29



I	Электронный слой	K
II	"	L
III	"	M
IV	"	N
V	"	O
VI	"	P
VII	"	Q

Целое число без скобок—массовое число наиболее распространенного изотопа «в скобках» радиационного элемента

АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адиабатическое размагничивание 237
«Азотная катастрофа» 86
Аллена опыт 212
Альвареса и Блоха метод 76
Аналоговые состояния 117
Антинейтрино 214, 219
Атома модели 14—16
Атомное ядро 14, 27
— возбужденное состояние 27, 32
— заряд 28
— масса 30, 32
— основное состояние 27, 32
— состав 19
 α -Переходы запрещенные 196
— по четности 198
— разрешенные 196
 α -распад 174—202
— механизм 187
— роль центробежного барьера 191
— теория 193
— вероятность формирования 193
— энергетическая схема 180
 α -Спектрометр магнитный 175
 α -Спектры 181
— тонкая структура 181—182
 α -Частичные ядра 45
 α -Частицы длиннопробежные 182
- Бевалак 22
Бора теория атома 15
Брэгга—Вульфа формула 353
— кривая 305
 β -Переходы запрещенные 228
— разрешенные 228
— сверхразрешенные 229
 β -Распад 202—250
— нейтрона 242—250
— постоянная 233
— правила отбора 230
— теория 221
 β -Спектр 232
 β -Спектрометр 207
- Вавилова—Черенкова излучение 335
Вейцеккера формула 121
Вековое равновесие 172
Взаимодействие частиц (сильное, электромагнитное, слабое) 299, 300
Внутренняя конверсия электронов 257
Возбужденное состояние ядра 27, 32
— магнитный момент 278
— радиус 278
Вращательные состояния 153
Ву опыт 236
- ВЭПП 22
($V-A$)-вариант 247
- Гамова—Теллера правила отбора 230
Гейгера—Нетолла закон 175, 195
Гигантские резонансы 156
Гиромангнитное отношение 67
Гюйгенса принцип 339
 γ -Излучение ядер 251
— вероятность 253
— запрещенное по четности 281
— ($0-0$)-переходы 255
— правила отбора 254—255
 γ -Кванты 251
— резонансное поглощение 265
- Дважды магические ядра 46, 133
Двойной β -распад 205
Двупротонная радиоактивность 288
Дебая—Уоллера фактор 274
Девиса опыт 218
ДЕЗИ 334
Дейтрон 18
— фоторасщепление 38
Дипольные резонансы 157
Дипольный электрический момент 99
— нейтрона 101
Дифференциальное сечение 319
Длиннопробежные α -частицы 177
Доплеровское смещение γ -линий 266
— уширение γ -линий 266
Дорожка β -стабильности 40, 57
DORIS 22
DOUBLER 22
 W -бозон 26, 222
 δ -электрон 325
- e -Захват (K -захват) 202, 204
Естественная ширина линии 264
- Закон радиоактивного распада 170
— сохранения барионного заряда 28
— изотопического спина 112
— лептонного заряда 214
— P -четности 93—99
— электрического заряда 29
Запаздывающие нейтроны 58, 290
— и протоны 138, 167
— пары нейтронов 58, 290
— протонов 288
— протоны 59, 286
— тройки нейтронов 58, 291
— ядра трития 292
Зарядовая независимость 44, 111

- Зарядовая симметрия 44, 109
 Зарядовый мультиплет (см. Изотопический мультиплет)
 Зесмана эффект 69
 Зеркальная симметрия 92
 Зеркальные ядра 44, 109, 128
 Z^0 -бозон 26, 222
 Изобары 30
 Изомерия ядерная 145, 259
 Изомерный сдвиг уровней 279
 Изотоны 30
 Изотопическая инвариантность 112
 Изотопический дублет нуклонов 112
 — мультиплет ядер 113—114
 — спин 112
 —— ядра 113
 Изотопы 30
 Импульсная диаграмма рассеяния (нерелятивистская) 313
J-захват (см. *e*-захват)
 Калориметрический опыт 209
 Капельная модель ядра 120, 164
 Квадрупольные резонансы 158
 Квадрупольный электрический момент 103
 Кинетическая энергия относительная 316
 —— релятивистская 31
 Кластерная радиоактивность 49, 167, 294
 Клейна — Нишина — Тамма формула 356
 Кобальтовое зеркало 81
 Колебательные состояния 155
 Коллективные уровни 156
 Комптона опыт 354
 — эффект обратный 358
 Комптоновская длина волны электрона 355
 Коузна и Рейнеса опыт 213, 216
 Коэффициент Мёссбауэра 273
 — прозрачности 189
 Красное смещение 279
 Кремниевая радиоактивность 294
 Критическая энергия 332, 363
 Кулоновский барьер 188, 191
 Кулоновское возбуждение 104
 Курчатова опыты 260
 Кюри 173
 — график 233
 Лейпунского опыт 210
 Лептонный заряд 214
 —— электронный 214
 Людерса — Паули СРТ-теорема 239
 Магические числа 22, 46, 106, 133, 136, 141
 Магниева радиоактивность 294, 49, 167
 Магнитный момент нейтрона 76—84, 86
 —— протона 74, 84, 86
 —— ядра 86—91
 — резонанс 71
 Магнитокалорический эффект 237
 Масс-спектрометрия 34
 Метастабильное состояние 260
 Мёссбауэра эффект 264
 Микроволновая радиоспектроскопия 75
 Многократное кулоновское рассеяние 326
 Модель атомного ядра обобщенная 149—161
 ——— оболочечная 136—149
 ——— капельная 121, 132, 164
 ——— сверхтекучая 161
 ——— ферми-газ 134
 Мозли закон 28
 Молекулярных пучков метод 69
 Монопольные резонансы 159
 Мотта формулы 324
 μ -атом 60, 63
 Нарушение *P*-четности в α -распаде 198
 — в γ -переходах 281
 Нейтральные слабые токи 222
 Нейтрино 20, 209, 214
 Нейтронодефицитные ядра 52, 284, 289, 298
 Нейтроноизбыточные ядра 59, 289, 298
 Нейтроны 18, 20
 — β -распад 242
 — время жизни 242—245
 — магнитный момент 80, 84, 86
 — масса 37
 — открытие 18, 37
 — спин 87, 92
 Неоновая радиоактивность 49, 167, 294
 Нечетно-нечетные ядра 41
 Нечетно-четные ядра 40
 Нильссона схема 151
 Нуклид 30
 Нуклонестабильные ядра 59
 Нуклоностабильные ядра 51—59
 Нуклонные оболочки 47, 141
 Нулевые колебания 270
 Обобщенная модель 149
 Одночастичные состояния 151

- Оже-электроны 258
 Окгупольные резонансы 158
 Орбитальный момент 96, 191
 Осколки деления 48
 Основное состояние ядра 27, 32
 Остаточное взаимодействие 161
 Острова изомерии 145, 263
- Параметр удара 303, 313
 Парная энергия нейтрона 54
 — протона 56
 Пашена—Бака эффект 69
 Переходное излучение 343—347
 Период полураспада 168
 Плотности эффект 306
 Поляризационный оператор 129
 Поляризация нейтронов 77—82, 246
 Постоянная распада 170
 Правило сумм 156
 Предэкспоненциальный множитель 194
 Прозрачность барьера 189—193
 Промежуточные векторные бозоны (см. W^\pm и Z^0 -бозоны)
 Протон, масса 37
 Протонная радиоактивность 284
 Протонный распад 167, 284
 — изомерный 288
 Протоны запаздывающие 286
pp-Коллайдер 26
 PEP 22
 PETRA 22
 π -конденсат 130
- Раби метод 71
 Радиационная длина 332, 363
 Радиационное торможение 330
 Радиоспектроскопия 75
 Радиочастотный метод 71
 Радиус атомного ядра 60—63
 Рамзея двупетлевой метод 80
 Рассеяние электронов 60—62
 Резерфорда формула 318
 Резонансное поглощение γ -излучения 265, 268
 Рейнса—Коузана опыт 213, 216
 Роуза—Гортера метод 237
- Сверхплотные ядра 130
 Сверхтекущая модель ядра 161
 Сверхтонкое расщепление 66, 87
 — ядерных уровней 277
 Сечение эффективное 60
 Сильное взаимодействие 300
 Симметрии эффект 44
 Синтез ядер 48
- Синхротронное излучение 333
 Слабое взаимодействие 223, 301
 Совпадении метод 182
 Спин нуклона 84
 — ядра 86
 Спин-орбитальное взаимодействие 141
 SPEAR 22, 334
- Теватрон 23
 Тензорные силы 108
 Томсоновское рассеяние 353
 Тонкое расщепление 64
 Тормозное излучение 330
 Тритиевая радиоактивность 292
 Туннельный переход 187
 T -инвариантность 101—102
 τ -Нейтрино (ν_τ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\tau$) 219
- Углеродная радиоактивность 49, 167, 292
 — оценка вероятности 293
 Универсальное слабое взаимодействие 249—250
 УНК 23
 Упругое рассеяние 313
 Ускорители протонов 23
 — электронов 23
- Фактор формирования для α -распада 193
 — протонного распада 285
 — углеродной радиоактивности 293—294
 Ферми правила отбора 230
 Фотоэффект 349
- Химический сдвиг уровней 279
 HERA 22
- C -инвариантность 240
 CPT -теорема 239
- Чедвика опыт (заряд ядра) 322
 — (нейтрон) 18, 37
 Черенковские счетчики 341
 Четно-нечетные ядра 40
 Четно-четные ядра 41
 Четности закон сохранения 93
 Четность внутренняя 96
 — сложной системы 95
- Шмидта кривые 88—91
 Шредингера уравнение 92, 141, 189
 Штерна—Герлаха опыт 69
 — на нейтроне 82
 — на ядре 69—70

- Электрический заряд 28
Электромагнитное взаимодействие 300
Электрон-позитронные пары 359
— фотонные ливни 360
Электронный лептонный заряд 214
Эллиса — Вустера опыт 209
Энергетическая поверхность 40
— щель 162
Энергия возбуждения 32
— отделения нуклона 50
— двух нуклонов 55—56
— покоя 31—32
— полная 30—31
— присоединения 51
— реакции 33
— нуклона (удельная) 40
— ядра 39
— формула 123—124
Ядерная жидкость 126, 129
Ядерное вещество 121, 130
Ядерный ферми-газ 134
Ядерные силы 300
Ядерных сил свойства 42—45
Ядра α -частичные 45
— нейтронодефицитные 59, 284, 289, 298
— нейтроноизбыточные 59, 289, 298
ЯМР 74

ОГЛАВЛЕНИЕ ВТОРОЙ КНИГИ

Предисловие	3
Часть третья. ФИЗИКА НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ И ПРОБЛЕМА ЯДЕРНЫХ СИЛ	
Глава XIV. Нуклон-нуклонные взаимодействия при низких энергиях и ядерные силы	4
§ 81. Введение	4
1. Понятие о мезонной теории ядерных сил	7
2. Фейнмановские диаграммы	12
§ 82. Феноменологический подбор потенциала ($N-N$)-взаимодействия. Элементарная теория дейтрона	17
1. Условие существования связанного состояния	17
2. Волновая функция и радиус дейтрона	23
3. Отсутствие возбужденных состояний у дейтрона	26
§ 83. Понятие о теории рассеяния	26
1. Сечение и фаза	27
2. Длина рассеяния	30
§ 84. Нуклон-нуклонные взаимодействия при малых энергиях ($T < 20$ МэВ)	37
1. ($n-p$)-Рассеяние при малых энергиях и радиус действия ядерных сил	37
2. Дальнейший анализ ($n-p$)-рассеяния при малых энергиях. Спиновая зависимость ядерных сил	39
3. Рассеяние нейтронов на орто- и параводороде	41
4. Тензорные и спин-орбитальные силы	44
5. ($p-p$)-Рассеяние при малых энергиях	46
6. ($n-n$)-Рассеяние	51
7. Принцип изотопической инвариантности ядерных сил	52
8. Обобщенный принцип Паули	56
9. Математический аппарат изоспина	59
§ 85. Краткое заключение к гл. XIV	62
Глава XV. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях	63
§ 86. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких энергиях ($T_N > 100$ МэВ)	63
1. Методы получения и детектирования быстрых протонов и нейтронов	63
2. Общие замечания о ($p-p$)- и ($n-p$)-рассеянии при высоких энергиях. Интенсивное взаимодействие на очень малых расстояниях	68
3. $\sigma_{np}(\theta)$. Обменные силы. Связь с насыщением	72
4. $\sigma_{pp}(\theta)$. Отталкивание на малых расстояниях	75
5. Фазовый анализ ($p-p$)-рассеяния. Поляризация при рассеянии. Спин-орбитальная зависимость	76
6. Фазовый анализ ($n-p$)-рассеяния $\sigma_{np}^{T=0}(\theta)$	81
7. ($n-n$)-Рассеяние при высоких энергиях	83
8. $\sigma_{pp}(T)$ и $\sigma_{np}(T)$. Изотопическая инвариантность ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Особенности $(\sigma_{NN})_{T=1}$ и $(\sigma_{NN})_{T=0}$	83
§ 87. ($N-N$)-взаимодействие при сверхвысоких энергиях ($T > 10^3$ МэВ)	86

	1. Пленочная и струйная мишени	86
	2. Встречные пучки	87
	3. Предварительные результаты исследования ($N-N$)-рассеяния при сверхвысоких энергиях	91
	4. Заключительные замечания о свойствах ядерных сил	93
§ 88.	Краткое заключение к гл. XV	95
Глава XVI. Структура нуклонов и ядра		96
§ 89.	Первые опыты	96
§ 90.	Формфактор ядра	98
§ 91.	Формфакторы нуклонов	101
	1. Радиус нуклона	102
	2. Модель векторной доминантности	103
	3. Упругое ($e-N$)-рассеяние при $q^2 > 175$ фм ⁻² . Масштабный закон	105
	4. Неупругое ($e-N$)-рассеяние. Партоновая модель	107
§ 92.	Краткое заключение к гл. XVI	109
Глава XVII. Антинуклоны и антиядра		110
§ 93.	Зарядовое сопряжение. Частицы и античастицы. C -четность. Истинно нейтральные частицы	110
§ 94.	Антипротон	114
§ 95.	Антинейтрон	118
§ 96.	Взаимодействие антинуклонов с веществом	121
	1. Рождение антинуклонов	122
	2. Анигиляция антинуклонов при низких энергиях	122
	3. Взаимодействие антипротонов с нуклонами при высоких энергиях	123
	4. $Sp\bar{p}$ S -Коллайдер	124
	5. Антипротонный комплекс LEAR	124
§ 97.	Антиядра	124
§ 98.	Краткое заключение к гл. XVII	127
Часть четвертая. ЛЕПТОНЫ, АДРОНЫ, КВАРКИ		
§ 99.	Введение к части четвертой	129
	1. История открытия элементарных частиц	129
	2. Физика космических лучей	135
Глава XVIII. Лептоны		137
§ 100.	Электрон и позитрон	137
§ 101.	Магнитный момент электрона	140
§ 102.	Позитроний. P - и C -четность позитрония	144
§ 103.	Электронные нейтрино и антинейтрино	146
	1. Свойства ν_e и $\bar{\nu}_e$. Фейнмановские диаграммы для слабого взаимодействия	146
	2. Двойной β -распад	148
	3. Понятие о теории продольно-поляризованных нейтрино. Связь с законом сохранения CP -четности	152
	а. Продольная поляризация продуктов β -распада	156
	б. Экспериментальное определение спиральности нейтрино	157
	4. Проблема солнечных нейтрино	159
	5. Нейтринные осцилляции	162
§ 104.	Мюоны	168
	1. История открытия. Масса	168
	2. Время жизни и схема распада мюонов	170
	3. Слабое взаимодействие мюонов	172
	4. Нарушение закона сохранения P -четности в ($\mu-e$)-распаде	173

	5. Спин и магнитный момент мюона. Сходство мюона с электроном	175
§ 105.	Мюонные нейтрино и антинейтрино	180
	1. Гипотеза о существовании двух типов нейтрино: ν_e и ν_μ	180
	2. Экспериментальное доказательство различия ν_e и ν_μ	181
	3. Обобщение понятия лептонного заряда. Электронный и мюонный лептонные заряды	184
	4. Масса и спиральность ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$	187
§ 106.	Взаимодействие мюонов с веществом	188
	1. μ -Атомы и μ -молекулы водорода. μ -Катализ	188
	2. μ -Атомы более тяжелых элементов	194
	3. Мюоний	195
§ 107.	τ -Лептон и τ -нейтрино	196
§ 108.	Современные вопросы нейтринной физики	198
	1. Универсальная ($V-A$)-теория слабого взаимодействия	198
	2. О массе нейтрино в теориях Дирака и Майораны. Связь $m_\nu \neq 0$ с $2\beta(0\nu)$ -распадом и ν -осцилляциями	200
	3. Другие методы поиска $m_\nu \neq 0$. Прямые нейтрино	203
	4. Практическое использование нейтрино	205
§ 109.	Краткое заключение к гл. XVIII	206
Глава XIX. π -Мезоны		209
§ 110.	Свойства заряженных π -мезонов	209
	1. Фотоэмульсионный метод исследования	209
	2. История открытия π^\pm -мезонов	212
	3. Время жизни и схемы распада π^\pm -мезонов	215
	4. Искусственное образование π^\pm -мезонов. Порог рождения и масса	215
	5. Спин и четность π -мезонов	218
	6. Ядерная активность π -мезонов	220
§ 111.	Свойства нейтрального π -мезона	221
	1. Первые опыты по обнаружению π^0 -мезона	221
	2. Точное значение массы π^0 -мезона	224
	3. Время жизни π^0 -мезона	227
	4. С-четность π^0 -мезона	229
	5. π -Мезонный изотриплет	230
§ 112.	Взаимодействие π -мезонов	232
	1. Процессы рождения и рассеяния π -мезонов	232
	2. Выделение изотопически чистых состояний	234
	3. Фазовый анализ ($\pi-N$)-рассеяния. Диаграмма Аргана. Формулы Брейта—Вигнера для резонанса	238
	4. G-Четность π -мезонов	241
	5. Пион-нуклонные, пион-пионные и другие резонансы и антирезонансы	243
	6. ($\pi-\pi$)-Взаимодействие	250
	7. Фазовый анализ ($\pi-\pi$)-рассеяния	252
	8. Пион-ядерное взаимодействие	254
	а. Пион-ядерное рассеяние	255
	б. Поглощение пионов ядрами	256
	в. Другие пион-ядерные реакции	257
§ 113.	Краткое заключение к гл. XIX	260
Глава XX. Странные частицы		262
§ 114.	K-Мезоны	262
	1. Эмульсионная и пузырьковая камеры	262
	2. Открытие K-мезонов	265

	3. $(\theta - \tau)$ -Проблема	267
	4. Несохранение P -четности в K -распаде	268
§ 115.	Гипероны	270
§ 116.	Систематика K -мезонов и гиперонов	273
	1. Странные свойства K -мезонов и гиперонов	273
	2. Изотопическая инвариантность странных частиц	274
	3. Классификация частиц по странности	276
	4. Закон сохранения странности	279
	а. Рождение и рассеяние странных частиц	279
	б. Распад странных частиц	281
	в. Странные резонансы	284
	5. Антигипероны	284
§ 117.	Взаимодействие странных частиц с ядрами, нуклонами и мезонами. Свойства гиперядер	289
§ 118.	Свойства нейтральных K -мезонов	294
	1. K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. Закон сохранения комбинированной CP -четности	294
	2. Регенерация нейтральных K -мезонов	299
	3. Разность масс нейтральных K -мезонов	300
	4. Нарушение комбинированной четности в K_2^0 -распаде. K_S^0 и K_L^0 -мезоны	302
§ 119.	Краткое заключение к гл. XX	308
Глава XXI. Унитарная симметрия сильных взаимодействий		310
§ 120.	Взаимосвязанность и взаимопревращаемость элементарных частиц	310
§ 121.	Гипотеза об унитарной симметрии и систематика адронов	312
§ 122.	$SU(3)$ -симметрия	315
§ 123.	Краткое заключение к гл. XXI	320
Глава XXII. Кварки и глюоны. Квантовая хромодинамика		321
§ 124.	Трехкварковая модель	321
	1. Цвет и аромат	321
	2. Ненаблюдаемость кварков	328
	3. Понятие о квантовой хромодинамике. Глюоны	329
§ 125.	Четырехкварковая модель	331
	1. Гипотеза о существовании четвертого кварка. Очарование ($charm$)	332
	2. Открытие c -кварка. Ψ -Частицы. Чармоний	333
	3. Очарованные мезоны и барионы	339
§ 126.	Ипсилон-мезон и пятый кварк. Проблема существования шестого кварка	342
§ 127.	Экспериментальное подтверждение существования глюонов	347
§ 128.	Краткое заключение к гл. XXII	350
Глава XXIII. Дополнительные вопросы физики слабых взаимодействий		352
§ 129.	Универсальная теория слабых взаимодействий	353
	1. Гипотеза об универсальном слабом взаимодействии. W -бозон	353
	2. Трудности теории универсального четырехфермионного взаимодействия	355
	3. Схема Кабиббо. Открытие слабых нейтральных токов	357
	4. Обобщенные теории на очарованные и прелестные частицы	359
§ 130.	Понятие о единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий	361
	1. Неперенормируемость универсальной теории слабых взаимодействий	361

2. Локальная калибровочная симметрия и компенсирующие поля	362
3. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Теория Вайнберга—Салама	364
4. Открытие W^\pm и Z^0 -бозонов	365
5. Великое объединение. Распад протона	370
§ 131. Краткое заключение к гл. XXIII	370
Приложения	372
I. Основные формулы	372
II. Основные константы и единицы	374
III. Коэффициенты Клебша—Гордана	378
IV. Таблица стабильных и квазистабильных частиц	378
Список литературы	378
Алфавитно-предметный указатель	387

Учебное издание

МУХИН Константин Никифорович

Экспериментальная ядерная физика

Книга 1

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

Часть I

Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений

Заведующий редакцией *Е. В. Сатарова*

Редактор *Н. Е. Никитина*

Художественный редактор *А. Л. Вульфсон*

Технический редактор *Н. В. Чиранова*

Корректор *М. Г. Гулина*

ИБ № 2674

Сдано в набор 06.11.91. Подписано в печать 06.01.93. Формат 60x88 1/16.
Бумага офсетная № 2. Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. печ. л.
23,03. Усл. кр.-отт. 23,27. Уч.-изд. л. 25,12. Тираж 1200 экз. Заказ 624. С043

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 9 НПО "Всесоюзная книжная палата"
Министерства печати и информации Российской Федерации
109033, Москва, Волочаевская ул., 40