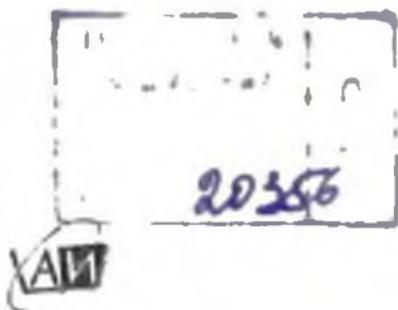


78 Яков

551
НУ9

Б. А. НЕЛЕПО

ЯДЕРНАЯ ГИДРОФИЗИКА



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1970

Ядерная гидрофизика. Н е л е п о Б. А. Атомиздат, 1970, стр. 224.

В монографии рассматриваются закономерности распространения радиоактивного загрязнения в морях и океанах. Дан обзор специальных исследований районов, радиационная обстановка которых обусловлена сбросами отходов атомных производств Великобритании.

Излагаются основные черты теории и методов расчета распространения радиоактивного загрязнения. Получены формулы очистки атмосферы в результате глобальных выпадений продуктов ядерных взрывов. Разработан метод объективного анализа поля радиоактивности с использованием данных о его статистической структуре. Сформулированы принципы прогноза радиационной обстановки в океане.

Книга предназначена для геофизиков, океанологов, радиохимиков и специалистов, занятых изучением и освоением богатств морей и океанов.

Таблиц 37, рисунков 59, библиография 214 наименований.

2-9-6

41 — 70

Нелепо Борис Алексеевич

Ядерная гидрофизика

Редактор Н. А. Оханова

Художественный редактор А. С. Александров

Обложка художника Е. Н. Волков

Технический редактор С. А. Бирюкова

Корректор Н. М. Арбузова и Г. Л. Кокосова

Сдано в набор 23/XII 1969 г.

Подписано к печати 8/VII 1970 г.

Т-09581.

Формат 84×108/32.

Бумага Машинно мелованная

Усл. печ. л. 11,76.

Уч. изд. л. 12,4.

Тираж 1000 экз.

Цена 1 р. 39 к.

Зак. изд. 68336

Зак. тип. 841.

Атомиздат, Москва, К 31, ул. Жданова, 5/7.

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних двух десятилетий самую серьезную тревогу вызывает угроза радиоактивного загрязнения Мирового океана. Первоначальным источником загрязнений явились выпадения радиоактивных продуктов ядерных взрывов на поверхность океана. Распространение радиоактивных продуктов над широкими зонами южного и северного полушарий было прослежено недавно во время кругосветного плавания научно-исследовательского судна «Михаил Ломоносов».

Паряду с этим начинает принимать глобальный характер проблема удаления радиоактивных отходов в океан.

Отсюда вполне понятна та большая научная активность, которая была проявлена учеными некоторых стран в связи с радиоактивным загрязнением океана.

К настоящему времени накоплен большой объем научной информации по всем аспектам проблемы, решение которой вышло за рамки чисто научного исследования и стало предметом рассмотрения международных организаций, включая ЮНН, МОК, МАГАТЭ. Проведено несколько конференций и симпозиумов с участием крупных специалистов [ЮЗ], где определены основные задачи и направления исследований.

Исследования радиоактивности морской среды можно разделить на два основных класса. Первый — решение чисто радиометрической задачи. Второй — создание теории распространения радиоактивного загрязнения, разработка методов расчета радиационной обстановки, исследование физических процессов в морях и океанах.

Необходимо отметить, что в настоящее время накоплен большой объем экспериментальных данных о концентрации искусственных радиоактивных веществ в различных пунк-

тах Мирового океана. Эти результаты особенно часто публиковались в последние годы и докладывались на таких научных форумах, как женевские конференции по мирному использованию атомной энергии, симпозиумы МАГАТЭ, океанографические и тихоокеанские конгрессы и др. Обсуждению и обзорам проблемы радиоактивных загрязнений океана посвящено несколько тематических сборников [61, 103, 124] и монография В. П. Шведова и С. А. Патина [73]. Тем не менее единый теоретический подход к проблеме еще не выработан.

Задачи предпринятого в настоящей работе обобщения определились стремлением заменить чисто описательную трактовку эмпирических фактов математической теорией, которая объясняла бы наблюдаемые явления и служила бы основой для расчетного прогнозирования радиоактивного загрязнения водной среды. Особностью океана, как и атмосферы, является отсутствие изоляции между отдельными регионами. В жидкой среде всегда происходит обмен, выравнивающий разности температуры, солености, концентрации различных примесей, в том числе и радиоактивных. Удобно рассматривать океаническую водную массу как поле, характеризуемое в каждой точке теми или иными значениями исследуемых параметров. В этом смысле можно говорить о поле концентрации той или иной радиоактивной примеси или о поле радиоактивности.

Значения концентрации радионуклидов изменяются в водной среде непрерывно от точки к точке. Принимая во внимание статистические флуктуации, можно определить, в какой мере единичный результат измерения является характерным и на какой объем можно распространить это единичное значение. Имея такие оценки, можно выбрать оптимальную дискретность измерений во времени и в пространстве. Таким образом, может быть предложена модель и на ее основе выполнены расчеты, прогнозирующие концентрации радионуклида в океане.

Один из источников поступления радиоактивных веществ в океан — атмосферные выпадения. Продукты деления оказались в атмосфере Земли в результате испытаний ядерного и особенно термоядерного оружия. Возникло поле атмосферной радиоактивности, которое с течением времени трансформировалось и по-разному проявляло в природе свои особенности. По мере накопления экспериментального материала фиксация существующей картины перестала быть актуальной по сравнению с прогнозом радиационной обста-

повки на будущее. Определилась и взаимосвязь поля радиоактивности с метеорологическими полями. Наконец, была поставлена обратная задача — оценка сложных метеорологических процессов с помощью радиоактивных меток (трассеров) как естественного, так и искусственного происхождения.

Б. П. Стыро [68] первый сформулировал предмет ядерной метеорологии и рассмотрел все его основные разделы. В последние годы проблемы ядерной метеорологии получили достаточно полное развитие и освещение. В качестве примера можно указать работы советских ученых. В. П. Баранова, В. М. Вдовенко, В. Д. Виленского, Л. П. Геденова, А. Г. Зеленкова, Ю. А. Израэля, П. Л. Кароля, П. К. Кикоша, В. П. Лавренчика, С. Г. Малахова, Г. А. Середы, Д. Л. Симоненко, В. П. Шведова, Г. В. Яковлевой и др.

Что же касается распространения радионуклидов над поверхностью Мирового океана, то из-за недостатка экспериментальных данных на первых порах трудно было определить особенности этого процесса. Поэтому в ядерной метеорологии при рассмотрении радиационных условий в открытом океане исходили из предположения о тождественности процессов радиоактивных выпаждений на поверхность океана и поверхность суши.

Однако уже в 1959 г. Л. П. Геденов и др. [64] впервые высказали предположение о большей интенсивности выпадений на поверхность океана, чем на поверхность суши. Г. А. Середя, дав первоначальную оценку запаса продуктов деления в океане, показал, что на единицу поверхности океана их приходится примерно в два раза больше, нежели на поверхность суши. Исследования П. Л. Кароля и др. [25] подтвердили выводы Г. А. Середы, однако одновременно выявили большие трудности при проведении оценки этого различия и показали, что результаты морских исследований должны анализироваться дифференциально.

Можно назвать и другой источник радиоактивного загрязнения Мирового океана — сброс радиоактивных отходов. Показано [28], что в некоторых районах уже сейчас этот источник имеет существенное значение.

Ядерная гидрофизика — это раздел физики моря, посвященный исследованиям закономерностей формирования полей радиоактивности в океане. Из-за сложности получения экспериментальных данных установление закономерностей формирования поля радиоактивности в морях

и океанах отставало от аналогичных задач в ядерной метеорологии. Лишь в последние годы (1961—1968) получен достаточно полный материал, позволяющий перейти от отдельных оценок загрязнения океана к выявлению определенных закономерностей. За десятилетие, прошедшее после получения Боуэном и Сугнхарой [90] первых данных о загрязнении глубин океана осколочной радиоактивностью, в научной литературе было опубликовано более 100 статей, содержащих информацию по данному вопросу. Хотя советским исследователям принадлежит меньше половины из них, экспериментальных данных ими получено значительно больше. Тихий и Индийский океаны наиболее полно изучены в рейсах экспедиционного судна «Витязь» Института океанологии АН СССР. Радиоактивность вод Атлантического океана исследовалась на научно-исследовательском судне «Михаил Ломоносов» при плодотворном сотрудничестве Морского гидрофизического и Радиевого институтов.

Оценка источников загрязнения, а также решение задачи об интенсивности процессов, обуславливающих перенос радиоактивного загрязнения, позволили определить скорость распространения радиоактивного загрязнения в океане. Получив в свое распоряжение радиоактивные трассеры, гидрофизики располагают теперь новой физической характеристикой.

Радиоактивные трассеры имеют вполне определенный период полураспада, поэтому они несут с собой информацию о длительности и интенсивности процессов, протекающих в океане, т. е. позволяют определить скорость перемещения океанских вод. Для этого используют не только искусственные, но также и естественные радиоактивные изотопы углерода, трития, радия и других элементов. Однако полученные результаты измерений во многом еще противоречивы, что, по нашему мнению, объясняется прежде всего неопределенностью начальных условий задачи о распространении космогенных радионуклидов (например, углерода-14) в океане.

Так как механизм глобальных выпадений до конца еще не изучен, процесс распространения радиоактивного загрязнения в океане описывается полумпирическими формулами. В последнее время разработан метод математического описания этого процесса, а проведенные исследования дали возможность получить достаточно обширный экспериментальный материал, подтверждающий основные результаты расчетов [7]. Таким образом, было получено решение задачи о

распространении радиоактивного загрязнения в океанах и морях. Граничные и начальные условия при этом учитывали особенности поведения источников радиоактивного загрязнения (глобальные выпадения, сбросы отходов). Определены также основные закономерности распространения радиоактивного загрязнения в гидросфере и физические параметры переноса водных масс и т. п., дан прогноз радиационной обстановки в некоторых районах.

В предлагаемой работе рассмотрены и решены следующие задачи.

1. Для физической и математической формулировки граничных условий в задаче о глобальных радиоактивных загрязнениях предложена формула очистки атмосферы от радиоактивных аэрозолей. Результаты расчетов хорошо совпадают с данными многолетних наблюдений.

2. Исследованы потоки радиоактивности через границу раздела атмосфера — океан с учетом особенностей конкретных географических районов.

3. Выполнен обзор данных о концентрациях Cs^{137} и Sr^{90} , содержащихся в поверхностных водах различных районов океана.

4. Обобщен метод определения значений поля радиоактивности в узлах регулярной сетки. За основу метода взяты принципы объективного анализа, позволяющие выполнить оптимальную интерполяцию, основанную на статистической структуре поля. Использование этого метода позволяет получить представление о поле радиоактивности в целом, независимо от расположения пунктов измерений.

5. Проанализированы данные о наиболее крупных сбросах радиоактивных отходов в моря и океаны.

6. Исследован глубинный перенос продуктов деления в океане с учетом природных особенностей районов исследований.

7. Обобщен метод решения уравнения распространения радиоактивного загрязнения в океане с учетом адвективного переноса и турбулентной диффузии. Для получения численных решений определены профили распределения вертикальных составляющих скорости течения ω и коэффициента турбулентной диффузии K .

Все разделы книги обсуждались многими советскими специалистами в области радиоактивной загрязненности внешней среды и смежных областях.

Автор считает своим долгом выразить благодарность за обсуждение работы академику АН УССР А. Г. Колесникову и доктору физ.-матем. наук В. И. Беляеву, вместе с которыми выполнена часть теоретических исследований.

Автор чрезвычайно признателен член-корреспонденту АН СССР В. М. Вдовенко и кандидату физ.-матем. наук Л. И. Геденову, профессорам В. Н. Лавренчику, В. В. Матвееву, а также доктору физ.-матем. наук Р. В. Озмидову и кандидату физ.-матем. наук И. Л. Каролю за ценные рекомендации и за обсуждение отдельных разделов данной книги.

ГЛАВА ПЕРВАЯ. ИСТОЧНИКИ РАДИОАКТИВНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ МИРОВОГО ОКЕАНА

Для решения задачи о распространении радиоактивного загрязнения в океане недостаточно знать только основные уравнения, описывающие процесс. Получение однозначного решения возможно лишь после определения граничных и начальных условий. Однако в настоящее время попытка найти их аналитическую форму обречена на неудачу. Действительно, если рассматривать процесс распространения радиоактивного загрязнения в природе, то необходимо учитывать столько метеорологических и гидрофизических параметров, что использование аналитических связей приведет в конечном итоге к большой суммарной ошибке. Необходимо также иметь в виду, что процессы в природе имеют статистический характер. Это дополнительно затрудняет анализ картины.

Все существующие в природе источники радиоактивного загрязнения морей и океанов появились сравнительно недавно — после развития ядерных отраслей промышленности. В связи с этим начальные условия являются достаточно определенными. Значительно сложнее задать граничные условия.

Целесообразно рассматривать совокупность значений концентраций продуктов деления в качестве случайной реализации поля радиоактивности. В таком случае граничные условия определяются построением максимально обеспеченных реализаций. Решение задачи может быть получено численными методами с использованием ЭВМ. Задача сводится к нахождению значений поля в узлах регулярной сетки, покрывающей весь исследуемый район, иными словами, к построению карт поля радиоактивности и установлению временных зависимостей в каждом характерном районе, а еще лучше — в каждом узле сетки. Тогда перспек-

тивы определения скорости радиоактивного загрязнения становятся более обнадеживающими, а практические результаты достижимы на основе вычислений и исследований конечного объема.

В дальнейшем мы будем исходить из существования в природе двух крупных источников радиоактивного загрязнения. Действие одного из них — глобальных выпадений — заметно во всех районах земного шара. Второй источник — радиоактивные отходы атомных производств — также весьма значителен. Во всяком случае, суммарная активность продуктов деления, оказавшихся в океанах в результате непосредственных сбросов, а также за счет выноса рекami, бесспорно превосходит активность продуктов, выпавших из атмосферы на поверхность океана. Следует отметить, что после подписания в 1963 г. Договора о запрещении ядерных испытаний в атмосфере, в космосе и под водой, поток глобальных выпадений уменьшается, а сброс отходов ядерных производств увеличивается. Особенности сброса и захоронений приводят к тому, что влияние этого источника радиоактивного загрязнения заметно лишь в отдельных районах Мирового океана. При восстановлении поля поверхностной радиоактивности океана мы рассматривали парциальные вклады каждого из источников. Суммарная картина строилась методом суперпозиции.

Особенно сложно получить характеристики процессов глобальных радиоактивных выпадений. Несмотря на то что ядерная метеорология достигла значительных успехов в описании распространения радиоактивного загрязнения, не представляется возможным получить параметры поля, которые могут быть непосредственно применены для определения этих характеристик. Поэтому результаты ядернометеорологических исследований используются для получения схематизированных представлений и формул, описывающих реальные потоки радиоактивности через поверхность Мирового океана. Трудность состоит и в том, что исследования атмосферной радиоактивности выполнялись в основном на суше. Только советские исследования проводились также и в открытом океане.

Таким образом, все необходимые данные являются разрозненными и могут служить лишь исходным материалом при формулировании граничных условий. Для этой цели нами использованы основные теоретические выводы и экспериментальные данные, позволяющие оценить радиоактивное загрязнение океанов и морей.

Выполняя обзор опубликованных материалов, мы сознательно рассматривали лишь наиболее мощные источники загрязнения второго рода, чтобы получить только те характеристики, которые могут быть использованы при оценке эффективности методов расчета, развиваемых в данной книге. В настоящее время радиоактивные отходы (как правило, малой активности) сбрасываются во многих пунктах. Однако распространение этого радиоактивного загрязнения на обширных акваториях морей и океанов прослежено только в северо-восточной Атлантике (сбросы Великобритании), в некоторых районах Атлантического и Тихого океанов (сбросы США) и Средиземного моря (сбросы Франции).

Исследование распространения сбросов для большинства пунктов выполнялось в узкой прибрежной зоне, поэтому результаты не могут быть применены к проблеме в целом. В связи с этим основные закономерности сброса рассмотрены на примере наиболее крупных вкладчиков (США, Великобритании, Франции).

1. РАДИОАКТИВНОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЕ АТМОСФЕРЫ

Характеристики испытательных взрывов

Атмосфера Земли особенно интенсивно загрязнялась продуктами деления до подписания в 1963 г. Договора о запрещении ядерных испытаний в атмосфере, в космосе и под водой. В последние годы определялась явная тенденция к уменьшению ее радиоактивности.

Согласно данным Федерального совета по радиации США [190], к январю 1959 г. в природе находилось 9,2 *Мкюри* Sr^{90} , возникшего при испытательных взрывах с общей мощностью 92 *Мт*, причем 40 *Мт* выделилось во время испытаний 1957—1958 гг. Из них 3 *Мкюри* Sr^{90} приходится на долю локальных выпадений, а из оставшихся 6,2 *Мкюри* к маю 1963 г. на земную поверхность выпало еще 3 *Мкюри*.

После проведения большой серии испытаний в 1961—1962 гг. запас Sr^{90} в северном полушарии резко возрос. Сопоставление самолетных и зондовых данных с наземными измерениями позволило Минкеу [148] определить следующий запас Sr^{90} к началу 1963 г. в слоях атмосферы различной высоты:

<i>H</i> , км	>23	18—23	0—18	Поверхность	Всего
				з.ч.ли	
Запас Sr^{90} , <i>Мкюри</i>	1,3	1,2	2,0	8,4	15,9

Согласно некоторым опубликованным материалам [143], суммарный запас Sr^{90} в природе еще выше (17,8 Мкюри). Нужно, однако, иметь в виду, что указанные данные не характеризуют динамику радиоактивного загрязнения внешней среды, так как поток инжекции менялся скачкообразно при взрывах, производившихся преимущественно в 1952—1962 гг.

Необходимые данные могут быть получены только в результате построения функции инжекции. При определении вида этой функции, описывающей изменение запаса продуктов деления во внешней среде со временем, необходимо иметь в виду, что при каждом взрыве в атмосферу попадает вполне определенное количество радионуклидов. Этот выход зависит от мощности взрыва, а также от технических особенностей взрываемого устройства. При оценке абсолютных значений осколочной продукции, попавшей в атмосферу Земли при испытательных взрывах, нужно суммировать опубликованные данные, учитывая географическое положение полигона.

Сведения об объявленных в 1945—1958 гг. испытаниях ядерного оружия приведены Телегадасом [203]. Данные об испытательных взрывах в атмосфере после прекращения моратория [176—188] регулярно публиковались в ежемесячнике *Radiological Health Data*. Только США после окончания моратория 1959—1961 гг. произвели 36 атмосферных и 97 подземных ядерных взрывов. В табл. 1 приведены все данные об испытательных взрывах, осуществленных как до моратория [145, 203], так и после его прекращения. Информация об испытательных взрывах с 1.IX.1961 по 27.IX.1962 года, обобщенная Андерсоном [81], была дополнена данными Хилтквиста и др. [129], а также взята из работ [176—188].

При оценке глобальных загрязнений поверхности океана необходимо учитывать относительный вклад радионуклидов в стратосферу и тропосферу. Этот вклад существенно зависит от мощности и высоты испытательного взрыва. Согласно данным Лэнгела и Андерсона [136], при испытательных взрывах, выполняемых у поверхности океана, только 30% продуктов деления попадает в атмосферу, в то время как при высотных взрывах выход составляет 99%. Используя данные о выходе энергии деления [190], приведенные в табл. 2, и зная характер конкретной серии испытаний, можно определить суммарные глобальные выпадения и средний коэффициент выхода для каждого года.

Таблица 1

Испытательные взрывы в 1952—1962 гг.
[81, 129, 145, 176—188, 203]

Дата	Место испытания	Мощность взрыва, Мт	Дата	Место испытания	Мощность взрыва, Мт
Ноябрь 1952	Тропики	1,4	6.V 1962	Тропики	0,5* ¹
Весна 1954	»	20	8.V 1962	»	0,02—1
Конец 1954	Умерен- ные широты	1,8	9.V 1962	»	0,02—1
Весна 1956	Тропики	6,7	11.V 1962	»	0,02—1
Конец 1956	Умерен- ные широты	2,7	12.V 1962	»	0,02—1
Весна 1957	Тропики	2,7	14.V 1962	»	0,02—1
Конец 1957	Умерен- ные широты	4,5	19.V 1962	»	0,02—1
Начало 1958	То же	3,3	27.V 1962	»	0,02—1
Весна 1958	Тропики	4	8.VI 1962	»	0,02—1
Октябрь 1958	Умерен- ные широты	15	9.VI 1962	»	0,02—1
1.IX.1961	То же	0,2*	10.VI 1962	»	1
5.IX.1961	»	1—5	11.VI 1962	»	1—5
10.IX.1961	»	1—5	12.VI 1962	Поляр- ные широты	30
12.IX.1961	»	1—5	15.VI 1962	То же	0,02—1
14.IX.1961	»	1—5	17.VI 1962	»	1—5
16.IX.1961	»	~1	22.VI 1962	»	1—5
17.IX.1961	»	0,2	25.VI 1962	»	1—5
18.IX.1961	»	~1	27.VI 1962	»	1—5
20.IX.1961	»	~1	2.VII 1962	»	1—5
22.IX.1961	»	~1	8.IX.1962	»	1—5
2.X.1961	»	~1	15.IX.1962	»	1—5
4.X.1961	»	1—5	16.IX.1962	»	1—5
6.X.1961	»	1—5	18.IX.1962	»	1—5
20.X.1961	»	1—5	19.IX.1962	»	~1
23.X.1961	»	25**	21.IX.1962	»	1—5
25.X.1961	»	~1	25.IX.1962	»	30
30.X.1961	»	55—60** ³	27.IX.1962	»	30
31.X.1961	»	~1	7.IX.1962	»	0,02—1
25.IV.1962	Тропики	0,02—1	22.IX.1962	»	1—5
27.IV.1962	»	0,02—1	27.IX.1962	»	0,02—1
3.V.1962	»	1—5			
4.V.1962	»	0,2			

Продолжение табл. 1

Дата	Место испытания	Мощность взрыва, Мт	Дата	Место испытания	Мощность взрыва, Мт
28.X.1962	Умеренные широты	0,02—1	1.XI.1962	Полярные широты	0,02—1
29.X.1962	Полярные широты	0,02—1	3.XI.1962	То же	0,02—1
30.X.1962	То же	0,02—1	4.XI.1962	Умеренные широты	0,02—1
2.X.1962	Тропики	0,02—1	18.XII.1962	Полярные широты	0,02—1
6.X.1962	»	0,02—1			
18.X.1962	»	1—5			
20.X.1962	»	0,02	22.XII.1962	То же	0,02—1
26.X.1962	»	1	24.XII.1962	»	20
27.X.1962	»	0,02—1	25.XII.1962	»	1—5
30.X.1962	»	1			
1.XI.1962	»	1			
1.XI.1962	Умеренные широты	0,02—1			

* После прекращения моратория.

** 25—50 Мт [129].

** 35—90 Мт [129].

** Принята мощность заряда ракеты «Поларис».

Уже отмечалось, что при анализе информации, приведенной в табл. 1, необходимо учитывать вклад продуктов деления, зависящий от ряда факторов. Так, если при оценке инжекции радиоуглерода C^{14} во внимание должна приниматься общая мощность термоядерного устройства, то при оценке

Таблица 2

Выход энергии деления во время испытательных взрывов в 1945—1962 гг. [190]

Год	Энергия деления, Мт		Вклад Sr^{90} , Мкюри
	Воздух	Поверхность	
1915—1951	0,19	0,52	0,034
1952—1954	1,0	37,0	1,2
1955—1956	5,6	7,5	0,78
1957—1958	31,0	9,0	3,37
1961	25,0	—	2,5
1962	76,6	—	7,6

выхода продуктов деления необходимо знать некоторый средний коэффициент, характеризующий относительный вклад энергии деления в общую выделившуюся энергию.

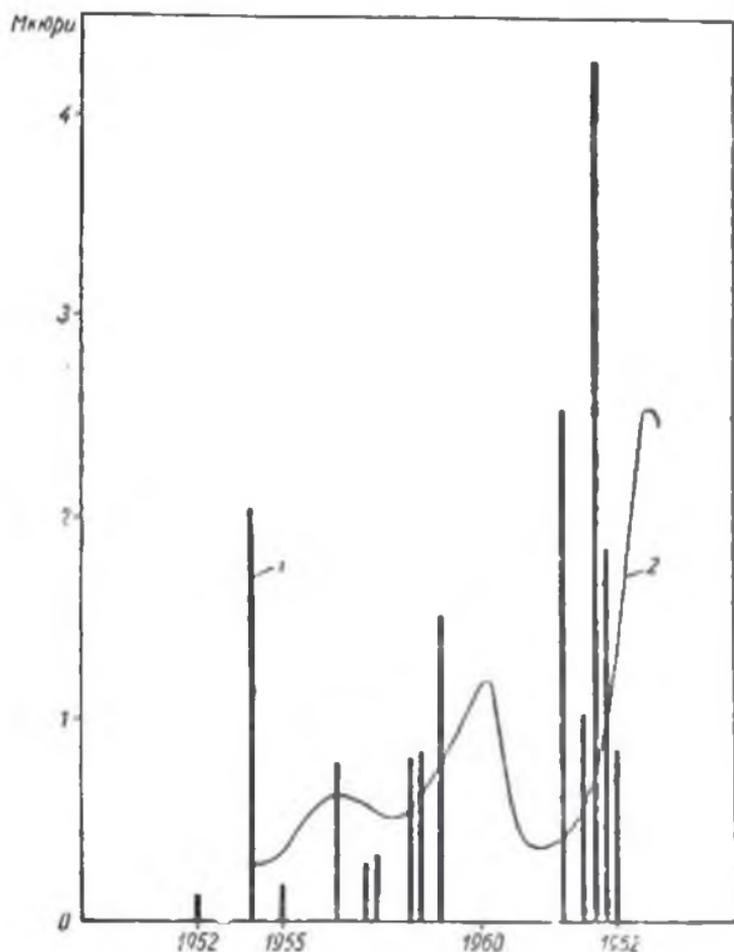


Рис. 1. Функция инжекции (1) и поток глобальных выпадений (2) в 1952—1963 гг.

По данным [190], при высокоширотных атмосферных взрывах в 1961 г. общей мощностью 120 Мт только 25 Мт приходится на реакцию деления. Из 180 Мт общего выхода энергии в 1962 г. на реакцию деления пришлось 60 Мт.

Для экваториальных областей, где испытание ядерного оружия проводилось лишь в 1962 г., коэффициент выхода продуктов деления равен 0,43. Для высоких широт коэф-

коэффициент выхода энергии деления в 1961 г. равен 0,22, в 1962 г. — 0,33.

При этом необходимо учитывать, что при выделении 1 Мт энергии деления образуется 0,1 Мкюри Sr⁹⁰ и 0,18 Мкюри Cs¹³⁷ [61].

На рис. 1 приведены функция инжекции и поток глобальных выпадений Sr⁹⁰ на поверхность Земли, причем величины импульсов инжекции просуммированы для каждой крупной серии испытательных взрывов. Как будет показано ниже, проследив судьбу каждого парциального вклада Sr⁹⁰, можно достаточно точно оценить влияние отдельных серий на суммарный поток радиоактивных выпадений из атмосферы.

Распределение продуктов деления в стратосфере

В соответствии с принятым делением атмосферы на характерные слои [31] существует следующая классификация: тропосфера (0—11 км), стратосфера (11—40 км), мезосфера (40—80 км), термосфера или ионосфера (80—300 км) и экзосфера (выше 300 км). Переходные области между этими слоями получили соответственно названия тропопаузы, стратопаузы, мезопаузы (рис. 2). Как показали исследования, все продукты деления сконцентрированы в двух нижних слоях — тропосфере и стратосфере и не поднимаются, как правило, выше стратопаузы. Высота стратопаузы не может быть определена абсолютно точно, так как она подвержена сезонным и суточным колебаниям. Однако в пределах точности проводимого анализа можно положить ее равной 40 км, что не приведет к существенной ошибке.

Чтобы оценить первичное распределение продуктов деления по высоте, необходимо проанализировать поведение газового облака, образующегося при взрыве атомной или водородной бомбы. Первоначально такие расчеты были выполнены Сэттоном [33]. При рассмотрении подъема нагретого взрывом облака он исходил из предположения, что характеристики движения облака по горизонтали и вертикали являются одинаковыми, а турбулентная диффузия имеет тот же характер, что и при обычной атмосферной ситуации. При этих условиях для высоты подъема облака он получил

$$H = \left[\frac{2(3d' + 2\rho) U_0}{3C_p \rho d^{3/2} K^3 a} \right]^{1/2} \frac{1}{2}, \quad (1.1)$$

где $d' = 2 - d$; d — параметр устойчивости, значение которого меняется, по Сэттону, от 0 до 1 и определяется профилем скорости ветра; U_0 — количество тепла, выделившегося при взрыве; C_p — удельная теплоемкость при постоянном

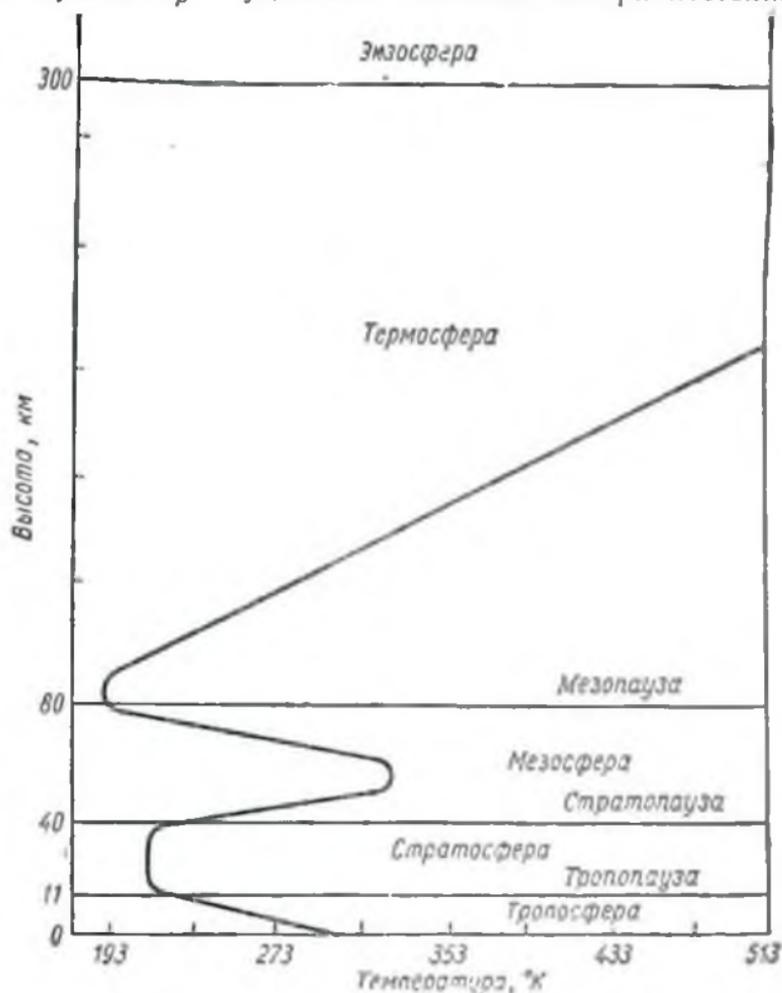


Рис. 2. Стрoение атмосферы Земли [31].

давлении газов в облаке; ρ — плотность воздуха; K — обобщенный коэффициент диффузии в теории Сэттона; величины a и p определяются из соотношения $\theta = \theta_0 - az\rho$, где θ — потенциальная температура; θ_0 — потенциальная температура на высоте $z = 0$.

Позже Махта [141] показал, что максимальная высота подъема газового облака, образовавшегося в результате

атомного взрыва, может быть описана следующей формулой:

$$H = \frac{1}{M \cdot \frac{\partial M}{\partial z}} \cdot \ln \left\{ \frac{1}{M \cdot \frac{\partial M}{\partial z}} \left[(\Delta\theta)_0 + \frac{\frac{\partial \theta'}{\partial z}}{M \cdot \frac{\partial M}{\partial z}} \right] \right\}, \quad (1.2)$$

где M — масса облака; $\frac{1}{M} \cdot \frac{\partial M}{\partial z}$ — величина, характеризующая степень вовлечения массы в поднимающееся облако, в процентах на единицу высоты; $(\Delta\theta)_0$ — начальное пре-

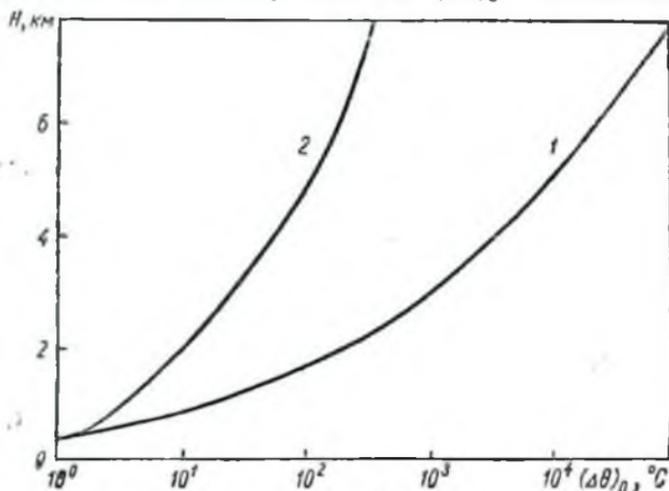


Рис. 3. Расчетная высота подъема радиоактивного облака после взрыва [33]:

1 — по формуле Сэттона; 2 — по формуле Махты.

вышение температуры облака над температурой окружающей среды; $d\theta'/dz$ — вертикальный градиент потенциальной температуры.

Было показано, что скорость вовлечения окружающего воздуха в облако зависит от состояния атмосферы; при выводе формулы эта скорость считалась постоянной.

Данные расчетов по формуле Махты для стандартной атмосферы отличаются от расчетов, выполненных по формуле Сэттона (рис. 3). Формула Махты более применима для описания подъема облака от мощных взрывов, когда температура его больше температуры окружающей атмосферы на несколько сот градусов. Предположение о постоянстве

скорости вовлечения справедливо при горизонтальных размерах облака, превышающих 5 км [33].

В. Н. Лавренчик [31] выполнил расчеты максимальной высоты подъема облака после взрыва на основании полуэмпирической формулы Махты во всем диапазоне мощностей взрыва. На рис. 4 построены кривые зависимости высоты подъема облака взрыва от температурной стратификации атмосферы и мощности взрыва. Так как горизонтальные размеры облака вполне однозначно определяются мощностью взрыва (рис. 5) и стратификацией атмосферы над полигоном,

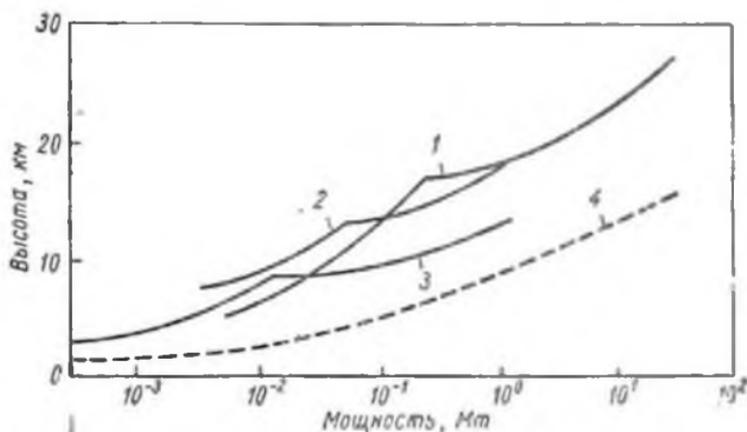


Рис. 4. Зависимость высоты подъема облака от места и мощности взрыва [31].

1 — взрывы в тропиках; 2 — взрывы в средних широтах летом; 3 — взрывы в средних широтах зимой; 4 — приближенные вертикальные размеры облака.

можно предположить, что в конце роста облака в данном широтном поясе радиоактивные продукты распределены равномерно в цилиндрическом столбе. Данные о распределении Sr^{90} между верхней и нижней стратосферой в период проведения наиболее мощных испытаний 1961—1962 гг. приведены в табл. 3. При этом считалось, что нижняя стратосфера находится над тропопаузой, а верхняя стратосфера достигает 40 км. В среднем тропопауза располагается на высоте 10—13 км в умеренных и высоких широтах, достигая в тропических широтах высоты 17—18 км.

Таким образом, в 1961—1962 гг. большая часть продуктов деления была сосредоточена в стратосфере полярных областей. Поскольку в последующие годы выпадения определялись в основном именно испытаниями 1961—1962 гг.,

особенно важным является анализ радиационной обстановки в стратосфере полярных широт. Для более полного описания процессов очистки полярной атмосферы необходимо ввести ее дополнительное деление по высоте на два слоя: 0—20 км и > 20 км. Введем коэффициенты χ_1 и χ_2 , харак-

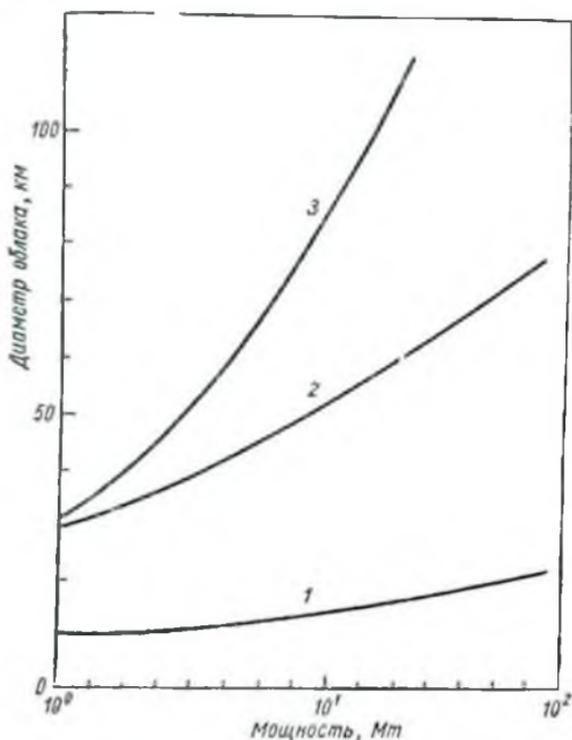


Рис. 5. Зависимость горизонтальных размеров облака от мощности взрыва [31];
1—в момент формирования; 2—в конце роста облака; 3—примерный диаметр кольца, содержащего радиоактивные продукты.

Таблица 3
Распределение Sr^{90} в стратосфере в 1961—1962 гг. [190], Мкюри

Широты	Год	Стратосфера		Всего
		нижняя	верхняя	
Высокие	1961	1,7	0,8	2,5
»	1962	3,0	3,0	6,0
Экваториальные	1962	1,0	0,1	1,1

тернизирующие выход продуктов деления после взрыва в верхней и нижней слою полярной атмосферы соответственно. При этом следует иметь в виду, что в полярной стратосфере существовал запас Sr^{90} , оставшийся от испытаний, предшествовавших мораторию 1959—1961 гг.

Особенности стратификации атмосферы экваториальных областей приводят к необходимости выделения в ней трех

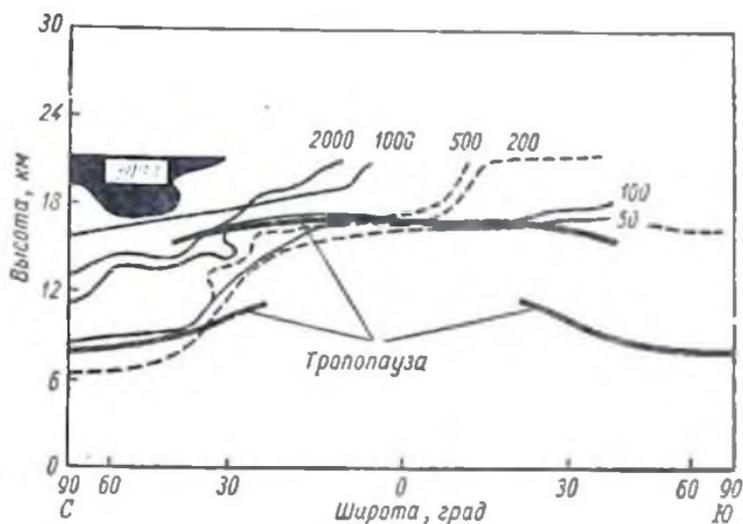


Рис. 6. Распределение радиоактивности в атмосфере [148], $расп/(мин \cdot 28 м^3)$ после серии испытаний в 1962 г.

слоев: > 30 км, 23—30 км, < 23 км. Коэффициенты выхода продуктов деления в верхней, промежуточный и нижний слою обозначим соответственно χ_1 , χ_2 , χ_3 .

Значения коэффициентов χ приведены в табл. 4.

Таблица 4

Коэффициенты выхода продуктов деления, попавших при испытаниях ядерного оружия в различные слою атмосферы

Широты	I		II		III	
	до 1962	1962	до 1962	1962	до 1962	1962
Полярные	0,32	0,5	0,68	0,5	—	—
Экваториальные .	0,1	0,1	0,45	0,45	0,45	0,45

Андерсон [81], обнаруживший слоистую структуру распределения радиоактивности в атмосфере, отметил, что слои повышенной активности имеют толщину 400—1200 м как в стратосфере, так и в тропосфере.

На рис. 6 изображена общая картина распределения радиоактивности в атмосфере Земли, полученная в рамках программы HASP (High Altitude Sampling Program) в конце 1962 г. Однако при описании глобальных процессов, играющих роль в течение многих лет, необходимо учитывать лишь длительные вариации, наблюдаемые за столь же большие периоды времени.

Высотные ядерные взрывы

При анализе результатов определения запаса Sr^{90} в стратосфере по программе HASP обращает на себя внимание странное на первый взгляд увеличение этого запаса в течение некоторого времени после взрывов. Это приводит к выводу, что заметная доля продуктов деления при испытаниях (особенно большой мощности) выходит за пределы стратосферы и первоначально не учитывается. По мере осадения этих продуктов верхняя стратосфера постепенно загрязняется; таким образом, возникает фиктивный источник радиоактивности, действующий в течение некоторого времени после мощных взрывов.

Анализ рис. 4 позволяет получить приближенные формулы для оценки границ радиоактивного облака в зависимости от мощности взрыва (с точностью 10%):

Тропические широты	Полярные широты
$H = 20 + 5 \lg E$	$H = 20 + 8 \lg E$
$h = 8 + 6 \lg E$	$h = 8 + 6 \lg E$
$H_1 = H + \frac{h}{2} = 24 + 8 \lg E$	$H_1 = 24 + 11 \lg E$
$H_2 = H - \frac{h}{2} = 16 + 2 \lg E$	$H_2 = 16 + 5 \lg E$

(1.3)

где H — высота подъема центра облака, км; E — мощность взрыва, Мт; h — толщина облака, км; H_1 и H_2 — высота верхней и нижней границ облака соответственно, км. Из полученных соотношений можно определить выход продуктов деления в каждый из слоев. Ясно, что в случае выхода части продуктов деления за пределы стратосферы (выше 40 км в тропических и выше 35 км в полярных широтах)

возникает дополнительный резервуар, очистка которого осуществляется в так называемом режиме молекулярного потока [31]. При этом размеры аэрозолей можно считать субмикронными [144]. Минимальная мощность взрыва, при которой появляется мезосферная компонента глобаль-

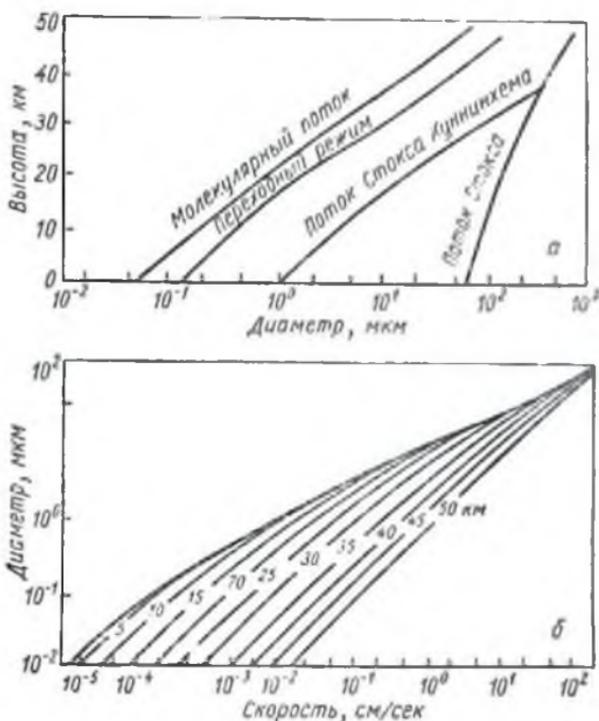


Рис. 7. Режимы переноса радиоактивных аэрозолей в атмосфере [31]:

а — области применимости различных режимов движения сферических частиц; б — средние скорости осаждения сферических частиц в зависимости от диаметра и высоты (цифры указывают первоначальную высоту).

ных выпадений, составляет примерно 10 Mt. Как следует из табл. 1, эту мощность превысили только несколько взрывов, большинство из которых выполнено в полярных широтах.

Из формул (1.3) можно определить процент продуктов деления, оказавшихся выше стратопазузы во время крупных испытаний. Считая, что стратопазуза в полярных широтах расположена на высоте 35 км, и найдя установившуюся скорость молекулярного потока (рис. 7), которая равна

10^{-1} см/сек, можно определить также времена осаждения Sr^{90} в мезосфере. В табл. 5 приведены результаты подобных расчетов.

Таблица 5

Доля Sr^{90} в мезосфере

Дата	Мощность взрыва, Мл	Средняя высота подъема над стратопазузой, км	Количество Sr^{90} в мезосфере		Запаздывание поступления Sr^{90} в стратосферу, годы
			доля, %	Мюри	
23.X.1961	25	4,4	42	0,24	0,14
30.X.1961	60	8,6	67	0,88	0,24
5.VIII.1962	30	5,3	48	0,46	0,16
25.IX.1962	30	5,3	48	0,46	0,16
27.IX.1962	30	5,3	48	0,46	0,16
24.XII.1962	20	2,2	24	0,17	0,12

В работах [108, 132, 209] проанализированы высотные и самые мощные атмосферные взрывы, приведшие к загрязнению верхних слоев атмосферы. Показано [26], что в 1958 г. и в 1961—1962 гг. в результате испытательных взрывов продукты деления были обнаружены выше стратопазузы (табл. 6). На основании табл. 6 можно рассчитать запаздывание поступления Sr^{90} в стратосферу, что согласуется с данными табл. 5.

Таблица 6

Характеристика некоторых высотных взрывов [26]

Дата испытания	Широты	Высота подъема облака, км	Трассер	Дата первой регистрации трассера в стратосфере	
				северного полушария	южного полушария
12.VIII.1958	Северные, 17°	100—150	Rh ¹⁰²	IX—X 1959	V—VI 1959
9.VII.1962	То же	400	Cd ¹⁰¹	—	IV—VIII 1963
Осень 1961	Умеренные и высокие	30—45	Mn ⁵⁴ , Fe ⁵⁵ , Sb ¹²³	II—III 1962	X—XII 1962
Вторая половина 1962	То же	—	Y ⁸⁸ , Sb ¹²⁴	I 1963	—

Естественно, что все эти расчеты являются в какой-то мере идеализированными, однако, когда выход продуктов деления, а также мощность взрывов и характеристики каждой конкретной серии испытаний известны лишь с некоторой степенью точности, вряд ли нужно конкретизировать общую картину.

2. ГЛОБАЛЬНЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ВЫПАДЕНИЯ

Приближенное описание кинетики очистки атмосферы

При описании источника глобального радиоактивного загрязнения морей и океанов необходимо учитывать самые различные факторы, определяющие особенности выпадений в каждом конкретном районе земной поверхности. Однако эти относительно мелкомасштабные эффекты можно рассматривать как отклонения от нормы для глобального процесса очистки атмосферы от радиоактивных аэрозолей. Радиоактивное загрязнение, обусловленное каждой испытательной серией, происходит «волнами». Первая из них — выпадение продуктов деления, не вышедших после испытаний ядерного оружия за пределы тропосферы. В этом случае радионуклиды выпадают за относительно короткий срок (около месяца) [31] и в глобальных масштабах играют меньшую роль по сравнению с продуктами деления, заброшенными во время взрывов непосредственно в стратосферу. Вторая волна — стратосферные выпадения — играет основную роль. Так, из 17,8 Мкюри общего количества Sr^{90} , попавшего в атмосферу, к январю 1963 г. на долю локальных выпадений пришлось только 2,5 Мкюри [148]. Продукты деления, находящиеся выше тропопаузы, обуславливают загрязнение всего земного шара. Таким образом, вслед за короткими интервалами тропосферных выпадений в природе начинают доминировать выпадения из стратосферного резервуара.

Судьба радионуклидов, входящих в состав стратосферных выпадений, зависит от многих причин, которые можно разделить на несколько групп. Первая группа определяет пребывание радионуклидов в стратосфере над тропопаузой. Вторая группа обуславливает скорость обмена радионуклидов между стратосферой и тропосферой. И наконец, от третьей группы зависят особенности поведения продуктов деления в нижней тропосфере и тем самым местные особен-

ности их выпадения на земную поверхность. В последнем случае наряду с остальными факторами должны учитываться физические особенности подстилающей поверхности (в частности, является ли подстилающая поверхность сухой или поверхностью океана).

Естественно, что исчерпывающее описание распределения радионуклидов требует больших усилий и вряд ли возможно в настоящее время. Действительно, распределение продуктов деления на различных высотах и в различных географических районах изучено еще недостаточно, поэтому все существующие описания глобального источника радиоактивных выпадений являются приближенными.

В. Н. Лавренчик [31] отметил существенное различие процессов осаждения радиоактивных аэрозолей выше и ниже стратопазы. Действительно, в первом случае, когда газовая среда сильно разрежена, движение аэрозолей носит характер молекулярного потока, причем сопротивление оседанию частицы пропорционально площади ее поперечного сечения (см. рис. 7). Время оседания частиц, заброшенных при взрыве на высоту 50 км, может быть определено из рис. 8.

Если рассматривать прохождение радиоактивной примеси через турбулентный слой, то решение уравнения диффузии для концентрации получим в следующем виде [31]:

$$C_{\alpha} = C_{\alpha_0} \exp \left(- \frac{K_2 t \exp \left(\frac{x_2}{l} \right)}{\rho_0 t \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{x_2 - x_1}{l} \right] \right\}} \right), \quad (1.4)$$

где C_{α} и C_{α_0} — концентрация радиоактивной примеси в моменты времени α и α_0 ; $l = \frac{kT}{mg}$ — характеристическая длина; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; m — масса молекул воздуха; g — ускорение силы тяжести; x_2 и x_1 — соответственно высота нижней и верхней границ турбулентного слоя. Это выражение указывает на возможность экспоненциального представления механизма очистки нижних слоев атмосферы (по законам кинетики первого порядка).

Проведенный анализ показывает [26], что применение законов кинетики первого порядка дает возможность лишь весьма грубо и приближенно описать процессы очистки атмосферы от продуктов ядерных взрывов. При обработке

экспериментальных данных определяли в основном период полуочистки τ , являющийся параметром уравнения кинетики первого порядка:

$$\frac{dC}{dt} = -\vartheta C, \quad C = C_0 e^{-\vartheta t},$$

где C — концентрация радионуклида в момент времени t ; C_0 — начальная концентрация радионуклида; $\vartheta = \frac{\ln 2}{\tau}$ — постоянная очистки.

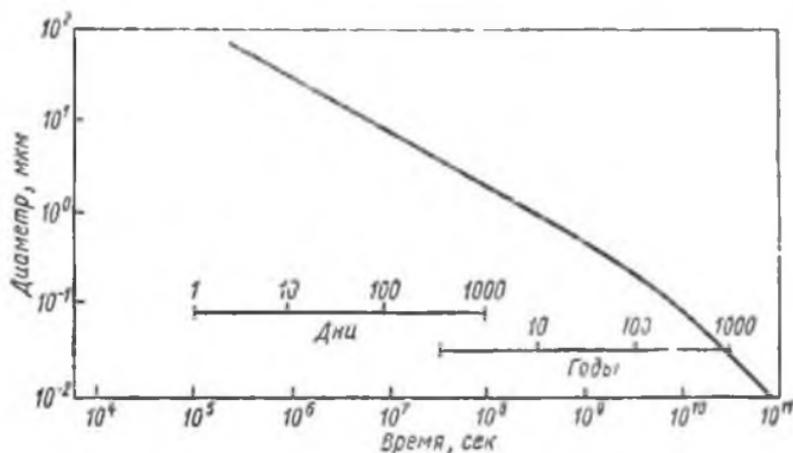


Рис. 8. Зависимость между временем оседания и размерами аэрозольных частиц [31].

Период полуочистки определяется концентрациями продуктов деления C_1 и C_2 в моменты времени t_1 и t_2 :

$$\tau = 0,693(t_2 - t_1) \ln^{-1} \left(\frac{C_1}{C_2} \right), \quad (1.5)$$

а также через величину выпадений $F(t_i)$:

$$\tau = 0,693(t_2 - t_1) \ln^{-1} \frac{C_1}{C_1 - [F(t_2) - F(t_1)]}. \quad (1.6)$$

Если F_1 и F_2 — выпадения в первый и второй год после взрыва, то

$$\tau = 0,693 \ln^{-1} \left(\frac{F_1}{F_2} \right). \quad (1.7)$$

Потоки радиоактивности, рассчитанные по этим уравнениям, существенно отличаются от измеренных.

Анализируя эти обобщенные представления о механизме очистки атмосферы, можно отметить, что скорость очистки определяют такие факторы, как неоднородность концентрации продуктов деления в атмосфере, изменение со временем дисперсности аэрозоля, содержащего продукты деления, различные начальные условия взрыва, непостоянство метеорологических процессов и т. д. Однако необходимо подчеркнуть, что в настоящее время нет иных характеристик темпов очистки атмосферы. В данном случае, казалось бы, нужно идти по пути построения теории, учитывающей все многообразие факторов и процессов, определяющих самоочищение атмосферы. Можно получить систему дифференциальных уравнений, описывающих этот процесс в общем виде, где будут учтены все факторы очистки атмосферы. Однако отсутствие количественных данных не позволяет решить такую систему. Действительно, процессы адвективного и турбулентного переноса и величины потоков радионуклидов в атмосфере не изучены еще настолько, чтобы имело смысл задавать их пространственно-временные свойства при решении полной задачи. По-видимому, этот путь может стать плодотворным только в результате общего развития метеорологической науки.

Другой путь — модернизация общепринятой полуэмпирической теории. В этом случае может быть получен быстрый практический результат. Ясно, что какое бы развитие не получила метеорология, трудно ожидать, чтобы в масштабах всего Мирового океана оказалась доступной подробная информация, характеризующая особенности метеорологической обстановки, а значит, и загрязнения каждого отдельного района океана. Всегда будет существовать необходимость получения общих средних характеристик, тем более что масштабы физических явлений в океане достаточно велики. Таким образом, модифицированная полуэмпирическая теория, позволяющая определить физические характеристики глобальных выпадений в условиях открытого океана, при всех недостатках не утратит полностью своего значения.

Характеристики процесса очистки атмосферы

Итак, процесс очистки атмосферы может быть описан с некоторой степенью приближения законами кинетики первого порядка.

Либби [138] первым попытался сформулировать закон распространения радиоизотопов, попавших в стратосферу, предположив существование интенсивного перемешивания, приводящего к равномерному распределению радионуклидов над земной поверхностью еще до поступления ниже тропопаузы. Недостаточная изученность процессов перемешивания привела к поискам эмпирических закономерностей в поверхностных слоях атмосферы. В качестве примера можно указать схему расчета, в которой принято, что скорость выхода радиоактивных аэрозолей из стратосферы не зависит от географического положения района инъекции, стратосферные выпадения равномерны на всем земном шаре, а изменение концентрации радионуклидов в стратосфере подчиняется экспоненциальному закону [31].

По данным Либби [137], запас Sr^{90} в атмосфере $N(t)$ меняется по закону

$$N(t) = 3,1ne^{-t/\tau},$$

где t — время в годах от момента инъекции; n — множитель, определяющий размерность $N(t)$.

Полуэмпирические теории могут быть уточнены заданием времени полуочистки для нескольких характерных слоев атмосферы. Массовые данные о радиоактивности атмосферы на различных высотах были получены в рамках программы HASP. Эта программа имеет, как известно, своей целью следующее [148]:

1. Изучение влияния верхних слоев атмосферы на поведение продуктов деления, находящихся в стратосфере, определение перспектив возможного военного использования этих областей в будущем.

2. Разработку полуэмпирической схемы определения закономерностей выпадений и дозовых характеристик, которые можно ожидать при попадании продуктов деления в атмосферу.

Эта программа выполнялась с помощью самолетов X-2, B-52 и B-57 в воздушном коридоре, представленном на рис. 9. Пробы, полученные фильтрацией воздуха на больших высотах, анализировались не только на Sr^{90} , но и на содержание Cs^{137} , Ce^{141} , Mo^{99} , Ba^{140} , Zr^{95} , I^{131} , Pu^{239} , Be^7 , Po^{210} , Rb^{210} , Ce^{141} , Sr^{89} , W^{181} . На основании этих исследований получены данные о периоде полуочистки (τ) некоторых слоев атмосферы (табл. 7).

Более поздние данные американских исследователей программы HASP [110] позволили определить concentra-

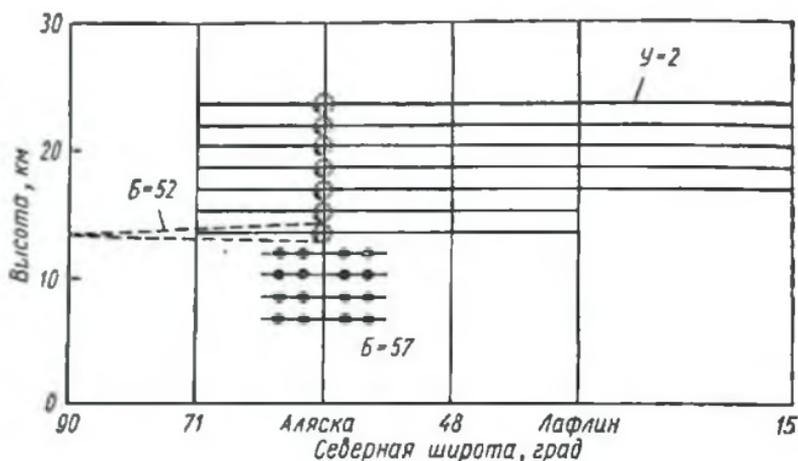


Рис. 9. Схема полетов самолетов У-2, Б-52, Б-57 по программе HASP [148].

Таблица 7

Период полуочистки от Sr^{90} для различных слоев атмосферы [148]

Широты	Высота слоя, км	%, месяцы	Широты	Высота слоя, км	%, месяцы
Полярные	≥ 20	12	Экваториальные	≤ 23	12
	0—20	5		23—30	36
				> 30	60

цию радионуклидов на высотах до 23 км и могут быть представлены формулой

$$N(t) = 0,9ne^{-t/5} e^{-t/40}, \quad (1.8)$$

где множитель $e^{-t/40}$ отражает влияние радиоактивного распада. Данная формула не учитывает вклада испытаний в высоких широтах.

Закономерности очистки тропосферы

Помимо процессов, определяющих динамику очистки в глобальных масштабах (то, что было названо В. Н. Лавренчиком [31] «стратосферным резервуаром»), существуют эффекты, обуславливающие величину радиоактивных выпадений в отдельных регионах земного шара. Они могут быть учтены с помощью географического фактора G , величина

которого зависит от интенсивности проникновения радиоизотопов из стратосферы в тропосферу.

Географический фактор существенно влияет на уровень радиоактивных выпадений [31, 139]. Сравнение различных зон загрязненности земной поверхности даже в удалении от атомных полигонов обнаруживает различие радиоактивности в десятки раз. Обычно полагают, что географический фактор G зависит от широты места наблюдения φ_R и широты атомного полигона φ_B :

$$G = G(\varphi_R, \varphi_B).$$

Он меняется также при переходе из северного в южное полушарие.

Тогда выпадение $F_r(\varphi_R, \varphi_B, t)$ можно выразить через средний поток $F_r(t)$:

$$F_r(\varphi_R, \varphi_B, t) = GF_r(t). \quad (1.9)$$

Линделл [139] первый вывел формулу выпадений в упрощенном виде. Он решал уравнение баланса радиоактивности в следующих предположениях: стратосферные выпадения по всему земному шару равномерны, скорость выхода радиоактивных аэрозолей из стратосферы не зависит от географической широты и места инжекции, убыль стратосферного запаса продуктов деления осуществляется в соответствии с законами кинетики первого порядка.

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - \lambda N(t) - F_r(t), \quad (1.10)$$

где $N(t)$ — запас радионуклида на единицу площади поверхности земли, *мюри/км²*; Φ — скорость инжекции, *мюри/(км² · год)*; λ — постоянная распада изотопа; F_r — скорость выпадений на земную поверхность, *мюри/(км² · год)*. В соответствии с условиями кинетики первого порядка

$$F_r(t) = \theta N(t), \quad (1.11)$$

где $\theta = \frac{1}{\tau}$ — постоянная очистки атмосферы; $\tau = \tau(\varphi_B, r, h, s')$ — период полуочистки; r — размер аэрозолей; h — высота заброса аэрозолей в результате взрыва, s' — сезонный фактор.

Интегрируя исходное балансовое уравнение (1.10), получаем с учетом широтного эффекта:

$$F_r = GF_r(0) e^{-\lambda t} + G \frac{\partial \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (1.12)$$

Ожидаемые скорости выпадений были найдены в двух различных предположениях.

1) Выпадения постоянны и равны $F_r(0)$. В этом случае очистка определяется кинетикой первого порядка. При постоянстве потока необходимая компенсация запаса радионуклида в атмосфере поддерживается за счет дополнительной инжекции.

2) скорость инжекции постоянна и равна средней за пятилетие (1954—1958 гг.) величине.

На основании этих довольно искусственных предположений определены ожидаемые скорости выпадений при следующих значениях постоянных:

$$\vartheta = 0,1 \text{ год}^{-1}; \quad \lambda = 0,125 \text{ год}^{-1} \text{ (для Sr}^{90}, \text{ Cs}^{137}); \quad G=2.$$

Как было показано,

$$F_r(t) = \Phi(t) G,$$

где $\Phi(t)$ задавалось в виде ступенчатой функции $\Phi(t) = \text{const} = \Phi$ при $0 \leq t \leq t_1$, $\Phi(t) = 0$ при $t > t_1$.

Таким образом, при $0 < t \leq t_1$, где t_1 — момент прекращения испытаний,

$$F_r(t) = G \frac{\partial \Phi}{\lambda} - G \left(\frac{\partial \Phi}{\lambda} - F_r(0) e^{-\lambda t} \right), \quad (1.13)$$

где

$$\Lambda = \vartheta + \lambda;$$

после прекращения испытаний при $t = t_1$

$$F_r(t) = GF_r(0) e^{-\Lambda(t-t_1)}. \quad (1.14)$$

Последующие измерения и анализ показали, что эти расчеты весьма приближительны, а общие представления о тропосферных процессах, определяющих фактор G , нуждаются в существенном уточнении [26].

Гипотезы, объясняющие планетарное распределение радиоактивных выпадений, а значит, и природу географического фактора, можно разделить на три группы.

1. Гипотезы, основанные на упорядоченной циркуляции атмосферы (например, развитая В. Н. Лавренчиком

[31] гипотеза Добсона — Брюэра) Согласно этой гипотезе различие потоков выпадений обуславливается существованием в тропосфере нескольких колец циркуляции (рис. 10), препятствующих выпадению радиоактивных аэрозолей в одних широтных поясах и способствующих этому явлению в других.

2. Гипотезы, исходящие из определяющей роли макротурбулентной диффузии примесей в атмосфере.

3. Комбинированные гипотезы.

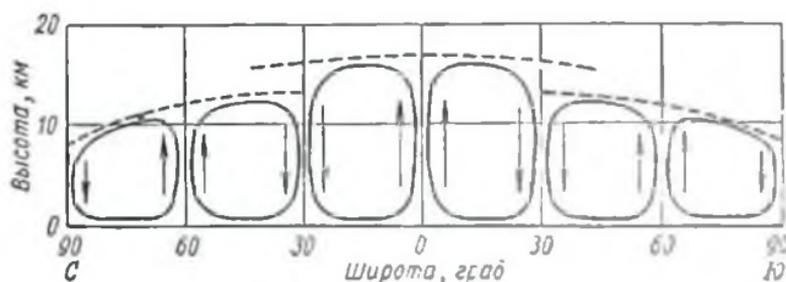


Рис. 10. Циркуляционная схема выпадений радиоактивных аэрозолей из атмосферы [31]:

— — — положение тропопаузы.

Существенно отличный подход к проблеме предложил Д. Л. Симоненко [67], который попытался объяснить все особенности планетарного распределения радиоактивных выпадений только воздействием солнечной радиации на движение радиоактивных аэрозолей в нижней стратосфере, а также на процесс перехода аэрозольных частиц из стратосферы в тропосферу. При этом считалось, что тепловой энергии солнечных лучей, расходуемой на нагревание пузырька воздуха, увлекающего отдельные аэрозоли, оказывается достаточно, чтобы установилось равновесное распределение аэрозолей по высоте. В таком случае выпадение происходит преимущественно в полярных широтах, где высота тропопаузы испытывает значительные сезонные колебания. Достигая тропопаузы, радиоактивные аэрозоли начинают испытывать на себе влияние тропосферного переноса. Автор гипотезы сопоставляет периодичность освещения и затемнения полярной стратосферы с природным насосом, который перекачивает аэрозоли из экваториальных в полярные области стратосферы, а затем способствует опусканию аэрозолей в приполярную тропосферу.

Однако эта гипотеза, как и гипотезы об упорядоченной меридиональной циркуляции, не всегда подтверждается при специальных самолетных исследованиях концентраций продуктов ядерных взрывов. Показано, что постоянное положение максимума радиоактивной метки W^{185} и независимость ее распределения от тропосферной циркуляции находятся в противоречии с гипотезами первой группы. Более гибкими оказались гипотезы третьей группы, что не вызывает сомнения из-за неограниченной возможности их усовершенствования.

Особый интерес на наш взгляд представляет синоптико-климатический подход [21, 22] к объяснению природы географического фактора. С этой точки зрения G является функцией обеих координат места и определяется синоптико-климатическими особенностями каждого региона, так как радиоактивные продукты попадают на поверхность земли в основном с атмосферными осадками. Но одним распределением осадков на поверхности земного шара нельзя полностью объяснить планетарные особенности выпадений.

Компромиссная теория исходит из следующих основных положений:

- 1) макромасштабное вертикальное перемешивание атмосферы способствует выносу примеси из стратосферы;
- 2) перенос примеси в тропосфере обуславливается процессом циркуляции;
- 3) атмосферные осадки приводят к осаждению примеси на поверхность земли.

Резкие колебания радиоактивности атмосферы хорошо коррелируют с нарушениями циркуляции в верхней тропосфере и с возникновением интенсивных нисходящих потоков. Признаком нарушения циркуляции было выбрано появление высокого циклона на уровне 300 мб. Районы наиболее часто регистрируемых центров циклонов примыкают к местам преимущественного проникновения воздушных масс из стратосферы в тропосферу (на юге, юго-западе от центра циклона). Наибольшей годовой повторяемостью высоких циклонов характеризовались:

а) севернее 40° с. ш.: 1) северо-восток Канады, 2) Средне-Сибирское плоскогорье и Таймырский п-ов, 3) Охотское и Берингово моря, 4) юг Европы, север Средиземного и Черного морей;

б) южнее 40° с. ш.: 1) юго-запад США, 2) район Б. Антильских островов, 3) район о. Тайвань, 4) Бенгальский залив.

Таким образом, все районы преимущественного выпадения могут быть учтены при оценке интенсивности глобальных радиоактивных загрязнений поверхности земного шара. По карте повторяемости циклонов можно определить величину географического фактора.

Эти схематические представления о глобальном переносе продуктов деления развиты в последние годы И. Л. Каролем [24]. Он выполнил расчеты, основанные на климатических распределениях концентраций радиоактивных аэрозолей. Считалось, что среднезональный перенос осаждающейся примеси обусловлен макротурбулентной диффузией и упорядоченной меридиональной циркуляцией в слое атмосферы до 25 км. В результате численного решения двумерных краевых задач И. Л. Кароль смог получить среднезональные распределения изотопов, скорости переноса через экватор и тропопазу и т. д.

Необходимо иметь в виду также влияние сезонных изменений стратосферных масс на вариации радиоактивных выпадений. Этот эффект был впервые отмечен Стейли [200] в 1960 г. Развивая представления об этом процессе, он показал [201], что высота тропопазы, являющаяся функцией сезона года, влияет на интенсивность выпадений. Стейли также показал, что весной стратосферные массы быстрее внедряются в тропопазу, особенно в высоких широтах; зимой максимальная скорость внедрения приходится на 30 с. ш.

Пейрсон и Кэмбри [168] впоследствии получили формулы, описывающие этот периодический процесс.

Меридиональный перенос радиоактивных аэрозолей

Природа обмена радионуклидами между экваториальной и полярной областями до конца еще не выяснена. Значительный вклад в перенос радионуклидов через экватор вносит меридиональная циркуляция, характер которой (интенсивность, стабильность, положение колец циркуляции) нуждается в дополнительном изучении [24]. Анализ широтных распределений радиоактивных аэрозолей в атмосфере показывает, что в природе существует достаточно эффективная изоляция полярного и экваториальных районов; при построении модели очистки атмосферы этим переносом можно пренебречь.

На рис. 11 приведены значения концентраций Sr^{90} в атмосфере, полученные Минксом [148]. Значительные ши-

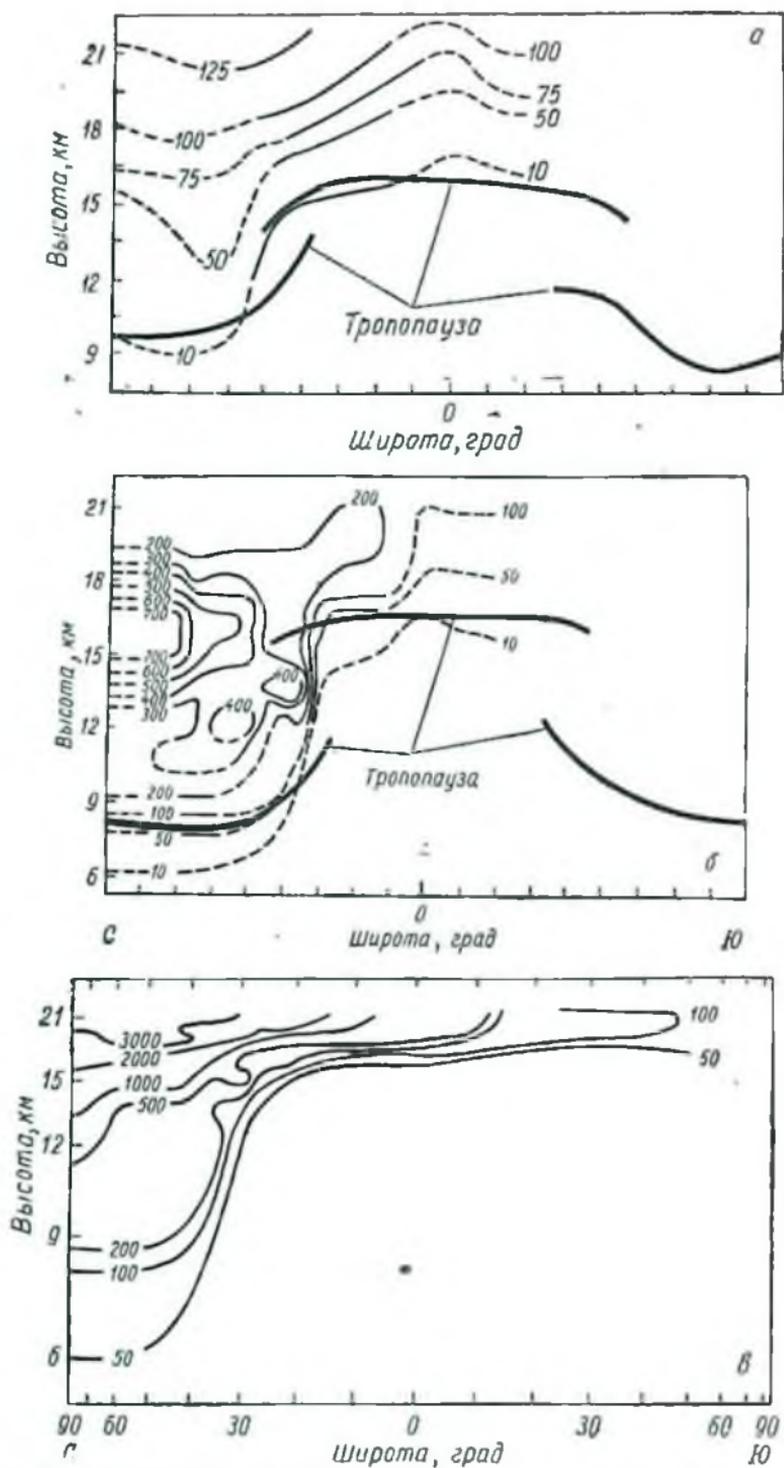


Рис. 11. Среднее распределение Sr^{90} в атмосфере [148], расп/(мин \times $\times 28$ м³):

а — перед испытаниями, июль — сентябрь 1961 г.; б — период испытаний, январь — март 1962 г.; в — после окончания испытаний, 1963 г.

ротные градиенты активности обусловлены расположением испытательных полигонов. Если перейти от изоплет к концентрациям Sr^{90} на высоте 23 км, то этот эффект будет особенно заметным (рис. 12).

Заметим также, что при анализе процесса переноса радиоактивности через экватор необходимо учитывать высоту первоначальной инъекции осколочной продукции. Как было показано в работе [31], при проведении взрывов умеренной мощности (до начала испытаний 1961 — 1962 гг.) отношение уровней радиоактивной загрязненности северного и южного полушарий мало менялось со временем и было равно 4:1.

В этот период основная осколочная продукция находилась на умеренных высотах (до 23 км) и ее перенос через экватор был существенно затруднен. Совершенно иначе переносятся через экватор радионуклиды, образовавшиеся при взрывах мощностью порядка 10 МТ. Это относится и к взрывам, выполнявшимся на больших высотах. В данном случае достаточно интенсивный обмен между полушариями в мезосфере приводит к выравниванию концентраций осколочной продукции выше стратопазы. Необходимо отметить, что при переносе через экватор радиоактивности, образовавшейся в результате взрывов умеренной мощности, основной перенос происходит в результате тропосферного обмена воздушными массами. Таким образом, анализируя инъекцию осколочных продуктов в атмосферу, необходимо учитывать, что интенсивность обмена радиоактивными аэрозолями меняется с высотой.

Поток Sr^{90} на поверхности океана

К сожалению, опубликовано мало работ, в которых бы сравнивались наземные и морские наблюдения и сопоставлялась бы интенсивность радиоактивных выпадений

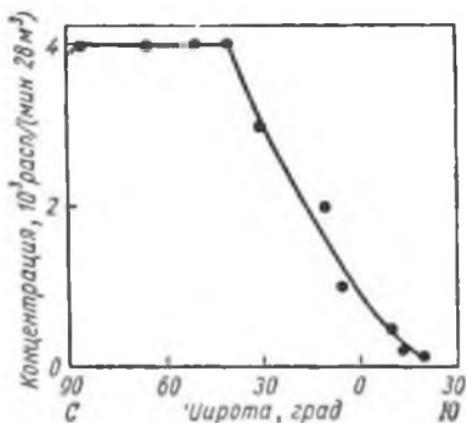


Рис. 12. Широтное распределение концентрации Sr^{90} на высоте 23 км после окончания испытаний ядерного оружия.

ний. На советских экспедиционных судах регулярно определялась концентрация продуктов деления у поверхности океана. Были найдены общие закономерности распределения радиоактивности в атмосфере и выпадений на поверхность океана [10, 14, 17, 31, 214]. Поскольку исторически распределение глобальных выпадений объяснялось циркуляционной схемой выведения радиоактивных аэрозолей из атмосферы [31], первоначально определялись широтные за-

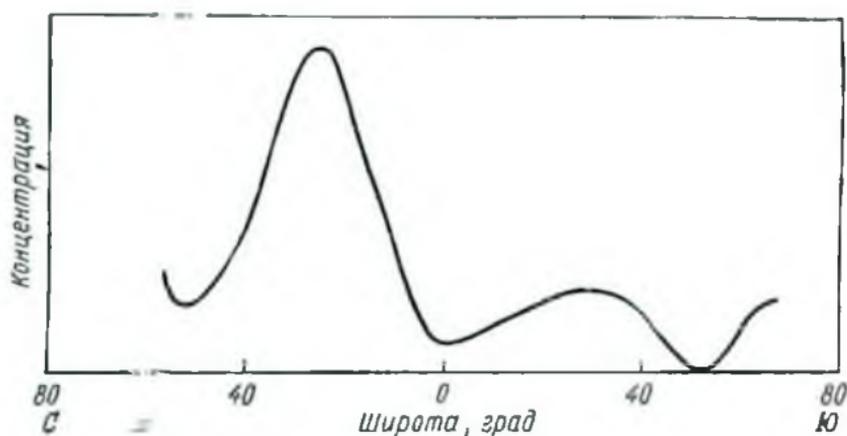


Рис. 13. Широтный эффект радиоактивных выпадений на поверхность океана [214].

висимости выпадений, а затем географический фактор как функция долготы и широты.

В соответствии с этой схемой глобальные выпадения, зависящие от широты и концентрации в приводном слое атмосферы, могут быть представлены кривой с несколькими максимумами. Вид этой кривой, полученной А. Г. Зеленковым и др. [214] во время измерений на экспедиционном судне «Михаил Ломоносов» в 1961—1962 гг. (рис. 13), подтвердился при последующих измерениях (рис. 14), выполненных в Атлантическом океане в диапазоне широт 55° с. ш. — 25° ю. ш. [10]. Статистическая обработка результатов наблюдений радиоактивности атмосферы позволила получить усредненное по широте распределение концентраций продуктов деления в приводном слое атмосферы (10—15 м, рис. 15) [17]. После прекращения интенсивных испытаний ядерного оружия были определены средние характеристики мощности атмосферного источника радиоактивного загрязнения поверхности океана в нескольких широтных поясах (13—18-й рейсы судна «Михаил Ломоносов» в 1963—1965 гг.). Осо-

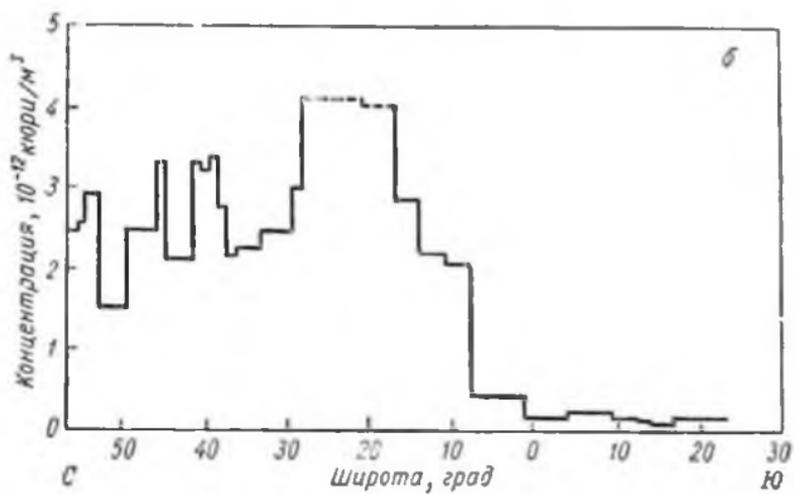
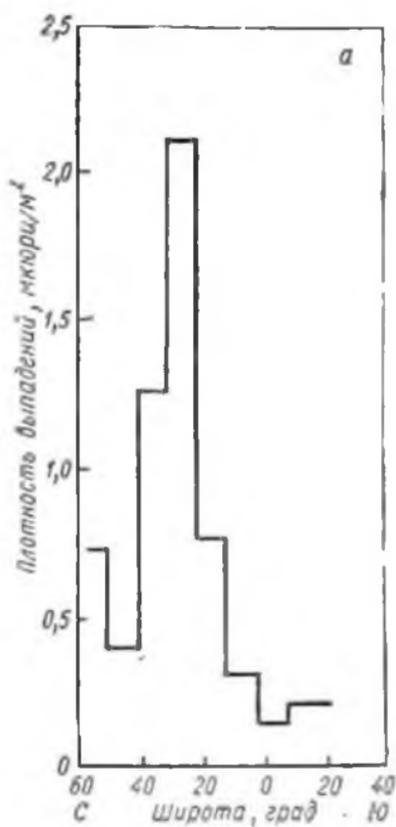


Рис. 14. Плотность суммарных выпадений (а) и концентрация продуктов деления (б) в открытом океане [10].

бепно полные данные были получены для Северной Атлантики (рис. 16). Они подтвердили выводы частичного анализа, основанного на нескольких измерениях из общего множества [17], показавшего, что весной 1964 г. радиоактивность при-

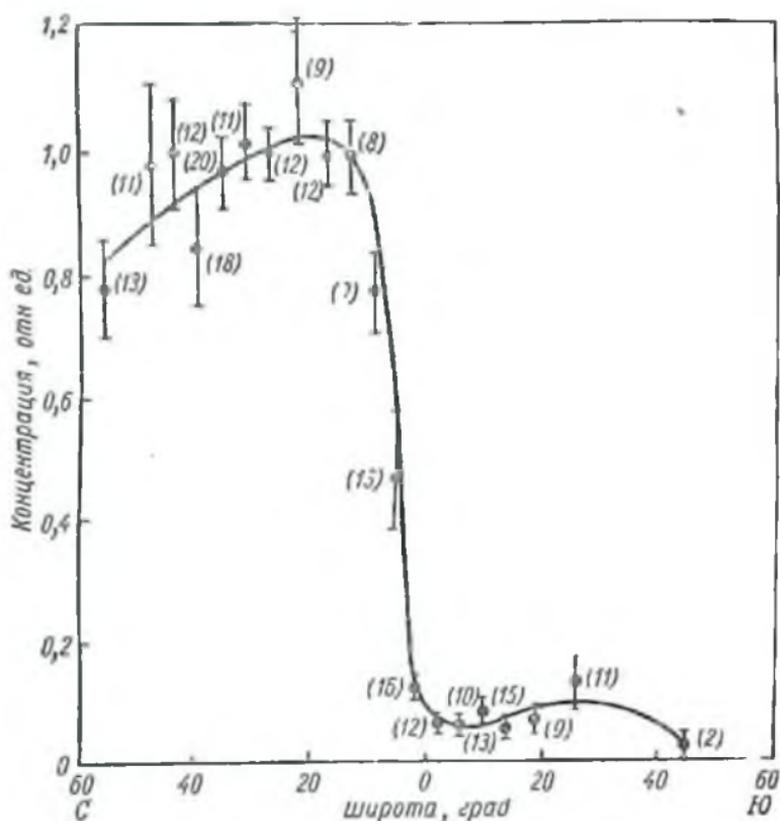


Рис. 15. Усредненное широтное распределение продуктов деления [17] (цифры в скобках указывают число проведенных измерений).

водного слоя атмосферы и плотность радиоактивных выпадений уменьшилась более чем на порядок по сравнению с концом 1962 г.

Недостаток экспериментальных данных, характеризующих процесс распределения радионуклидов над поверхностью Мирового океана, не давал возможности сделать вывод о его особенностях. Поэтому первоначально в ядерной метеорологии при рассмотрении радиационных условий открытого океана исходили из тождественности процессов радиоактивных выпадений на поверхность океана и поверх-

ность суши. Расчеты Г. А. Середы [65] показали, что на единицу поверхности океана приходится вдвое больше радиоизотопов, чем на суше. Расчеты выполнялись по формуле

$$F_d(t) = C_0 (1 + 0,5 \sqrt{K_z t}), \quad (1.15)$$

где F_d — запас Sr^{90} на единицу поверхности, $\text{мкюри}/\text{км}^2$; C_0 — концентрация радионуклида в слое смешения,

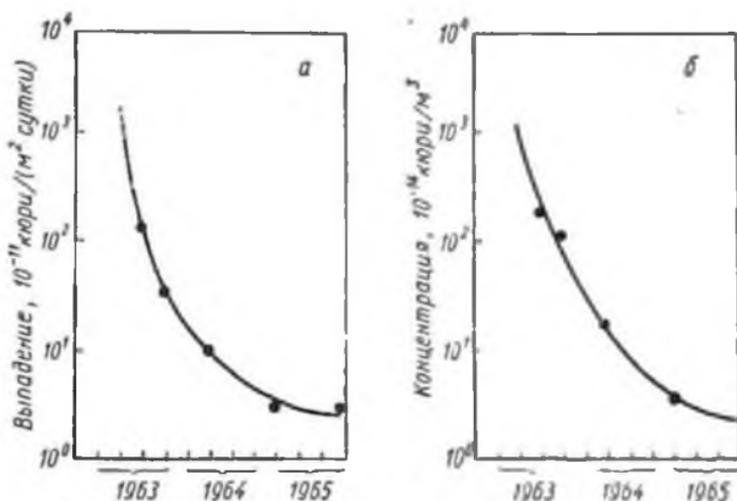


Рис. 16. Поток (а) и концентрация (б) радиоактивных выпадений на поверхности океана.

$\text{мкюри}/100 \text{ л}$; K_z — коэффициент турбулентной диффузии по вертикали в океане; t — время, прошедшее с марта 1954 г. до момента отбора проб воды, *годы* — носили оценочный характер. Предположения о постоянстве потоков продуктов деления через поверхность океана и коэффициента турбулентной диффузии по глубине в реальных условиях не подтвердилось.

Многие исследователи считают, что удельная радиоактивность океана больше, чем загрязненность суши. Махта, например, по аналогии с открытым морем [142], пытался объяснить высокую интенсивность выпадений в районе Солт-Лейк-Сити присутствием избыточного количества естественных аэрозолей, появившихся в результате испарения воды. Причины преимущественного вы-

падения радионуклидов на поверхность океанов и морей рассматривались многими исследователями [25, 51, 65].

В частности, этими причинами могут быть преимущественное выпадение атмосферных осадков, а с ними и радиоактивность, на поверхность океана («мокрое» выпадение), повышенная эффективность улавливания радиоактивных аэрозолей поверхностью океана («сухое» выпадение), динамическое улавливание, обусловленное различием рельефа поверхности океана и суши. Анализ большого экспериментального материала, характеризующего концентрацию продуктов деления в атмосфере [25], показал, что в открытом океане она, как правило, ниже, чем на суше. Это значит, что очистка атмосферы над океаном от радиоактивности происходит значительно интенсивнее. Было показано также, что потоки выпадений примерно одинаковы как на суше, так и в океане. Таким образом, единственной причиной относительной чистоты океанической атмосферы являются более интенсивные потоки «сухих» выпадений (гравитационное осаждение радиоактивных аэрозолей). Оказалось, что над сушей 90% продуктов деления выпадает с осадками, в открытом океане эта доля уменьшается до 50%.

В последнее время Боуэн и др. [88] еще раз проанализировали результаты измерений радиоактивных выпадений до 1968 г. И использованные данные были получены в основном исследователями США. Впервые были включены для рассмотрения результаты, снятые на судах погоды в Атлантическом океане. Анализ показал, что поток выпадений на поверхность океана превосходил поток на суше и сильно менялся от года к году.

Пятирезервуарная модель очистки атмосферы

Для характеристики скорости очистки атмосферы введен термин период получистки — время, за которое запас продуктов деления в атмосфере уменьшается вдвое. По Филли, это время равно пяти годам [110]. Филли показал также, что метод, впервые предложенный Либби [138], не подходит для описания сложного процесса очистки атмосферы от продуктов деления. Гипотеза об однородности радиоактивного загрязнения атмосферы — основная ошибка Либби. Кроме того, Филли проведено сравнение различных эмпирических формул оценки запаса Sr^{90} в атмосфере северного полушария в период моратория 1959—1961 гг. (табл. 8). Необходимо отметить, что ни одна из этих формул не может объяс-

пить механизм выпадений в течение длительного времени, т. е. ни одна из них не описывает реальные потоки радиоактивности.

Таблица 8
Запас Sr^{90} в атмосфере в период моратория, *Мкюри*

Метод расчета	Октябрь 1959 г.	Апрель 1960 г.	Август 1961 г.
HASP (самолетные наблюдения, экстраполированные с помощью зондовых измерений)	0,8	0,7	0,4
HASP усовершенствованный (в предположении однородности концентраций в полярных областях 23 км)	0,7	0,8	0,4
Метод оценки, исходящий из однородного перемешивания воздушных масс (выше тропопаузы — однородные концентрации в полярных областях)	1,0	0,8	0,6
Формула Либби, $N = 3,1ne^{-t/5}$	1,3	1,2	0,9
Формула Либби (с учетом полярной инжекции), $N = 0,9ne^{-t/5} + 1,25ne^{-t}$	1,3	1,0	0,6
Формула Филли (без учета полярной инжекции), $N = 0,9ne^{-t/5} e^{-t/40}$	0,8	0,7	0,5
Пятирезервуарная модель	1,1	0,9	0,5

Как уже указывалось, существуют две группы условий, определяющие судьбу продуктов деления в процессе глобальных выпадений, и они могут быть выражены через период полураспада. Если схематизировать также и структуру земной атмосферы, разделив ее на несколько «ящиков» [38], то пятничная модель (рис. 17), построенная на основе известных периодов полураспада (см. табл. 7) и отражающая скорость очистки атмосферы над различными районами земного шара, позволяет получать формулы, описывающие изменение стратосферного запаса Sr^{90} .

Таким образом, можно определить изменение запаса Sr^{90} после его инжекции в атмосферу в предположении, что его выведение осуществляется в пределах того широтного пояса, где проведено испытание. Так как в принятой схеме определения времени очистки атмосферы от продуктов деления дифференцированы полярные и экваториальные области (см. рис. 17), следует закономерности распределения запаса Sr^{90} рассмотреть отдельно в каждой из них.

Полярные области. При взрыве в полярной области продукты деления распределяются между двумя резервуарами (см. табл. 7). В этом случае имеет место соотношение

$$\frac{dn_1}{dt} = -\theta_1 n_1, \quad n_1 = \chi n_0 e^{-\theta_1 t},$$

где n_1 — количество Sr^{90} в верхней стратосфере (> 20 км); θ_1 — постоянная очистки верхней стратосферы от Sr^{90} ; n_0 — общее количество Sr^{90} , выделившееся в период про-

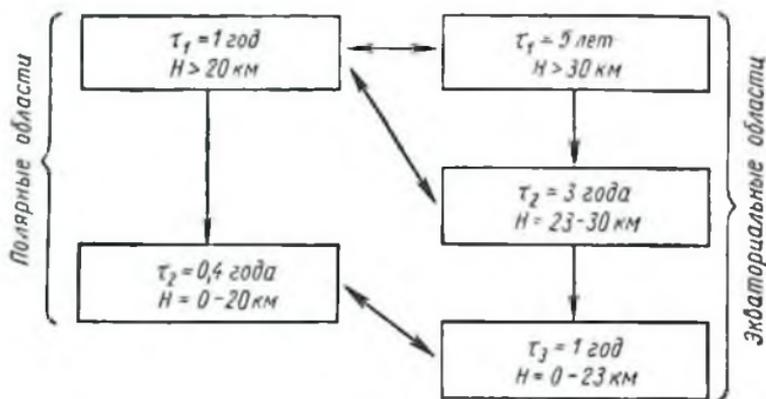


Рис. 17. Схема пятиячейочной модели расчета очистки атмосферы (стрелками обозначены возможные пути переноса продуктов деления)

ведения серии испытательных взрывов. Общий запас радионуклида в нижней стратосфере (< 20 км) складывается, с одной стороны, из запаса, образовавшегося при непосредственной инжекции радионуклида в этот резервуар (n_2) и меняющегося в процессе очистки; с другой — из радионуклидов, первоначально заброшенных в верхнюю стратосферу и переместившихся в нижнюю стратосферу (n_2).

Таким образом, запас Sr^{90} в нижнем резервуаре $n_2^{\text{полн}}$ описывается формулой

$$n_2^{\text{полн}} = n_2 + [\chi_i n_0 - n_1] e^{-\theta_2 t}, \quad (1.16)$$

где χ_i — коэффициент выхода Sr^{90} в период проведения серии испытательных взрывов в i -й резервуар (см. табл. 4) или

$$n_2^{\text{полн}} = [(\chi_1 + \chi_2) n_0 - \chi_1 n_0 e^{-\theta_1 t}] e^{-\theta_2 t}. \quad (1.17)$$

Преобразуя уравнение (1.17), находим общее выражение, определяющее динамику запаса Sr^{90} в полярных широтах (n_n):

$$n_n = n_1^{полн} + n_2^{полн} = n_1 + n_2^{полн}, \quad \chi_1 + \chi_2 = 1, \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} n_n &= n_1 + [(\chi_1 + \chi_2) n_0 - \chi_1 n_0 e^{-\theta_1 t}] \cdot e^{-\theta_2 t} = n_1 + \\ &+ n_0 e^{-\theta_2 t} - \chi_1 n_0 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t} = \chi_1 n_0 e^{-\theta_1 t} + \\ &+ n_0 e^{-\theta_2 t} - \chi_1 n_0 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t}, \\ n_n &= n_0 [\chi_1 e^{-\theta_1 t} + e^{-\theta_2 t} - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t}]. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Тогда в предельных случаях:

$$\begin{aligned} t = 0, \quad n(0) &= (\chi_1 + \chi_2) n_0 = n_0; \\ t \rightarrow \infty, \quad n &\rightarrow 0. \end{aligned}$$

Если при этом учитывать радиоактивный распад Sr^{90} ($\lambda = \frac{1}{40}$ лет $^{-1}$), то полное выражение для изменения запаса Sr^{90} в полярной атмосфере принимает вид

$$n_n = e^{-\lambda t} n_0 [\chi_1 e^{-\theta_1 t} + e^{-\theta_2 t} - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t}]. \quad (1.20)$$

Экваториальные области. Аналогично может быть решена задача о запасае Sr^{90} в экваториальных широтах. Здесь (см. рис. 17) атмосфера разделена на три резервуара; обозначим постоянные очистки верхнего, промежуточного и нижнего резервуаров соответственно через θ_1 , θ_2 , и θ_3 . Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -\theta_1 n_1; & \frac{dn_2}{dt} &= -\theta_2 n_2; \\ \frac{dn_3}{dt} &= -\theta_3 n_3. \end{aligned}$$

где n_1 , n_2 и n_3 — запасы Sr^{90} в каждом из резервуаров, обусловленные непосредственной инъекцией в период испытаний, или

$$\begin{aligned} n_1 &= \chi_1 n_0 e^{-\theta_1 t}; \\ n_2 &= \chi_2 n_0 e^{-\theta_2 t}; \\ n_3 &= \chi_3 n_0 e^{-\theta_3 t}, \end{aligned} \quad (1.21)$$

где χ_i — коэффициенты выхода.

Общий запас n, Sr^{90} в атмосфере складывается из суммы полных запасов каждого из трех резервуаров:

$$n_3 = n_1^{полн} + n_2^{полн} + n_3^{полн}. \quad (1.22)$$

Так как здесь рассматривается схема последовательной очистки, когда в двух соседних резервуарах Sr^{90} перемещается только сверху вниз, то

$$n_1^{полн} = n_1 \quad \text{и} \\ n_2^{полн} = n_1 + \frac{\chi_1 + \chi_2}{\chi_2} n_2 - \frac{n_1 n_2}{\chi_2 n_0}. \quad (1.23)$$

Здесь

$$\chi_1 + \chi_2 + \chi_3 = 1.$$

Аналогично может быть подсчитан и полный запас Sr^{90} в нижнем резервуаре:

$$n_3^{полн} = n_3 + \{\chi_2 n_0 - [(\chi_1 + \chi_2) n_0 - n_1] e^{-\theta_2 t}\} e^{-\theta_3 t} = \\ = e^{-\theta_3 t} [\chi_3 n_0 + \chi_2 n_0 - (\chi_1 + \chi_2) e^{-\theta_2 t} + \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t}] = \\ = n_0 e^{-\theta_3 t} [\chi_3 + \chi_2 - (\chi_1 + \chi_2) e^{-\theta_2 t} - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t}] \quad (1.24)$$

или

$$n_3 = \chi_1 n_0 e^{-\theta_1 t} + (\chi_1 + \chi_2) n_0 e^{-\theta_2 t} - \chi_1 n_0 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t} + \\ + (\chi_2 + \chi_3) n_0 e^{-\theta_3 t} - (\chi_1 + \chi_2) n_0 e^{-(\theta_2 + \theta_3) t} + \\ + \chi_1 n_0 e^{-(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) t}. \quad (1.25)$$

Как и раньше, в предельных случаях имеем:

$$\text{при } t = 0, \quad n_3 = (\chi_1 + \chi_2 + \chi_3) n_0 = n_0;$$

$$\text{при } t \rightarrow \infty \quad n \rightarrow 0;$$

учитывая распад радионуклида, за время его пребывания в атмосфере,

$$n_3 = e^{-t/\tau_0} n_0 [\chi_1 e^{-\theta_1 t} + (\chi_1 + \chi_2) e^{-\theta_2 t} - \\ - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t} + (\chi_2 + \chi_3) e^{-\theta_3 t} - (\chi_1 + \chi_2) e^{-(\theta_2 + \theta_3) t} + \\ - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) t}]. \quad (1.26)$$

Расчеты, проведенные по этой формуле, а также по формуле (1.20), можно сравнить с данными Либби и Филли, а также с результатами прямых измерений запаса Sr^{90} в атмосфере.

Упрощенные представления. Подсчитаем вклад Sr^{90} в общий запас атмосферы северного полушария на основе

полученных нами формул (1.20) и (1.26) и опубликованных данных об инжекции продуктов деления. Началом инъекции будем считать ноябрь 1952 г. (см. табл. 1). Зная периоды полураспада атмосферы (см. табл. 7), формулу (1.29) можно привести к виду, удобному для расчета:

$$\vartheta_1 = \frac{0,693}{5} \text{ лет}^{-1}; \quad \vartheta_2 = \frac{0,693}{3} \text{ лет}^{-1};$$

$$\vartheta_3 = 0,693 \text{ лет}^{-1}; \quad 5\vartheta_1 = 3\vartheta_2 = \vartheta_3;$$

$$\vartheta_1 = 0,14 \text{ лет}^{-1}; \quad \vartheta_2 = 0,23 \text{ лет}^{-1}; \quad \vartheta_3 = 0,69 \text{ лет}^{-1}.$$

Необходимые для расчетов коэффициенты χ_1 , χ_2 и χ_3 зависят от высоты и мощности испытательных взрывов, а также от метеорологических условий в районе испытаний. В настоящее время они могут быть определены лишь приблизительно. Некоторая оценка этих величин может быть сделана на основе результатов табл. 4. Тогда, задавая 10%-ную точность расчетов запаса Sr^{90} , получаем формулу, сопоставимую по виду с формулами американских исследователей (см. табл. 7):

$$\begin{aligned} n_t = & [\chi_1 e^{-\vartheta_1 t} + (\chi_1 + \chi_2) e^{-\vartheta_2 t} - \chi_1 e^{-(\vartheta_1 + \vartheta_2) t} + \\ & + (\chi_2 + \chi_3) e^{-\vartheta_3 t} - (\chi_1 + \chi_2) e^{-(\vartheta_2 + \vartheta_3) t} + \\ & + \chi_1 e^{-(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3) t}] n_0 e^{-t/10} = n_0 e^{-t/6} (0,1 + 0,55 e^{-0,009t} - \\ & - 0,1 e^{-0,23t} + 0,55 e^{-0,55t} - 0,55 e^{-0,78t} + 0,1 e^{-1,06t}). \end{aligned} \quad (1.27)$$

При

$$1 \leq t \leq 10 \text{ лет}$$

$$n_t = 0,65 n_0 e^{-t/6}.$$

Итак, запас радионуклидов убывает экспоненциально, но безразмерный множитель существенно отличается от аналогичных коэффициентов в формулах Либби и Филли (см. табл. 8). Все формулы в табл. 8, за исключением формулы Филли, дают завышенные величины запаса в 1,5—2 раза. Однако последняя не учитывает вклада высокоширотных взрывов. Если учесть этот вклад, то расчетный запас Sr^{90} значительно превзойдет реально измеренный.

Аналогично для высоких широт может быть также получено довольно простое выражение, определяющее изменение запаса Sr^{90} во времени. Постоянные очистки первого ϑ_1 и второго ϑ_2 резервуаров равны соответственно 0,69 лет⁻¹

и $1,66 \text{ лет}^{-1}$. В этом случае формула запаса полярных районов (1.19) будет иметь следующий вид:

$$n_n = n_0 e^{-t/1.4} (0,32 + e^{-0,97t} - 0,32 e^{-1,66t}). \quad (1.28)$$

Выполняя расчеты по формуле (1.28) с 10%-ной точностью, получаем

при

$$1 \leq t \leq 4 \text{ лет} \quad n_n = n_0 e^{-t/1.4} (0,32 + e^{-t}); \quad (1.29)$$

при

$$t > 4 \text{ лет} \quad n_n \approx 0,32 n_0 e^{-t/1.4}. \quad (1.30)$$

При оценке запаса Sr^{90} , возникшего в 1962 г., формула (1.28) с учетом значений коэффициента χ_1 и χ_2 принимает вид

$$n_n = n_0 e^{-t/1.4} (0,5 + e^{-0,97t} - 0,5 e^{-1,66t}). \quad (1.31)$$

При $1 \leq t \leq 4$ лет $n_n \approx n_0 e^{-t/1.4} (0,5 + e^{-t});$ (1.32)

при

$$t > 4 \text{ лет} \quad n_n \approx 0,5 n_0 e^{-t/1.4}. \quad (1.33)$$

Отметим, что все формулы для n_n должны применяться при подсчете парциальных вкладов каждого взрыва. Но так как серия испытаний длится относительно короткий промежуток времени (менее 0,25 года), не будет большой ошибки, если при подсчете парциальных вкладов в общий запас выходы Sr^{90} в рамках одной серии будут просто суммироваться. В этом случае $n_n = (n_n)_i$ приобретает смысл парциального запаса Sr^{90} i -й серии испытаний. Тогда общий запас

$$N(t) = \sum_i (n_n)_i = \sum_i n_n(t_i),$$

где t_i — время, прошедшее от момента проведения i -й серии до момента, для которого определяется общий запас. Эта формула позволяет отказаться от одной из существенных идеализаций, предполагающей постоянную скорость загрязнения атмосферы продуктами деления. Подводя итог, можем записать

$$N(t) = \sum_i (n_0)_i e^{t_i/6} \text{ — экваториальная область; } \quad (1.34)$$

$$N(t) = \sum_i (n_0)_i e^{-t_i/1.4} (0,32 + e^{-t_i}); \quad \left. \begin{array}{l} \text{(до 1962 г.)} \\ \text{Полярная} \end{array} \right\} \quad (1.35)$$

$$N(t) = \sum_i (n_0)_i e^{-t_i/1.4} (0,5 + e^{-t_i}); \quad \left. \begin{array}{l} \text{Полярная} \\ \text{область} \\ \text{(1962 г.)} \end{array} \right\} \quad (1.36)$$

Необходимо подчеркнуть, что упрощенные формулы (1.34) — (1.39) можно использовать при расчетах только в случае, если $t_1 > 1$ года.

Запас Sr^{90} в атмосфере Земли подсчитан по формулам (1.20) и (1.26). При этом использовались данные табл. 1 и 2, которые позволили оценить выбросы Sr^{90} для каждой конкретной серии испытаний. Естественно, что справедливость выведенных формул может быть подтверждена только после сравнения расчетных данных с результатами измерений (см. табл. 8). Такое сравнение расчетов, выполненных по формулам (1.20) и (1.26) с данными работы [208], обнаруживает значительное расхождение.

Особенно заметна эта разница в годы, следующие непосредственно за крупными испытаниями. В этих случаях расчеты в 2—3 раза превышают фактически наблюдаемые величины. Хотя данные Волчка [208] не сравнивались с расчетами по формулам табл. 8, можно предположить, что формулы (1.20) и (1.26) лучше описывают процесс выпадений. Действительно, все формулы Либби и Фили являются эмпирическими, и показатель экспоненты определяется непосредственно из данных о выпадениях, как правило, в «холодный» период (например, моратория) [26]. Поскольку все эти зависимости имеют экспоненциальный характер, им присущи одинаковые недостатки, приводящие к сглаживанию рассчитываемого потока, что не может не сказаться особенно при расчетах в период резкого изменения загрязненности атмосферы. Как будет показано ниже, учет дисперсности аэрозолей позволяет значительно улучшить формулы (1.20) и (1.26).

3. ВЛИЯНИЕ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ НА ПОТОК ГЛОБАЛЬНЫХ ВЫПАДЕНИЙ

Полидисперсность радиоактивных аэрозолей

Как показали исследования [15, 20], спектр размеров аэрозоля, несущего основную долю активности радионуклидов, сильно меняется в зависимости от высоты и метеорологических факторов. Это, по-видимому, одна из причин колебаний периодов полураспада на разных высотах. Исследования, проведенные в период испытаний 1958 г. по программе Ashcan, показали, что средний радиус аэрозолей, несущих основную активность Sr^{90} , составляет 0,026—0,14 мкм. Через 1—2 года, в период моратория, спектр радиусов аэро-

золя существенно меняется в зависимости от высоты слоя и широты места наблюдения (рис. 18) [104]. Представление об этом процессе дает табл. 9.

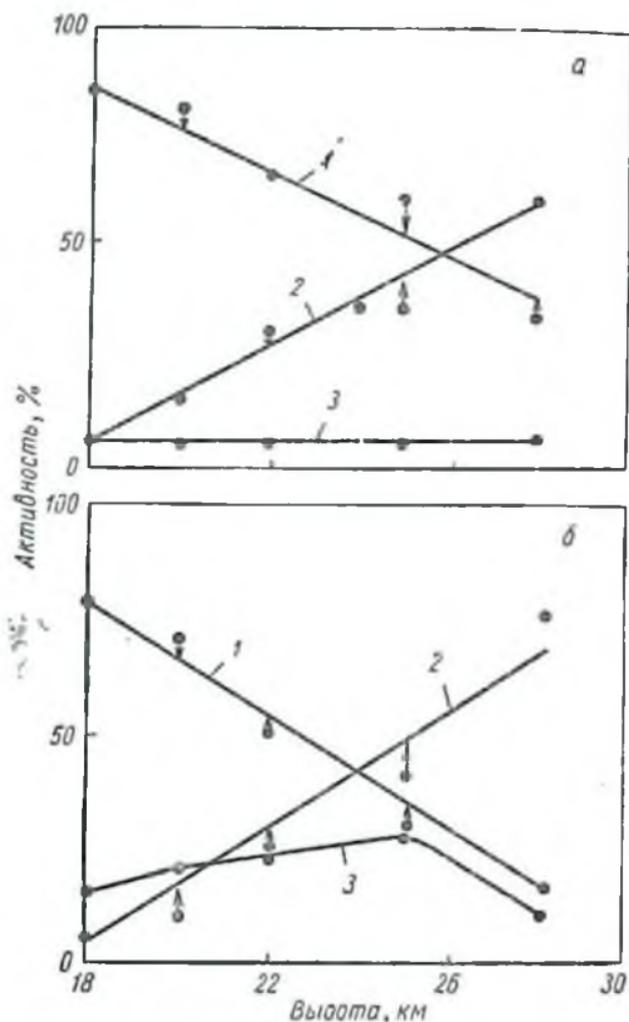


Рис. 18. Изменение дисперсности радиоактивных аэрозолей в атмосфере Земли [104]:
 а—умеренные широты; б—тропические: 1— $r=0,02-0,15$ мкм; 2— $r < 0,02$ мкм; 3— $r > 0,15$ мкм.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов [15]. Действительно, если радиусы аэрозолей сразу после взрыва находятся в пределах $0,001-0,01$ мкм, то по мере очищения атмосферы они существенно увеличиваются в результате коагуляции аэрозолей радио-

Таблица 9

Радиоактивность аэрозолей Sr^{90} в различных
слоях атмосферы [104], %

Высота, м	Радиус, м					
	< 0,02	0,02— 0,15	> 0,15	< 0,02	0,02— 0,15	> 0,15
	Умеренные широты, лето— осень 1960 г.			Тропические широты, весна 1961 г.		
28	60	38	7	75	15	10
25	35	60	5	40	30	30
22	30	65	5	25	50	25
20	15	80	5	10	70	20
18	8	82	7	7	78	15

изотопов с крупными естественными аэрозолями. Размеры аэрозолей, находящихся в тропосфере, определяются осо-

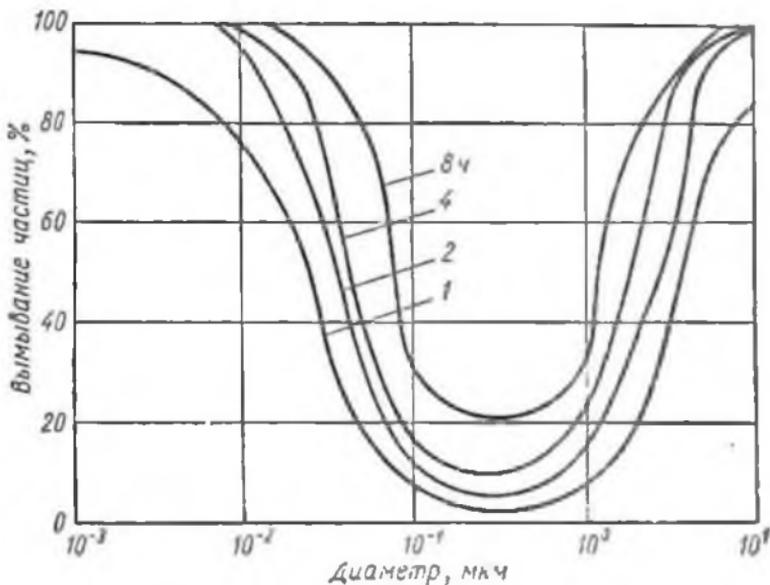


Рис. 19. Вымывание аэрозолей различных размеров в тропосфере [15] через 8; 4; 2; 1 мм после начала дождя.

бенностями осаждения, обусловливаемыми неравномерностью вымывания аэрозолей различных размеров (рис. 19). Размеры аэрозолей приведены в табл. 10.

Таблица 10

Дисперсность радиоактивных аэрозолей [15]

Слой атмосферы	Радиус, мкм	Вклад в β -активность	
		в период испытаний	через 1—2 ч после испытаний
Мезосфера	0,001—0,01	Основной	—
Стратосфера	0,01—0,1	Большой	Большой
	0,1—1	»	»
	1—10	—	Небольшой
Тропосфера	0,01—0,1	Небольшой	—
	0,1—1	Большой	Большой
	1,0—10	»	»

Процесс очистки атмосферы от радиоактивных аэрозолей можно представить следующим образом. В результате взрыва в различные слои атмосферы забрасывается определенное количество радиоактивных аэрозолей высокодиспергированных фракций. Я. А. Газнев [15] показал, что при мегатонном взрыве различные расчетные схемы дают средний радиус аэрозоля $r = 0,001—0,01$ мкм. Продукты деления, заброшенные первоначально выше стратосферы, постепенно оседают. Частицы, попавшие в стратосферу, где вымывание аэрозолей не играет роли, коагулируют с более крупными частицами естественных аэрозолей — в основном с сульфатными частицами, имеющими радиус 0,1—1,0 мкм. Спектр размеров таких частиц описывается выражением

$$\frac{dn}{d(\ln r)} \sim \frac{1}{r^3}, \quad \beta = 2 \div 4,$$

где n — число аэрозолей радиуса r .

Период полукоагуляции аэрозольных частиц в стратосфере колеблется очень сильно (табл. 11) [15].

Таблица 11

Периоды полукоагуляции аэрозольных частиц в стратосфере [15], дни

H, км	r, мкм			
	0,025	0,005	0,01	0,02
27,5	1,6	6,4	2,4	90
20,0	5,1	20	80	280
12,5	17	61	210	740

Период полураспада атмосферы в пределах данного слоя уменьшается в зависимости от степени коагуляции аэрозоля, достигая значения, характерного для естественных аэрозолей размером 0,1—1,0 мкм. Так как очистка тропосферы определяется вымыванием аэрозолей и протекает здесь значительно интенсивнее, что при оценке запаса аэрозоля в атмосфере, а также среднегодовых выпадений в глобальных масштабах, следует обращать основное внимание на стратосферный резервуар.

Влияние коагуляции на период полураспада

Оценим изменение среднего радиуса аэрозольных частиц, а тем самым и периода полураспада после взрыва.

Если r_0 — первоначальный радиус аэрозольной частицы, несущей St^{00} , а r_1 — радиус естественного аэрозоля, то средний радиус \bar{r} может быть определен по формуле

$$\bar{r} = \frac{r_0 n + r_1 (n_0 - n)}{n_0}, \quad (1.37)$$

где $n = n_0 e^{-\lambda_k t}$ — количество радиоактивных аэрозолей, изменяющееся со временем в результате коагуляции; n_0 — общее количество радиоактивных аэрозолей, образовавшихся в момент взрыва; $\lambda_k = \frac{0,693}{T_k}$ — постоянная коагуляции; T_k — период полуккоагуляции.

Тогда

$$\bar{r} = r_1 - (r_1 - r_0) e^{-\lambda_k t} - r_1 (1 - e^{-\lambda_k t}), \quad (1.38)$$

$$\frac{r_0}{r_1} < 0,1.$$

В результате неравномерного оседания аэрозолей различных радиусов средний радиус оставшихся в атмосфере аэрозолей уменьшается. С течением времени начинает расти период полураспада.

Скорость оседания аэрозольных частиц, зависящая от их размеров, может быть определена из следующих соображений. Сила сопротивления воздуха падающей частице равна [33]:

$$F = \frac{1}{2} \rho_{\text{в}} v^2 \bar{S} \eta, \quad (1.39)$$

где ρ_u — плотность воздуха; v — скорость падающей частицы в воздухе; \bar{S} — площадь поперечного сечения частицы; η — коэффициент лобового сопротивления, являющийся функцией числа Рейнольдса

$$Re = \frac{2\rho_u v r}{\mu}$$

Если частица имеет сферическую форму с радиусом r , а μ — коэффициент молекулярной вязкости, то

$$F = \frac{\mu v Re \bar{S} \eta}{4r}$$

В случае установившейся равномерной скорости сила лобового сопротивления уравновешивается силой тяжести:

$$f_p = Vg(\rho_ч - \rho_u), \quad (1.40)$$

где V — объем частицы; g — ускорение силы тяжести; $\rho_ч$ — плотность частицы, получаем выражение для скорости

$$v = \frac{4Vg(\rho_ч - \rho_u)r}{\mu Re \bar{S} \eta}$$

Соотношение между Re и η было найдено эмпирически и не зависит от размера частицы: при ламинарном движении ($10^{-4} < Re < 2$) $\eta = \frac{24}{Re}$; в переходном режиме ($2 < Re < 500$) $\eta = 0,4 + \frac{40}{Re}$; при турбулентном движении ($500 < Re < 10^5$) $\eta = 0,44$. При турбулентном движении скорость любой падающей частицы

$$v = \sqrt{\frac{2Vg(\rho_ч - \rho_u)}{\rho_u \bar{S} \eta}}, \quad (1.41)$$

а для сферической частицы

$$v = \sqrt{\frac{8rg(\rho_ч - \rho_u)}{3\rho_u \eta}} = \alpha \sqrt{r}, \quad \text{где } \alpha = \sqrt{\frac{8rg(\rho_ч - \rho_u)}{3\rho_u \eta}}. \quad (1.42)$$

По соображениям размерности, можно принять $\tau \sim \frac{1}{v}$;

тогда $\tau = \frac{\alpha^*}{\sqrt{r}}$, где $\alpha^* = \alpha \cdot k$, $k = \text{const}$.

Таким образом, для смеси аэрозолей среднего радиуса \bar{r}

$$\tau = \frac{\alpha^*}{V \bar{r}} = \frac{\alpha^*}{V r_2 (1 - e^{-\lambda t})} \quad (1.43)$$

При $t \rightarrow \infty$, $\tau \rightarrow \tau_\infty$, τ_∞ — период полуочистки аэрозолей максимального радиуса (естественных аэрозолей)

$$\tau = \tau_\infty \sqrt{\frac{1}{1 - e^{-\lambda t}}} \quad (1.44)$$

Если определять τ по периоду полуочистки, измеренному через 2 года после взрыва, то

$$\tau = \tau_{2 \text{ год}} \sqrt{\frac{1}{1 - e^{-\lambda t}}} \quad (1.45)$$

Табл. 12 и рис. 20 иллюстрируют изменение периода полуочистки стратосферы на различных высотах в течение двух

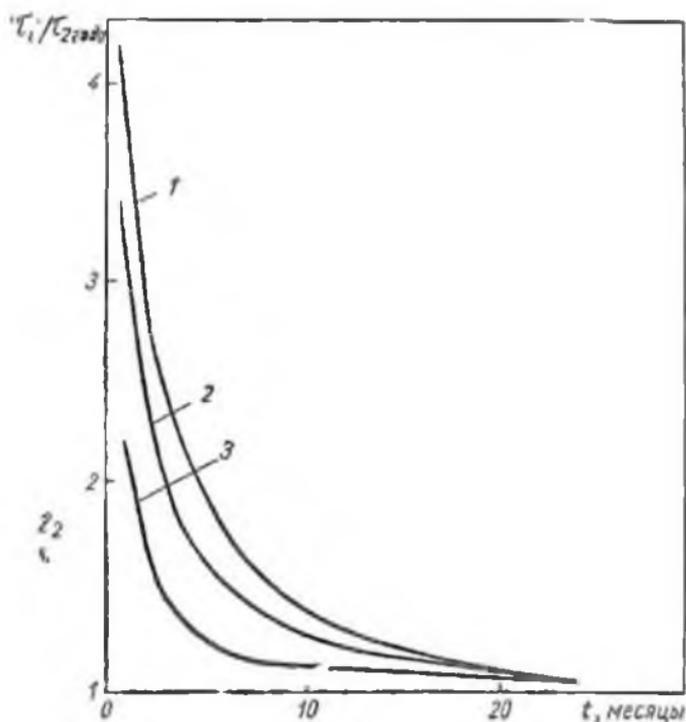


Рис. 20. Изменение периодов полуочистки атмосферы со временем:

1 — 2 пол., 3 экв.; 2 — 1 пол., 2 экв.; 3 — 1 экв.

Таблица 2

Изменение τ/τ_2 года на различных высотах

Время после взрыва, месяцы	H, км			Время после взрыва, месяцы	H, км		
	27,5	20	12,5		27,5	20	12,5
1	2,2	3,4	4,2	6	1,15	1,4	1,7
2	1,7	2,6	2,9	9	1,1	1,3	1,4
3	1,4	2,0	2,5	12	1,1	1,2	1,3
4	1,3	1,6	2,2	18	1,0	1,1	1,1
5	1,2	1,4	1,9	24	1,0	1,0	1,0

лет после взрыва. Величина τ/τ_2 года в табл. 12 — отношение периода полуочистки в данный момент времени к периоду полуочистки через два года после проведения испытаний. Нижние слои полярной и экваториальной атмосферы характеризуются графой 12,5 км, верхний слой полярной атмосферы — графой 20 км, а экваториальная атмосфера выше 23 км — графой 27,5 км.

Применимость формул запаса Si^{90}

Учет зависимости периода полуочистки от времени приводит к преобразованию формул запаса радионуклида в атмосфере (1.20) и (1.26). На больших высотах можно принять τ/τ_2 года = 1. В этом случае формулы принимают вид: для полярной области

$$N(t) = \sum_i e^{-t_i/\lambda_0} (n_0)_i \left[\chi_1 e^{-\theta_1 t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} + e^{-\theta_2 t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_2 t_i}} - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} \right], \quad (1.46)$$

для экваториальной

$$N(t) = \sum_i e^{-t_i/\lambda_0} (n_0)_i \left[\chi_1 e^{-\theta_1 t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} + (\chi_1 + \chi_2) e^{-\theta_2 t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_2 t_i}} - \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2) t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} + (\chi_2 + \chi_3) e^{-\theta_3 t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_3 t_i}} - (\chi_1 + \chi_2) \times e^{-(\theta_1 + \theta_2) t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} + \chi_1 e^{-(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3) t_i} \sqrt{1 - e^{-\lambda_1 t_i}} \right]. \quad (1.47)$$

В частном случае при больших t (>2 лет) ранее выведенные формулы (1.20) и (1.26) сохраняют свою справедливость.

В табл. 13 на рис. 21 приведены результаты расчетов выпадений по формулам (1.46) и (1.47), а также по формулам,

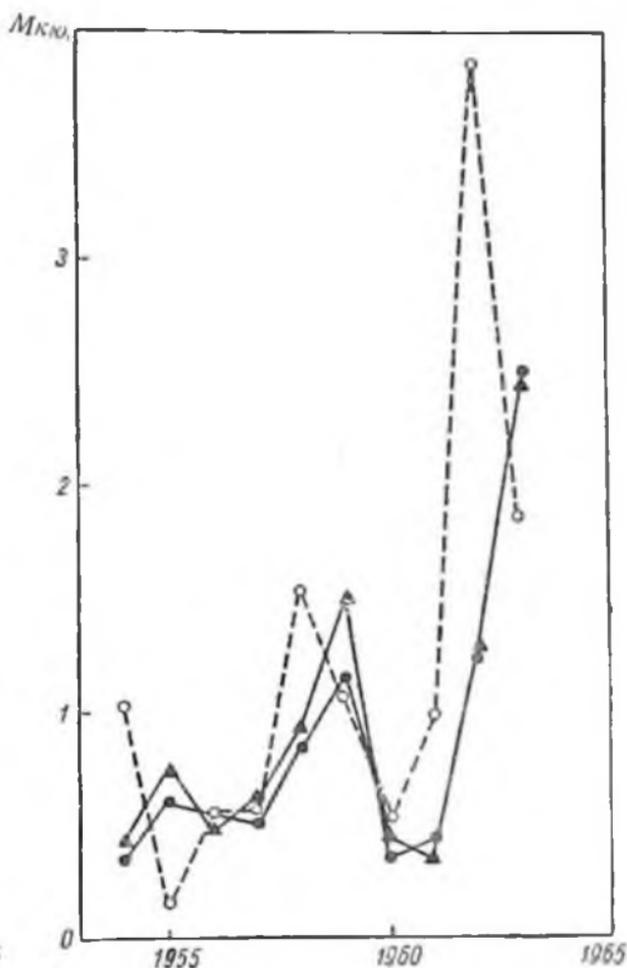


Рис. 21. Выпадения Sr⁹⁰ из атмосферы:

● — экспериментальные данные; ○ — расчеты без учета коагуляции; ▲ — с учетом коагуляции.

не учитывающим коагуляцию (1.20) и (1.26). В таблице использованы данные о глобальных выпадениях Sr⁹⁰ в 1954—1963 гг.

Необходимо отметить, что, согласно опубликованным оценкам Махты и др. [143], в верхних слоях атмосферы

Таблица 13

Расчетные и экспериментальные данные о глобальных выпадениях Sr^{90} в 1954—1963 гг.

Год	Средние вы- падения (208), Мкюри	Расчет		Год	Средние вы- падения (208), Мкюри	Расчет	
		без учета коагуля- ции	с учетом коагуля- ции			без учета коагуля- ции	с учетом коагуля- ции
1954	0,35	1,03	0,45	1959	1,17	1,08	1,52
1955	0,60	0,17	0,78	1960	0,36	0,53	0,53
1956	0,55	0,57	0,49	1961	0,45	1,00	0,36
1957	0,50	0,58	0,66	1962	1,27	3,86	1,28
1958	0,85	1,54	0,95	1963	2,51	1,88	2,50

(>33 км) к 1 января 1963 г. находилось 3,2 Мкюри Sr^{90} . Поэтому расчеты величин глобальных выпадений в 1961—1963 гг. были выполнены с учетом вклада этого радионуклида в стратосферу, и считалось, что продукты деления на больших высотах (до 400 км) в этот период еще не влияли на темпы глобальных выпадений. Указанный эффект должен сказаться в последующие годы, когда высотные радионуклиды оседут до уровня стратопазы. Учитывая, что в 1961—1962 гг. было выброшено около 9 Мкюри Sr^{90} , истинный вклад этого радионуклида, исключая мезосферную компоненту, приведенную в табл. 1, составил 64%.

Сопоставление оценок глобальных выпадений с результатами измерений показало, что учет коагуляции аэрозолей дает значительно более близкие к реальным цифры, характеризующие глобальные радиоактивные выпадения (среднее отклонение расчетов по модифицированной схеме от результатов измерений в течение 10-летнего периода составляет 22% по сравнению с 80%, полученными без учета коагуляции).

Как видно из рис. 21, формулы, учитывающие коагуляцию радиоактивных и естественных аэрозолей, достоверно описывают процесс очистки атмосферы в течение больших интервалов времени.

Для количественной оценки справедливости этих формул можно определить критерий сходимости Колмогорова [13]:

$$P(\lambda) = 1 - \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} (-1)^{k_1} e^{-2k_1^2 \lambda^2}, \quad \lambda = D \sqrt{n}, \quad (1.48)$$

где D — максимальное значение модуля разности между фактическими и теоретическими значениями величины годовых выпадений; n — число экспериментальных точек. Результаты расчетов, приведенные в табл. 14, показывают, что формулы (1.46) и (1.47), учитывающие процесс коагуляции, с достоверностью описывают процесс радиоактивных выпадений (98%).

Таблица 14

Критерий сходимости P (t) теоретических и экспериментальных данных о потоках Sr^{90} на поверхность Земли

Расчетная формула	σ	t	P (t)
Без учета коагуляции (1.20) и (1.26)	0,67	2,1	0,001
С учетом коагуляции (1.46) и (1.47)	0,14	0,45	0,980

Сложность метеорологических процессов, определяющих значительные флюктуации потока радиоактивности, препятствует получению строгих аналитических зависимостей. В нашем случае выражение было получено лишь для стратосферного резервуара. Оно учитывает район инжекции и роль процессов коагуляции естественных и искусственных аэрозолей. Простые понятия, основанные на законах кинетики первого порядка, были развиты с целью приближения их к реальным процессам. В результате дифференцирования выражений (1.46) и (1.47) получаются формулы, описывающие глобальный поток радиоактивности. Однако локальные особенности потока могут вносить, как мы видели, значительные изменения в общую картину. Тем не менее полученные аналитические представления позволяют сформулировать граничные условия на поверхности Мирового океана в виде потоков на поверхности, определяемых по формуле.

Полученные формулы могут быть использованы в дальнейшем при решении дифференциальных уравнений, описывающих процесс распространения радиоактивного загрязнения в океане.

4. ЗАГРЯЗНЕНИЕ ОКЕАНА РАДИОАКТИВНЫМИ ОТХОДАМИ

Характеристика сбрасываемых отходов

Хотя в настоящее время в масштабах всего Мирового океана сбросы и захоронения радиоактивных отходов в его глубины малы по сравнению с глобальными выпадениями,

необходимо учитывать, что по мере развития ядерной энергетики и с убыванием радиоактивных выпадений роль сбросов будет возрастать. Уже сейчас в зоне действия Северо-Атлантического течения сказывается влияние сливов Великобритании в Ирландское море радиоактивных отходов атомных производств. Проблема эта оказалась в настоящее время столь актуальной, что в 1966 г. МАГАТЭ был проведен на эту тему специальный симпозиум [103].

В некоторых других районах широкое развитие атомной промышленности и ядерной энергетики создало весьма серьезную проблему безопасного захоронения радиоактивных отходов, возникающих в процессе деятельности ядерных установок различного рода. Важность скорейшего решения этой проблемы можно понять, если принять во внимание темпы роста ядерной энергетики. На Третьей женеvской конференции по мирному использованию атомной энергии были подведены итоги развития ядерной энергетики за последнее десятилетие и определены перспективы ее роста. По данным Сиборга [198], мощность атомных электростанций составляла: 1955 г. — 5 *Мвт*, 1958 г. — 185 *Мвт*, 1964 г. — 5000 *Мвт*. В дальнейшем можно ожидать еще большего роста: 1970 г. — 25 000 *Мвт*, 1980 г. — 150 000 — 200 000 *Мвт*.

Хотя сами по себе атомные электростанции дают сравнительно небольшое количество радиоактивных отходов, существует необходимость создавать предприятия по производству и переработке тепловыделяющих элементов. Предприятия по производству плутония и по вторичной обработке твэлов являются источником гигантских количеств радиоактивных отходов. Так, лишь в одном Ханфорде (США) к концу 1963 г. было произведено около 230 млн. м^3 радиоактивных отходов малой активности, составляющих в общей сложности 7000 *кюри* суммарной β -активности [83]. Примерно 21 млн. м^3 отходов промежуточной активности, полученных здесь за этот же период, составили около 2,6 *Мкюри* суммарной β -активности. Цифра эта еще больше возрастает, если учесть, что несколько сот *кюри* (точные данные не опубликованы) получено дополнительно в виде твердых отходов.

Состав радиоактивных отходов может существенно изменяться в зависимости от вида атомной энергетической установки. Как известно [23], после использования ядерного горючего в его составе еще содержится значительное количество плутония. Вместе с тем активность продуктов

деления настолько велика, что практически исключает возможность немедленной регенерации твэлов. Регенерация ядерного горючего осуществляется выдерживанием отработанных твэлов в воде в течение нескольких месяцев. За это время активность, вызванная короткоживущими продуктами деления, значительно падает, однако общая активность горючего, поступившего на химическую переработку, еще составляет десятки процентов от первоначальной активности ($\leq 50\%$). Она определяется наличием радиоактивных продуктов деления со средним и большим периодом полураспада (табл. 15).

Таблица 15
Важнейшие продукты деления U^{235} * [23]

Продукт деления	$T_{1/2}$	Выход, %	Энергия излучения, Мэв	
			β	γ
Ru ¹⁰³	39,7 дня	3,0	0,7 (95%)	0,56
Xe ¹³³	5,65 дня	6,0	0,35	0,08
Nd ¹⁴⁷	11,06 дня	2,6	0,809	0,6
Te ¹²⁷	90 дней	0,038	0,7	0,09
Eu ¹⁵⁶	14 дней	0,013	2,4 (40%)	2,0 (60%)
Pt ¹⁴³	13,6 дня	5,4	0,933	—
Ba ¹⁴⁰	12,8 дня	6,135	1,02	2,5 (3,2%)
Ce ¹⁴¹	33,1 дня	6,2	0,591	0,2
Te ¹²¹	33,5 дня	0,35	1,8	0,1
Te ¹³²	77,7 ч	4,7	0,22 (2,7%)	—
Zr ⁹⁵	65 дней	6,2	0,36 (98%)	1,5
Kr ⁹³	2,8 ч	3,1	2,7	2,8 (15%)
Nb ⁹⁵	35 дней	из Zr ⁹³	0,16	0,22
I ¹³⁵	6,75 ч	5,6	1,40	2,4 (2%)
I ¹³¹	8,04 дня	3,1	0,81 (85%)	0,4
Sr ⁸⁹	50,36 дня	4,79	1,46	—
Mo ⁹⁹	66 ч	0,06	1,23	0,4
Y ⁹¹	57,5 дня	5,4	1,564	0,6
Ru ¹⁰⁶	366 дней	0,48	0,0396	0,8 (2,8%)
Ce ¹⁴⁴	284,5 дня	5,3	0,319	2,2 (1%)
Kr ⁸³	10,7 года	0,29	0,67	—
Cs ¹³⁵	3·10 ⁶ лет	6,41	0,21	—
Sb ¹²⁵	2 года	0,02	0,3 (30%)	0,6
Cs ¹³⁷	29,68 года	6,15	0,514 (95%)	0,661
Eu ¹⁵⁵	1,7 года	0,03	0,25	0,084
Sr ⁹⁰	28,1 года	5,77	0,545	—
Pm ¹⁴⁷	2,64 года	2,36	0,225	—
Tc ⁹⁹	2,2·10 ⁵ лет	6,2	0,292	0,13
Pd ¹⁰⁷	7·10 ⁶ лет	—	0,035	—

* Периоды полураспада исправлены в соответствии с более поздними данными. См., например, М. Гайе-Сиссонья, Ж. Адлов. Радиохимический словарь элементов. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.

Захоронение продуктов деления должно осуществляться со всеми мерами предосторожности, так как активность отходов сохраняется иногда десятки лет, а в некоторых случаях даже возрастает, когда продукты деления являются частью цепочки распада долгоживущих радиоактивных ядер. По данным Капа [23], Ce^{144} , Zr^{95} , Pm^{147} и Ru^{106} достигают насыщения приблизительно только через пять лет после извлечения твэлов из реактора, причем в течение 50 лет после этого их активность остается постоянной. Активность Sr^{90} перестает возрастать только через 60 лет. Таким образом, захоронение радиоактивных отходов — проблема, которая до конца еще не решена.

Кроме непосредственно отделенных от топлива продуктов деления в отходы попадают и загрязненные радиоактивностью реактивы, которые содержат остатки топлива, трансурановые элементы и материалы защитных покрытий твэлов. Их можно разделить на две категории: 1) продукты деления и неиспользованное ядерное топливо; 2) продукты активации.

К первой группе относятся такие долгоживущие изотопы, как Pu^{106} ($T_{1/2} = 1$ год), Cs^{137} (29,68 года), Sr^{90} (28,1 года), Pu^{239} (24,36 года), I^{131} (8,04 дня), Ba^{140} (12,8 дня), Nb^{95} (35 дней), Sr^{89} (50,36 дня), Zr^{95} (65 дней), Cr^{144} (4,5 дня).

Во вторую группу входят сравнительно короткоживущие изотопы: Cu^{64} ($T_{1/2} = 12,8$ ч), Na^{24} (15,4 ч), As^{76} (26,4 ч), P^{32} (14,3 дня), Cr^{51} (27,8 дня), Fe^{59} (45 дней), Co^{58} (71 день), S^{35} (87,1 дня), Zn^{65} (249,7 дня), Co^{60} (5,26 года), H^3 (12,26 года).

При этом нужно иметь в виду, что заводы по производству и переработке ядерного топлива являются источниками отходов в основном первой группы, в то время как атомные энергетические установки производят отходы самого широкого диапазона.

Суда с ядерноэнергетическими установками также являются источником радиоактивных загрязнений морей и океанов. В соответствии с опубликованными данными [102] можно ожидать, что к 1970—1975 гг. во всем мире будет введено в строй более 300 атомных подводных лодок, которые будут накапливать в охлаждающих контурах около 5000 *кюри* в год. Кроме того, около 3400 *кюри* будут попадать в морскую воду за счет просачивания жидких отходов и $0,9 \cdot 10^6$ *кюри* — из ионообменных смол. Как показали исследования последних лет [121], некоторые типы ионообменных смол практически не препятствуют вымыва-

мно радионуклидов морской водой. В результате этого химическое поведение радионуклидов, попавших в море при захоронении этих смол, полностью аналогично поведению в случае непосредственного сброса их в море в виде раствора. Учитывая официально узаконенную в США систему сброса радиоактивных отходов атомных подводных лодок, можно ожидать, что большие количества радиоактивных изотопов будут внесены из-за этого не только в прибрежные воды (военным атомным судам США разрешено сливать до 1000 *кюри* в прибрежной зоне на расстоянии 1—12 *миль* от берега), но и в открытый океан (разрешается слив растворов неограниченной активности и сброс ионообменных смол активностью до 500 *кюри*).

В настоящее время можно определить несколько основных тенденций при сбросах и захоронениях радиоактивных отходов. Стремление максимально изолировать отходы высокой активности привело, с одной стороны, к захоронениям под землей в специально оборудованных хранилищах. С другой стороны, существующее в некоторых научных кругах мнение о застойности глубинных вод морей и океанов привело некоторые страны к заключению о возможности захоронения радиоактивных отходов на различных глубинах в морях и океанах.

США, Великобритания и Франция создали систему и методику захоронения радиоактивных отходов в глубинах Мирового океана, а также слива их в поверхностные воды. К великим державам стали присоединяться и некоторые другие страны, атомные центры которых расположены в в прибрежных районах.

Мы ограничились рассмотрением лишь трех ядерных держав капиталистического мира. Наблюдается тенденция к сливу жидких отходов средней и малой активности как непосредственно в реки, так и в грунт (что в конечном итоге приводит к выносу речными системами радиоактивных отходов в прибрежные воды морей и океанов). Так, в соответствии с данными Нельсона [160] только 4% цезия, сброшенного в р. Саванна, осталось в реке. Большая часть радионуклидов была вынесена в гавань, находящуюся в 220 км ниже по течению. Это подтверждено и другими данными [140], показавшими, что основная масса радиоактивного рутения, сливаемого в почву в Ок-Ридже, хотя и сорбируется вначале грунтом, в дождливые сезоны быстро движется в ручей Уайт-Ок и далее в р. Клич. Аналогичные эффекты обнаружены и в других местах [161].

Так, было отмечено, что радионуклиды, спускаемые в р. Колумбия в Ханфорде, частично оседали на дно реки, а во время весеннего паводка выносились в океан.

Для того чтобы представить количество сбрасываемых в реки и океаны радиоактивных отходов, необходимо провести краткий анализ условий их производства и захоронения.

Сброс радиоактивных отходов в США

Непосредственные захоронения радиоактивных отходов в морях и океанах начали осуществляться США еще в 1946 г. При этом считалось, что сброс в море твердых отходов не более опасен, чем захоронение в грунте. По данным Белтера [83], США с 1946 по 1963 год захоронили в Атлантическом океане 30 284 контейнера общей активностью 46 147 *кюри* и в Тихом — 59 249 контейнеров с радиоактивными отходами общей активностью 14 839 *кюри*.

Захоронения радиоактивных отходов по принятой в США методике [119, 173] производятся в 55-галлонных (около 207 л) стальных бочках. Механические требования, предъявляемые к контейнерам: прочность, которая позволяет выдерживать давление воды на глубинах до 1800 м и коррозионная стойкость в течение 10 лет. В качестве балласта и дополнительной защиты используется бетон, занимающий около 3/4 всего объема контейнера.

Только около 4% твердых отходов США захороняют в море [83], остальные — в грунте. При этом масштабы захоронений могут быть косвенно оценены из того факта, что только одна из четырех наиболее крупных лабораторий США в Саванне в течение 1962/63 финансового года захоронила 180—200 *кюри* твердых отходов общим объемом 15 000 м³.

Прибрежные зоны океана в местах впадения рек, выносящих радиоактивные отходы от крупных атомных установок, загрязнены не меньше. Основная часть радиоактивных отходов (имеется в виду их суммарная активность и объем) производится плутониевыми заводами и установками по переработке ядерного горючего [83, 167]. Это производство осуществляется в основном в двух местах — в Ханфорде и в Саванне. Кроме того, значительными источниками радиоактивных отходов являются лаборатория в Ок-Ридже, а также национальная станция испытания реакторов в Айда-

хо. Перечисленные предприятия и лаборатории дают 99% всех радиоактивных отходов США.

Ханфордские реакторы по производству плутония выпускают самые значительные количества радиоактивных сбросовых вод в поверхностные воды из числа всех функционирующих в Северной Америке установок. По этой причине Комиссия по атомной энергии США разработала специальную долгосрочную программу исследований радиоактивности вод р. Колумбия [210]. Вода для охлаждения реакторов забирается из р. Колумбия и сбрасывается обратно после кратковременной выдержки в специальных бассейнах. Таким образом, в течение года в реку попадает несколько мегаюри радиоактивных отходов в виде продуктов деления и активации, которые образуются при взаимодействии нейтронов с конструктивными элементами реактора и с примесями в охлаждающей воде. В момент сброса около 90% суммарной β -активности обусловлено присутствием следующих радиоактивных изотопов [83]: Mn^{56} , Na^{24} , Cr^{51} , Np^{239} , As^{76} и Si^{31} . В окрестности первого крупного населенного пункта Паско, находящегося ниже по течению, радиоактивные отходы попадают через 24 ч после сброса. В этот момент основную роль играют Cu^{64} , Na^{24} , Cr^{51} , Np^{239} и As^{76} . Ежедневно через Паско р. Колумбия переносит около 2000 кюри. Примерные количества сбрасываемых изотопов могут быть определены, если принять во внимание, что еще в 1957 г. в р. Колумбия сливались радиоактивные отходы с суммарной активностью около 2000 кюри в день, причем 1000 кюри приходилось на долю Cr^{51} , а 15 кюри — на долю P^{32} , Zn^{65} [126].

Второй источник загрязнения р. Колумбия — захоронение радиоактивных отходов заводами, перерабатывающими твэлы. Эти отходы сливаются в грунт на глубине 60—90 м, причем место захоронения удалено от реки на 16 км. Хотя не подтверждено, что радиоактивные отходы из этих мест проникают в реку, отмечено, что область захоронения загрязнена Ru^{106} и H^3 . Эти изотопы могут проникнуть и в воды р. Колумбия.

Наконец, отходы высокой активности, хранящиеся в больших танках под землей, могут также привести к радиоактивному загрязнению при нарушении целостности конструкции. Пять таких случаев было отмечено в Ханфорде [83]. Несомненно, что почва и речной грунт могут некоторое время препятствовать распространению радиоактивности, сорбируя радионуклиды, но весенние паводки, а также сильные дожди приводят к быстрому попаданию радиоактивности

в реку [167]. Колумбия вблизи Ханфорда чистая, а течение быстрое, тем не менее отмечена существенная сорбция некоторых радиоактивных элементов на 50 км вниз по течению. Далее радиоактивные отходы переносятся седиментами. Значительная акватория Тихого океана на сотни миль от устья р. Колумбия оказывается загрязненной. Исследо-

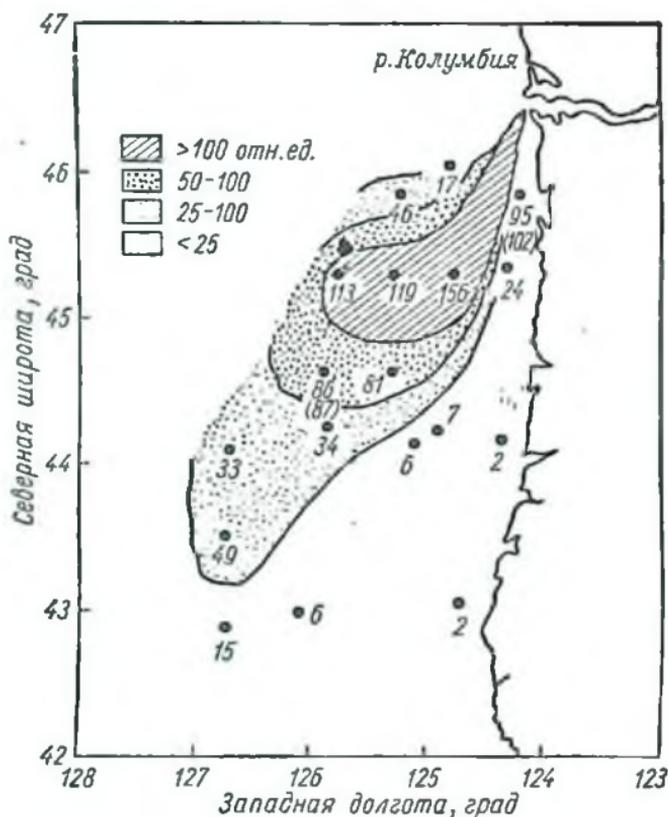


Рис. 22. Распространение в Тихом океане радионуклида Cr^{51} [164], сбрасываемого в воды р. Колумбия.

вания, выполненные в этой части Тихого океана в 1965 г. с помощью специальной гамма-спектрометрической аппаратуры [164], позволили проследить выносимую из р. Колумбия радиоактивность на расстояние до 525 км от ее устья. На рис. 22 показана картина распространения Cr^{51} , сбрасываемого в Ханфорде в воды р. Колумбия. Для перевода относительных значений концентраций Cr^{51} , данных на рисунке, в единицы $\mu\text{кюри}/\text{л}$, необходимо умножить указанные значения на 0,861.

66 $156 = 156 \cdot 0,861 = 134,316 \mu\text{кюри}/\text{л} = (156) \cdot 10^{-9} \frac{\text{кюри}}{\text{л}} \cdot 0,861$

$2 = 2 \cdot 0,861 = 1,722 \mu\text{кюри}/\text{л} = (2) \cdot 10^{-9} \frac{\text{кюри}}{\text{л}} \cdot 0,861$

В полутонневых установках Саванна для охлаждения и замедления используется тяжелая вода [83], поэтому сброса радиоактивной воды из системы охлаждения непосредственно в реку нет. 99% всей радиоактивности попадает в р. Саванна при хранении частей отработанных твэлов в бассейне недалеко от реактора. Кроме этого, в воде бассейна находятся и продукты активации [167]. Сюда непрерывно собирается также и вода от четырех реакторов. В р. Саванна сбросы попадают двумя путями: либо через ручей протяженностью 16—20 км либо через пруд (расстояние от реки 29 км). В течение последних шести лет сброс в р. Саванна составляет от 300 до 2500 *кюри/год*. Сбрасываемые радиоактивные отходы большей частью сорбируются илом малых ручьев и самой р. Саванна. Только 4% цезия и 30% стронция остались в 1963 г. в водах реки. Взвешенный ил и глина играют большую роль в переносе радиоактивности от места сброса до гавани Саванна, находящейся на 220 км ниже по течению.

Национальная станция испытания реакторов не является прямым источником радиоактивного загрязнения каких-либо водных систем. Но необходимо учесть, что начиная с мая 1960 г. на территории станции сооружаются специальные хранилища для захоронения переработанных твердых радиоактивных отходов. Наряду с Ок-Риджской начала функционировать станция по захоронению всех твердых радиоактивных отходов в масштабах всей страны. Все они получили общее название «Временная программа наземных захоронений». В период 1961—1963 гг. общий объем и площадь захоронений составили:

	1961 г.	1962 г.	1963 г.
Общее количество отходов,			
и ³	84 685	67 070	50 850
Площадь захоронений, га .	19,6	14	10,8

Согласно опубликованным данным [83], радиоактивность распространялась в базальт, но в 1963 г. такие изотопы, как Sr^{90} , Co^{60} , Ce^{137} , Cs^{137} и Ru^{106} еще находились выше грунтовых вод. Единственным радиоактивным элементом, проникшим на значительно большие расстояния (до 11 км), является тритий.

Лаборатория в Ок-Ридже — крупный центр по производству радиоактивных изотопов. Основные радиоактивные изотопы, попадающие из лаборатории

в р. Клинич и далее в р. Теннесси, — Ru^{106} , Cs^{137} , Co^{60} и Sr^{90} [171]. Известно [167], что главным источником заражения Cs^{137} и Sr^{90} является Ок-Риджский завод по химической переработке отходов. Сточные воды от этого завода через небольшой ручей Уайт-Ок переносятся в р. Клинич, приток р. Теннесси. Кроме того, здесь проводятся захоронения отходов под землей. Это приводит к заражению вод р. Клинич изотопами Co^{60} и Ru^{106} .

Особенно высокие концентрации отходов были получены в лаборатории в течение 1958—1959 гг. [83]. В 1959 г. 13 500 м³ жидких отходов общей активностью 28 000 *кюри* было захоронено здесь в специальных колодцах. Уже в конце того же года значительные количества Ru^{106} были обнаружены в ручье Уайт-Ок. При исследовании переноса радиоактивности водами р. Клинич и Теннесси [171] концентрация указанных радиоактивных изотопов измерялась в семи пунктах, расположенных на этих реках. Полный анализ, проведенный в течение 44 недель, а также определение баланса сбрасываемой активности дали основание утверждать, что перенос осуществляется практически полностью водами р. Клинич и Теннесси, без потерь за счет сорбции радиоактивных элементов взвешенными частицами с последующей седиментацией. Вместе с тем отмечено значительное отложение радионуклидов на дне ручья Уайт-Ок, но оказалось, что при переполнении озера практически все изотопы переносятся вниз по течению р. Клинич [166]. Хотя физико-химическая форма существования радионуклидов различна (90% Cs^{137} переносится взвешенными частицами, в то время как 80—90% Sr^{90} , Co^{60} и Ru^{106} находятся в растворе), дно рек сорбирует лишь 3% из указанных изотопов.

В табл. 16 приведены характеристики ежегодных сбросов радионуклидов в р. Клинич за 1944—1963 гг. [166].

Полные данные об общих масштабах сброса радиоактивных отходов США в основных пунктах приведены в табл. 17.

Атомные электростанции США. К концу 1963 г. примерно 98% всей энергии, вырабатываемой атомными электростанциями США, производилось шестью АЭС на водяных реакторах [83]. Три из них — кипящие реакторы, остальные три — реакторы, охлаждаемые водой под давлением. Данные о количестве радиоактивных отходов, выработанных в 1963 г., приведены в табл. 18. Сопоставление табл. 18 с табл. 16, 17 показывает, что основную долю радиоактивных сбросов дают атомные производства.

Таблица 16

Ежегодные сбросы радиоактивных отходов
в р. Клич [166], *кюри*

Год	Суммарная радиоактивность	Cs ¹³⁷	Ru ¹⁰⁶	Sr ⁹⁰	Ce ¹⁴¹	Ce ¹⁴⁴	Zr ⁹⁵	Nb ⁹⁵	I ¹³¹	Co ⁶⁰
1944	600	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1945	500	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1946	900	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1947	200	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1948	494	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1949	718	77	110	150	77	18	180	22	77	—
1950	191	19	23	32	30	—	15	12	19	—
1951	101	20	18	29	11	—	4,5	2,2	18	—
1952	214	9,9	15	72	26	23	19	18	20	—
1953	304	6,4	26	130	110	6,7	7,6	3,6	2,1	—
1954	384	22	11	140	160	24	14	9,2	3,5	—
1955	437	63	31	93	150	85	5,2	5,7	7,0	6,6
1956	582	170	29	100	140	59	12	15	3,5	46
1957	397	89	60	83	110	13	23	7,1	1,2	4,8
1958	544	55	42	150	210	30	6	6,0	8,2	8,7
1959	937	76	520	60	94	48	27	30	0,5	77
1960	2 190	31	1 900	28	48	27	38	45	5,3	72
1961	2 230	15	2 000	22	21	4,2	20	70	3,7	31
1962	1 440	5,6	1 400	9,4	11	1,2	2,2	7,7	0,36	14
1963	170	3,5	430	7,8	9,4	1,5	0,34	0,71	0,44	14

Таблица 17

Сброс радиоактивных отходов в США, *кюри/сутки* [83]

Изотоп	T _{1/2}	Ханфорд	Ок-Ридж	Саванна
Продукты активации				
Cu ⁶⁴	12,8 ч	200—1 000	—	—
Na ²⁴	15,4 ч	200—1 000	—	—
As ⁷⁶	26,1 ч	50—300	—	—
Np ²³⁹	2,35 дня	200—1 000	—	—
P ³²	14,3 дня	20—70	—	—
Ce ¹⁴¹	27,8 дня	600—2 000	—	3,5
S ³⁵	87,1 дня	—	—	0,4
Zn ⁶⁵	249,7 дня	30—100	—	0,9
Co ⁶⁰	5,26 года	1—2	0,04—0,2	0,01
H ³	12,26 года	—	—	205

Продолжение

Изотоп	$T_{1/2}$	Ханфорд	Ок-Ридж	Саванна
Продукты деления				
I^{131}	8,04 дня	1—3	0,001—0,01	0,1
Ba^{140}	12,8 дня	—	—	0,1
Nb^{93}	35 дней	—	0,002—0,2	—
Sr^{89}	50,36 дня	—	—	0,9
Zr^{95}	65 дней	—	0,001—0,1	0,1
Ce^{144}	284,5 дня	—	0,003—0,1	0,1
Ru^{106}	1 год	—	1—5	0,03
Sr^{90}	28,1 года	0,1	0,02—0,2	0,03
Cs^{137}	29,68 года	—	0,01—0,2	0,3
Всего без H^3	—	2 000	1—6	0—5
Принимающая река	—	Колумбия	Клишч	Саванна
Сток, 10^{10} л/сутки	—	27	1	2,5
Место измерения	—	Колумбия (г. Паско)	Уайт-Ок	Выход сточного бассейна

Таблица 18
Характеристика атомных электростанций США [83]

Характеристика	Вода под давлением			Кипящие реакторы		
	Шпинн-порт	Янки	Индиан-поинт	Дрезден	Биг-Рок-поинт	Хав-больдфел
Полная возможная электроэнергия, Мвт	67	185	275	210	50	70
Жидкие отходы: объем, 10^9 л	7,9	3,4	16,1	6,6	5,7	4,7
радиоактивность, кюри	0,19— +2,17H ³	0,0035	0,15	1,765	0,626	0,4
Изотопный состав	(94% H ³ и 6% продуктов деления и активации.					

Третий источник сброса радиоактивных отходов — крупные научно-исследовательские ядернофизические лаборатории, из которых кроме Ок-Риджской необходимо ука-

зять Аргоннскую, Брукхейвенскую и Лос-Аламосскую. Однако за исключением Ок-Риджской для этих лабораторий сброс радиоактивных отходов не превышает 1 *кюри/год* и по сравнению с описанными ранее установками не является значительным.

Сброс радиоактивных отходов в Великобритании

Великобритания — вторая ядерная держава, производящая регулярный сброс жидких радиоактивных отходов непосредственно в море. Основным источником радиоактивных отходов является Уиндскейлский завод по химической переработке облученных тепловыделяющих элементов, находящийся на Кэмберлендском побережье. Слив радиоактивных отходов осуществляется здесь с 1952 г. [105, 202]. После окончания в 1964 г. строительства еще одного завода Уиндскейлский химический комплекс является самым крупным из известных комбинатов по химической переработке облученного ядерного горючего [131].

Система слива отходов в своем окончательном виде состоит из двух параллельных трубопроводов диаметром 25 м, проложенных по дну Ирландского моря. С помощью этих трубопроводов жидкие отходы малой активности отводятся на расстояние около 2,5 км от берега и выбрасываются на глубину 20 м.

Основная причина для непосредственных сбросов — невозможность провести захоронения на небольшой территории завода. Активность сбрасываемых отходов определяется такими продуктами деления, как Sr^{90} , Sr^{90} , Zr^{95} , Nb^{95} , Ce^{144} , Cs^{137} , Ru^{103} , Ru^{106} , а также небольшое количество урана Po^{210} и Pu^{239} [142]. Несмотря на высказываемую многими британскими специалистами уверенность в безопасности сбросов, проведенные исследования показали, что даже при весьма оптимистическом отношении к этому вопросу существуют предельные количества, обусловленные районом слива. При сбросе отходов в различных пунктах предельное количество сбрасываемых продуктов деления определяется лишь несколькими изотопами, меняющимися в зависимости от условий в данном пункте сброса. Так, в Уиндскейле основное ограничение накладывается присутствием Ru^{106} , в Уинфрите — Cs^{137} и Ru^{106} , в Даури — Zr^{95} и Nb^{95} , в Бродли, Беркли и Хинкли-Пойнт — Zn^{65} .

Таким образом, скорость слива в Уиндскейле [105] не должна превышать 100 000 *кюри/год*; причем по отдель-

ным изотопам ограничения слива выглядят следующим образом: Sr^{90} — 2000, Ru^{106} — 5000, Ce^{144} — 2000 *кюри/месяц*.

По данным Данстера [105], суммарные количества сброшенных радиоактивных отходов не должны были первоначально превышать 100 *кюри/сутки*. Однако позднее сброс достиг 8000 *кюри/месяц* Ru^{106} и 2800 *кюри/месяц* Sr^{90} . Как ука-

Таблица 19

Средние темпы сброса радиоактивных отходов в Ирландское море в 1957—1965 гг. [131], *кюри/месяц*

Продукт деления	1957	1958	1959	1960	1961	1962	1963	1964	1965
Ru^{106}	2 218	3 522	2 956	3 302	2 095	1 916	2 781	1 924	1 752
$\text{Ru}-\text{Rh}^{103}$	300	492	746	964	265	153	800	100	150
Sr^{90}	137	210	129	43	41	85	46	81	97
Sr^{89}	248	72	170	82	114	42	14	16	14
Ce^{144}	215	497	583	74	180	200	116	267	288
$\text{Y}^{91} + \text{PЗЭ}$	300	567	506	83	201	125	90	90	73
Cs^{137}	310	516	165	76	91	92	31	111	97
Zr^{95}	59	210	415	196	140	78	47	1 797	1 479
Nb^{95}	535	510	845	523	658	356	292	1 735	2 803
$\Sigma \beta$ -актив- ность	5 366	6 846	7 659	6 461	3 981	3 742	4 020	5 055	4 560
$\Sigma \alpha$ -актив- ность	4,8	5,2	5,6	6,8	11,1	15,5	19,0	23,5	33,8

зали Мохлин и Темплтон [147], в 1963 г. в воды Ирландского моря было сброшено 90 000 *кюри* β -активных отходов.

Данные о темпах сброса радиоактивных отходов в Уиндскейле приведены в табл. 19 [131].

К сожалению, работы по определению радиоактивности воды в Ирландском море, проведенные учеными Великобритании, носили эпизодический характер. На рис. 23 показаны значения концентраций Ru^{106} и Sr^{90} , полученные в начале 1964 г. [204].

В меньшей степени Великобритания осуществляет захоронение радиоактивных отходов на континентальном шельфе Атлантического побережья и во впадине Хард Дип. Пизон [172], проанализировавший условия и последствия сброса радиоактивных отходов как в поверхностные, так и в глубинные воды морей и океанов, на многочисленных примерах и в частности английских, показал, что, если уровень зараженности для смеси различных продуктов деления будет превышать 10^{-9} *кюри/л*, захоронение не может считаться в настоящее время совершенно безопасным даже

на глубинах океана ниже 7000 м. В Великобритании твердые отходы сбрасываются в океанские глубины за пределами континентального шельфа [99]. При этом глубина не должна превышать 2700 м. Известно также [99], что некоторые количества отходов сбрасывались непосредственно в Ла-Манш на глубинах до 180 м; считалось, что рыболовст-

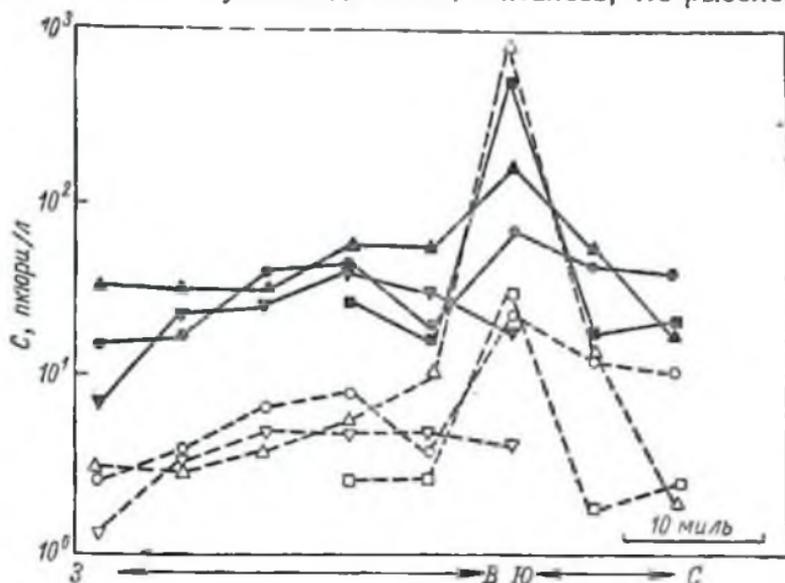


Рис. 23. Концентрации Ru^{106} (черные значки) и Sr^{90} (светлые значки) в иофильтрованной воде северо-восточной части Ирландского моря [204].

ва в данном районе нет, а поэтому сбросы непосредственной опасности не представляют. Максимальное количество сбрасываемых радиоактивных отходов составляло 400 кюри β - и γ -активности в год.

Сброс радиоактивных отходов во Франции

Подобно другим крупным ядерным державам, Франция накапливает в процессе работ атомных предприятий и научно-исследовательских лабораторий значительные количества радиоактивных отходов. Часть из них сбрасывается в воды рек. Такие сбросы осуществляются, например, в Маркуле, Фонтанэ-о-Роз и Саклэ [82, 172]. В данном случае при оценке объема сбросов и захоронений можно исходить из тех же соображений, которыми мы руководствовались при анализе сбросов радиоактивности в США.

Франция сбрасывает радиоактивные отходы непосредственно в море в районе мыса Аг, где построен крупный завод по переработке облученных твэлов. Радиоактивные отходы сбрасываются в море по специальному трубопроводу, длина подводного участка которого 5,5 км [82]. Эта система начала действовать в 1966 г., и в настоящее время еще нет полной информации о темпах сброса. Опубликованные данные позволяют получить лишь общие представления о гидрологических характеристиках данного прибрежного района Атлантического океана.

Основную долю радиоактивности, сбрасываемой в реки, дает завод по производству плутония в Маркуле. Все отходы выносятся р. Роной в Лионский залив (Средиземное море). После очистки на специальной очистительной станции, а также выдерживания в течение некоторого времени в бассейне они по трубе выбрасываются в специальное цилиндрическое сбросовое устройство длиной 50 м и диаметром 900 мм. Ежегодно удаляется около 1800 кюри [195]. Скорость перемешивания сбрасываемой радиоактивности в водах р. Роны контролируется в восьми точках, из которых две находятся на 2550 и 1550 м выше по течению, а остальные в 100, 550, 1150, 2650, 3550, 10550 м ниже по течению [196]. Анализ полученных результатов показывает, что большая часть сбрасываемых продуктов деления переносится водами реки в Средиземное море. Ограничения на сбрасываемую активность определялись [196] следующим образом:

$$\frac{\alpha}{2 \cdot 10^{-7}} + \frac{\beta}{6 \cdot 10^{-6}} + \frac{\text{Pu}}{3 \cdot 10^{-7}} + \frac{\text{Sr}}{8 \cdot 10^{-8}} \leq D,$$

где числители дробей представляют собой количество (в кюри) сбрасываемых в день соответственно α - и β - радиоактивных изотопов, а также плутония и стронция; D — дебит р. Роны, равный $7 \cdot 10^7 \text{ м}^3/\text{сутки}$. Сведения о сбросах в р. Рону в 1960 г. приведены в табл. 20.

В 1965 г. Маркульский центр сбросил в р. Рону 192 000 м³ жидких отходов общей активностью 2584 кюри [195].

Для определения норм сброса радиоактивных отходов в настоящее время используются данные о воздействии радиации на различные ткани организма.

В последние годы Международная комиссия по радиационной защите (МКРЗ) рекомендовала новые требования, предъявляемые к сбрасываемым отходам:

$$d \left\{ \frac{[\text{Pu}]}{5 \cdot 10^{-6}} + \frac{\alpha - [\text{Pu}]}{2 \cdot 10^{-5}} + \frac{[\text{Sr}]}{1 \cdot 10^{-7}} + \frac{\beta - [\text{Sr}]}{1 \cdot 10^{-6}} \right\} \leq 1, \quad (1.49)$$

Таблица 20

Сброс радиоактивности в р. Рону в 1960 г. [196], мкюри

Месяц	Число	Объем, м ³	α	β	γ	Sr ⁹⁰	Sr ⁸⁹	Pu
Январь	16	11 560	9,6	15 834	18 865	1379	11 446	7,8
Февраль	22	13 827	27,3	20 118	35 003	2231	7229	24,9
Март	15	8470	100,9	6579	8287	531	1790	90,2
I квартал	53	33 857	137,8	42 531	62 155	4144	20 465	122,9
Апрель	10	5630	29,4	2371	1927	334	956	24,9
Май	14	8190	51,8	3040	1677	651	780	47,6
Июнь	12	7860	75,7	2760	2926	163	217	56,6
II квартал	36	21 680	156,9	8171	6530	1148	1953	129,1
Июль	8	5620	160,6	2204	2242	140	82	116,0
Август	15	9392	69,0	2869	6839	81	154	38,4
Сентябрь	17	11 468	98,1	20 318	22 341	169	374	80,2
III квартал	40	26 480	327,7	28 391	31 422	390	610	234,6
Октябрь	18	10 240	58,9	9055	11 133	95	195	42,2
Ноябрь	24	13 633	97,1	6792	7728	983	136	43,8
Декабрь	20	10 660	163,0	19 587	27 580	365	2197	53,5
IV квартал	62	34 533	319,3	35 431	46 441	1443	2528	139,5
Всего	191	116 550	941,7	114 527	146 518	7125	25 556	626,1

где d — коэффициент разбавления, имеющий для Маркуля порядок 10^{-5} ; $[Pu]$ — концентрация Pu^{239} ; α — $[Pu]$ — кон-

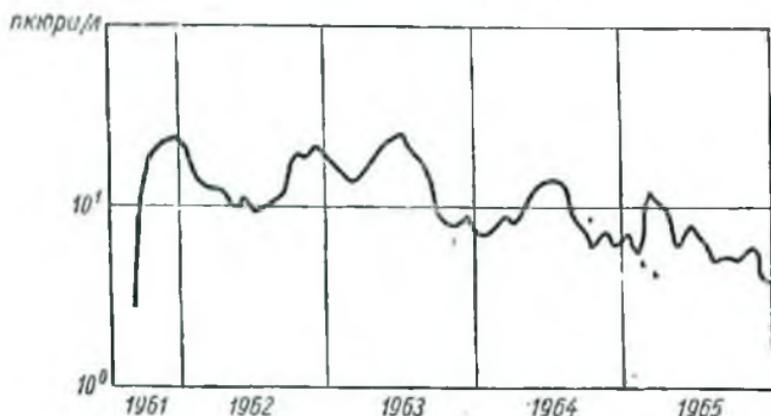


Рис. 24. Суммарная β -активность р. Роны в районе Маркульского атомного центра [195].

центрация α -излучателей, кроме Pu^{239} ; $[Sr]$ — концентрация Sr^{90} ; β — $[Sr]$ — концентрация β -излучателей, кроме Sr^{90} .

Влияние сброса на радиоактивность р. Роны в районе Маркуля показано на рис. 24 [195].

При этом сбрасываемая активность распределялась в указанных 191 сбросах следующим образом:

Активность, кюри . . .	0—0,5	0,5—1	1—1,5	1,5—2	2—2,5	2,5—3	3—3,5	—
Количество проб . . .	97	25	12	12	6	8	4	—
Активность, кюри . . .	3,5—4	4—4,5	4,5—5	5—5,5	5,5—6	6—6,5	7—8	8—9
Количество проб . . .	4	3	4	3	1	6	1	4

Выводы

В результате рассмотрения всех основных источников радиоактивного загрязнения Мирового океана можно сделать следующие выводы.

1. Анализ опубликованной информации о характере и мощности испытательных взрывов позволил определить динамику загрязнения атмосферы в течение всего периода проведения испытаний ядерного оружия в атмосфере. Получены коэффициенты выхода продуктов деления в различ-

ные слои атмосферы с учетом географического положения места испытаний, а также мощности взрывов. Определены величины парциальных вкладов продуктов деления в общий запас радиоактивности в атмосфере. В расчетах учтено попадание в мезосферу части продуктов деления. Определены времена запаздывания поступления мезосферной компоненты в стратосферу и роль мезосферной компоненты в динамике глобальных радиоактивных выпадений.

2. Исследованы закономерности очистки атмосферы Земли. Показано, что существующие формулы, описывающие закономерности изменения радиоактивного запаса, не могут быть использованы для длительных промежутков времени (порядка 10 лет). Выполненные на судне «Михаил Ломоносов» наблюдения за приводной радиоактивностью атмосферы и потоком радиоактивных выпадений показали существенную роль географического фактора при определении потоков в отдельных районах Мирового океана. Показано, что в реальных условиях потоки радиоактивности на поверхности океана можно задавать в матричном виде, а параметры суммарных потоков могут быть определены статистически.

3. Построена новая модель очистки атмосферы от радиоактивных аэрозолей, учитывающая наличие в атмосфере нескольких, расположенных один над другим, резервуаров с различными периодами полуочистки: полярные области разделены на два резервуара, экваториальные — на три. Данные о периодах полуочистки получены из самолетных и зондовых измерений по программе HASP. Учтены величины реальных парциальных вкладов в каждый из резервуаров от определенных серий испытаний. Получен общий вид расчетных формул запаса Sr^{90} в атмосфере (1.46) и (1.47).

На основании выведенных формул подсчитаны запасы Sr^{90} в атмосфере, которые сравнены с результатами аналогичных расчетов, по формулам (1.20) и (1.26), основанных на упрощенных представлениях. Формулы (1.20), (1.26) удовлетворительно описывают выпадения лишь через несколько лет после окончания испытаний.

4. Изучена возможность учета коагуляции радиоактивных и естественных аэрозолей. На основании опубликованных данных о радиоактивных и естественных аэрозолях, а также о периодах их полуккоагуляции получена формула изменения постоянных очистки различных резервуаров атмосферы со временем. Уточнение выведенных формул, характеризующих изменение запаса Sr^{90} в атмосфере за счет введения зависимости периодов полуочистки $\tau = \tau(\lambda_k)$,

позволило достаточно точно описать динамику радиоактивных выпадений в 1954—1964 гг.

5. Приведены данные о сбросе радиоактивных отходов в моря и океаны основными ядерными державами. Определены темпы сбросов в различных районах Мирового океана. Установлено, что одним из наиболее опасных районов является северо-восточная часть Атлантического океана, куда сбрасываются отходы производства и переработки ядерного горючего. Радиоактивные отходы стран, не обладающих мощной атомной промышленностью, в настоящее время могут не приниматься во внимание, поскольку производимые ими суммарные активности на несколько порядков ниже суммарной активности, вырабатываемой предприятиями США, Англии и Франции.

ГЛАВА ВТОРАЯ **ПОЛЕ РАДИОАКТИВНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ**

В предыдущей главе было показано, что период полупребывания продуктов ядерных взрывов в атмосфере зависит от географического положения места взрыва и высоты выбросов и колеблется в пределах от 0,4 до 5 лет. Однако при анализе поля радиоактивности Мирового океана с такими колебаниями не приходится сталкиваться: поток радиоактивности на поверхности океана оказывается существенно сглаженным. Чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить данные по инъекции Sr^{90} в атмосфере с выпадениями этого радионуклида. Как видно из рис. 1, дискретному характеру загрязнения атмосферы во время испытательных взрывов соответствует относительно плавная кривая, характеризующая поток радиоактивности через границу раздела атмосфера—океан.

Рассмотрим закономерности переноса радиоактивного загрязнения в океане от поверхности до дна. При этом необходимо различать следующие слои океана с сильно отличающимися параметрами переноса [7]: 1) тонкий молекулярный поверхностный слой; 2) верхний деятельный слой; 3) слой скачка плотности; 4) глубинный слой. (Два последних будут рассмотрены в третьей главе.)

В условиях открытого океана радиоактивные частицы могут равновероятно выноситься из атмосферы либо под действием гравитационной силы («сухое» осаждение), либо каплями дождя («мокрое» осаждение). В первом случае при попадании на поверхность океана радиоактивные частицы некоторое время остаются в тонком молекулярном поверхностном слое. Их проникновение в глубину океана может происходить лишь во время интенсивного волнового перемешивания, когда частицы, находящиеся на гребнях волн, заносятся в глубину. Во втором случае радиоактивные частицы быстрее проникают через молекулярный по-

верхностный слой океана, так как дождевые капли способны его пробить.

Известно [85], что в верхнем деятельном слое океана наблюдается интенсивное перемешивание радиоактивной субстанции за счет существования вертикальных составляющих средней скорости течения (рис. 25, а, б), которые за-

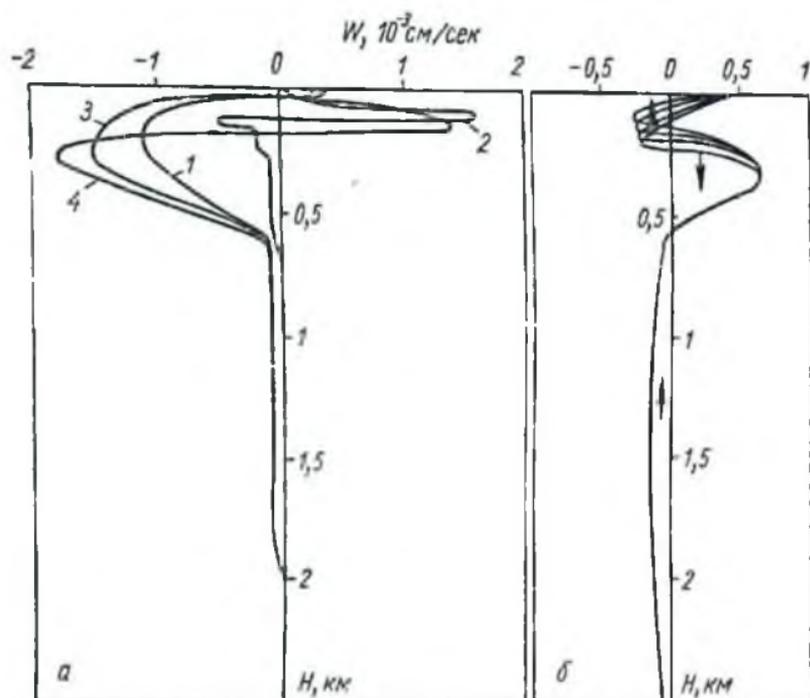


Рис. 25. Вертикальная составляющая средней скорости течения в Черном море (а) и в Атлантическом океане (б):
1—4—I—IV кварталы соответственно.

всят от глубины не только по величине, но и по знаку. Это приводит к достаточно быстрому выравниванию концентрации радиоактивной примеси по вертикали. Кроме того возникают слои динамического равновесия, существование которых обеспечивается равенством стоковых скоростей опускания частиц, зависящих от их размеров и скоростей подъема глубинных вод [6, 7, 86].

Определенную роль в переносе радиоактивности в верхнем деятельном слое океана играют и планктонные организмы. Поглощение ими радионуклидов приводит к возрастанию радиоактивности в слоях, наиболее богатых планктоном. После гибели организмов радиоактивные элементы

снова переходят в воду на глубине, определяемой размерами гидробионтов. Поскольку крупные организмы обладают ничтожной биомассой (в расчете на единицу объема), то основной перенос осуществляется только мелкими организмами лишь в пределах верхнего деятельного слоя в несколько сот метров. Толщина этого слоя много меньше глубины океана, поэтому перенос радиоактивности планктоном может быть отнесен к особенностям граничных условий и играет роль дополнительного сглаживающего фактора.

Несмотря на то что в состав продуктов деления входит большое количество различных радиоизотопов, уже по истечении первого года после взрыва [65] состав глобальных выпадений характеризуется всего лишь пятью радионуклидами:

Изотоп	Ce ¹⁴⁴	Pr ¹⁴¹	Sr ⁹⁰	Y ⁹⁰	Cs ¹³⁷	Pm ¹⁴⁷	Ru ¹⁰⁶	Rh ¹⁰⁶
Содержание, %	45		15		15	18		6

Для того чтобы определить, какой из перечисленных элементов наиболее подходит для применения в качестве индикатора процесса распространения радиоактивного загрязнения, необходимо проанализировать физико-химические формы существования этих элементов в океанах. В табл. 21 приведено содержание растворимых и нерастворимых фракций наиболее важных и долгоживущих радиоизотопов в океане [47]. Из таблицы видно, что Sr⁹⁰ и Cs¹³⁷ находятся в океане главным образом в виде истинных растворов. При этом они достаточно равномерно распределены в океане. Указанные особенности делают эти долгоживущие изотопы и хорошими индикаторами физических процессов, поэтому весь анализ распределения радиоактивного загрязнения Мирового океана выполнен нами для этих радионуклидов.

Таблица 21

Содержание растворимых и нерастворимых фракций долгоживущих радиоактивных изотопов [47], %

Изотоп	Растворимая фракция	Нерастворимая фракция
Sr ⁹⁰	95,6	0,03
Cs ¹³⁷	70,8	22,6
Ce ¹⁴⁴	42,0	51,3

Учитывая, что некоторые районы Мирового океана загрязнялись только глобальными выпадениями, а в других

существовали локальные источники загрязнений, кажется целесообразным провести соответствующее разделение и при анализе поля радиоактивности.

Аналитическое представление поля не может дать достаточно точных результатов, поскольку наличие большого количества локальных факторов, не всегда определяемых с достаточной точностью, привело бы к значительной суммарной ошибке и к потере достоверности описания. Наиболее полно поле радиоактивности может быть описано матрицей значений радиоактивности в узлах регулярной сетки, покрывающей поверхность Мирового океана. Принимая во внимание статистическую природу поля, можно с определенной вероятностью найти его параметры в узлах регулярной сетки и ошибку такого измерения. В результате, используя методы, разработанные в теории объективного анализа метеорологических полей, можно получить объективное описание радиационной обстановки в масштабах всего океана.

Для получения объективных характеристик поля радиоактивности необходимо выполнять специальные теоретические и экспериментальные исследования. Эта задача была решена лишь в последнее время [5, 9].

5. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ

Прямые измерения

В настоящее время известно несколько методов определения радиоактивности морской воды. Принципиально они могут быть разделены на три группы: 1) прямые методы измерения (*in situ*), 2) радиохимические, 3) комбинированные.

Наиболее удобным при работе в экспедиционных условиях является метод, основанный на прямых измерениях с помощью специальных погружаемых приборов. Однако ввиду трудности интерпретации результатов измерений этот метод применяется сейчас в основном для экспрессной оценки радиационной обстановки в местах сброса высокоактивных отходов ($> 10^{-12}$ кюри/л) [100, 101, 175, 192, 193].

Аппаратуру для прямых измерений используют и для изучения движения водных масс методом радиоактивных индикаторов. Вначале для этой цели применяли гамма-

радиометры со счетчиком Гейгера — Мюллера в качестве детектора [191]. Такие приборы использовались при зондировании верхних слоев океана (глубина несколько сот метров). Позднее в радиометрах стали применяться сцинтилляционные счетчики [34, 35], которые соединялись кабелем с регистрирующей аппаратурой, находящейся на борту судна. Конструктивные и принципиальные особенности этих приборов позволяли измерять суммарную активность, обусловленную в основном естественными γ -излучателями, содержащимися в морской воде (в первую очередь K^{40}).

Совмещение сцинтилляционного счетчика с регистратором позволило заключить радиометр в герметичный контейнер, погружаемый в море, и дало возможность измерять суммарную γ -активность на глубинах в несколько тысяч метров [71, 80].

Начиная с 1959 г. при прямых измерениях радиоактивности морей и океанов стали использоваться сцинтилляционные гамма-спектрометры [36, 37, 159], позволявшие определить характерные особенности спектров γ -излучения морской воды. Спектрометрическая аппаратура в последнее время широко используется при исследовании радиоактивности вод в местах сброса отходов атомных производств [100, 101, 175, 192, 193].

Радиохимический метод

Гораздо большее применение находят методы, основанные на различных способах радиохимического выделения из проб морской воды таких продуктов деления, как Sr^{90} , Cs^{137} , Ce^{141} [10, 52, 56, 91]. Особенно широко используются методики выделения равновесного Y^{90} , что позволяет судить о концентрации Sr^{90} в море. Полный обзор этих методик опубликован в монографии В.П. Шведова и С. А. Патина [73].

Выделение продуктов деления из проб морской воды большого объема (100—200 л) проводят обычно в два этапа.

Первый этап — предварительное концентрирование — осуществляется на борту судна. Второй — лабораторный радиохимический анализ полученного концентрата. В этом смысле типичны работы, проведенные в 13-м рейсе судна «Михаил Ломоносов». Результаты этих исследований [18, 19] использованы нами для получения общих представлений о поле радиоактивности в Атлантическом океане.

В пробу воды (130 л) вносят носитель — стабильный стронций, а затем добавляют 750 г NH_4Cl в качестве буфера, препятствующего осаждению магния, и 1200 г безводного Na_2CO_3 .

Полученный осадок карбонатов, содержащий стронций, обрабатывают в лаборатории азотной кислотой. Нитрат стронция, выпадающий в осадок, растворяют в воде, добавляют по 5—10 мг Y^{3+} и Fe^{3+} и кипятят. Затем добавляют гидроокись аммония, не содержащую CO_2 . Осадок гидроокисей иттрия и железа отфильтровывают и удаляют.

Методом пламенной фотометрии определяют выход Sr^{90} , добавляют в раствор носитель Y^{3+} и выдерживают до накопления Y^{90} . Затем, применяя стандартную методику [18], из пробы выделяют иттрий. Активность Y^{90} измеряют на низкофоновой установке, что благодаря установлению равновесия между содержанием Sr^{90} и Y^{90} дает возможность оценить исходную активность обработанной пробы морской воды.

Выход стронция, а в некоторых случаях и иттрия, проверяют спектрографическим методом. Среднеквадратичная ошибка определения Sr^{90} σ_{Sr} составляет $\pm 5\%$ [57].

Погрешности, связанные с радиометрическим определением активности равновесного Y^{90} , более подробно будут проанализированы ниже.

В последнее время широкое применение стали находить методы, позволяющие одновременно определять содержание в пробах морской воды двух продуктов деления Sr^{90} и Cs^{137} [207].

В этом случае концентрирование также осуществляется на борту судна. В пробу воды (200 л) вводят 1 г изотопных носителей Cs^{137} и 2 г Sr^{90} . Концентрирование Sr^{90} и Cs^{137} проводят, одновременно осаждавая эти элементы из одной и той же пробы воды: цезий — в виде ферроцианида, стронций — в виде карбоната. Природными коллекторами для образования смешанного ферроцианида служат соли кальция и магния, в избытке присутствующие в морской воде. Цезий осаждают введением 350 г $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$, а стронций — совместно с кальцием, добавляя 2500 г безводной Na_2CO_3 . Для удержания магния в растворе перед карбонатным осаждением вводят 120 г NH_4Cl .

Радиохимический анализ концентрата состоит из разделения Sr^{90} и Cs^{137} , отделения их от балластных солей и очистки препаратов. Для разделения концентрат обрабатывают соляной кислотой. При этом Cs^{137} остается в осадке, а Sr^{90} переходит в раствор. Осадок ферроцианида Cs^{137} разлагают путем мокрого сжигания. Присутствующие примеси (Fe^{3+} , Ca^{2+} , Mg^{2+}) осаждают раствором соды, и тем самым достигается очистка Cs^{137} . Затем Cs^{137} переводят в тетрафенилборат. Для очистки Sr^{90} , содержащегося в растворе, вводят носители (Fe^{3+} , Ce^{3+} , Y^{3+}) и затем их осаждают гидроокисью аммония, не содержащей CO_2 . После очистки раствор, содержащий Sr^{90} , выдерживают 12 дней до накопления Y^{90} , который затем выделяют и определяют его активность. Зная выход Y^{90} , определяют активность Sr^{90} . Химический выход носителей определяют методом пламенной фотометрии.

Комбинированные методы

Принципиальной особенностью комбинированных методов определения радиоактивности морской воды является использование сорбентов для повышения эффективности

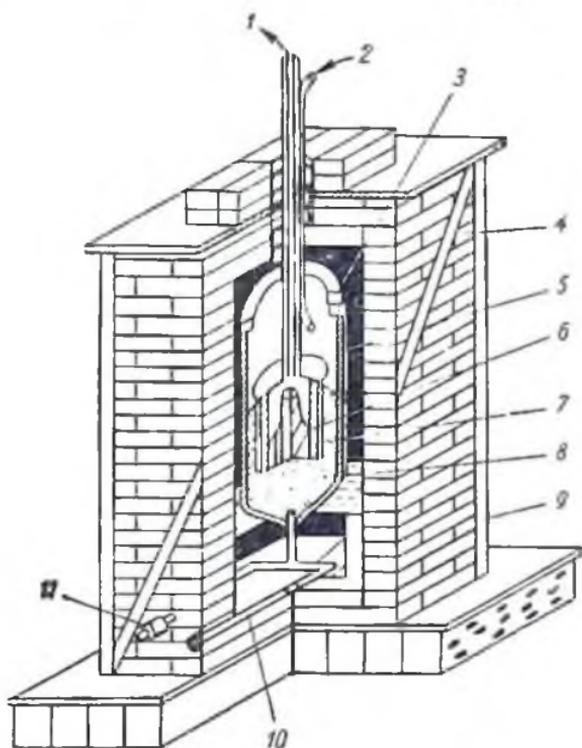


Рис. 26. Экспериментальная спектрометрическая установка Остерберга и др для измерения радиоактивности в океане [164]:

1 — к амплитудному анализатору; 2 — загрузка пробы; 3 — уплотнительное кольцо; 4 — свинцовая защита; 5 — пластиковый контейнер для пробы; 6 — сцинтиллятор NaI (Tl) с ФЭУ; 7 — пластиковый контейнер для детектора; 8 — проба; 9 — стальная рама; 10 — воздух для перемешивания; 11 — труба для слива.

гамма-спектрометрических измерений. Эти методы широко использованы Фолсомом [115] при экспедиционных исследованиях радиоактивной загрязненности вод Тихого океана.

Определение проводят в две ступени [117]. Гранулированный поглотитель помещают в специальные гильзы и буксируют за исследовательским судном на различных глубинах. Активность сорбиро-

ванного Cs^{137} определяют в лаборатории гамма-спектрометрически. Объем воды, из которого был сорбирован Cs^{137} , определяют спектрографическим методом, измеряя содержание в сорбенте стабильного Cs^{137} . Полученные данные сравнивают с результатами контрольного опыта, в котором определялось содержание одного стабильного цезия. Поглотителем служат смешанные соли: либо ферроцианид кобальта — калия, либо ферроцианид калия — циркония.

Использование погружаемой глубоководной помпы, прокачивающей морскую воду через поглотитель [199], позволило применить метод Фолсома для измерения радиоактивности океанов на глубинах до 2 км.

Еще более простой метод был применен Остербергом и др. [164] для исследования выноса в Тихий океан радионуклидов, сбрасываемых в р. Колумбия в Ханфорде. Соосаждение радионуклидов они проводили гидроокисью железа из проб воды объемом до 600 л. Полученный осадок (около 20 л) помещали в спектрометрическую установку, смонтированную на борту экспедиционного судна (рис. 26), для измерения активности. Метод позволяет определить вынос Cr^{51} на расстояние нескольких сот километров от устья р. Колумбия.

Ошибки определения радиоактивности

Оценка ошибок измерений играет большую роль при исследовании радиоактивности морей и океанов. Особенно тщательно необходимо анализировать причины ошибок радиохимического и комбинированного метода, так как массовые экспедиционные данные получены именно с помощью этих методов.

При определении средних значений поля радиоактивности и его статистической структуры проблема оценки достоверности полученных результатов и точности выполненных определений имеет большое значение. Сложность процесса обработки проб морской воды (от первичного отбора пробы до получения окончательного значения абсолютной активности образца) является источником самых разнородных погрешностей.

Анализ, выполненный Н. И. Поповым и С. А. Патиным [57], показал, что при использовании стандартного радиохимического метода определения Sr^{90} суммарная ошибка складывается:

из ошибки определения выхода Sr^{90} ; из ошибки определения выхода Y^{90} ; из ошибки измерения активности при идентификации Y^{90} ; из ошибки, обусловливаемой дополнитель-

ным поступлением Sr^{90} в пробу воды из атмосферы во время проведения анализа.

Таким образом, факторы, определяющие суммарную ошибку, можно разбить на две группы. Первая включает ошибки определения выхода радиоизотопа, вторая — ошибки определения абсолютной активности конечного образца.

Ошибки первого рода можно уменьшить, если использовать, например, спектрографические методы контроля, в частности метод пламенной фотометрии. Так, применение стандартного спектрографа ИСП-51 без светофильтров позволяет избавиться от суперпозиции спектральных линий стронция, калия и кальция в диапазоне 3968—4608 Å [42] и максимально снизить ошибку первого рода (до 5%) [57]. В результате суммарная ошибка определения Sr^{90} не превосходит 15%.

Значительно большие трудности представляет радиометрическое определение абсолютной активности мишени из-за чрезвычайно малой ее величины [205]. Оценка величины активности образца a основывается на измерении за определенный интервал времени числа отсчетов «образец + фон» (v_1) и числа отсчетов «фон» (v_2). При этом предполагается, что активность образца $a \neq 0$.

Значения v_1 и v_2 , полученные в результате единичного измерения, не являются в достаточной степени достоверными с точки зрения теории радиометрии. Как известно, каждый атом радиоактивного источника имеет одинаковую постоянную распада λ . Вероятность его распада $D(\lambda, t)$ определяется выражением

$$D(\lambda, t) = 1 - e^{-\lambda t}, \quad (2.1)$$

т. е. существует определенная вероятность $e^{-\lambda t}$ того, что атом не распадается в течение любого конечного интервала времени t , как бы велик он ни был.

Если реальный источник состоит из n^* одинаковых атомов (с одной и той же постоянной распада λ), то вероятность $\Omega(n^*, \lambda, t, n_t)$ того, что n_t из n^* атомов распадутся за время t , легко определить с учетом законов статистики:

$$\begin{aligned} \Omega(n^*, \lambda, t, n_t) &= \frac{n^{*!}}{n_t! (n^* - n_t)!} |D(\lambda, t)|^{n_t} \times \\ &\times [1 - D(\lambda, t)]^{n^* - n_t} = \frac{n^{*!}}{n_t! (n^* - n_t)!} \times \\ &\times (1 - e^{-\lambda t})^{n_t} (e^{-\lambda t})^{n^* - n_t}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Принимая во внимание, что эффективность регистрации детектора $\delta > 0$, можно следующим образом описать вероятность того, что единичный атом распадется и будет при этом зарегистрирован:

$$p = \delta D(\lambda, t). \quad (2.3)$$

Тогда вероятность распада $\Omega(n_1, p, n_0)$ для множества $n_0 \leq n_1 \leq n^*$ из n^* атомов в интервале времени t выражается формулой

$$\Omega(n, p, n_0) = \frac{n^*!}{n_0! (n^* - n_0)!} p^{n_0} (1-p)^{n^* - n_0}. \quad (2.4)$$

При измерении активности источника, состоящего из n^* одинаковых атомов, n^* является неизвестной величиной и определяется эффективностью регистрации δ , постоянной распада λ и числом зарегистрированных распадов n_0 . Так как обычно $p < 1$, то все значения $n^* \geq n_0$ возможны, но не равновероятны. В терминах вероятностных представлений задача радиометрического измерения заключается в определении вероятности $\tilde{W}(n_0, p, n^*)$ того, что источник содержит точно n^* атомов в момент времени $t = 0$, если в момент времени t было зарегистрировано n_0 распадов.

Так как p известно, то

$$\tilde{W}(n_0, p, n^*) = W_p(n_0, n^*). \quad (2.5)$$

Необходимо учитывать, что активность источника определяется детектором, имеющим реальный фон. В этом случае за одинаковое время будет зарегистрировано v_1 отсчетов «образец + фон» и v_2 отсчетов чистого фона. Отсюда вероятность $\tilde{W}(v_1, v_2, a) da$ того, что неизвестная активность a находится в интервале $(a, a + da)$, может быть вычислена по формуле

$$\tilde{W}(v_1, v_2, a) = \frac{\sum_{k=0}^{v_1} \frac{a^k}{k!} e^{-a} \frac{(v_1 - k + v_2)!}{(v_1 - k)!} 2^k}{\sum_{k_1} \frac{(v_1 - k + v_2)!}{(v_1 - k)!} 2^k} \quad (2.6)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, v_1.$$

Используя это выражение, можно определить среднее значение активности $E(a)$ и стандартное отклонение $D^*(a)$:

$$E(a) = v_1 - v_2 + \frac{v_1! 2^{(v_1+v_2+1)/v_1}}{\sum_{r=0}^{v_1} \frac{(r+v_2)!}{r! 2^r}}, \quad (2.7)$$

$$D^{*2}(a) = v_1 + v_2 + 3 - (v_1 - v_2) \frac{v_1! 2^{\frac{(v_1+v_2+1)}{v_1}}}{\sum_{r=0}^{v_1} \frac{(r+v_2)!}{r! 2^r}} - \frac{v_1! 2^{\frac{(v_1+v_2+1)}{v_1}}}{\sum_{r=0}^{v_1} \frac{(r+v_2)!}{r! 2^r}}, \quad (2.8)$$

$$r = 0, 1, 2, \dots, v_1.$$

Результаты расчетов, выполненных нами по этим формулам [39] на ЭВМ «Киев», приведены в приложении в табл. П. 1.

Согласно работе [205] формулы (2.7) и (2.8) могут быть аппроксимированы выражениями

$$E(a) \approx v_1 - v_2 + \sqrt{v_1 + v_2 + 3} \kappa(x), \quad (2.9)$$

где

$$x = \frac{v_1 - v_2}{\sqrt{v_1 + v_2 + 3}}; \quad \kappa(x) = \frac{\int_0^x \frac{1}{2\pi} e^{-t^2/2} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} e^{-t^2/2} dt}, \quad (2.10)$$

$$\frac{D^*(a)}{E(a)} \approx \frac{\sqrt{1 - \kappa(x) - \kappa^2(x)}}{\kappa + \kappa(x)}. \quad (2.11)$$

Вид функций (2.10) и (2.11) показан на рис. 27.

Пользование табл. П. 1 и асимптотическими формулами позволяет упростить измерение активности образцов.

Из табл. П. 1 видно, что при большом числе зарегистрированных отсчетов наиболее вероятные значения $D^*(a)$ и $E(a)$ можно определить из общепринятых соотношений

$$E(a) = v_1 - v_2, \quad D^*(a) = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}.$$

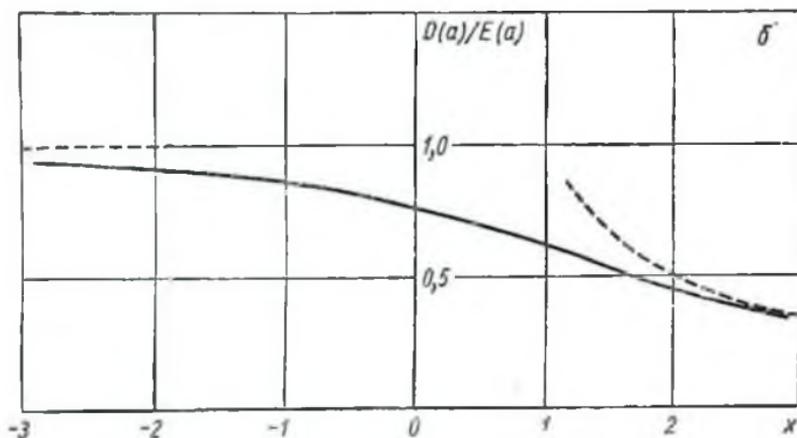
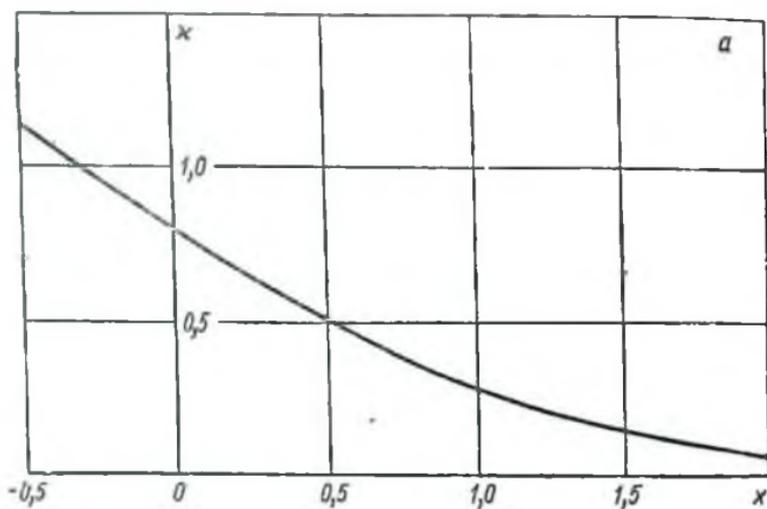


Рис. 27. Вид функций $x(x)$ и $\frac{D(a)}{E(a)}$ [205] (рис. а и б соответственно).

При малом числе зарегистрированных отсчетов использование этих соотношений приводит к завышению ошибки, поэтому в таких случаях следует применять табл. П.1.

Анализ результатов расчетов, выполненных по формулам (2.9) и (2.11) и представленных в табл. П.1, показывает, что они нуждаются в дополнительном обсуждении. Дело в том, что каждый экспериментатор, проводящий низкофоновые измерения слабой активности, исключает в практике радиометрии из рассмотрения результаты измерений, проводящих к случаю $v_1 = v_2$. Между тем,

вероятность появления такого события с точки зрения чисто статистической достаточно велика, что и привело к необходимости ввести в табл. П.1. результаты расчетов для этого условия. Полученные значения, как покажется, позволяют более полно представить процесс низкофоновой радиометрии и осознать тот факт, что любая оценка активности источника является вероятностной, а указание статистической ошибки не исключает возможности того, что истинная активность находится за пределами доверительных границ. Одновременно приходится иметь в виду, что к измерительной аппаратуре, используемой при подобных измерениях, применяются на практике повышенные по сравнению с обычными требованиями. Это объясняется тем, что недостаточная стабильность ее работы может привести при малых уровнях измеряемой активности к большой систематической ошибке. Поэтому при проведении измерений экспериментатор склонен подвергать сомнению надежность работы аппаратуры в тех случаях, когда измерения дают значения v_1 и v_2 . Измерения в таких случаях повторяются, а радиометрическая аппаратура подвергается дополнительной проверке. Получаемые на практике близкие значения v_1 и v_2 оцениваются как свидетельство отсутствия радиоактивности у измеряемого образца. Такого рода подход должен, вообще говоря, привести при строгой математической оценке результатов измерений к изменению ошибки.

Таким образом, кажущиеся парадоксальными значения $E(a)$ при $v_1 < v_2$ представляют собой результат чисто вероятностных расчетов в предположении полной надежности измерительной аппаратуры. В реальных условиях в случае отказа аппаратуры при $v_1 < v_2$ $E(a)$ принимается равным нулю.

6. РАДИОАКТИВНАЯ ЗАГРЯЗНЕННОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ МОРЕЙ И ОКЕАНОВ

В силу особенностей попадания продуктов деления и их переноса в морях и океанах поле поверхностной радиоактивности для каждой акватории имеет свою специфику. Поскольку большая часть испытаний ядерного оружия проводилась в Тихом океане (исключая полярные области), его воды подвергались загрязнению не только за счет глобальных, но и за счет локальных выпадений. В меньшей степени это сказалось на загрязненности Индий-

ского океана. Атлантический океан может считаться загрязненным только глобальными выпадениями [56], поэтому анализ особенностей распространения радиоактивного загрязнения целесообразно провести именно на его примере.

Как отмечалось выше, распределение продуктов деления на поверхности и тем более в глубинах океана имеет крайне сложный характер. Различные физические процессы — адвективный перенос, турбулентная диффузия, седиментация и биологический перенос — оказывают существенное влияние на распределение радиоактивных изотопов в океане. Исследования, выполненные в 1963—1964 гг. [18, 19, 207] в Атлантическом океане, подтвердили предположение о флюктуации концентраций Sr^{90} [52, 58] и позволили получить представление о статистической структуре поля радиоактивности [5, 9]. Показано, что большой разброс экспериментальных данных не может быть объяснен лишь ошибкой эксперимента. Установлено [9], что в природе имеют место флюктуации поля радиоактивности, аналогичные флюктуациям других гидрофизических полей. Поэтому правильная оценка особенностей поля радиоактивности может быть осуществлена только с использованием так называемого метода объективного анализа полученных данных. Однако прежде чем переходить к изложению метода, следует рассмотреть общие тенденции изменения искусственной радиоактивности поверхностных вод Мирового океана.

Радиоактивность поверхностных вод Атлантического океана

Первые сообщения о загрязненности вод Атлантического океана появились летом 1954 г. В точке с координатами $39^{\circ}05'$ с. ш. $70^{\circ}45'$ з. д. в поверхностном слое воды был обнаружен Sr^{90} ($0,081$ *пкюри/л*). Уже в апреле следующего года в точке с координатами 49° с. ш. $48^{\circ}07'$ з. д. удельная активность этого продукта деления достигла $0,518$ *пкюри/л* [61]. В 1956—1957 гг. в прибрежной зоне Атлантического океана у берегов США удельная активность Sr^{90} в поверхностных водах составляла в среднем $0,058$ *пкюри/л*. Таким образом, хотя данные этих единичных измерений значительно различались, средняя величина зарегистрированной активности была достаточно велика. Вслед за этим начали проводиться более или менее систематические исследования осколочной радиоактивности вод Атлантического океана сначала Боуэном и Сугихарой [87—92], затем уже в боль-

шем масштабе советскими учеными [1, 2, 17—19, 48, 54, 58, 70, 74, 207] и учеными других стран [194]. Измерения, выполненные после 1960 г., дали возможность получить общее представление о характере поля радиоактивности на поверхности Атлантического океана [2, 207] и определить параметры поля и закономерности их изменения во времени.

Выше отмечалось, что дискретность радиоактивного загрязнения атмосферы подвергается значительному сглаживанию в результате действия различных атмосферных процессов, имеющих большие временные и пространственные масштабы. Этот эффект играет еще большую роль в Мировом океане, где поток радиоактивности испытывает на себе дополнительное воздействие гидрофизических процессов. Таким образом, поле поверхностной радиоактивности океана, особенно в районах, загрязняемых глобальными выпадениями, меняет свои характеристики достаточно медленно.

В результате анализа единичных измерений [1, 48, 58, 74, 90, 92, 107, 194] Н. И. Попов и С. А. Патин [58] сделали вывод, что на поверхности Атлантического океана с 1954 по 1961 год уровень концентрации Sr^{90} в среднем не менялся. Для объяснения этого авторы предположили, что поступление Sr^{90} из атмосферы уравнивается процессом диффузии радионуклида в глубины океана.

В 1964 г. для общего описания процесса распространения радиоактивного загрязнения в океанах и морях нами было использовано выражение [84]

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \nabla C = \nabla (K_z \nabla C) - \lambda C, \quad (2.12)$$

где C — концентрация радиоактивного элемента; \vec{V} — вектор средней скорости течения; K_z — коэффициент вертикальной турбулентной диффузии; λ — постоянная распада радионуклида.

Позднее Р. В. Озмидов и Н. И. Попов [165] попытались оценить изменение концентрации Sr^{90} на поверхности океана. Они решили упрощенное уравнение

$$\frac{\partial C}{\partial z} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}, \quad (2.13)$$

полагая $K_z = \text{const}$, $V_z = 0$; начальные условия: $C(z, 0) = 0$, граничные условия:

$$K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=0} = \begin{cases} 0 & t < t_0 = 0 \\ \Phi = \text{const} & t > t_0 = 0 \end{cases} \quad C(z, t) \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0,$$

где t_0 — момент возникновения глобальных выпадений, принятый за начало отсчета времени (с 1954 г.); Φ — поток на поверхности.

Решение уравнения диффузии с данными граничными и начальными условиями имеет вид

$$C(z, t) = \frac{2\Phi \bar{I}}{K_z} \left\{ \frac{1}{2\pi} \exp(-\xi^2) - \xi(1 - \operatorname{erf} \xi) \right\}, \quad (2.14)$$

где

$$\xi = \frac{z}{\sqrt{K_z t}}, \quad \operatorname{erf} \xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi \exp(-\xi^2) d\xi.$$

Для поверхностного слоя ($z=0$):

$$C(0, t) = \frac{2\Phi \bar{I}}{\pi K_z}.$$

Отсюда следует вывод, что концентрация Sr^{90} в поверхностном слое Атлантического океана возрастает пропорционально корню квадратному из времени, отсчитанного от начала

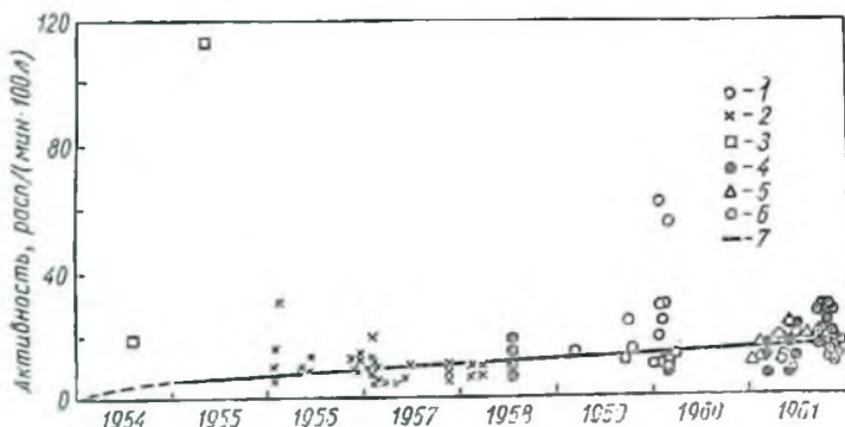


Рис. 28. Изменение радиоактивности поверхностных вод Атлантического океана в 1954—1961 гг. [165]:

1—6 — экспериментальные данные; 7 — расчетная кривая.

измерений. Как видно из рис. 28, где приведены результаты измерений и нанесена расчетная кривая, большой разброс результатов измерений не дает возможности предложить аналитическую формулу изменения концентрации во времени.

После проведения в 1963—1964 гг. на судне «Михаил Ломоносов» [18, 19] исследований радиоактивности по всей акватории Атлантического океана был выполнен обобщенный анализ [207] имеющейся информации и выявлены общие закономерности распределения продуктов деления на его поверхности. Затем исследования северной части Атлантического океана были продолжены советскими учеными вплоть до конца 1965 г. [40, 41, 43]. Таким образом, располагая уже значительным материалом, можно получить картину изменения концентраций продуктов деления в различных широтных зонах Атлантического океана за 1961—1965 гг. (табл. 22).

Таблица 22

Содержание Sr^{90} и Cs^{137} в различных широтных зонах Атлантического океана в 1961—1965 гг., *расп/(мин × 100 л)*

Год, квартал	Sr^{90}			Cs^{137}		
	север	тропики	юг	север	тропики	юг
1961, I—II	14 ± 5	9 ± 4	10 ± 4	30	19 ± 6	—
1961, III—IV	23 ± 8	—	—	—	—	—
1962, III—IV	24 ± 3	16 ± 6	—	—	—	—
1963, III—IV	35 ± 12	24 ± 4	—	92 ± 34	39 ± 19	—
1964, II—III	32 ± 8	24 ± 6	—	62 ± 16	35 ± 9	23 ± 3
1965, I—II	33 ± 6	33 ± 6	—	—	—	—
1965, III—IV	23 ± 5	—	—	—	—	—

Из рис. 29, где показано изменение поля радиоактивности во времени, видно, что поверхностная загрязненность меняется по более сложному закону, чем это установлено в работе (165); поверхностные концентрации зависят от пульсации потока инъекции. Конечно, усреднение данных, полученных для различных широтных поясов, не может дать точных характеристик изменения радиоактивности поверхностных вод. Однако этот анализ позволяет получить общие представления о тенденциях изменения поля радиоактивности, что имеет большое значение, особенно если учесть, что период исследований охватывает значительный промежуток времени, как в отсутствие испытаний оружия (начало 1961 г., 1963—1965 гг.) так и в период проведения интенсивных термоядерных испытаний (1961—1962 гг.). Кроме того, этот анализ дает возможность оценить изменение средних уровней активности, что необходимо

дно для построения корреляционных функций, используемых при объективном анализе поля радиоактивности.

Табл. 23, в которой приведена большая часть экспедиционных данных [88], подтверждает вывод о сложном характере изменения радиоактивности поверхностных вод Атлантического океана в 1954—1967 гг.

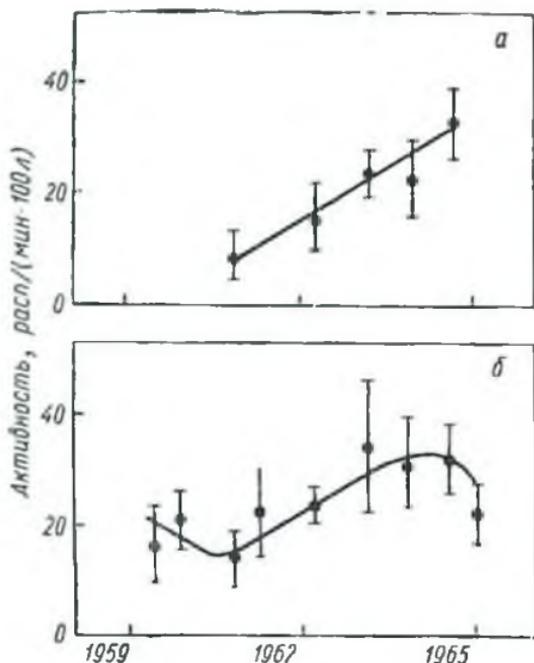


Рис. 29. Радиоактивность поверхностных вод Атлантического океана в 1959—1965 гг.: а — тропические широты; б — умеренные.

Как показали измерения, выполненные в 1963—1964 гг. [18, 19], радиоактивность поверхностных вод Атлантического океана зависит от широты места, аналогично загрязненности атмосферы. В 1963 и 1964 гг. наблюдались [17] максимумы радиоактивности в умеренных широтах (30—40°) северного полушария и в экваториальной зоне (рис. 30). Максимальная загрязненность вод умеренных широт совпадает с максимумом радиоактивных выпадений, зарегистрированных в пунктах наблюдений, расположенных в различных точках земного шара [109]. Несколько неожиданным кажется наличие максимума в экваториальной зоне, уровень выпадений продуктов деления в которой всегда был ниже, чем в умеренных широтах обоих полушарий.

Среднегодовые концентрации Sr^{90} в поверхностных водах
 Атлантического океана в различных широтных поясах, *расп/(мин × 100 л)* [88]

Год	Широты, град											
	70—60 с. ш.	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50 ю. ш.
1954	—	—	—	18 ± 0	—	—	—	—	—	—	—	—
1955	—	—	111 ± 0	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1956	—	—	19 ± 10	9 ± 2	10 ± 2	10 ± 0	—	—	—	—	—	—
1957	—	—	13 ± 0	11 ± 2	5 ± 0	8 ± 2	5 ± 1	4 ± 1	4 ± 1	—	—	—
1958	—	—	19 ± 1	16 ± 5	—	7 ± 1	8 ± 1	4 ± 0	4 ± 0	7 ± 1	—	—
1959	—	45 ± 14	—	16 ± 4	—	14 ± 0	—	—	—	—	—	—
1960	18 ± 0	40 ± 19	82 ± 61	20 ± 14	19 ± 9	18 ± 4	—	—	—	—	—	—
1961	23 ± 4	12 ± 2	27 ± 15	22 ± 7	16 ± 5	13 ± 3	8 ± 3	8 ± 3	8 ± 3	6 ± 2	13 ± 4	6 ± 0
1962	21 ± 2	22 ± 6	30 ± 10	26 ± 7	28 ± 6	—	—	—	—	—	11 ± 3	—
1963	65 ± 15	32 ± 15	42 ± 12	41 ± 10	26 ± 9	27 ± 6	61 ± 30	16 ± 5	16 ± 5	21 ± 4	8 ± 6	—
1964	78 ± 19	40 ± 8	42 ± 10	45 ± 9	39 ± 3	25 ± 6	28 ± 3	21 ± 4	21 ± 4	15 ± 4	10 ± 5	—
1965	35 ± 9	35 ± 5	46 ± 8	37 ± 12	16 ± 2	16 ± 1	19 ± 7	—	—	—	—	—
1966	35 ± 9	28 ± 2	45 ± 12	39 ± 4	35 ± 2	21 ± 2	16 ± 2	19 ± 0	19 ± 0	—	—	—
1967	22 ± 3	23 ± 2	29 ± 4	36 ± 3	—	18 ± 1	15 ± 4	15 ± 0	15 ± 0	—	—	—

Это можно объяснить, по-видимому, двумя причинами. С одной стороны, необходимо принять во внимание интенсивный перенос радиоактивности за счет океанических течений, существующих в тропической и экваториальной областях. С другой стороны, можно предположить, что в 1962—1965 гг. в этом широтном поясе имели место аномально высокие радиоактивные выпадения, что привело к интенсивному радиоактивному загрязнению поверх-

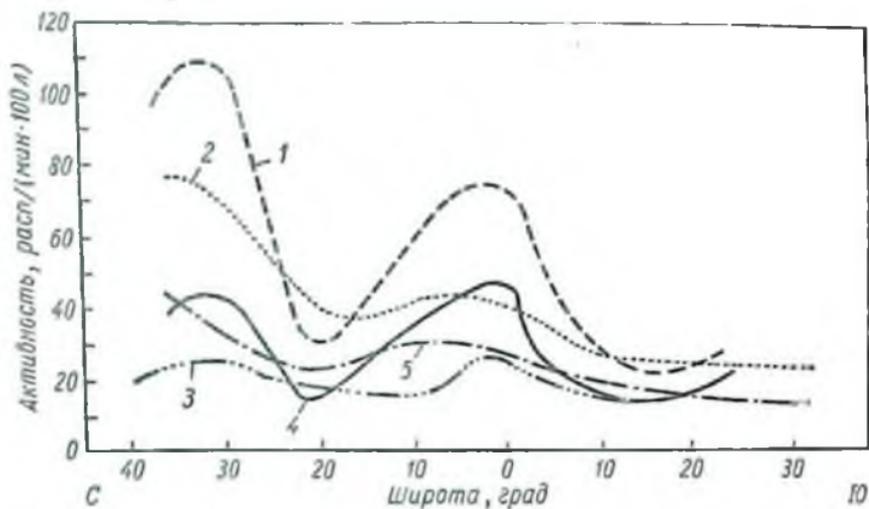


Рис. 30. Широтное распределение радиоактивности в поверхностных водах Атлантического океана:
 1 — Cs¹³⁷ (1963 г.); 2 — то же (1964); 3 — Sr⁹⁰ (1962 г.); 4 — то же (1963 г.); 5 — то же (1964 г.).

ных вод на экваторе. Исследования радиоактивности атмосферы и океана, выполнявшиеся в этом районе в 1963 и 1964 гг. на судне «Михаил Ломоносов», показали, что максимумы радиоактивности были выражены в 1964 г. менее отчетливо, чем ранее. Это подтверждает предположение о большой роли течений, приводящих к выравниванию радиоактивности в данном районе. К аналогичному выводу пришли Боуэн и др. [88], также зарегистрировавшие повышенную радиоактивность экваториальных вод Атлантики в 1963 г.

Чтобы представить закономерности переноса радиоактивности в масштабах всего Атлантического океана, делались попытки сопоставить полученные результаты с общей схемой циркуляции водных масс [88]. Можно считать, что Северная Атлантика между 10 и 45° с. ш. находится в зоне действий одного гигантского вихря. Движение водных масс

в этом вихре направлено по часовой стрелке. Водные массы при этом перемещаются с умеренной скоростью с востока на запад в поясе $10-20^\circ$ с. ш., где интенсивность глобальных выпадений относительно низка. Затем они очень быстро перемещаются на север примерно до 40° с. ш., а оттуда довольно медленно движутся на восток в широтном поясе, для которого характерен относительно высокий уровень выпадений продуктов деления. Наконец, замыкая контур, водный поток направляется на юг вдоль западных берегов Европы и Северной Африки. Скорости потока и величины переносимых водных масс в Северной Атлантике значительно отличаются по данным различных исследований. Период полной циркуляции, однако, может быть определен в 14—16 месяцев.

В Южной Атлантике также происходит циркуляция водных масс, являющаяся как бы зеркальным отражением описанной выше. Период полной циркуляции здесь оценивается приблизительно в три года.

Обмен между двумя вихрями осуществляется благодаря Южному экваториальному течению, переносящему водные массы через экватор в направлении на северо-восток. Водные массы из северного в южное полушарие переносятся Гвинейским течением и подповерхностным экваториальным противотечением (течением Ломоносова). Эта циркуляция в сочетании с широтным эффектом глобальных выпадений является причиной существования градиента концентраций Sr^{90} в западно-восточном направлении. Действительно, опубликованные данные показывают, что наблюдается возрастание концентраций Sr^{90} у восточного побережья. К сожалению, измерения, выполненные в Южной Атлантике, столь малочисленны, что не позволяют сделать определенных выводов. (Опубликованные данные о радиоактивности Атлантического океана приведены в табл. П. II.)

Радиоактивность поверхностных вод Тихого океана

Результаты исследования радиоактивности вод Тихого океана существенно отличаются от данных, полученных для Атлантического океана. Это объясняется тем, что большая часть испытаний ядерного оружия была проведена в районе Тихого океана и значительную долю радиоактивных загрязнений здесь составляют локальные выпадения. Первые систематические исследования района, где производились взрывы (Бикини-Эндиветок), были выполнены Миякэ

и др. [156, 157]. Имн были также изучены северные и северо-западные районы Тихого океана, существенно удаленные от места испытаний [149, 147].

Установлено, что происходит крупномасштабный перенос и диффузия продуктов деления из района испытаний. Уже через четыре месяца после испытаний 1954 г. на расстоянии 2000 км от Бикини были зарегистрированы значительные концентрации радиоактивности, а через 8 месяцев радиоактивность распространилась на расстояние по крайней мере 7000 км, причем, по данным Комиссии по атомной энергии США, максимальная активность была зарегистрирована в районе Филиппинских островов [197].

К лету 1955 г. водные массы с высоким содержанием продуктов деления были перенесены течением Куроисио к берегам Японии. Японскими исследователями выполнена большая серия работ по определению искусственной радиоактивности прибрежных вод Японии [130, 211—213]. По их данным, уже в 1958 г. содержание Cs^{137} в прибрежных водах составило 33 *расп/(мин·100 л)*. Одновременно японскими, советскими и американскими учеными изучалась радиоактивная загрязненность всей акватории Тихого океана. При этом в центральных и западных областях обнаружены значительно более высокие концентрации Sr^{90} и Cs^{137} , чем в Атлантическом океане: как правило, в 1958—1960 гг. они превышали 100 *расп/(мин·100 л)*. Основные работы советские ученые начали проводить после 1960 г. [2, 53, 56, 59, 60, 72], когда радиоактивность, внесенная в поверхностные воды океана при испытаниях ядерного оружия до начала моратория 1959—1961 гг., уже почти равномерно распределилась по всему океану. Исследования распределения Cs^{137} , выполненные Фолсомом и др. [112, 113, 115], показали, что концентрация этого изотопа в водах северо-восточной части Тихого океана у Калифорнийского побережья непрерывно повышалась, в то время как в целом по Тихому океану концентрации искусственных изотопов постепенно выравнивались.

Таким образом, распределение радиоактивности на поверхности Тихого океана зависит от большого числа факторов и значительно сложнее, чем в Атлантическом океане. Если в Атлантическом океане (в большей его части) ощущается воздействие только глобальных выпадений, то в Тихом океане наблюдается сложная картина комбинированного воздействия глобального, тропосферного и локального источников загрязнения, а также сброса радиоактивных

отходов, причем в распространении загрязнений всех видов участвуют и процессы турбулентной диффузии*, и общая океаническая циркуляция. Кроме того, значительная активность перечисленных источников загрязнения поверхности Тихого океана не позволяет построить упрощенную схему расчета и пренебречь действием какого-либо из них.

Таблица 24

Коэффициенты горизонтальной турбулентной диффузии [150]

Время, дни	Расстояние, км	$K \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$
60	800	0,8
270	2100	1,0
420	3200	1,4

Зарегистрированные на поверхности Тихого океана концентрации Sr^{90} значительно выше аналогичных величин, характеризующих Атлантический океан за тот же период. Так, если средние концентрации Sr^{90} в первой половине 1961 г. в экваториальной Атлантике составили 9 $\text{расп}/(\text{мин} \cdot \times 100 \text{ л})$, то в этот же период и на тех же широтах в Тихом океане они достигали 55 $\text{расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$. В соответствии с наблюдениями, выполненными Н. И. Поповым и др. [60], во второй половине 1961 г. в Тихом океане все еще наблюдалось некоторое радиальное распределение Sr^{90} с центром загрязнения в северной части океана (рис. 31).

Массовые экспедиционные данные по распределению Cs^{137} на поверхности Тихого океана были получены Фолсомом и др. в 1960—1961 гг. [111—113, 115, 116], а затем обобщены и существенно дополнены работами [114, 199].

* Мьякэ и Сарухаши [150] в 1954—1955 гг. определили значения коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии, используя данные о распределении искусственной радиоактивности. Расчет они проводили на основании предположения о существовании мгновенного точечного источника по формуле

$$Y^2 = 2K_1 t,$$

где Y — расстояние от источника до точки измерений; K_1 — коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии; t — время.

Считая, что для коэффициента диффузии справедлив закон «1/3», т. е. $K_1 = 0,01L^{1/3}$, где L — масштаб осреднения, и принимая во внимание изменение активности во времени, были определены значения коэффициента K (табл. 24).

Это дало возможность судить о радиоактивности поверхностных вод вплоть до лета 1967 г. и сопоставить полученные результаты с общим представлением о циркуляции вод Тихого океана севернее экватора.

Практический интерес представляют две особенности циркуляции. Прежде всего это существование относительно быстрых течений, переносящих водные массы в восточном

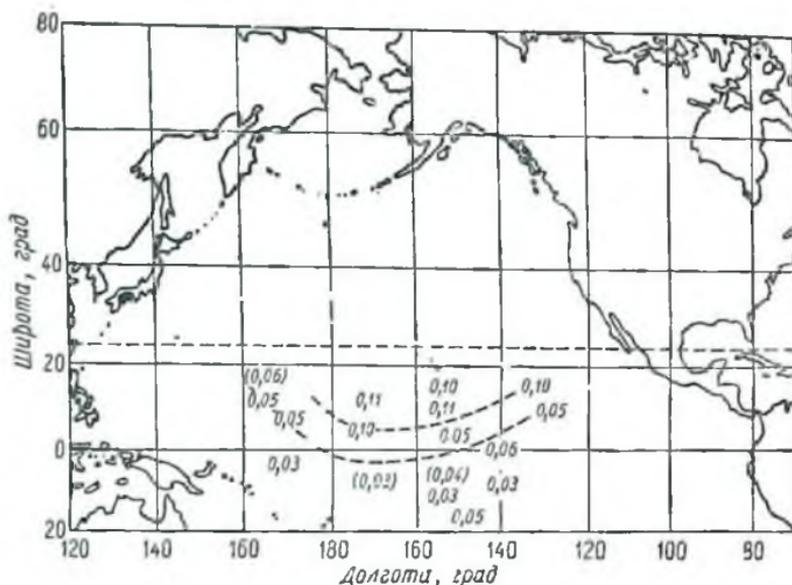


Рис. 31. [Радиальное распределение Sr^{90} в Тихом океане, пкюри/л.[60].

направлении в широтном поясе около 40° с. ш. и замедляющих скорость при повороте на юг, и движение вод между Калифорнийским побережьем Северной Америки и Гавайскими островами.

Второй важной особенностью является отсутствие симметрии циркуляции в северо-западной и северо-восточной частях Тихого океана. В дальней западной части океана наблюдается интенсивная циркуляция, в результате которой водные массы быстро перемещаются из северных в южные широты.

Указанные особенности являются причиной возникновения горизонтальных градиентов в Тихом океане. Действительно, максимум выпадений приходится примерно на 45° с. ш., т. е. он наблюдается в том широтном поясе, где существует интенсивный перенос поверхностных вод в восточном

направлении. Значительно меньше продуктов деления выпадает на поверхность Тихого океана в широтном поясе 10° — 20° с. ш., где происходит перенос водных масс в западном направлении. Таким образом, общая циркуляция в сочетании с широтным эффектом приводит к интенсивному переносу продуктов деления к берегам Калифорнии. В этом смысле интересны результаты анализа широтного распределения Cs^{137} в западной и восточной частях Тихого океана (табл. 25). Из таблицы видно, что различие между концентрациями Cs^{137} как в западной, так и в восточной частях океана непрерывно возрастало в период 1959—1967 гг.; область с максимальными концентрациями Cs^{137} переместилась в восточную часть Тихого океана. В западной части океана различие в концентрации продуктов деления в северных и южных широтах оказалось значительно меньше, что может быть объяснено интенсивной локальной циркуляцией.

Попытка разработать упрощенный метод прогноза радиоактивности поверхностных вод Тихого океана была предпринята в последнее время Фолсомом и др. [114]. В основу ее было взято предположение о том, что все выпавшие на поверхность океана радиоизотопы равномерно распределяются в хорошо перемешиваемом 100-метровом слое. Тогда выпадения плотностью 1 *мююри*/км², распределиться равномерно в 100-метровом слое воды, создадут концентрацию 1 *пююри*/100 л. Если пренебречь перемещением водных масс в океане и считать, что выпадения полностью аккумулируются 100-метровым слоем воды, то концентрация, выражаемая в пикокюри на 100 литров, должна быть эквивалентна плотности выпадений, величину которой можно заранее предсказать.

Ясно, что чрезвычайная упрощенность исходных предпосылок не может дать полного представления о реальных процессах. Сравнение экспериментальных и теоретических данных показало, что если ограничиться рассмотрением только северо-восточной части Тихого океана, то можно сделать следующие выводы.

1) Большая часть выпавшего до 1966 г. радиоактивного цезия оставалась в эквивалентном 100-метровом слое океана.

2) Выпадения на сушу и на поверхность одинаковы по крайней мере для северо-восточных областей Тихого океана.

Однако концентрации Cs^{137} в западных и восточных частях одних и тех же широтных поясов существенно различаются. Таким образом, использование упрощенных пред-

Северная

50—60	—	—	22 ± 1
40—50	—	—	23 ± 4
30—40	14 ± 4	12 ± 4	24 ± 8
20—30	—	18 ± 4	22 ± 4
10—20	—	14 ± 3	18 ± 4
0—01	—	8 ± 2	11 ± 1

Южная

0—10	—	4 ± 1	9 ± 1
10—20	—	—	7 ± 0
20—30	—	—	10 ± 0
30—40	—	—	7 ± 1
40—50	—	—	5 ± 0
50—60	—	—	8 ± 0
60—70	—	—	5 ± 0

Восточная часть

—	—	—	—	60±12	—
—	—	53± 0	—	82±18	79± 5
36±4	30±5	45±18	75±14	88±21	84± 9
29±4	—	41 ±7	—	71±27	72±18
—	—	—	—	32± 6	30± 9
—	—	—	—	20± 3	16± 2
—	—	—	—	15± 5	10± 1
—	—	—	—	13± 2	11± 1
—	—	—	—	20± 5	—
—	—	—	—	14± 3	—
—	—	—	—	16± 5	—
—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—

ставлений неприемлемо, так как в этом случае концентрация радионуклида в каждом широтном поясе считается величиной постоянной. Глубинное перемешивание и перенос радиоактивности в результате циркуляции водных масс должны обязательно учитываться при разработке методов прогнозирования радиационной обстановки в океане.

Радиоактивность поверхностных вод Индийского океана

Исследования радиоактивности вод Индийского океана выполнялись в основном советскими учеными и сравнительно малочисленны [2,55, 56]. С. А. Патин [47] первым обратил внимание на высокие по сравнению с другими океанами концентрации Sr^{90} на поверхности Индийского океана. Н. И. Попов и С. А. Патин [57] обнаружили, что концентрация Sr^{90} на поверхности Индийского океана занимает промежуточное положение между концентрациями в Тихом и Атлантическом океанах. Столь высокие концентрации не могут быть объяснены лишь глобальными выпадениями. До настоящего времени этот факт не нашел еще полного объяснения, как и другие особенности радиоактивной загрязненности Индийского океана; по-видимому, некоторую роль играют и тропосферные выпадения от взрывов в Тихом океане. В настоящее время ученые не располагают достаточным количеством точных данных, которые позволили бы выполнить анализ радиационной обстановки в Индийском океане и сравнить ее с общими закономерностями распространения радиоактивного загрязнения в масштабах всего Мирового океана. Для этого сделано слишком мало измерений, к тому же они недостаточно точны.

Таким образом, можно заключить, что поскольку Атлантический океан подвергается преимущественно постоянному воздействию глобальных выпадений, наиболее обоснованные выводы о закономерностях распространения радиоактивного загрязнения могут быть сделаны в результате анализа радиационной обстановки именно в этом обширном регионе. Закономерности и параметры переноса, определенные здесь, имеют универсальный характер, а радиационная картина в других районах с более сложным характером воздействия может быть в дальнейшем получена как результат уточнения общей картины. Это относится и к тем районам Атлантического океана, которые испытывают на себе воздействие, например, атомных производств.

Радиоактивность поверхностных вод внутренних морей Европы

Необходимость специального анализа радиоактивности вод внутренних морей Европы определяется тем, что регистрируемые здесь удельные активности значительно превосходят концентрации продуктов деления в открытом океане. Авторы работ [2, 57], анализируя эту особенность мелководных бассейнов и внутренних морей, объяснили ее «эффектом ограниченного слоя» — радиоактивность не перемещается в глубину либо вследствие мелководности бассейна, либо из-за малых скоростей перемешивания.

К таким морям относятся Средиземное, Черное и Балтийское. Радиоактивность Ирландского моря в большей степени определяется сбросом радиоактивных отходов, чем глобальными выпадениями. Однако выводы работ [2, 57] основывались на ограниченных результатах, полученных в 1960—1961 гг. Ниже показано изменение радиоактивности [$\text{расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$] поверхностных вод Черного и Средиземного морей в 1963—1965 гг. по данным, полученным на судне «Михаил Ломоносов» [207].

Годы	1963	1964	1965
Средиземное море	78 ± 3	49 ± 2	64 ± 17
Черное море	140 ± 10	170 ± 10	175 ± 15

Высокая радиоактивность внутренних морей, кроме того может быть объяснена и тем, что продукты деления приносятся в море крупными реками. Это подтверждается и более высокими концентрациями Sr^{90} прибрежных зон [57]. Так, если в открытой части Средиземного моря концентрация Sr^{90} составляла 50—80 $\text{расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$, то у берега она возрастала до 150—250 $\text{расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$, а в Лионском заливе, где сказывается сброс радиоактивных отходов Маркульского плутониевого завода в воды р. Роны, удельная активность достигала 400 $\text{расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$.

Характерен также быстрый рост за последние годы радиоактивного загрязнения Северного моря, где эффект ограниченного слоя играет, по-видимому, главную роль. По данным Э. Г. Ажажи и Б. М. Чулкова [1], Ааркрога и др. и Петерсена [76—79, 170], в 1960—1964 гг. здесь наблюдался быстрый и достаточно равномерный рост концентрации Sr^{90} , что свидетельствует о значительном превышении

темпов радиоактивных выпадений над скоростями обмена вод Северного моря с открытым океаном.

Годы	1960— 1961	1961— 1962	Конец 1962	1963 VII	1963 XII	1964
Активность, <i>расп/(мин ×</i> <i>× 100 л)</i> . . .	22,9 ±3,7	73	108	200	220	230

Таким образом, можно утверждать, что внутренние моря Европы представляют собой специфические бассейны. Хотя они находятся в зоне максимальных выпадений, тем не менее уровень загрязненности определяется в этих районах, очевидно, не только глобальными выпадениями, но и действием эффекта ограниченного слоя в совокупности с дополнительным вкладом за счет сброса продуктов деления в реки, впадающие в эти моря.

Проведя обзор опубликованных данных, мы имели возможность убедиться в том, что различные части Мирового океана (Атлантический, Индийский, Тихий океаны, внутренние моря, районы сброса радиоактивных отходов) поразному загрязняются продуктами деления.

1. Атлантический океан загрязняется в основном за счет глобальных выпадений продуктов ядерных взрывов.

2. Картина загрязнения Индийского океана полностью неясна. Есть основания предполагать, что его загрязнение носит комплексный характер, в основном благодаря значительным тропосферным выпадениям в этом районе.

3. Тихий океан загрязнен не только глобальными, но и локальными и тропосферными выпадениями.

Закономерности формирования поля радиоактивности могут быть определены наиболее точно для региона Атлантического океана. В этом случае для большей его части достаточно учитывать только глобальные выпадения.

7. ОБЪЕКТИВНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ РАДИОАКТИВНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Метод объективного анализа

Для восстановления поля радиоактивности по всей акватории океана недостаточно иметь пусть даже большое число единичных измерений в определенном районе. Необходим метод, позволяющий получить обобщенную (статистически обеспеченную) картину поля радиоактивности.

В последние годы советские и зарубежные исследователи развили новое направление динамической метеорологии — объективный анализ карт погоды [3, 16]. Этим не совсем точным, но общепринятым термином описывается процесс восстановления поля в целом по результатам отдельных наблюдений. Объективный анализ состоит из трех основных этапов: 1) оптимальной интерполяции значений анализируемого элемента в узлы регулярной сетки; 2) согласования полей — процесса, предусматривающего установление и использование связей между различными полями или полем одного и того же элемента, но в разные моменты времени и 3) выявления и исключения ошибочных данных с последующим их устранением, или, когда это возможно, их исправлением. Объективный анализ стал эффективным только в результате использования быстродействующих электронных вычислительных машин (ЭВМ). Программа объективного анализа, разрабатываемая для каждой из ЭВМ, предусматривает интерполяцию значений анализируемых элементов в узлы заранее выбранной регулярной сетки, исключение и возможность исправления ошибок, выявляющихся при сопоставлении большой совокупности отдельных значений.

Гидрологические поля являются лишь частью полей чисто метеорологических. Все метеорологические поля, взаимодействуя между собой, дают возможность провести анализ не только в пространстве, но и во времени. Эта возможность возникает также в связи со специфической особенностью ядернофизических полей — их неконсервативностью из-за радиоактивного распада. Рассматривая в данной главе только ядерно-гидрофизические поля, можно заметить, что в реальных условиях они характеризуются набором дискретных величин, определяющих значения поля (например, поля поверхностной концентрации радионуклида в океане) в определенный момент времени и в определенном пункте. Таким образом, в результате одной или нескольких экспедиций может быть получена дискретная выборка элементов некоей случайной реализации поля. Элементы поля иногда бывают определены в точках, далеко отстоящих друг от друга. Если использовать эти данные для восстановления всего поля, необходимо прибегнуть к интерполяции, точность которой существенно зависит от плотности расположения точек наблюдений. Эта задача аналогична задаче построения, например, синоптической карты и принципы анализа в данном случае могут быть сохранены.

В общем виде сложность решения ядернометеорологической задачи оказывается значительно большей из-за одновременности наблюдений и необходимости вводить в связи с этим новые допущения.

Эффективность применения метода объективного анализа зависит от точности и корректности определения статистической структуры исследуемого поля.

Характеристики статистической структуры поля в горизонтальной плоскости выражаются следующим образом:

$$B_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{[C(\mathbf{r}_i) - C(\mathbf{r}_j)]^2}, \quad (2.15)$$

где B_C — структурная функция поля концентраций C в точках \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j .

Если обозначить через

$$C'(\mathbf{r}) = C(\mathbf{r}_i) - \bar{C}(\mathbf{r}_j), \quad (2.16)$$

отклонение мгновенных концентраций от их средних значений, то структурная функция отклонения от среднего \bar{C} запишется в виде

$$b_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = B_{C'}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{[C'(\mathbf{r}_i) - C'(\mathbf{r}_j)]^2}. \quad (2.17)$$

Между функциями B_C и b_C существует простое соотношение

$$B_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = [\bar{C}(\mathbf{r}_i) - \bar{C}(\mathbf{r}_j)]^2 + b_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j). \quad (2.18)$$

Поле $C(\mathbf{r})$ является однородным по отношению к структурной функции, если последняя не зависит от векторов \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j в отдельности, но зависит от вектора $(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)$, т. е. структурная функция не меняется, если мы переносим точки \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j в любое место поля так, чтобы расстояние между ними и направление от \mathbf{r}_i к \mathbf{r}_j оставались постоянными. Поле $C(\mathbf{r})$ является изотропным по отношению к структурной функции, если она не зависит от \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j в отдельности, но зависит от вектора $\mathbf{r} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)$ и скалярной величины $\rho = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$, т. е. структурная функция не меняется, если при перемещении точек \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j сохраняется положение центра соединяющего их отрезка и его величина. В случае, когда поле удовлетворяет одновременно условиям однородности и изотропности по отношению к структурной функции, по-

* Здесь и в дальнейшем точки обозначены их радиусами-векторами.

следняя зависит лишь от скалярного расстояния ρ . Структурные функции геофизического поля не являются, как правило, однородными и изотропными по крайней мере для больших ρ , но структурные функции отклонений от среднего можно с большой точностью считать однородными и изотропными в весьма широком диапазоне расстояний ρ .

Важной характеристикой статистической структуры геофизических полей является корреляционная функция. Она определяется как среднее произведение значений двух элементов полей C и f в двух точках \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j :

$$M_{Cf}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = C(\mathbf{r}_i) f(\mathbf{r}_j). \quad (2.19)$$

В частном случае, когда элемент f совпадает с элементом C , функцию называют автокорреляционной:

$$M_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = C(\mathbf{r}_i) C(\mathbf{r}_j). \quad (2.20)$$

Как и структурные, корреляционные функции целесообразно рассматривать не для самих элементов поля, а для их отклонений от средних значений

$$m_{Cf}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = M_{C'f'}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{C'(\mathbf{r}_i) f'(\mathbf{r}_j)}, \quad (2.21)$$

и, в частности, автокорреляционную функцию

$$m_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{C'(\mathbf{r}_i) C'(\mathbf{r}_j)}. \quad (2.22)$$

В случае, когда $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_j$, автокорреляционная функция равна дисперсии элемента C в точке \mathbf{r}_i :

$$m_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = [C'(\mathbf{r}_i)]^2. \quad (2.23)$$

Можно показать, что

$$M_{Cf'}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{C(\mathbf{r}_i) f'(\mathbf{r}_j)} + m_{Cf}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j); \quad (2.24)$$

$$M_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{C(\mathbf{r}_i) C(\mathbf{r}_j)} + m_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j); \quad (2.25)$$

$$B_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \overline{[C(\mathbf{r}_i)]^2} + \overline{[C(\mathbf{r}_j)]^2} - 2\overline{C(\mathbf{r}_i) C(\mathbf{r}_j)}; \quad (2.26)$$

$$b_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = m_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) + m_C(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_j) - 2m_C(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j). \quad (2.27)$$

Однородность поля по отношению к корреляционной функции определяется независимостью среднего квадрата величины C от координат точки \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j . Применительно к отклонениям от среднего это означает постоянство дисперсии элемента поля.

При наличии однородности и изотропности поля соотношение (2.27) может быть записано в более простом виде:

$$b_C(\rho) = 2m_C(0) - 2m_C(\rho), \quad (2.28)$$

отсюда

$$b_C(\infty) = 2m_C(0),$$

$$b_C(0) = 0.$$

Статистическая структура в интервале между предельными значениями должна определяться в каждом конкретном случае на основании мгновенных и средних значений элементов поля.

В нашем случае удобно ввести нормированную автокорреляционную функцию $\mu_C(\rho)$ соотношением

$$\mu_C(\rho) = \frac{m_C(\rho)}{m_C(0)} \quad (2.29)$$

и нормированную структурную функцию $\beta_C(\rho)$ соотношением

$$\beta_C(\rho) = \frac{b_C(\rho)}{b_C(\infty)}, \quad (2.30)$$

тогда

$$\beta_C(\rho) = 1 - \mu_C(\rho). \quad (2.31)$$

Функция $\mu_C(\rho)$ называется также коэффициентом корреляции между значениями $C(r)$ в двух точках, находящихся на расстоянии ρ одна от другой. Используют преимущественно нормированные функции, так как они меньше всего зависят от условий осреднения.

Важным условием анализа является также и условие эргодичности поля, заключающееся в возможности получения статистической структуры на основе одной реализации случайной функции. В наших случаях результаты наблюдений радиоактивной загрязненности рассматривались как дискретная выборка из реализации случайного поля.

Основная часть объективного анализа — оптимальная интерполяция. Под оптимальной интерполяцией понимается такая интерполяция, которая выполняется при условии получения минимальных значений статистических средних квадратов ошибки [75]. Результат такой интерполяции представляется при этом в виде линейной комбинации значений поля в различных точках. Таким образом, уравнения оптимальной интерполяции позволяют с минимальной ошиб-

кой восстановить значения поля радиоактивности в любой точке r_0 над поверхностью океана по данным отдельных наблюдений:

$$C_0' = \sum_{i=1}^n p_i C_i', \quad (2.32)$$

где p_i — весовые множители (веса),

$$\mu_{0i} = \sum_{j=1}^n \mu_{ij} p_j \quad (2.33)$$

где ($i = 1, 2, \dots, n$); μ_{ij} — нормированные коэффициенты корреляции.

Оптимальному выбору весов p_i соответствует минимальная среднеквадратичная ошибка восстановления поля E :

$$E = \left(C_0' - \sum_{i=1}^n p_i C_i' \right)^2 = \min \quad (2.34)$$

или раскрывая выражение в скобках, получаем

$$E = \overline{(C_0')^2} - 2 \sum_{i=1}^n p_i \overline{C_0' C_i'} + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n p_i p_j \overline{C_i' C_j'} \quad (2.35)$$

Перейдя к значениям автокорреляционной функции элемента, можно записать

$$E = m_{00} - 2 \sum_{i=1}^n p_i m_{0i} + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n p_i p_j m_{ij}, \quad (2.36)$$

где m_{ij} — значение автокорреляционной функции элемента C .

В силу однородности и изотропности поля элемента C величины m_{ij} зависят от соответствующих скалярных расстояний, т. е.

$$m_{0i} = m_C(|r_i - r_0|);$$

$$m_{ij} = m_C(|r_i - r_j|);$$

$$m_{00} = m_C(0) = \overline{(C_0')^2}.$$

Вводя величину $\varepsilon = \frac{E}{\overline{(C_0')^2}} = \frac{E}{\sigma^2}$ — меру ошибки интерполяции, получаем безразмерное соотношение

$$\varepsilon = 1 - 2 \sum_i^n p_i \mu_{0i} + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n p_i p_j \mu_{ij}, \quad (2.37)$$

где μ_{0i} и μ_{ij} — коэффициенты автокорреляции элемента S при соответствующих расстояниях. Требование минимальности ошибки (оптимальность интерполяции), определяемой весами p_i , имеет вид

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial p_i} = -2\mu_{0i} + 2 \sum_{j=1}^n p_j \mu_{ij} = 0,$$

т. е. представляет собой систему n линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^n \mu_{ij} p_j = \mu_{0i} \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (2.38)$$

для определения весов p_i .

Комбинируя эти соотношения, получаем следующее выражение для меры ошибки интерполяции:

$$\varepsilon = 1 - \sum_{i=1}^n \mu_{0i} p_i. \quad (2.39)$$

Таким образом, интерполяция с весами p_i , определяемыми на основании требования минимальности E , и является оптимальной интерполяцией. Этот метод использует корреляционную функцию в качестве основного элемента, характеризующего статистические свойства поля.

Восстановление поля поверхностных концентраций Атлантического океана

Как отмечалось выше, локальные факторы, а также статистические флюктуации делают наиболее рациональным описание поля радиоактивности в узлах регулярной сетки, делящей всю поверхность океана. Таким образом, определение граничных условий в задаче о распространении радиоактивного загрязнения в океане сводится к построению карт поля радиоактивности на обширных акваториях, например, в масштабах всего океана.

Для построения карты радиоактивной загрязненности Атлантического океана Sr^{90} нами использованы данные 107 станций, расположенный по акватории океана площадью около $4,7 \cdot 10^6$ кв. миль [5, 9] — результаты наблюдений в экспедиционных рейсах судна «Михаил Ломоносов». Рейсы проходили в следующие сроки: октябрь 1962 г. — январь 1963 г.; август — ноябрь 1963 г.; апрель — июль 1964 г.

В исходных данных имелось пять пиковых значений концентрации Sg^{90} , резко отличающихся от остальных значений поля. Их происхождение, по-видимому, объясняется интенсивными глобальными выпадениями в двух районах Атлантического океана (с начала 1962 г. до конца 1964 г.) [88]. При построении карты указанные значения не принимались во внимание. Затем они были нанесены на карту среди интерполированных значений.

Построение карты по дискретной пространственно-временной выборке значений концентрации методом простой интерполяции не может дать удовлетворительных результатов. Более перспективным представляется метод объективного анализа, основанный на использовании информации о статистической структуре поля. Анализ средних величин, вычисленных для различных районов океана, показал, что при построении карты необходимо использовать два средних значения концентрации — одно для северной (включая экватор) и другое для южной части океана. Среднюю величину в первом приближении вычисляли, исходя из предположения о равномерном размещении станций, по формуле

$$\bar{C} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_i, \quad (2.40)$$

где N — число станций.

Значение \bar{C} для северной части Атлантики оказалось равным 29 расп/(мин · 100 л), а для южной — 19 расп/(мин · 100 л). Заметим, что значения поля концентрации, определенные в узлах регулярной сетки, практически совпали в указанных районах с этими величинами. Отклонение значений концентрации от соответствующих средних взято в качестве исследуемого случайного поля.

Восстановление случайного поля в узлах регулярной сетки проводилось методом оптимальной интерполяции [9]. С этой целью была построена нормированная пространственная корреляционная функция для величины $C' = C - \bar{C}$ по формуле

$$\mu_{lk} = \frac{1}{2N_{lk} \sigma_{lk}^2} \sum_{i,l=1}^{N_{lk}} C_i C'_i, \quad (2.41)$$

где N_{lk} — число произведений $C_i C'_i$ значений поля на станциях, расстояние между которыми составляет $\{r_k, r_k +$

+ $\Delta\rho$], σ_{lk} — дисперсия C_l , соответствующая lk -й выборке ее значений.

Для расчета каждого значения концентрации из общего числа произведений $C_i C_j$, равного 5253, отбирались выборки, соответствующие указанным расстояниям; при этом считали, что $\Delta\rho = 150$ км.

Для оценки зависимости корреляционной функции от выборки значений $C_i C_j$ был проведен расчет функции по

Таблица 26
Объем выборки значений N_{lk} при расчете $\mu(\rho_k)$ [5]

ρ_k	N_{1k}	N_{2k}	N_{3k}	N_{4k}	N_{5k}	N_{6k}	N_{7k}
0	103	49	54	54	49	55	48
0—150	30	20	16	19	20	20	19
150—300	94	35	56	39	54	57	37
300—450	119	51	65	52	61	68	50
450—600	164	57	95	67	82	99	60
600—750	148	64	79	62	61	86	59
750—900	177	62	95	66	68	97	64
900—1050	177	52	103	70	70	100	62
1050—1200	157	49	90	55	59	91	47

данным измерений всех станций (μ_1), станций северной части Атлантики (μ_2), а также южной (μ_3), восточной (μ_4), западной (μ_5), юго-западной (μ_6) и северо-восточной (μ_7) частей. Ниже приводятся объемы выборки значений N_{lk} , использованные при расчете $\mu(\rho_k)$ (табл. 26).

На рис. 32 приведены значения функции $\mu(\rho_k)$ для различных выборок. Пространственная корреляционная функция аппроксимирована кривой вида:

$$\mu(\rho_k) = e^{-0,0027\rho_k}$$

Незначительные отклонения частных значений $\mu_i(\rho)$ в обе стороны от аппроксимирующей кривой объясняются недостаточным объемом отдельных выборок.

Таким образом, на основе экспедиционных данных случайное поле C' можно считать пространственно-однородным и изотропным, а его статистическую структуру можно выразить корреляционной функцией полученного вида.

С физической точки зрения представляется следующая картина формирования поля концентрации Sr^{90} , отвечающая указанной стохастической модели.

За годы, предшествовавшие периоду наблюдений до 1962—1964 гг., в стратосферу поступило значительное количество Sr^{90} — радиоактивного продукта ядерных испытаний. На поверхности океана установилось динамическое равновесие потоков радиоактивности, направленных из атмосферы в океан и от поверхности океана в его глубины. Процесс этот можно считать стационарным, так как в указанный период прекращение ядерных испытаний еще не

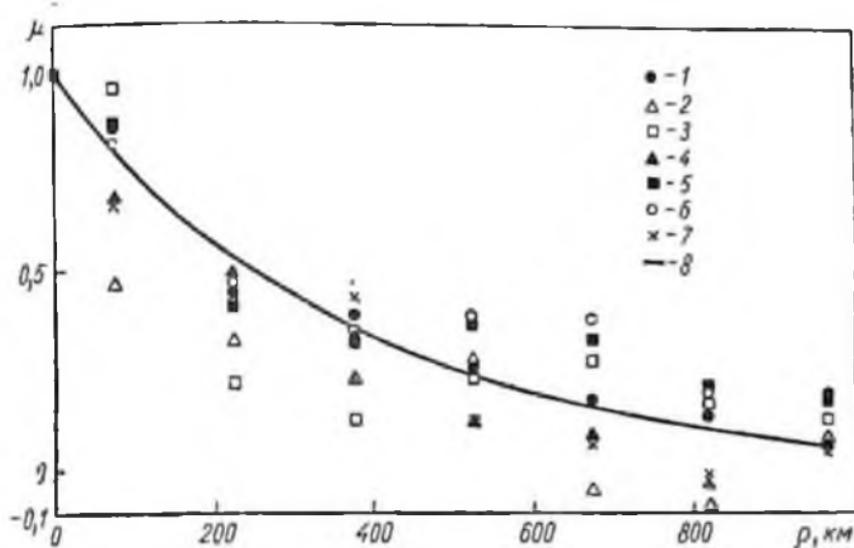


Рис. 32. Пространственная корреляционная функция отклонений концентраций Sr^{90} от среднего значения:

1 — по данным измерений всех станций; 2 — станций северной части Атлантики; 3 — южной; 4 — восточной; 5 — западной; 6 — юго-западной; 7 — северо-восточной; 8 — аппроксимирующая кривая [5].

сказалось сильно на режиме потока радиоактивных выпадений. Отдельные флюктуации концентрации Sr^{90} от средних значений в масштабе океана объясняются колебаниями метеорологических и гидрологических местных условий. Радиоактивным распадом Sr^{90} за период наблюдений, очевидно, можно пренебречь.

На основании алгоритма оптимальной интерполяции была построена программа расчетов на электронной вычислительной машине БЭСМ-4. Результаты расчетов восстановленных значений поля в узлах регулярной трехградусной сетки приведены на карте (рис. 33).

Ошибки восстановления поля

Рассмотрим теперь вопрос об оценке ошибок вычисленных значений поля Sr^{90} . Как известно, метод оптимальной интерполяции использует корреляционную функцию в качестве основного элемента, характеризующего статистические свойства поля. В связи с этим остановимся на вопросе о точности, с которой корреляционная функция построена по описанному выше методу.

В предположении однородности и изотропности поля главными источниками ошибок при определении корреляционной функции являются конечный объем выборки и погрешности при аппроксимации дискретных значений непрерывной кривой. Ограниченность выборки приводит к тому, что эмпирические коэффициенты корреляции $\mu_c(\rho_h)$ претерпевают случайный разброс вокруг истинных значений $\mu_c(\rho)$. Предполагая, что величины оценок $\mu_c(\rho_h)$ распределены по нормальному закону, можно найти среднеквадратичное отклонение σ_{μ} , характеризующее пределы, в которых заключены истинные значения коэффициентов корреляции:

$$\sigma_{\mu} = \frac{1 - \mu_1^2(\rho_h)}{\sqrt{N_{1h}}} \quad (2.42)$$

Результаты расчета σ_{μ} по этой формуле приведены в табл. 27.

Таблица 27
Результаты расчета σ_{μ} [5]

$\rho_h, км$	$\mu_1(\rho_h)$	N_{1h}	σ_{μ}
0—150	0,87	39	0,04
150—300	0,46	94	0,08
300—450	0,39	119	0,08
450—600	0,25	164	0,03
600—750	0,23	148	0,04
750—900	0,14	177	0,06
900—1050	0,18	177	0,05
1050—1200	0,14	157	0,06

Интересно отметить, что значение σ_{μ} совпадает с величиной разброса точек относительно средней кривой на рис. 32, подтверждая предположение о том, что поле однородно и изотропно в пределах точности метода.

Рассмотрим ошибки, возникающие при построении непрерывной корреляционной функции по конечному числу дискретных ординат. Если бы спектр корреляционной функции был ограничен частотой ω^* , вся корреляционная функция могла быть точно восстановлена по ординатам m , вычисленным в интервале $(0, \rho_{\text{макс}})$:

$$m = \frac{\omega^* \rho_{\text{макс}}}{\pi} + 1. \quad (2.43)$$

Тот факт, что реальный спектр не ограничен частотой ω^* , вызывает ошибки при воспроизведении $\mu_0(\rho_h)$, которые сказываются главным образом в окрестности точки, где $\rho = 0$.

Следуя результатам работы [12], определим ошибку воспроизведения корреляционной функции при $\rho = 0$ из соотношения

$$\delta' = \frac{2\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2 + \beta^2} = 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\omega^*}{\beta}, \quad (2.44)$$

где величина

$$\frac{\beta}{\pi(\omega^2 + \beta^2)} \equiv G(\omega),$$

спектр мощности корреляционной функции. Обозначим $e^{-\beta/\rho_{\text{макс}}} \equiv \gamma$ и примем, что $\gamma = 0,07$. Тогда $\rho_{\text{макс}} = \frac{\ln \gamma}{\beta}$ и, следовательно,

$$\delta' = 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{m\pi - 1}{-\ln \gamma}. \quad (2.45)$$

Из рис. 32 видно, что число ординат корреляционной функции в интервале $[0, \rho_{\text{макс}}]$ равно восьми. Подставляя значения γ и m в формулу (2.45), получаем $\delta' \cong 0,1$. Такое значение ошибки воспроизведения позволяет считать, что ошибки, возникающие при построении непрерывной корреляционной функции по конечному числу дискретных ординат, не превышают 10%. Общая величина ошибки построения корреляционной функции складывается из суммы ошибок σ_μ и δ' :

$$\delta_1 = \sqrt{\sigma_\mu^2 + (\delta')^2} = \pm 0,12 \mu(\rho). \quad (2.46)$$

Отметим, что величина δ_1 дает максимальное значение ошибки.

Влияние ошибки δ_1 на точность оптимальной интерполяции проявляется как непосредственно, так и косвенно — через ошибки при определении весов p_i . Но так как веса интерполяции представляют собой решение систем линейных уравнений, оценка влияния их ошибок на точность восстановления поля затруднительна. Некоторое представление об этом влиянии можно получить лишь в случае интерполяции по данным одной станции.

Как видно из основных уравнений оптимальной интерполяции (2.32) и (2.33), в этом случае весовой множитель p_i совпадает по величине с коэффициентом корреляции ρ_i , следовательно, ошибка его определения становится равной δ_1 . При этом разброс восстановленных значений поля относительно истинных в среднем не должен превышать 12%.

В общем случае величина ошибки оптимальной интерполяции в значительной степени зависит от количества станций, использованных при восстановлении поля, а также от их размещения. Поэтому весьма существенно знать хотя бы приблизительно предельно допустимую точность интерполяции в исследуемой области поля. Сопоставление теоретически возможной ошибки оптимальной интерполяции ϵ_0 с расчетной величиной ϵ позволяет судить о возможности использования данной статистической модели.

Для оценки ошибки оптимальной интерполяции ϵ_0 поля радиоактивной загрязненности рассмотрим сначала однородное и изотропное поле, двумерный спектр которого ограничен частотой $\omega^* = 2\pi B$. Известно [170], что оптимальному размещению измерений в таком поле отвечает расположение точек измерений в узлах гексагональной сетки. Если число измерений выбрано оптимальным, окружности вторичных спектров, имеющие радиусы $\rho = 2\pi B$, соприкасаются, не пересекаясь. Уменьшение числа измерений приводит к наложению спектров и появлению ошибок при восстановлении поля.

Сетка измерений, обеспечивающая оптимальное «квантование» поля, также должна иметь гексагональную структуру [75]. Согласно теореме Котельникова, сторона ячейки сетки измерений $a_0 = 1/B\sqrt{3}$ определяет оптимальное расстояние между станциями. Предположим, что данные измерения поля радиоактивной загрязненности океана расположены в узлах гексагональной сетки со стороной ячейки a_1 , выбранной таким образом, что сетка полностью покрывает всю исследуемую часть акватории Атлантики. Нетрудно подсчитать, что такая сетка должна содержать

около 40 ячеек, площадь каждой ячейки составляет примерно $1,17 \cdot 10^5$ кв. миль, а длина стороны — около 209 миль.

В том случае, когда спектр поля радиоактивной загрязненности ограничен частотой

$$f = \frac{1}{\sqrt{3} a_1},$$

значения поля могут быть восстановлены безошибочно (в рамках используемой нами модели) по всей исследуемой акватории океана. Отличие от нуля спектра мощности $G(\omega)$ в интервале частот (ω^*, ∞) является, как уже отмечалось, причиной ошибок восстановления поля при оптимальной конфигурации сети станций.

Мера ошибки оптимальной интерполяции (с учетом нормировки спектра) определяется величиной этой энергии, т. е. соответствующей площадью под кривой спектра мощности $G(\omega)$:

$$\epsilon_0 = \int_{\omega^*}^{\infty} G(\omega) d\omega = 1 - \frac{2}{\pi} \arctg \frac{2\pi}{\sqrt{3} a_1 \beta}. \quad (2.47)$$

Подставив в выражение значения $\beta = 0,0050$ миль⁻¹ и $a_1 = 209$ миль, получим $\epsilon_0 \approx 0,18$.

Таким образом, при восстановлении поля радиоактивной загрязненности Атлантики на акватории $4,7 \cdot 10^6$ кв. миль по данным 107 станций минимальное значение ошибки оптимальной интерполяции, отвечающее наивыгоднейшему расположению сети измерений, составляет 26% дисперсии поля. В то же время средняя ошибка оптимальной интерполяции ϵ равна 60% дисперсии поля, что указывает на неравномерность плотности измерений по акватории океана. Значения ошибок ϵ в различных узлах сетки представлены на рис. 34.

При выполнении оптимальной интерполяции не учитывалась ошибка определения концентрации Sr^{90} , не превышающая, как указано выше, 15% измеряемой величины.

В работе [16] предложены соотношения, позволяющие осуществлять оптимальную интерполяцию поля с учетом ошибки измерения. Однако применение их в данном случае не оправдано, так как при этом величина общей ошибки восстановления поля существенно не изменяется.

Полученная карта характеризует распределение на поверхности Атлантического океана не только Sr^{90} , но и другого долгоживущего осколочного продукта — Cs^{137} . Дей-

около 40 ячеек, площадь каждой ячейки составляет примерно $1,17 \cdot 10^6$ кв. миль, а длина стороны — около 209 миль.

В том случае, когда спектр поля радиоактивной загрязненности ограничен частотой

$$f = \frac{1}{\sqrt{3} a_1},$$

значения поля могут быть восстановлены безошибочно (в рамках используемой нами модели) по всей исследуемой акватории океана. Отличие от нуля спектра мощности $G(\omega)$ в интервале частот (ω^*, ∞) является, как уже отмечалось, причиной ошибок восстановления поля при оптимальной конфигурации сети станций.

Мера ошибки оптимальной интерполяции (с учетом нормировки спектра) определяется величиной этой энергии, т. е. соответствующей площадью под кривой спектра мощности $G(\omega)$:

$$\epsilon_0 = \int_{\omega^*}^{\infty} G(\omega) d\omega = 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi}{\sqrt{3} a_1 \beta}. \quad (2.47)$$

Подставив в выражение значения $\beta = 0,0050$ миль⁻¹ и $a_1 = 209$ миль, получим $\epsilon_0 \approx 0,18$.

Таким образом, при восстановлении поля радиоактивной загрязненности Атлантики на акватории $4,7 \cdot 10^6$ кв. миль по данным 107 станций минимальное значение ошибки оптимальной интерполяции, отвечающее наименее выгодному расположению сети измерений, составляет 26% дисперсии поля. В то же время средняя ошибка оптимальной интерполяции ϵ равна 60% дисперсии поля, что указывает на неравномерность плотности измерений по акватории океана. Значения ошибок ϵ в различных узлах сетки представлены на рис. 34.

При выполнении оптимальной интерполяции не учитывалась ошибка определения концентрации Sr^{90} , не превышающая, как указано выше, 15% измеряемой величины.

В работе [16] предложены соотношения, позволяющие осуществлять оптимальную интерполяцию поля с учетом ошибки измерения. Однако применение их в данном случае не оправдано, так как при этом величина общей ошибки восстановления поля существенно не изменяется.

Полученная карта характеризует распределение на поверхности Атлантического океана не только Sr^{90} , но и другого долгоживущего осколочного продукта — Cs^{137} . Дей-

ствительно, анализ опубликованных данных [194, 207] показывает, что отношение концентраций Cs^{137}/Sr^{90} остается в пределах ошибки измерения постоянным на различных глубинах Атлантического океана и составляет $1,6 \pm 0,1$.

Наряду с общим уменьшением поверхностной радиоактивности в южных широтах на карте радиоактивности (см. рис. 33) заметно наличие в экваториальной области двух районов повышенной загрязненности: один — в Гвинейском заливе, другой — у берегов Центральной Америки, что, по-видимому, можно объяснить особенностями океанической циркуляции и условиями радиоактивного загрязнения данных районов.

Развивая общее представление о статистической структуре поля концентрации Sr^{90} , интересно отметить, что кривая $\mu(r, r_0)$ (см. рис. 32) имеет радиус корреляции такого же порядка, как и корреляционная функция для температуры поверхности Атлантического океана, определенная по длительным временным рядам наблюдений кораблей погоды. В этом обстоятельстве проявляются общие статистические свойства физических полей на поверхности океана [5].

Проведенные оценки ошибок показали, что при построении поля концентрации Sr^{90} можно улучшить результаты расчета за счет повышения точности определения значений концентрации, а также путем радиального размещения станций. Однако на результате это существенно не сказывается, поскольку ошибки, связанные с характером выборки случайных значений поля, гораздо значительнее.

Предпринятую попытку объективного анализа поля концентрации Sr^{90} , естественно, нельзя рассматривать как окончательное решение задачи построения этого поля на ЭВМ. Ее следует рассматривать прежде всего как эксперимент, результаты которого имеют существенное значение для развития проблемы объективного анализа гидрологических полей.

8. ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ РАДИОАКТИВНОСТИ В РЕЗУЛЬТАТЕ СБРОСА ОТХОДОВ

Описание поля радиоактивной загрязненности уравнениями диффузии

Исследователи многих стран пытались описать распространение радиоактивности сброса отходов, используя уравнение турбулентной диффузии.

Как показал симпозиум МАГАТЭ, проводившийся в 1966 г. [103], страны, планирующие сброс радиоактивных отходов в море, предварительно исследовали гидрологический режим интересующих районов. Полученные данные использовались при модельных расчетах и сопоставлялись в дальнейшем с результатами крупномасштабных экспериментов. Исследования проводились, как правило, с помощью красителей — индикаторов, имитировавших радиоактивные сбросовые воды.

Формирование поля радиоактивности в результате выноса в море продуктов деления, сбрасываемых в реки, в общем происходит по тем же законам. Единственным отличием является необходимость отдельного исследования переноса радиоактивности речными водами и учет влияния эстуариев.

Долгое время для описания распространения радиоактивных сбросов применялась теория горизонтальной турбулентной диффузии субстанции, внесенной в море мгновенным точечным источником [174]. В этом случае радиально-симметричное распределение концентраций накладывается на однородное поле средних скоростей течений. Теория, как правило, предсказывала убывание пиковых концентраций в зависимости от начальных условий как t^{-1} , t^{-2} или даже t^{-3} .

Достаточно подробный анализ эволюции теории горизонтальной турбулентной диффузии выполнен недавно Р. В. Озмидовым [45]. Как известно, уравнение горизонтальной турбулентной диффузии радиоактивного вещества в море имеет вид

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[K(r) r \frac{\partial C}{\partial r} \right], \quad (2.48)$$

где $K_1(r) = K_1 r^{4/3}$; r — радиус-вектор; C — концентрация радиоизотопа; K_1 — постоянная.

Решение этого уравнения для мгновенного точечного источника мощностью Q , помещенного в момент времени $t = 0$ в начало координат [46]:

$$C(r, t) = \frac{Q}{6\pi (4/9 K_1)^{3/2} t^{3/2}} \exp \left[-\frac{r^{2/3}}{4/9 K_1 t} \right]. \quad (2.49)$$

Для непрерывного точечного источника уравнение диффузии записывается в следующем виде:

$$U \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[K(y) \frac{\partial C}{\partial y} \right],$$

где U — скорость течения (вдоль оси x).

Решение этого уравнения

$$C(x, y) = \frac{4Q_1}{6U \pi \left(\frac{4}{9} K_1 \frac{x}{4} \right)^{3/2}} \exp \left[-\frac{y^{2/3}}{\frac{4}{9} K_1 \frac{x}{4}} \right]. \quad (2.50)$$

В более общем виде решение уравнения диффузии для любой примеси (и, в частности, радиоактивной) было получено Окубо [162], который полагал, что коэффициент турбулентной диффузии

$$K(\vec{r}, t) = \gamma r^{m+1} \varphi(t),$$

где γ — постоянный коэффициент пропорциональности; r — радиус-вектор точки наблюдений; $\varphi(t)$ — некоторая функция от времени; m — произвольная постоянная.

Тогда решение уравнения диффузии имеет вид

$$C(\vec{r}, t) = \frac{(2-m)Q}{2\pi (2-m)^{4/2-m} \Gamma \left(\frac{2}{2-m} \right) \gamma^{2/2-m} [\psi(t)]^{2/2-m}} \times \\ \times \exp \left[-\frac{r^{2-m}}{(2-m)^2 \gamma \psi(t)} \right], \quad (2.51)$$

где $0 \leq m < 2$; Γ — гамма-функция; $\psi(t) = \int_0^t \varphi(t) dt$; величина Q определяется из начального условия: при $t \rightarrow 0$ $C(\vec{r}, t) \rightarrow (Q/\pi r) \delta(\vec{r})$.

Большая часть решений исходного уравнения (2.48), полученных различными авторами, является частным случаем этого общего решения (при соответствующем выборе параметров $\varphi(t)$, m).

Итак, в соответствии с современными представлениями, океаническая турбулентность обуславливается существованием в природе бесконечного количества вихрей, размер которых статистически распределен в пространстве и во времени [174].

Крупные вихри, имеющие размеры порядка 10 км и выше, приводят к общему переносу пятна внесенной радиоактивности (сдвигающий эффект). Мелкие вихри являются при-

чиной интенсивного перемешивания и распространения их от центра пятна.

В общем случае крупные вихри приводят к анизотропии скоростей распределения концентрации радиоактивного вещества. Тогда пространственный масштаб оказывается больше по направлению течения. С другой стороны, начальные вихри практически не влияют на изотропность. Однако, если учесть, что в реальных условиях в переносе вносимой субстанции участвуют вихри всех размеров, можно ожидать, что поле скоростей окажется неоднородным.

Притчард и др. [174] разработали теорию, в основу которой положено предположение о том, что неоднородность средней скорости течения возникает в результате действия крупномасштабных вихрей.

Компоненты средней скорости \bar{V}_x определяют из выражений:

$$\begin{aligned}\bar{V}_x &= V_0(t) - \Omega_y y - \Omega_z z; \\ V_y &= V_z = 0,\end{aligned}$$

где Ω_y, Ω_z — частоты, а члены $[\Omega_y y, \Omega_z z]$ учитывают составляющие средней скорости, обусловленные сдвигающим эффектом, который возникает в результате действия крупномасштабных вихрей.

С учетом этого эффекта уравнение турбулентной диффузии (2.49) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial C}{\partial t} + (V_0 - \Omega_y y - \Omega_z z) \frac{\partial C}{\partial x} &= K_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \\ &+ K_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}.\end{aligned}\quad (2.52)$$

Выбрав систему координат, движущуюся со скоростью V_0 , получаем

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -(\Omega_y y + \Omega_z z) \frac{\partial C}{\partial x} = K_x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}.\quad (2.53)$$

Решение этого уравнения для случая мгновенного точечного источника имеет весьма сложный вид. Из него следует, что изоолеты, соответствующие контуру концентраций определенной величины, представляют собой эллипсоиды с осями, изменяющими свое положение в пространстве.

Таким образом, пятно сброшенной активности изменяется со временем, причем распространение зависит не только

от времени, но и от частот Ω_y , Ω_z и коэффициентов турбулентной диффузии K_x , K_y , K_z . Решение уравнения диффузии при больших интервалах времени имеет вид

$$\frac{C_{\max}}{Q} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi^{3/2} (K_x K_y K_z)^{1/2} \sqrt{\Omega_y^2 \frac{K_y}{K_x} + \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_x}}} t^{-2.5}, \quad (2.54)$$

где C_{\max} — максимальное значение концентрации; Q — мощность источника.

$$\sigma_x^2 = K_x \left(\frac{2}{3} \Omega_y^2 \frac{K_y}{K_x} + \frac{1}{6} \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_x} \right) t^3;$$

$$\sigma_y^2 = 2K_y t;$$

$$\sigma_z^2 = 2 \sqrt{K_x K_y} \sqrt{\frac{1}{3} \Omega_y^2 \frac{K_y}{K_x} + \frac{1}{12} \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_x}} t^2,$$

где σ_x^2 — отклонение главной оси пятна от направления среднего течения; σ_y^2 , σ_z^2 — то же для соответствующих направлений. Отношение осей эллипсоида пятна

$$\rho = \sqrt{\frac{K_y}{K_x \left(\frac{1}{3} \Omega_y^2 \frac{K_y}{K_x} + \frac{1}{12} \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_x} \right)}} \cdot \frac{1}{t}, \quad (2.55)$$

а кажущийся коэффициент турбулентной диффузии

$$K_2 = 2 \sqrt{K_x K_y \left(\frac{1}{3} \Omega_y^2 \frac{K_y}{K_x} + \frac{1}{12} \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_y} \right)} \cdot t. \quad (2.56)$$

Для квазидвумерного случая, когда диффузия исследуется в мелководном море или существует слой резкого скачка плотности и при больших интервалах времени соответствующие решения (для слоя D) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_{\max} D}{Q} &= \frac{\sqrt{3}}{2\pi K_y \left(\Omega_y^2 + 4\Omega_z^2 \frac{K_z}{K_y} \right)^{1/2}} t^{-2}; \\ \sigma_x^2 &= \frac{2}{3} (K_y \Omega_y^2 + K_z \Omega_z^2) t^3; \sigma_y^2 = 2K_y t; \\ \sigma_z^2 &= \frac{2}{\sqrt{3}} K_y \sqrt{\Omega_y^2 + \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_y}} t^2; \end{aligned} \right\} \quad (2.57)$$

$$\rho = \sqrt{\frac{3}{\Omega_y^2 + \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_y}} \cdot \frac{1}{t}}; \quad (2.57)$$

$$K_z = \frac{2}{\sqrt{3}} K_y \sqrt{\Omega_y^2 + \Omega_z^2 \frac{K_z}{K_y} \cdot t}.$$

Все изложенные теоретические выводы проверялись на практике, в частности, во время экспедиции судна «Михаил Ломоносов» в 1965 г. Полученные экспериментальные данные позволили не только определить концентрации Sr^{90} и Cs^{137} , но и измерить все параметры, используемые при расчетах турбулентной диффузии радиоактивного вещества. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов дало удовлетворительное совпадение.

Исследование поля радиоактивности в северо-восточной части Атлантического океана

Как было показано выше, наиболее мощным источником загрязнения Атлантического океана радиоактивными отходами производства являются заводы в Уиндскейле (Великобритания). Хотя существует много сведений о распространении радиоактивных загрязнений в Ирландском море, долгое время отсутствовала информация о переносе сбросов в Фареро-Шетландском канале и далее по всей акватории северо-восточной части Атлантического океана. Лишь в конце 1965 г. на судне «Михаил Ломоносов» были исследованы особенности формирования гидрофизических полей в зоне действия Северо-Атлантического течения, одновременно изучалась сложная структура вод этого района [50, 41]. В итоге получена подробная картина, отражающая структуру поля радиоактивности этого района [28].

Г. П. Пономаренко и др. [50] установили наличие двух систем потоков, часть из которых двигалась на северо-восток в соответствии с общепринятой схемой Северо-Атлантического течения. Однако в период проведения измерений, кроме того, были обнаружены также три потока сравнимой мощности, двигавшиеся в обратном направлении (на юго-запад). Хотя сложная структура вод сильно затруднила анализ поля радиоактивности, была определена его чувствительность к влиянию сброса радиоактивных отходов. Оказалось, что поле радиоактивности этого района представляло собой суперпозицию двух полей, образовавшихся, с одной

стороны, в результате глобальных выпадений на поверхность океана, а с другой — из продуктов деления, принесенных течением из областей, примыкающих к Ирландскому морю. Распределение радиоактивности по горизонтали и вертикали согласуется со схемой распределения водных масс и течений только в том случае, когда мощности двух источников — глобальных выпадений и радиоактивных сбросных вод — сравнимы, что здесь не наблюдается.

Все параметры поля искусственной радиоактивности определялись по Sr^{90} — радиоактивному изотопу, входящему в состав как глобальных выпадений, так и радиоактивных отходов, сбрасываемых в Ирландское море.

Исследования показали следующее.

Район Гебридских островов (разрез I, рис. 35). Распределение Sr^{90} на этом разрезе характеризовалось высокими концентрациями [205—291 $расп/(мин \cdot 100 л)$] в поверхностном с 200-метровым слое непосредственно у Гебридских островов. На расстоянии около 350 миль от Уиндскейла содержание Sr^{90} уменьшалось до 50—70 $расп/(мин \cdot 100 л)$.

Порог Уайвилла-Томсона (разрез II, см. рис. 35). Вследствие интенсивного перемешивания [11] концентрация Sr^{90} уменьшилась до 16—41 $расп/(мин \cdot 100 л)$. Повышенная радиоактивность [111 $расп/(мин \cdot 100 л)$] была отмечена лишь в юго-восточной части разреза.

Фареро-Шетландский канал (разрез IV, см. рис. 35). Структура вод этого района характеризовалась наличием трех водных масс: Северо-Атлантической, Восточно-Исландской и глубинной водной массы Норвежского моря. Поле радиоактивности в данном районе также было анизотропно. В среднем наблюдалось падение концентраций Sr^{90} , которые на расстоянии 500 миль от места сброса в 4—5 раз превышали аналогичные величины для открытой части океана [до 60 $расп/(мин \cdot 100 л)$].

Юго-западная часть Норвежского моря (разрез VI, см. рис. 35). Концентрации Sr^{90} колебались в интервале 35—75 $расп/(мин \cdot 100 л)$. Эти значения в 2,5—3 раза превышают концентрация Sr^{90} в открытой части океана.

Влияние радиоактивных отходов сказывалось на расстоянии до 800 миль от места сброса.

На рис. 37 показано поверхностное распределение Sr^{90} по разрезам, выполненным южнее порога Уайвилла—Томсона (см. рис. 35). Как видим, обнаруживается соответствие с картиной распределения (см. рис. 36) течений, выражающееся в том, что максимум искусственной радиоактивности

оказывается в водах, переносимых главной частью течения. Концентрация Sr^{90} в юго-западной части потока в 9 раз выше концентрации этого радионуклида в близлежащих районах открытого океана. Естественно, что по мере удале-

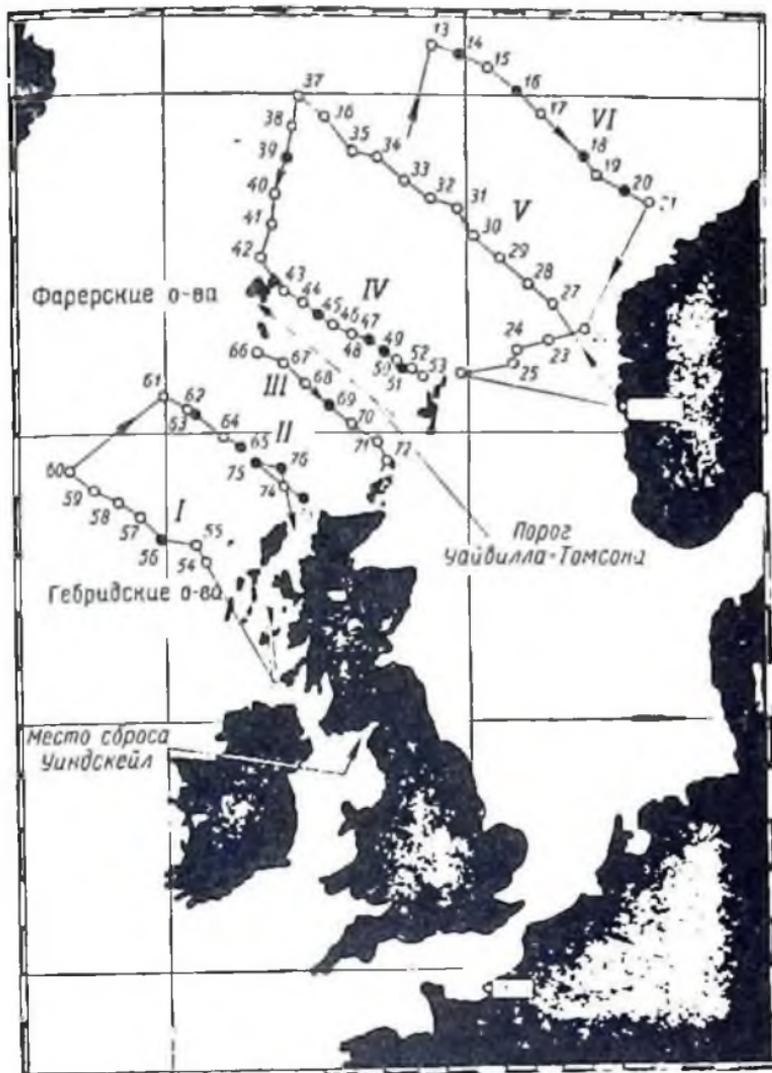


Рис. 35. Схема разрезов при исследованиях северо-восточной части Атлантики.

ния от источника радиоактивного загрязнения (Ирландское море) картина распределения искусственной радиоактивности на поверхности потока трансформировалась и размывалась (рис. 38). Тем не менее даже в Норвежском море в

районе, удаленном от места сброса более чем на 800 миль, выравнивания концентраций радионуклидов не происходит, а распределение концентрации на поверхности находится

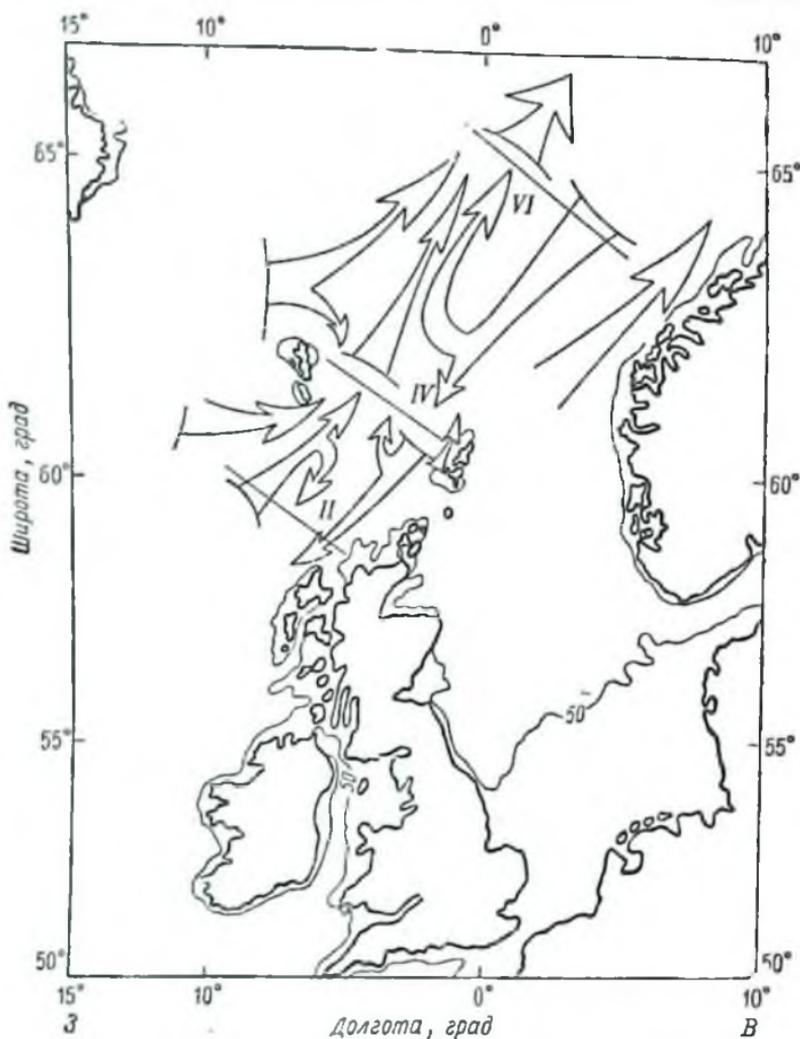


Рис. 36. Схема течений в северо-восточной части Атлантики.

в полном соответствии с общей структурой вод Северо-Атлантического течения, при этом прослеживается повышенное (трехкратное) содержание Sr^{90} .

Распределение радиоактивного стронция в поверхностных водах вблизи порога Уайвилла — Томсона показало, что

этот порог играет большую роль в перемешивании водных масс Фареро-Шетландского канала. Согласно данным Ю. Г. Рыжкова и др. [62], воды этого района характеризовались отсутствием подповерхностного максимума устойчиво-

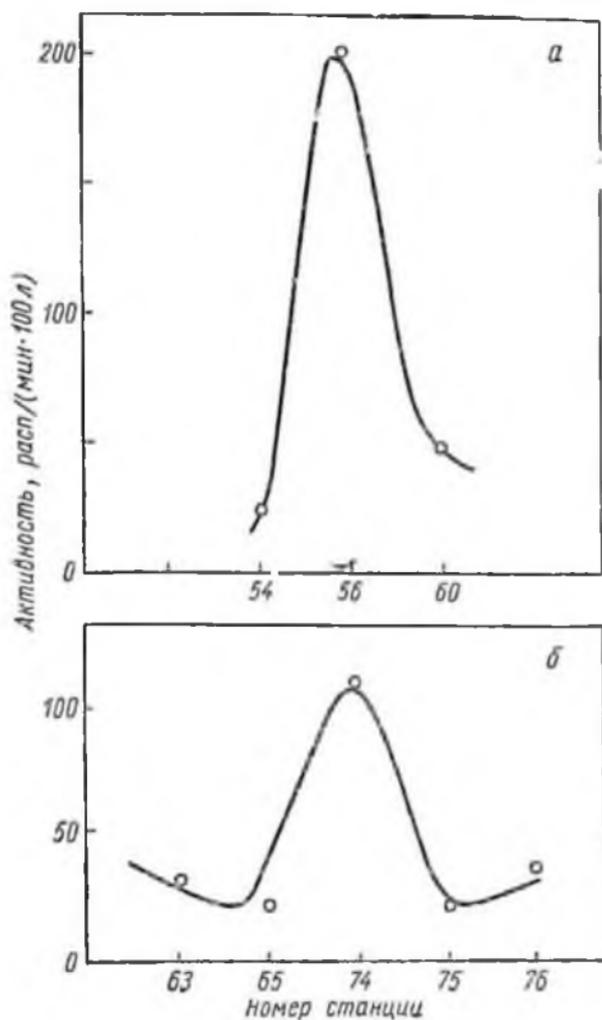


Рис. 37. Поверхностное распределение Sr^{90} южнее порога Уайвилла—Томсона [28].

вости, что указывало на интенсивное турбулентное перемешивание верхнего слоя. Это привело к общему повышению концентрации продуктов деления в водах Фареро-Шетландского канала и к значительной однородности их распределения (рис. 39). Как было показано выше, переслоенность вод на север и северо-восток от порога снова привела к образованию

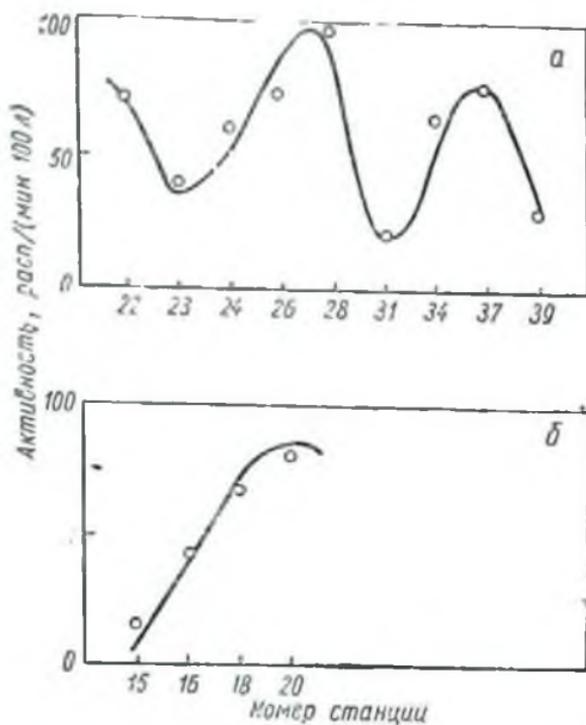


Рис. 38. Поверхностное распределение Sr^{90} севернее порога Уайвилла—Томсона [28].

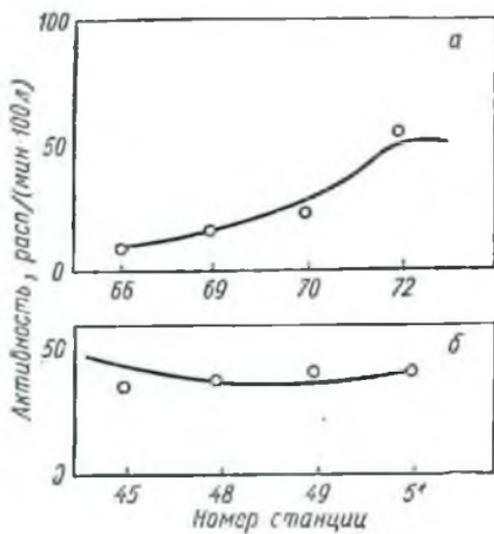


Рис. 39. Поверхностное распределение Sr^{90} на пороге Уайвилла — Томсона [28].

сложной структуры поля радиоактивности в Норвежском море, причем воды с максимальными концентрациями Sr^{90} оказались в достаточной близости к Скандинавскому полуострову.

Таким образом, закономерности формирования поля радиоактивности в районе сброса отходов атомных производств очень сложны и определяются в основном течениями. В период измерений картина распределения основных потоков Северо-Атлантического течения отличалась от обычной, что объясняется особенностями сезонного характера, именно поэтому и поле радиоактивности также оказалось нерегулярным. Измерения показали, что северо-восточная часть Атлантического океана интенсивно загрязняется продуктами деления в результате сброса отходов атомных производств в Ирландское море.

Выводы

В результате анализа факторов, определяющих особенности формирования поля радиоактивности на поверхности Мирового океана, могут быть сделаны следующие выводы.

1. При решении задачи о радиоактивном загрязнении океана граничные условия наиболее полно могут быть заданы в виде дискретных значений в узлах регулярной сетки. Учитывая демпфирующий характер действия верхних слоев океана при распространении радиоактивного загрязнения в поверхностном и верхнем деятельном слоях, происходящие здесь процессы можно отнести к особенностям граничных условий. Поле поверхностной радиоактивности в этом случае постоянно во всем верхнем деятельном слое.

2. Наиболее удобными индикаторами процесса переноса продуктов деления в океане являются Sr^{90} и Cs^{137} , поэтому анализ поля радиоактивности следует проводить по этим радионуклидам. Учитывая постоянство отношения Cs^{137}/Sr^{90} , нами рассмотрено поле, создаваемое Sr^{90} .

3. Проанализирован метод определения Sr^{90} в океане. Показано, что статистическая ошибка измерений малых концентраций меньше рассчитываемой по стандартным соотношениям. Выполненные на ЭВМ «Киев» по новым формулам расчеты абсолютной активности и ошибок измерений позволили получить расчетные таблицы для значений событий « ν_1 -источник + фон» и « ν_2 -фон» в диапазоне $1 \leq \nu_1 \leq 100$, $1 \leq \nu_2 \leq 10$ для одинаковых временных интервалов измерения ν_1 и ν_2 .

4. Проанализирована вся опубликованная информация о поле поверхностной радиоактивности Мирового океана. Рассмотрены поля радиоактивности Атлантического, Тихого, Индийского океанов, внутренних морей Европы, районов сброса радиоактивных отходов атомных производств. Исследования подтвердили сделанные ранее выводы [58] о наличии регионов, отличающихся по характеру воздействия загрязняющих факторов. Показано, что наиболее надежно закономерности распространения радиоактивного загрязнения могут быть определены в Атлантическом океане. Суммарное поле можно рассматривать здесь как суперпозицию картин распределения, полученных либо в результате действия глобальных выпадений, либо в результате сброса радиоактивных отходов.

5. Проведены специальные исследования радиоактивности Атлантического океана, позволившие получить необходимую для статистического анализа информацию. Изучены изменения средних значений важнейших параметров поля в масштабах всего Атлантического океана; на основании статистического анализа определена статистическая структура поля радиоактивности в Атлантическом океане. Радиус корреляции оказался равным 500 миль.

6. Проведены специальные исследования поля радиоактивности в северо-восточной части Атлантического океана, показавшие, что основную роль в формировании поля здесь играют радиоактивные отходы, сбрасываемые Великобританией в Ирландское море. Обнаружена сильная корреляция поля радиоактивности с полем течений в данном районе.

7. На основании экспериментального материала, полученного в рейсах экспедиционного судна «Михаил Ломоносов», выполнен объективный анализ поля радиоактивности в открытой части Атлантического океана. В результате расчетов, полученных на ЭВМ «Киев» и БЭСМ-4, построена карта радиоактивности вод Атлантического океана, учитывающая статистическую структуру поля радиоактивности и тенденции изменения средних значений. В экваториальной Атлантике зафиксированы места преимущественной загрязненности.

Выполненная работа позволила получить характеристики поля поверхностной радиоактивности и обосновать матричный метод задания граничных условий при решении задачи о распространении радиоактивного загрязнения в океане.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ **ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ РАДИОАКТИВНОСТИ В ГЛУБИНАХ ОКЕАНОВ**

В предыдущих главах рассмотрены условия формирования поля радиоактивности на поверхности Мирового океана. Эти исследования необходимы для создания общей картины загрязнения океаносферы продуктами деления, которая возникает при воздействии определенных источников загрязнения.

Однако главная задача ядерной гидрофизики — построение такой теории и ее расчета, которые позволили бы определять и прогнозировать радиационную обстановку в любом районе океана при задании источника загрязнения. Именно решение такой задачи позволит оценить опасность сброса и захоронения радиоактивных отходов в том или ином районе. Подобные расчеты позволяют также судить и об интенсивности процессов переноса в океане как дополнительном факторе формирования физических полей ядерного происхождения.

Как уже отмечалось, распределение радиоактивности на поверхности океана является граничным условием в общей трехмерной задаче о распространении радиоактивного загрязнения в океане. Решение этой задачи и сопоставление рассчитанных и измеренных концентраций радионуклидов позволит в дальнейшем более широко использовать основные предпосылки в сложных расчетах, возникающих при задании конкретных особенностей загрязнения того или иного района.

Комплекс таких исследований достаточно подробно изложен в работах [6—8, 45, 84—86]. Распространение радиоактивного загрязнения в океане обусловлено адвекцией и трехмерной турбулентной диффузией. В общем виде перенос радиоактивности описывается уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla C = \nabla (K \nabla C) - \lambda C, \quad (3.1)$$

где C — концентрация радиоактивного элемента; V — вектор скорости течения; K — коэффициент турбулентной диффузии; λ — постоянная распада радиоизотопа.

Все известные в настоящее время оценки скорости распространения радиоактивного загрязнения получены на основе решения этого уравнения с определенными упрощениями. Причем наиболее существенные упрощения сводятся к тому, что как правило, исследователи пренебрегают вертикальными составляющими средней скорости течений и вертикальный коэффициент турбулентной диффузии по глубине считают постоянным.

Метод А. Г. Колесникова снимает эти упрощения [27]. В качестве граничных условий на поверхности океана задают либо потоки радиоактивности, либо начальные концентрации радиоизотопов. Р. В. Озмидов [45] считает, что задание величины потока загрязнения имеет больший смысл. По его мнению, малое количество данных, характеризующих глубинное распределение радиоизотопа, не позволяет сделать вывод о согласии теории с экспериментом. С таким утверждением нельзя согласиться, поскольку накопленный объем экспериментальных данных достаточен. Подробный анализ обоих способов задания граничных условий будет выполнен ниже. Здесь можно только еще раз обратить внимание на тот факт, что потоки радиоактивности на поверхности океана подвержены сильным изменениям и исследованы еще недостаточно хорошо. В связи с этим помимо упрощений, связанных с идеализацией процессов переноса радиоактивности в океане, приходится делать мало обоснованные предположения о величинах потоков на поверхности океана, в результате чего возникают большие ошибки.

Во всех рассмотренных задачах предполагается отсутствие потока радиоактивности через дно океана. Такая предпосылка без доказательства кажется весьма произвольной, так как она правомерна только в начальный период испытаний, когда отсутствуют градиенты концентраций в придонных слоях океана. Необходимо отметить, что пока нет работ, в которых анализировались бы эти граничные условия. Только исследования Дуурсмы [106] дают общее представление о потоках радиоактивности через эту границу и подтверждают существование такого граничного условия. В океане, акватория которого значительна, естественно велики и масштабы эксперимента. С точки зрения проверки эффективности теоретических представлений информация, собираемая при современных методах исследований, никогда

не оказывается избыточной. Поэтому пришлось провести серию экспериментальных работ, позволивших определить распределение радиоактивности не только на поверхности океана, но и в его глубинах. Такие исследования были выполнены на судне «Михаил Ломоносов» как в открытом океане, так и во внутренних морях, а также в районах, где заметно сказывается влияние сбрасываемых в океаны радиоактивных отходов. Экспериментальные данные дали возможность проверить теоретические расчеты, сделанные на ЭВМ.

9. РАДИОАКТИВНОСТЬ ГЛУБИННЫХ ВОД МОРЕЙ И ОКЕАНОВ

Радиоактивность глубинных вод Атлантического океана

Значительная часть исследований поля осколочной радиоактивности глубинных вод Мирового океана выполнена советскими учеными. Лишь на первом этапе этих исследований (до 1961 г.) заметную долю составляли работы ученых США и Японии. В 1968 г. опубликованы результаты единичных исследований глубинной радиоактивности учеными США [124].

Первые данные о распространении радиоактивности в глубину океана были получены Боуэном и Сугихарой в 1957—1958 гг. [89—92]. В 1959—1962 гг. советские ученые продолжили на экспедиционном судне «Михаил Ломоносов» и других судах эти исследования [1, 4, 48, 52, 70]. Получены также характеристики поля радиоактивности для верхнего слоя океана. Выяснена роль слоя скачка плотности в переносе радиоактивного загрязнения в глубину океана. Работы продолжены в большом объеме в 1963—1965 гг. [18, 19, 40, 43].

Отдельные измерения в промысловых районах Северной Атлантики, выполненные А. Ф. Федоровым и др. [70] в 1961 г., дали для верхнего 300-метрового слоя относительно невысокие значения концентраций Sr^{90} . Максимум концентрации [$14,7 \text{ расп}/(\text{мин} \cdot 100 \text{ л})$] был обнаружен на глубине 148 м у Шетландских островов. В 1963—1964 гг. на судне «Михаил Ломоносов» изучено распределение Sr^{90} не только на поверхности, но и в глубинах Атлантического океана до 2 км [18, 19]. Полученная информация свидетельствует о высоких скоростях проникновения радионуклидов, выпадающих из атмосферы на поверхность океана. На рис. 40 по-

строены профили распределения Sr^{90} по глубине в северной и южной тропических зонах Атлантического океана. Одновременно были определены концентрации Cs^{137} и получено отношение Cs^{137}/Sr^{90} до глубины 2 км.

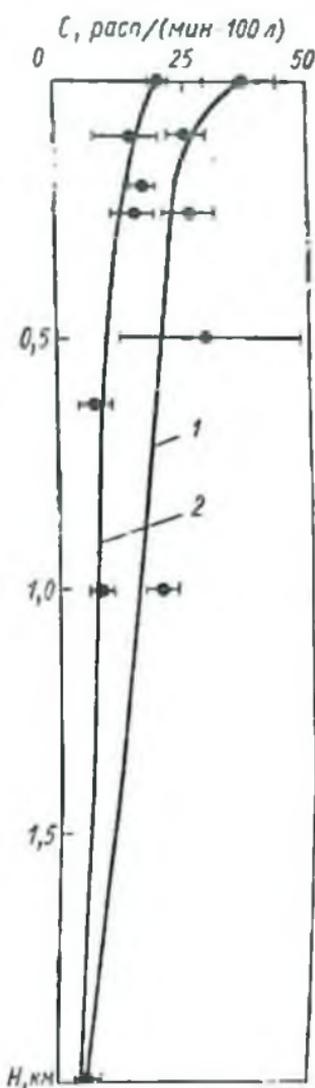


Рис. 40. Распределение Sr^{90} по глубине в северной (1) и южной (2) тропических зонах Атлантического океана в 1963—1964 гг.

Распределение радиоактивности по глубине в центральной и северной частях Атлантического океана показано на рис. 41. Сопоставление данных о распределении Sr^{90} с глубиной по годам [89—92, 194, 207] дает две волны радиоактивности, особенно хорошо регистрируемые на промежуточных глубинах (0,3—1,5 км), что находится в полном соответствии с колебаниями потока радиоактивности через поверхность океана, обусловленными неравномерностью проведения испытаний термоядерного оружия в 1954—1963 гг. (до их почти полного прекращения) и имевшими особенно высокую интенсивность в 1957—1958 гг. (общая мощность более 30 *Mt*) и в 1961—1962 гг. (общая мощность — несколько сот *Mt*) [89—92, 194, 207].

Особенно подробного обсуждения требуют данные, опубликованные Рокко и Броккером [194]. Они, казалось бы, не подтверждают гипотезу о быстром проникновении продуктов деления в глубины океана. В более поздней публикации Броккер [93] определил, что скорость вертикального перемешивания C^{14} по глубине на порядок ниже скорости перемешивания Sr^{90} . Он считает, что особенно надежными могут оказаться одновременные исследования

распространения Sr^{90} и Cs^{137} по глубине. В этом случае можно будет сделать вывод о том, насколько искажены результаты определения «возраста вод» радиоуглеродным методом

за счет вклада C^{14} , образовавшегося при взрыве термоядерных устройств. Брокер — единственный исследователь, выполнивший одновременные измерения концентраций как

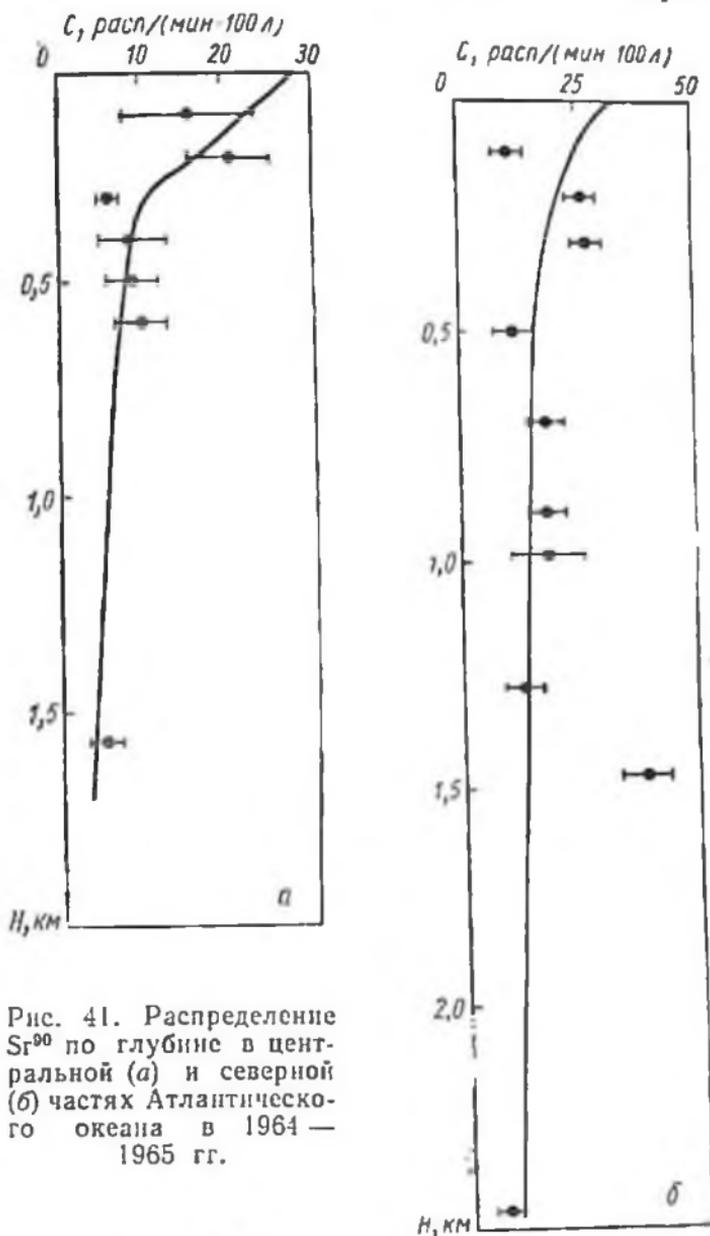


Рис. 41. Распределение Sr^{90} по глубине в центральной (а) и северной (б) частях Атлантического океана в 1964—1965 гг.

искусственных (Cs^{137} и Sr^{90}), так и естественных (C^{14}) радиоактивных изотопов в глубинах океана. Однако определение концентраций продуктов деления выполнено им в конце моратория 1959—1961 гг., что обязательно должно учиты-

ваться при сравнении результатов Броккера с аналогичными данными других исследователей. Данные Броккера 1963 г. (14 глубинных проб) подтвердили проникновение Cs^{137} до глубин 5060 м [95] в точке с координатами $30^{\circ}28'$ с. ш., $70^{\circ}40'$ з. д. Зарегистрированная концентрация Cs^{137} составила $1,8 \pm 0,8$ расп/(мин·100 л). Результаты, полученные Рокко и Броккером для верхнего 200-метрового слоя океана [194], находятся в хорошем соответствии с данными других исследований [2, 207] (табл. 28).

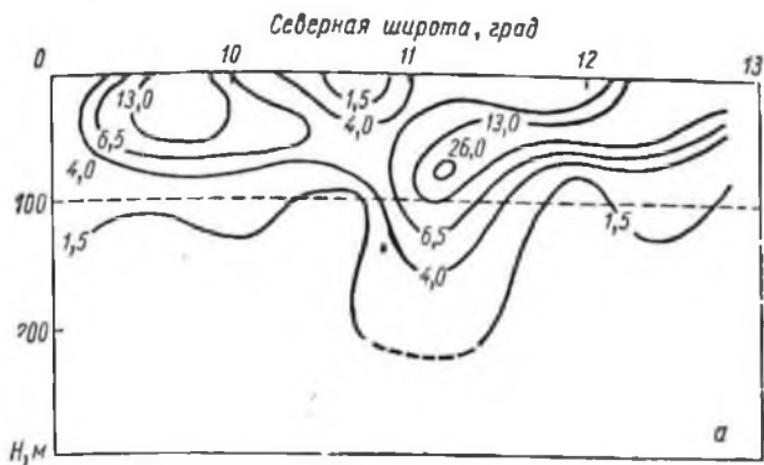
Таблица 28
Радиоактивность верхнего слоя океана, расп/(мин·100 л)

Автор	Район	Cs^{137}	Sr^{90}
Рокко и Броккер [194]	Карибское море (поверхность)	$19,7 \pm 0,9$	12 ± 2
Вдовенко В. М. и др. [207]	Тропики (поверхность)	19 ± 6	9 ± 4
Рокко и Броккер [194]	Северная Атлантика (поверхность)	40 ± 10	25 ± 6
Вдовенко В. М. и др. [207]	То же	30	14 ± 5
Рокко и Броккер [194]	Карибское море (200 м)	17 ± 5	10 ± 3
Баранов В. П. и др. [2]	Тропики (100 м) и Южная Атлантика	—	7
Рокко и Броккер [194]	Южная Атлантика (100 м)	17 ± 1	$11,4 \pm 0,9$

Радиоактивность глубинных вод Тихого океана

Как отмечалось на Третьей женевской конференции по мирному использованию атомной энергии [2], информация о радиоактивном загрязнении глубинных вод Тихого океана и в настоящее время весьма мала. Вертикальное распределение продуктов деления меняется в зависимости от района океана, и концентрация убывает с глубиной не всегда монотонно.

Первые данные о распространении радиоактивного загрязнения в Тихом океане по глубине получены японскими исследователями во главе с Миякэ [150] и относятся еще к периоду ранних испытаний ядерного оружия США на атолле Бикини в 1954 г. Но даже в районах непосредственного загрязнения глубин осколочными продуктами деления вертикальное распределение исследовалось только в верхнем перемешанном слое (рис. 42). В данном случае чувстви-



$11^{\circ}40' \text{с ш}, 127^{\circ}21' \text{д}$

$22^{\circ}42' \text{с ш}, 138^{\circ}26,5' \text{д}$

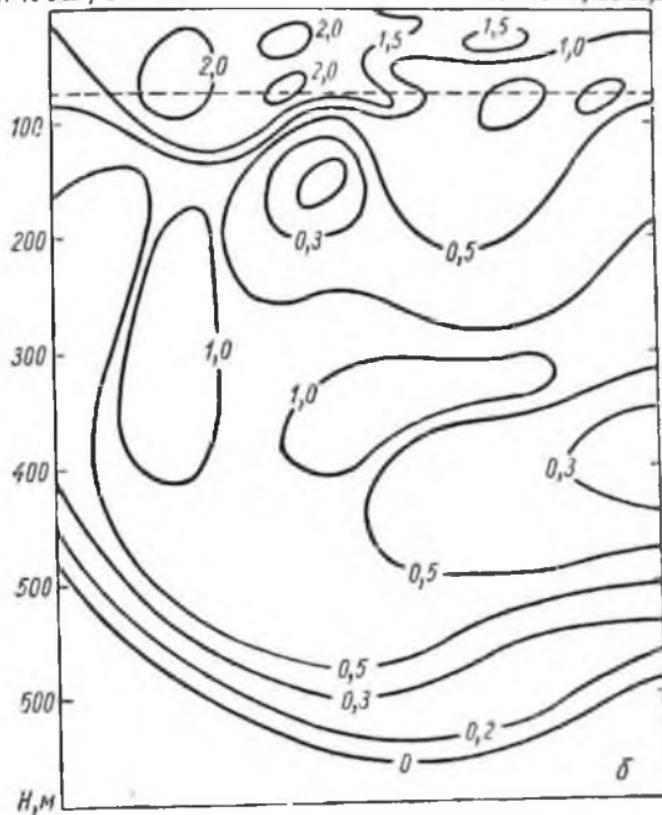


Рис. 42. Распределение радиоактивности в Тихом океане в 1954—1955 гг. по глубине [150] (пкюри/л):
 а — верхние перемешанные слои; б — глубокие.

тельность метода была невысокой и активность определялась в единицах пикокюри на литр. Позднее в марте 1955 г. Миякэ и др. [155] продолжили исследования глубинного загрязнения Тихого океана (см. рис. 42) и обнаружили радиоактивность на глубинах более 600 м (чувствительность метода порядка 0,1 пкюри/л). Загрязнение носило в основном локальный характер и часть радиоактивности попала в глубины не в результате процессов обмена, а под воздействием седиментации (источник загрязнения в тот период был недостаточно изучен). На основе этих данных нельзя получить универсальные выводы.

Н. И. Попов и др. [60], выполнив в 1961 г. первые детальные исследования, отметили основные черты распределения радиоактивности — наличие зон повышенной радиоактивности в глубинах Тихого океана.

С их данными согласуются и более поздние исследования Миякэ и др. [155]. Необходимо отметить, что японские ученые первыми обнаружили радиоактивность на больших глубинах в Тихом океане (на глубине 5 км концентрация Sr^{90} составила в 1960 г. 0,1 пкюри/л). Они сумели определить не только радиоактивное загрязнение Тихого океана на больших глубинах (до 6 км), но и отношение $\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$ (табл. 29).

Т а б л и ц а 29

Радиоактивное загрязнение глубинных вод Тихого океана в 1958—1960 гг. [155], пкюри/л

Дата	Координаты		Глубина, км	Sr^{90}	Cs^{137}	$\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$
11. XI. 1958	15°01' с. ш.	131°58' в. д.	3	0,12±0,02	0,2±0,1	1,7
15. XI. 1958	00°02'	136°00'	3	0,12±0,02	0,3±0,1	2,0
8. VII. 1958	29°51'	131°57'	1	0,6 ± 0,1	0,6±0,2	1,0
11. VII. 1958	29°55'	134°52'	3	0,6 ± 0,1	0,6±0,2	1,0
13. IX. 1959	40°22'	144°34'	3	0,12±0,02	0,2±0,1	1,5
13. IX. 1959	10°23'	144°31'	6	0	0	
15. IX. 1959	40°38'	147°19'	2	0,21±0,02	0,5±0,1	2,1
15. IX. 1959	10°35'	147°15'	5	0,13±0,02	0,1±0,1	0,9
14. IX. 1959	11°11'	142°20'	3	0,2 ± 0,02	0,2±0,1	1,0
23. VI. 1960	29°59'	144°29'	4	0,1 ± 0,01	0,1±0,1	1,0
28. VI. 1960	30°10'	142°33'	8	0	0	

Измерения на таких больших глубинах до настоящего времени весьма немногочисленны.

Некоторое количество проб было отобрано и исследовано в 1961 г. в восточной части Тихого океана Рокко и Броккером

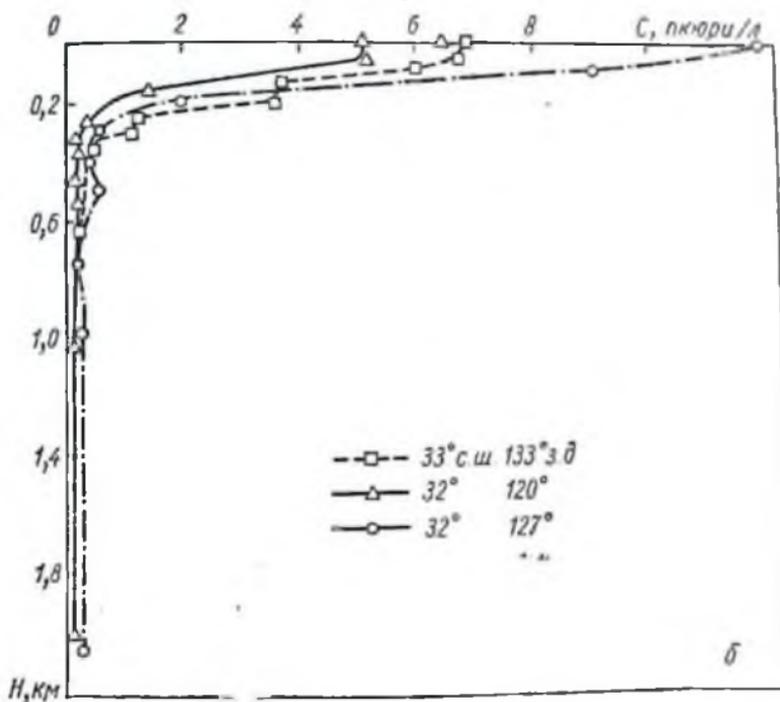
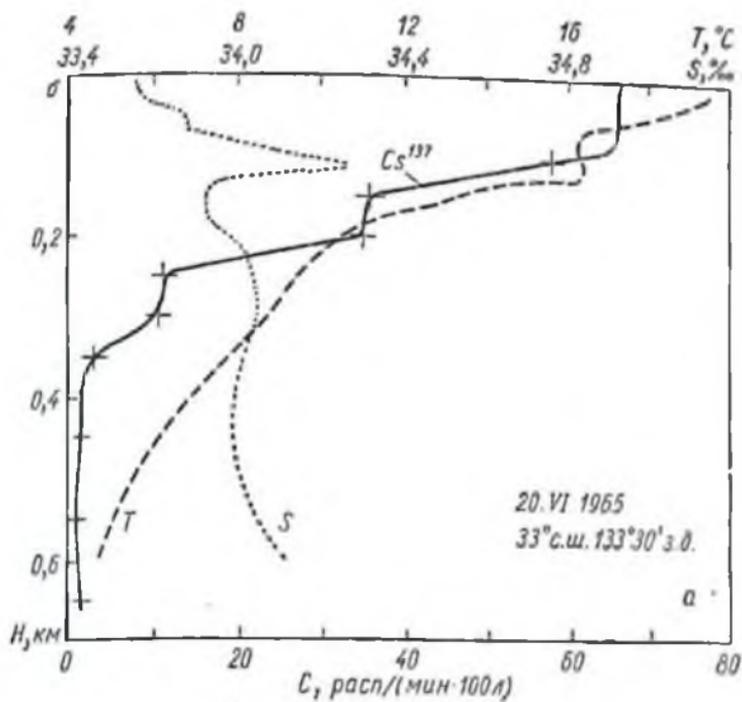


Рис. 43. Распределение Cs^{137} по глубине в Тихом океане [115]:
 а — в удалении от берега; б — у побережья Калифорнии.

[194]. Однако глубина отбора проб не превысила 1,3 км, а зарегистрированная концентрация Sr^{90} составляет лишь $0,7 \pm 0,5$ расп/(мин·100 л).

Из исследований последних лет наибольший интерес представляют работы Фолсона и др. [111—115]. Используя оригинальную методику, основанную на сорбции Cs^{137} непосредственно из морской воды, авторы получили данные о распределении этого радионуклеида. На рис. 43 концентрация Cs^{137} сопоставлена с температурой (T) и соленостью (S) в промежуточном слое океана. Особенно обращает на себя внимание тот факт, что на глубине 175 м при наличии максимума солености происходит резкое падение концентрации радионуклеида. Это означает, что поверхностные воды данного района формируются в более северных широтах, где выпадение продуктов деления значительно интенсивнее. Как видно из рис. 43, б, в районе Калифорнии в 1965 г. также наблюдались значительные разбросы измеренных значений радиоактивности, особенно в поверхностных водах, что свидетельствует о флюктуациях поля радиоактивности. После резкого падения концентрации радионуклеида в верхнем 400-метровом слое заметно довольно монотонное убывание ее на больших глубинах. Фолсом и др. показали, что в северо-западной части Тихого океана происходит более интенсивное проникновение Cs^{137} в глубину. Исследования 1966—1967 гг. [114, 199] подтвердили этот вывод: в центральных и западных районах радиоактивное загрязнение проникло значительно глубже, чем в восточной части Тихого океана. По данным [199], Sr^{90} и Cs^{137} проникли в 1965 г., по крайней мере, на глубину 4000 м (максимальная глубина отбора проб 4400 м). Отношение Cs^{137}/Sr^{90} , определенное на основании исследования радиоактивности 80 проб, равно 1,78.

Радиоактивность глубинных вод Индийского океана

Уже первые исследования глубинных загрязнений Индийского океана [2,55] отметили значительный вертикальный перенос продуктов деления. Заметные концентрации Sr^{90} были обнаружены практически на всех глубинах до 6,2 км (табл. 30).

Было также найдено [55], что загрязнение Индийского океана не обусловлено лишь выпадениями стратосферного Sr^{90} . По-видимому, играет также значительную роль и тро-

Таблица 30

Активность Sr^{90} в глубинных водах Индийского океана [2,55]

Дата	Координаты		Глубина, км	Активность Sr^{90} , расп/ (мин·100 г)
	ю. ш.	в. д.		
3.XI.1959	8°00'	109°40'	0	30±2
			0,3	25±2
5.XI.1959	10°20'	107°40'	0	36±3
			3	2±1
			6,2	3±1
			0	15±1
17.XII.1959	30°21'	89°53'	0,1	20±3
			1	4±1
21.XII.1959	16°09'	90°18'	0	36±3
			0,1	17±1
			1	10±1
			4	3±1
10.I.1960	0°22'	85°19'	0	23±2
			0,1	24±1
			1	10±1
			0	15±1
19.I.1960	8°27'	75°50'	0,047	16±1
			0,2	9±2
			1	4±1
			0	6±1
27.I.1960	с. ш. 6°52'	в. д. 76°12'	0,2	6±1
			1,86	9±1
			0	20±1
			3,5	4±1
12.II.1960	3°02'	65°20'	0	20±1
			0	17±1
19.II.1960	15°56'	67°23'	0,15	21±1
			0	44±2
2.IV.1960	14°03'	68°17'	0	44±2

посферный перенос продуктов ядерных взрывов из Тихого океана. Загрязнение быстро распространяется в глубины океана, причем отчетливо прослеживается минимум концентраций на глубине около 3 км (рис. 44), объясняемый, по-видимому, особенностями глубинной циркуляции вод в данном районе.

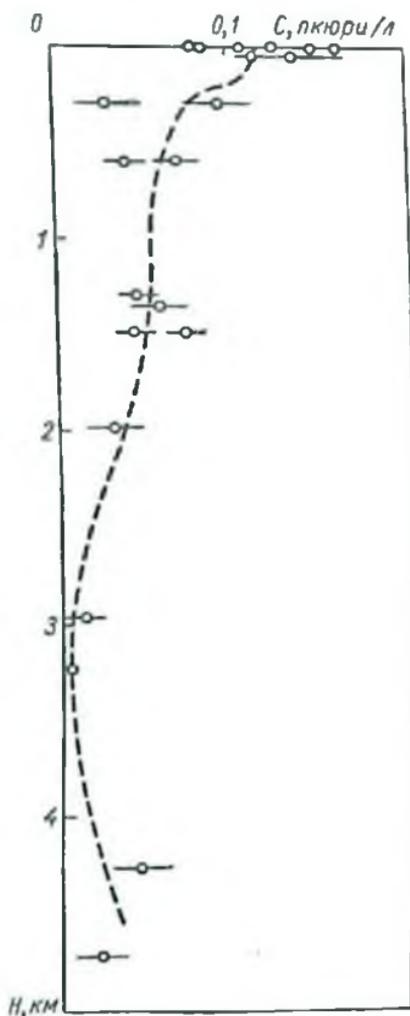


Рис. 44. Распределение Sr^{90} в Индийском океане [55].

Sr^{90} в Черном море, показывает, что барьерная роль скачка плотности не столь велика, чтобы задержать всю радиоактивность в верхнем перемешиваемом слое [123]. Профили распределения Sr^{90} и Cs^{137} по глубине (рис. 45) свидетельствуют о проникновении заметных количеств этих радиоизотопов значительно глубже слоя скачка. Более

концентраций на глубине около 3 км (рис. 44), объясняемый, по-видимому, особенностями глубинной циркуляции вод в данном районе.

Радиоактивность глубинных вод некоторых внутренних морей Европы

Черное и Средиземное моря изучались в течение многих лет в экспедициях судна «Михаил Ломоносов». Анализ профилей распределения Sr^{90} по глубине позволил определить запас этого радионуклида и провести балансовые расчеты.

Оценка баланса Sr^{90} в Черном море в 1960—1964 гг. выполнена с привлечением всех опубликованных данных [123]. В расчеты были включены результаты измерений радиоактивности верхнего 500-метрового слоя.

Уже предварительный анализ табл. 31, где приведены данные о балансе

точные оценки запаса Sr^{90} в Черном море были выполнены на основании измерений радиоактивности 25 проб, отобранных с разных глубин [6, 123]. Средний профиль, характерный для всего Черного моря, показан на рис. 46.

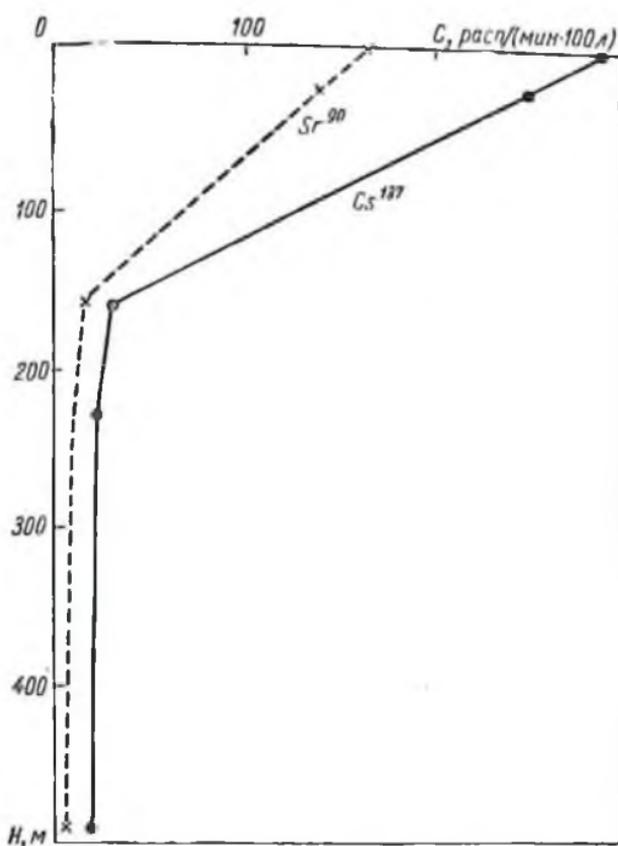


Рис. 45. Распределение Sr^{90} и Cs^{137} в Черном море [6] по глубине.

Он позволяет оценить средний запас Sr^{90} в Черном море. Необходимо отметить, что профили распределения Sr^{90} в прибосфорском и восточном районах Черного моря отличаются от среднего. Они указывают на высокие концентрации радиоизотопа на глубинах этих районов [6]. Рассчитанный по рис. 46 запас Sr^{90} в Черном море в 1964 г. значительно превосходит запас, определенный ранее на основе измерений в верхнем 500-метровом слое (80 мкюри/км^2),

и составляет 210 ± 40 мкюри/км², по данным балансового расчета — 64 мкюри/км².

Это свидетельствует, по-видимому, о большей, чем считалось ранее, роли рек в бюджете радиоактивности в Черном море.

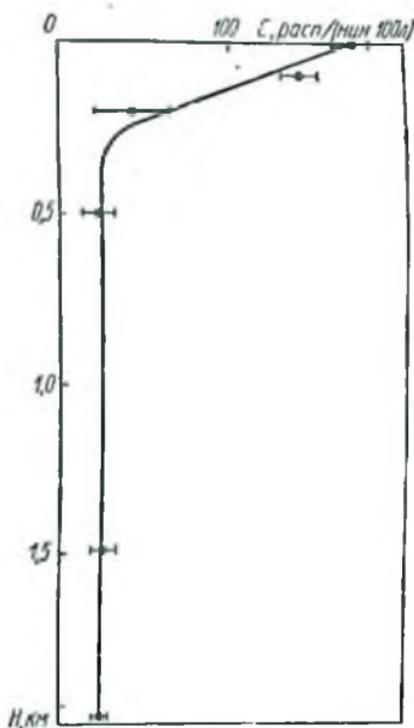


Рис. 46. Характерное распределение Sr⁹⁰ по глубине в Черном море.

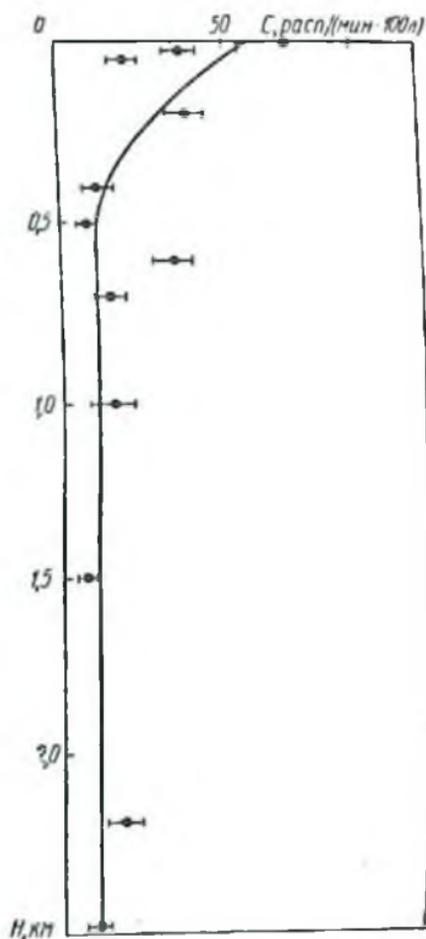


Рис. 47. Распределение Sr⁹⁰ по глубине в Средиземном море.

По измерениям, выполненным в конце 1965 г. на судне «Михаил Ломоносов», построено распределение радиоактивности (24 пробы) в Средиземном море до глубины 2,5 км (рис. 47). Запас Sr⁹⁰ составляет 150 мкюри/км², что превосходит удельный запас Sr⁹⁰ в открытом океане примерно вдвое.

Концентрация Sr^{90} в Черном море

Источник Sr^{90}	Поступление Sr^{90} , кюри/год				
	1960	1961	1962	1963	1964
Радиоактивные выпадения	970	900	4700	4500	3400
Приток { рек	90	160	260	590	430
	60	60	80	110	130
	30	440	60	35	20
Сток из Черного моря в Мраморное и Азовское	120	110	220	270	340
Бюджет	1300	1050	4880	4965	3640
Запас Sr^{90} , кюри	10,7	12,6	17,5	22,7	26,8
Запас Sr^{90} , мкюри/км ²	26	30	43	55	64
Расчетная концентрация Sr^{90} , расп/(мин·100 л), в предположении равномерного распределения до слоя скачка плотности (35 м)	165	194	270	365	407
Измеренная концентрация Sr^{90} , расп/(мин·100 л), в поверхностном слое	63	58	113	140	170

Глубинное распределение Sr^{90} в северо-восточной части Атлантического океана, обусловленное сбросами радиоактивных отходов

Исследования радиоактивности вод этого района, выполненные в конце 1965 г. [28], определяют структуру поля радиоактивности по глубине в районах сброса радиоактивных отходов. Сопоставление данных о глубинных распределениях Sr^{90} с течениями в этом районе (рис. 48) указывает на их сильную корреляцию [50]. Рис. 49 иллюстрирует эту связь и показывает, какие водные массы являются основными носителями сбрасываемой в Ирландское море радиоактивности. На рисунке отчетливо видны два максимума в глубинном распределении Sr^{90} . Эти максимумы совпадают с максимумами скоростей потоков на глубинах около 0,2 и 1 км на разрезе, выполненном у оси основного потока (ст. 16).

Профили распределения Sr^{90} на большом удалении от места сброса (у берегов Скандинавии) также свидетельствуют о выносе значительных количеств осколочной радиоактивности в эти районы.

О степени перемешанности Sr^{90} по глубине в потоке трансформированных балтийских и североморских вод, омывающих Скандинавский полуостров, можно судить по рис. 50. В непосредственной близости от места сброса, как и следо-

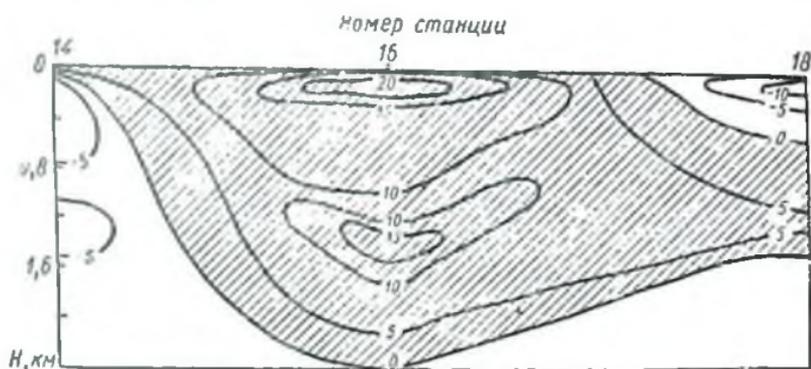


Рис. 48. Средние скорости течений в Норвежском море, см/сек [50].

вало ожидать, влияние источника радиоактивного загрязнения сказывается еще сильнее (рис. 51). Необходимо отметить, что глубинное распределение Sr^{90} в северо-восточной

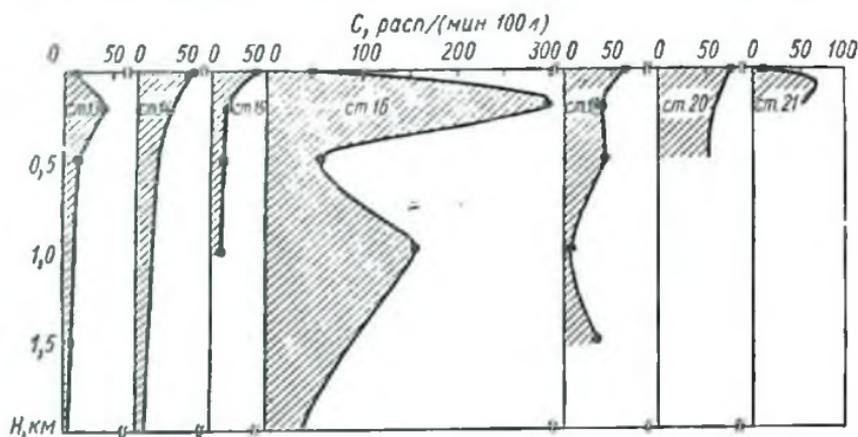


Рис. 49. Распределение Sr^{90} по глубине в Норвежском море [28].

части Атлантического океана свидетельствуют о струйном переносе сбрасываемой радиоактивности. В результате этого (см. рис. 49 и 51) особенно высокие концентрации были зарегистрированы на станциях, расположенных в центральных областях основных потоков (ст. 16 и 56). Распределение Sr^{90} на периферии более однородно.

Совершенно иная картина распределения Sr^{90} по глубине получена при проведении исследований вблизи порога Уайвилла—Томсона, находящегося на пути основного дви-

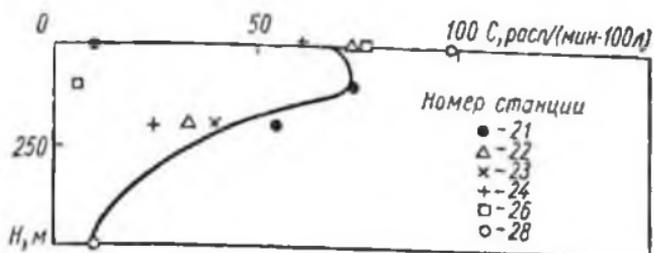


Рис. 50. Распределения Sr^{90} по глубине в районе Скандинавии [28].

жения вод, загрязненных сбросами. Как показали исследования С. Г. Богуславского и др. [11], интенсивность вертикального переноса в этом районе характеризовалась в пе-

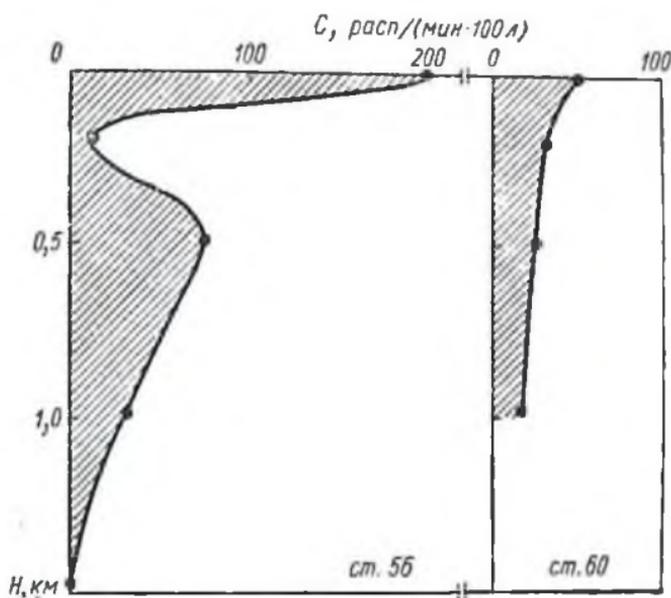


Рис. 51. Распределения Sr^{90} по глубине в районе Ирландского моря [28].

риод измерений следующими величинами: $U_z = 1,3 \cdot 10^{-1} \text{ см/сек}$, $K_z = 5,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$, где U_z — вертикальная составляющая средней скорости течения, а K_z — вертикальный коэффициент турбулентной диффузии.

Таким образом, в данном районе должно наблюдаться достаточно быстрое перемешивание радиоактивного загрязнения по всей глубине. Выполненные исследования указывают на однородность распределения Sr^{90} по глубине.

В заключение необходимо отметить, что наиболее полная информация о распространении радиоактивности в глубинах морей и океанов получена для Атлантического океана, Средиземного и Черного морей. В этих районах были выполнены наиболее массовые и почти одновременные измерения, особенно в период 1963—1965 гг. Найдены общие закономерности распространения радиоактивного загрязнения в глубинах океанов, которые хорошо дополняют полученные ранее данные о поверхностной радиоактивности в тех же районах.

Отношение $\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$

Часто исследователи для определения характеристик поля радиоактивности используют значения концентрации радиоизотопов Cs^{137} , либо Sr^{90} . Известны также работы, в которых одновременно определялись концентрации обоих изотопов.

Установлено, что перенос радиоактивных Sr^{90} и Cs^{137} можно считать тождественным (в пределах ошибки измерения). Оба изотопа могут в равной мере использоваться в качестве индикаторов при исследовании физических процессов в океане. В силу постоянства выхода указанных изотопов и соизмеримых периодов полураспада, а также сходства их физико-химических свойств, отношение концентраций этих радиоактивных элементов в атмосфере меняется слабо, в пределах 1,5—2,2 [118, 125]. Таким образом, отношение $\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$ на различных глубинах океана может свидетельствовать о роли седиментационных процессов и биологического переноса в данном районе.

Отношение $\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$, как правило, не меняется с глубиной вплоть до 2000 м и равно $1,6 \pm 0,1$. Это значение совпадает с результатами Рокко и Броккера, полученными в 1961 г. [194] для верхнего 200—300-метрового слоя вод северной и южной Атлантики, Карибского моря и восточной части Тихого океана. Опубликованные Миякэ и др. [197, 149—155] результаты измерений радиоактивности поверхностных и глубинных (до 5 км) вод Тихого океана также подтверждают этот вывод. В табл. 32 приведены отношения $\text{Cs}^{137}/\text{Sr}^{90}$, полученные различными авторами.

Отношение Cs^{137}/Sr^{90} в океанах и морях

Автор	Год	Глубина, км	Cs^{137}/Sr^{90}
Миякэ и др. [151, 152] . .	1957—1959	0	$1,2 \pm 0,2$
Миякэ и др. [153—155] . .	1958—1960	до 5	$1,4 \pm 0,2$
Рокко и Броккер [194] . .	1961	до 0,33	$1,6 \pm 0,1$
Вдовенко В. М. и др. [207]	1963—1964	до 2	$1,6 \pm 0,1$

Американские исследователи показали, что отношение Cs^{137}/Sr^{90} колеблется в диапазоне 1,5—1,8 [88, 199]. В большинстве работ его принимают равным 1,5.

Постоянство отношения Cs^{137}/Sr^{90} в водах океанов и аэрозолях, выпадающих на сушу, является сильным аргументом в пользу предположения, что в переносе этих изотопов в океанах основную роль играют процессы циркуляции. Действительно, трудно предположить, что какие-либо биологические или геохимические процессы могут влиять на перенос Sr^{90} и Cs^{137} таким образом, чтобы отношение их концентраций сохранялось постоянным.

Только в глубинах Тихого океана отношение Cs^{137}/Sr^{90} иногда сильно отличается от 1,5, что, по-видимому, объясняется особенностями локальных загрязнений при взрывах. Изотопы Sr^{90} и Cs^{137} имеют в качестве своих предшественников в цепочке распада инертные газы с совершенно разными периодами полураспада (Xe^{137} с периодом полураспада 2,5 мин для Cs^{137} и Kr^{90} с периодом полураспада 33 сек для Sr^{90}). В случае локальных загрязнений во время ядерных испытаний это приводит к различным отношениям Cs^{137}/Sr^{90} .

В целом же большая часть исследований, проведенных разными методами, позволяет получить совпадающие в пределах ошибок отношения Cs^{137}/Sr^{90} . Таким образом, эти радионуклиды могут считаться универсальными характеристиками поля осколочной радиоактивности в океане.

10. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ РАДИОИЗОТОПОВ В МОРЯХ И ОКЕАНАХ

Понятие «возраста» вод

В настоящее время скорость распространения радиоактивного загрязнения в океане определяется двумя способами. Первый — решение нестационарной задачи — основан на

измерениях искусственной радиоактивности. Второй — решение стационарной задачи, использующей данные о распределении естественных радиоактивных изотопов C^{14} , Ra^{226} , U^{238} . Для описания скорости переноса используется понятие «возраста» глубинных вод. Такие исследования выполняются также с помощью долгоживущих изотопов H^3 , Si^{32} . Оценка возраста вод по радиоуглероду аналогична определению возраста неподвижных горных пород по кривой распада конкретного изотопа. Возраст вод (τ_1) находят тогда из соотношения

$$\tau_1 = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{C^*}{C_0}, \quad (3.2)$$

где C^* — измеренное значение концентрации радиоизотопа, C_0 — начальное значение концентрации.

Исследования естественной и искусственной радиоактивности выполняются независимо и результаты их находятся в сильном противоречии. Известна единственная экспериментальная работа Рокко и Броккера [194], в которой авторы исследовали одновременно естественную и искусственную радиоактивность и пытались объяснить противоречивые данные, полученные при этом. Обзор методов определения возраста вод был выполнен в свое время Броккером [93]. Анализируя возможность определения скорости перемешивания в океане с помощью радиоактивных меток, он выдвинул следующие требования, предъявляемые к радиоактивному индикатору: 1) индикатор должен содержаться в воде в количествах, поддающихся измерениям; 2) разницы концентраций в различных слоях океана должны превосходить ошибки измерений; 3) картина инъекции индикатора должна быть определена как функция от времени и пространства; 4) изотоп должен содержаться в виде истинного раствора; 5) должны быть определены парциальные вклады естественного и искусственного происхождения.

По мнению Броккера, радиоуглерод является наиболее приемлемым для измерений изотопом. Считается, что радиоуглерод попадает на поверхность океана из атмосферы и что этот источник является постоянным как во времени, так и в пространстве. Кроме того, предполагается, что 90% изотопа переносится в океане в результате движения водных масс, а его поток на дне равен нулю. Автор отметил, что наибольшее затруднение вызывает правильная оценка переноса CO_2 в атмосфере. Необходимо иметь в виду, что поведение атмосферного источника радиоуглерода после прове-

дения термоядерных испытаний резко изменяется. Загрязнение образующимся радиоуглеродом при взрыве бомбы приводит к необходимости вводить дополнительные предположения, что резко ухудшает точность расчетов.

Одним из наиболее спорных допущений является предположение о независимости потока радиоактивного углерода через границу раздела океан—атмосфера от времени и географического положения места. Известно, что обмен CO_2 между атмосферой и океаном зависит от скорости ветра. Этот факт даже при средних оценках приводит к заключению, что для антарктических областей поток C^{14} оказывается по крайней мере в пять раз больше, чем для средних широт. Это лишь одна из возможных ошибок, которая увеличивает ошибку определения возраста вод. Необходимо также учесть, что анализ проводится лишь по нескольким десяткам проб.

Содержание C^{14} в морях и океанах

Данные о переносе радиоактивного углерода в океане получены в предположении существования в океане постоянных стационарных систем обмена. Броккер [93—96] систематизировал результаты измерений содержания радиоуглерода с учетом этого предположения, но, как видно из табл. 33, объем находившейся в его распоряжении информации был весьма незначителен.

Таблица 33

Содержание C^{14} на поверхности океана [93]

Регион	Число проб	$-\Delta\text{C}^{14}$, ‰	Абсолютная ошибка, ‰
Северная Атлантика (60—80° с. ш.)	3	38 ± 4	± 2
Северная Атлантика (15—40° с. ш.)	18	52 ± 2	± 9
Карибское море	8	56 ± 3	± 9
Южная Атлантика (0—40° ю. ш.)	16	63 ± 3	± 10
Юго-западная часть Тихого океана (15—42° ю. ш.)	16	49 ± 2	± 6
Восточная часть Тихого океана (20° с. ш.—35° ю. ш.)	4	56 ± 8	± 2
Южная часть Тихого и Атлантического океанов	6	80 ± 7	± 9
Антарктика	5	141 ± 12	± 27

Содержание C^{14} в глубинах Атлантического океана

Место	Глубина, км	Число проб	- ΔC^{14} *		Возраст, годы
			на поверхности	на глубине	
15—30° с. ш., 25—60° з. д.	0,2—0,4	3	52 ± 7	19 ± 8(15)*	160 ± 70(150 ± 120)*
0—30° ю. ш., 5° в. д.—35° з. д.	0,2—0,4	6	63 ± 8	10	80
5—25° с. ш., 20—80° з. д.	0,8—1,1	8	45 ± 9	44 ± 10(24)	400 ± 90(350 ± 190)
0—40° ю. ш., 5° в. д.—35° з. д.	0,5—1,2	6	90 ± 20	28 ± 22(44)	350(220 ± 350)
10—40° с. ш., 50—70° з. д.	1,2—2,4	8	45 ± 9	27 ± 9(31)	350 ± 160(220 ± 250)
20° ю. ш.—25° с. ш., 0—40° з. д.	1,4—2	7	45 ± 9	59 ± 10(20)	500 ± 90(470 ± 160)
20—40° ю. ш., 5° в. д.—40° з. д.	1,5—2,2	3	—	—	—
40° ю. ш.—35° с. ш., 5° в. д.—70° з. д.	2,5—4	15	45 ± 9	60 ± 10(23)	500 ± 90(480 ± 180)
23—40° с. ш. (западная часть)	>4	16	45 ± 9	59 ± 10(25)	500 ± 90(470 ± 200)
15—25° с. ш. (восточная часть)	>4	3	45 ± 9	82 ± 10(25)	750 ± 100(650 ± 200)
0—35° с. ш. (западная часть)	>4	3	110	34	250

* Давные в скобках получены нами на основании работы [96].

В графе $[-\Delta C^{14}]$ приведены отрицательные разности между отношениями $\Delta C^{14}/C^{12}$, измеренными в воде и рассчитанными для атмосферы. При расчетах атмосфера считалась стационарной. Более подробные данные о содержании радиоуглерода в глубинных водах Атлантического океана сведены в табл. 34. Значения $[-\Delta C^{14}(\text{пов.})]$ рассчитаны по концентрациям C^{14} в поверхностных водах, отнесенным к некоторым эталонным измерениям радиоактивности древесины 100-летнего возраста [93].

Необходимо отметить, что даже поверхностный анализ этих результатов показывает, что измерения C^{14} недостаточно точны.

«Ящичные» модели переноса радиоактивности

Рассмотрим теперь модели перемешивания, используемые при определении возраста вод того или иного района океана. Все они являются моделями «ящичного» типа. При таком подходе к проблеме предполагается, что система океан—атмосфера разбита на несколько независимых, хорошо перемешанных резервуаров (ящичков). Времена обмена CO_2 для двух смежных резервуаров вводятся на основании среднего отношения C^{14}/C^{12} . При этом предполагается, что водные массы, участвуя в строго упорядоченном движении, замещают одна другую, не смешиваясь.

Существует несколько моделей ящичного типа, используемых для определения возраста вод. Наиболее полная состоит из шести ящичков (рис. 52). Стрелками показаны пути переноса радиоуглерода. Броккер отметил трудность такой оценки возраста вод. Естественно, что любая схематизация приводит к определенным упрощениям расчетов, а принятый в схеме запрет на обмен между поверхностными и глубинными водами Атлантического, Индийского и Тихого океанов противоречит реальным фактам.

В качестве другого примера определения возраста вод на основании ящичной модели можно привести исследования, выполненные Косци [134] с помощью естественно радиоактивных индикаторов Ra^{226} , U^{238} , Th^{232} . Анализируя распределение радия по глубине, Косци указал, что единственным источником Ra^{226} в морской воде являются породы морского дна. Этим объясняется уменьшение концентрации радия по мере удаления от дна. Результаты определений возраста вод по методу Косци показаны на рис. 53.

В конце 1966 г. Броккер попытался обосновать многоящичную модель переноса радиоактивности в океане [94], а также объяснить расхождения в оценке скорости распространения радионуклидов, полученные по измерениям естественных и искусственных (Sr^{90} , Cs^{137}) радиоактивных изотопов.

Период полупребывания молекул воды в глубинах океана, оцениваемый по C^{14} , составляет 1000 лет. Эта величина

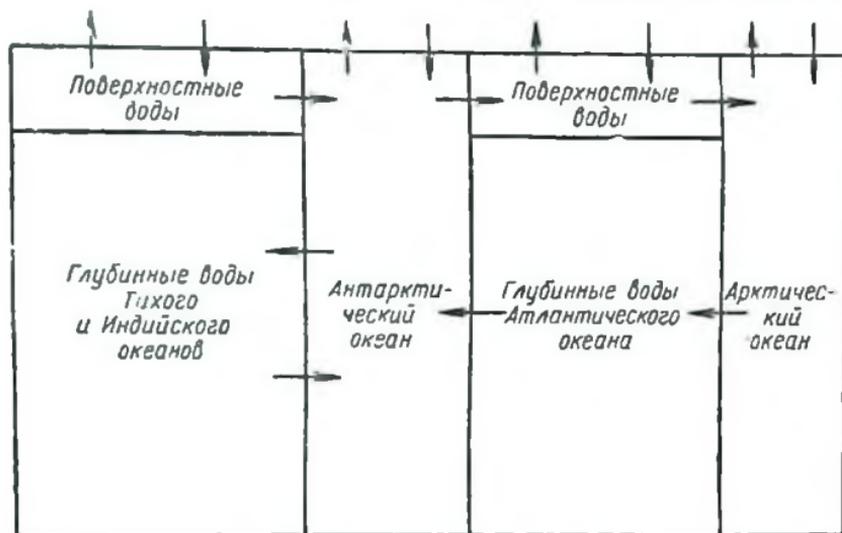


Рис. 52. Шестиящичная модель переноса C^{14} в Мировом океане [94].

никак не согласуется с результатами измерений, полученными с помощью Sr^{90} и Cs^{137} . Уже через несколько лет после выпадения радионуклидов на поверхность океана они обнаруживаются на глубинах более 5000 м.

Броккер считает, что диффузионная теория, используемая многими исследователями для объяснения распределения Sr^{90} и Cs^{137} , неприменима к распределениям естественных радионуклидов C^{14} и Ra^{226} . В связи с этим он предложит компромиссную многоящичную модель, которая, по его мнению, может объяснить распределение как естественных, так и искусственных радионуклидов.

Эта модель предполагает Мировой океан разделенным на два основных и четыре промежуточных слоя. К основным слоям относятся: холодные глубинные ($T < 3^\circ \text{C}$) и теплые поверхностные воды ($T > 15^\circ \text{C}$). Эти слои считаются хорошо перемешанными. Они разделяются четырьмя пере-

ходными слоями, составляющими зону основного слоя скачка. Предполагается, что при работе с естественными радиоактивными изотопами физическими процессами в переходных слоях можно пренебречь. Для короткоживущих изотопов роль этих процессов значительна. Толщина теплого и каждого из четырех промежуточных слоев считается равной 150 м (всего 750 м). Холодные глубинные воды состав-

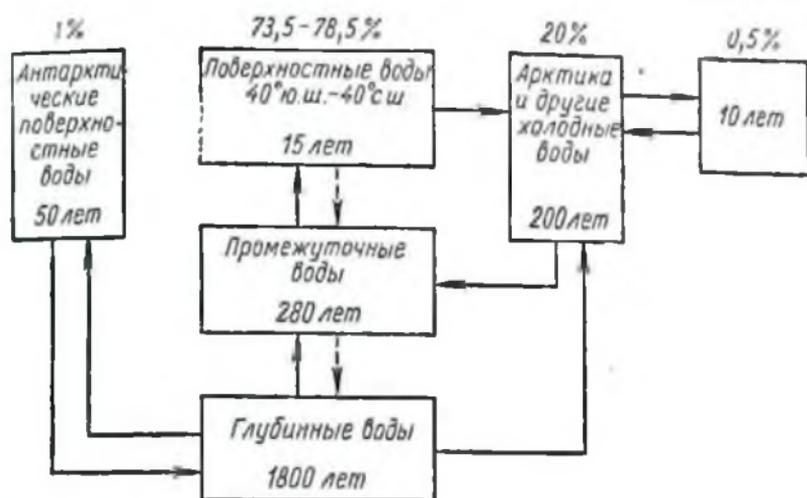


Рис. 53. Схема распределения «возраста» вод в океане по Косци [134].

ляют 80% всего объема при средней глубине Мирового океана в 3500 м. Считается, что перемешивание в слое скачка плотности приводит к обмену водными массами между различными резервуарами. Скорость межрезервуарного перемешивания R постоянна для всех границ раздела. Считая распределение естественных радионуклидов по глубине стационарным, Броккер предложил выражение для концентраций радионуклида в глубинных $C_{гг}$ и поверхностных водах C_n . Концентрации радионуклида в промежуточных резервуарах (сверху вниз) обозначены соответственно C_1, C_2, C_3, C_4 :

$$\frac{C_{гг}}{C_n} = \frac{oa + g_n/n + fb + f(1-m-o)a}{(1-m)a + 20b(1-f) - f(1-m-n)a}; \quad (3.3)$$

$$\frac{C_4}{C_n} = o + m \frac{C_{гг}}{C_n}; \quad \frac{C_n}{C_n} = y \frac{C_4}{C_n} - \frac{C_{гг}}{C_n};$$

$$\frac{C_2}{C_n} = y \frac{C_1}{C_n} - 1; \quad \frac{C_1}{C_n} = m + n \frac{C_{гг}}{C_n}.$$

где R — скорость обмена между резервуарами; f — доля изотопа, попадающая в нижний резервуар; d_0 — средняя глубина океана; λ — постоянная распада; g_0/n — фактор биологического переноса; $a = 0,9R$; $b = 0,04 d_0 \lambda$;

$$y = 2 + b/a; \quad m = \frac{y^3 - 2y}{y^4 - 3y^2 + 1};$$

$$n = \frac{1}{y^4 - 3y^2 + 1}; \quad o = \frac{2y^2 - 2y + 3}{y^4 - 3y^2 + 1}.$$

В конечном виде при определенных упрощениях было получено следующее соотношение:

$$R \approx D_c n \lambda d_0 (1 - f) (1 - D_{гп}), \quad (3.4)$$

где $D_{гп}$ — отношение C^{14}/C^{12} для глубинных вод. Для Тихого океана, по расчетам Броккера, $R = 10$ м/год.

Расчет величины коэффициента диффузии K выполняется по формуле

$$K = d_T R/n, \quad \checkmark \quad (3.5)$$

где $d_T = 750$ м — полная глубина миграции радионуклеида, где $n \equiv 5$, т. е. $K = 0,5$ см²/сек.

Значения R , рассчитанные по этой модели для различных радионуклеидов, равны соответственно 3 м/год (по измерениям Pu^{240}) и 90 м/год (по измерениям Sr^{90}).

В данной модели, однако, не учитывается вертикальная адвекция — изменение коэффициента диффузии с глубиной. Введены также и другие существенные упрощения. Несмотря на это, разброс значений R оказался значительным. Таким образом, шестиящичная модель вряд ли приемлема.

Недостатки ящичных моделей в стационарной задаче

Было сделано много попыток объяснить противоречия в результатах оценки скоростей распространения радиоактивности, получаемых на основании измерений распространения естественных и искусственных радионуклеидов. В настоящее время более точным считается метод искусственных изотопов. Основная причина ошибок радиоуглеродного метода — использование грубых схем, не учитывающих реальные физические процессы в океане.

В частности, шестиящичная модель, предложенная Броккером [94], имеет следующие недостатки [88].

1. Предполагается, что радионуклиды мгновенно перемешиваются в каждом из резервуаров. Однако результаты измерений как Sr⁹⁰ и Cs¹³⁷, так и C¹⁴ опровергают это утверждение.

2. Считается, что выход глубинных вод на поверхность промежуточного резервуара и их непосредственный контакт с источником радиоактивного загрязнения невозможны. Между тем наблюдения показывают, что в субполярных широтах слой скачка плотности достигает поверхности на изотерме 10° С, что соответствует второму и даже третьему дополнительным резервуарам Броккера. Более того, перемещение по изотермам, выходящим на поверхность в субполярных областях, считается в настоящее время основным путем нисходящих движений водных масс в промежуточных слоях океана.

3. Считается, что скорость обмена между резервуарами постоянна для всех резервуаров. Между тем эта скорость существенно зависит от глубины, что и является причиной возникновения слоя скачка. Слой скачка плотности образуется в результате равенства нисходящего турбулентного потока тепла и восходящего потока.

Причины расхождения данных о скоростях распространения радиоактивного загрязнения в океане проанализированы в работе [7]. Главный недостаток по нашему мнению, состоит в том, что все схемы определения возраста вод с помощью естественных радиоактивных изотопов построены только на основе учета перемещений водных масс, сохраняющих свою монолитность в процессе переноса. Учет турбулентной диффузии делает невозможным использование прямой аналогии между определениями геологического возраста пород и возраста вод.

Важно подчеркнуть, что расхождение в результатах, полученных различными методами, определяется различными физическими предпосылками. Все даже самые простые методы оценок интенсивности обмена по распределению осколочных радионуклидов исходят из необходимости учета турбулентной диффузии, в то время как в ящичных моделях ими пренебрегают.

Расчеты показали, что метод турбулентной диффузии точнее метода возраста вод. Перенос концентрации радиоактивного элемента в общем случае можно описать уравнением (3.1) или

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla C^* = \nabla (K \nabla C'), \quad (3.6)$$

где

$$C^* = C_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.7)$$

Если концентрация в начальный момент времени равна C_0 , то решение задачи может быть представлено в виде

$$C^* = C_0 - f_{\mu}(x, y, z, t), \quad (3.8)$$

где $f_{\mu}(x, y, z, t)$ — решение задачи относительно новой переменной $\mu = C_0 - C$, имеющей нулевое начальное значение.

Из соотношения (3.7) следует

$$C^* = [C_0 - f_{\mu}(x, y, z, t)] e^{-\lambda t}, \quad (3.9)$$

отсюда возраст вод равен

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \left[\ln \frac{C_0}{C} - \ln \frac{C_0}{C_0 - f_{\mu}} \right]. \quad (3.10)$$

Поскольку $f_{\mu}(x, y, z, t) > 0$, то очевидно, что использование (3.2) вместо (3.10) будет давать завышенные значения τ , что объясняет получаемые большие значения возраста глубинных вод океана. Насколько различны значения τ , найденные по (3.2) и (3.10), можно показать на следующем простом примере. Рассмотрим вопрос об определении возраста придонного слоя океанских вод, толщина которого h_d много меньше глубины океана. Для упрощения будем считать коэффициент турбулентной диффузии постоянным, а вертикальную составляющую скорости течения равной нулю.

Изменение концентрации радиоактивных изотопов при этих условиях происходит только вследствие радиоактивного распада и турбулентной диффузии. Решая задачу о диффузии изотопа, получаем выражение для концентрации радиоактивного элемента в придонном слое толщиной h_d . При $t \gg h_d/8K$ решение упрощается и принимает вид

$$C \simeq \frac{C_0 h_d}{\sqrt{\pi K t}} e^{-\lambda t} = C_0 \alpha e^{-\lambda t}, \quad (3.11)$$

где $\alpha = h_d/\sqrt{\pi K t}$ — множитель, учитывающий долю изменения концентрации радиоактивного элемента за счет турбулентной диффузии. Формула (3.11) позволяет определить значения концентрации в средней части слоя.

Для слоя толщиной $h_d = 200$ м при $K = 10$ см²/сек имеем следующие значения α при различных t [7]:

t , годы	1	10	100	1000
α	0,64	0,20	0,06	0,02

Оценка возраста вод, проводимая без учета турбулентной диффузии, соответствует предположению, что $\alpha = 1$. Приведенные значения α указывают на необходимость учета турбулентной диффузии. Особенно большая ошибка получается для элементов с большим периодом полураспада.

11. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ РАДИОИЗОТОПОВ В ГЛУБИНАХ ОКЕАНА

Граничные условия

Как отмечалось выше, процесс распространения радиоактивного загрязнения может быть описан с помощью уравнения диффузии, учитывающего адвекцию и изменение коэффициента турбулентной диффузии по вертикали. Специальные главы были посвящены граничным условиям на поверхности океана. Разработанные методы требуют либо задания глобальных потоков радионуклидов, либо концентрации на поверхности океана.

Чтобы сформулировать граничные условия на дне океана, необходимо рассмотреть диффузионную картину в отложениях и определить скорость миграции радионуклидов в глубинных слоях. Уравнение диффузии радионуклидов в отложениях имеет вид $\frac{\partial C}{\partial t} = K \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$. Коэффициент диффузии может изменяться в зависимости от характера отложений и от химических свойств изотопов. Необходимо также отметить, что в результате аккумуляции радионуклидов в осадках и обмена между седиментами и водой этот процесс может быть очень сложным. Благодаря сорбции и химическому связыванию радионуклидов в отложениях можно предположить существование конечного потока радиоактивности через дно океана. Градиент концентраций создает миграцию растворенной части радиоактивных элементов из придонных осадочных вод во внутренние. Если радионуклиды в седиментах вступают в химические реакции, то концентрация их в осадках может оказаться значительно выше, чем в придонных водах. Эта картина осложняется также процессом седиментации с захватом радиоактивности из проме-

жуточных слоев океана. Очевидно, что если описывать поведение радионуклидов во внутренних осадочных водах, то величины коэффициентов диффузии нужно брать меньшими, чем коэффициенты турбулентной диффузии в океане. В этом случае они соизмеримы, как правило, с коэффициентами молекулярной диффузии (не превышают 10^{-5} см²/сек.).

Поскольку в такой задаче важно знать величину потока выведения радионуклида как функцию времени, были выполнены специальные преобразования, позволившие получить удобные для расчета формулы [106]. Однако эти расчеты верны только при определенных граничных условиях и в определенных интервалах расстояний и времени. Некоторые предельные случаи можно проверить специальными экспериментами. Ниже приведены решения уравнения диффузии в некоторых предельных случаях.

1. Диффузия без сорбции.

а) Граничные условия задаются соотношениями:

$$C(0, t) = C_0, \quad C_0 = \text{const}$$

$$C(x, t) = 0, \quad x > 0,$$

(постоянный источник).

Решения:

$$C(x, t) = C_0 \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x}{\sqrt{4Kt}} \right\} \quad (3.12)$$

(линейная диффузия),

$$C(x, t) = C_0 \frac{2}{x} \sqrt{\frac{Kt}{\pi}} \exp\left[-\frac{x^2}{4Kt}\right] \\ \text{при } t \ll \frac{x^2}{4K} \quad (3.13)$$

(цилиндрическая и сферическая диффузии невозможны).

Расчетные формулы:

$$\frac{C(x, t)}{C_0} = \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x}{\sqrt{4Kt}} \right\}, \quad (3.14)$$

$$\frac{C(x, t)}{C_0} \approx \frac{\exp(-\xi)}{\xi}, \quad \xi = \frac{x^2}{4Kt} \gg 1. \quad (3.15)$$

В первом случае для получения K необходима интерполяция по графику

$$f(x) = \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x}{\sqrt{4Kt}} \right\}.$$

Во втором случае расчет $C(x, t) \sqrt{\pi} C_0$ при определенных x и t дает возможность по графику найти ξ . K находим из соотношения $K = x^2/4\xi t$.

б) Граничные условия задаются соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C(x, t) dx = s \quad s = \text{const} \quad t > 0, \quad C(x, 0) = 0, \quad x > 0.$$

Решения:

$$C(x, t) = \frac{s}{\sqrt{4\pi Kt}} \exp\left[-\frac{x^2}{4Kt}\right] \quad (3.16)$$

(линейная диффузия, полубесконечное пространство),

$$C(x, t) = \frac{1s}{\sqrt{4\pi Kt}} \exp\left[-\frac{x^2}{4Kt}\right] \quad (3.17)$$

(линейная диффузия, бесконечное пространство),

$$C(r, t) = \frac{s}{\sqrt{4\pi Kt}} \exp\left[-\frac{r^2}{4Kt}\right] \quad (3.18)$$

(цилиндрическая диффузия),

$$C(r, t) = \frac{s}{\sqrt{(4\pi Kt)^3}} \exp\left[-\frac{r^2}{4Kt}\right] \quad (3.19)$$

— (сферическая диффузия).

Расчетные формулы:

$$\lg C(x, t) = A - \frac{x^2}{4Kt} \lg e \quad (3.20)$$

(в случае цилиндрической и сферической диффузий $x=r$, $A=B$ или $A=C$).

Тогда K определяется графически по углу φ наклона $\{C(x, t) = f(x^2)\}$ в полулогарифмических координатах:

$$\text{tg } \varphi = \frac{\lg(\dots)_2 - \lg(\dots)_1}{x_2^2 - x_1^2}.$$

При определенных значениях r и $t_{\text{минис}}$ (для случая $x=r$) K находят из графика $C(x, t) = f(t)$.

в) Граничные условия задаются в виде

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C(x, t) dx = \int_0^t k dt, \quad k = \text{const}, \quad C(x, 0) = 0, \quad x > 0.$$

Решения:

$$C(x, t) \simeq \frac{2kt \sqrt{Kt}}{\sqrt{\pi x^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{4Kt}\right], \quad t \ll \frac{x^2}{6K} \quad (3.21)$$

(линейная диффузия),

$$C(r, t) \simeq \frac{kt}{4r^2} \exp\left[-\frac{r^2}{4Kt}\right], \quad t \ll \frac{r^2}{2K} \quad (3.22)$$

(цилиндрическая диффузия),

$$C(r, t) \simeq \frac{kt}{2\pi \sqrt{K\pi r^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{4Kt}\right], \quad t \ll \frac{r^2}{2K} \quad (3.23)$$

(сферическая диффузия).

Расчетная формула получается только для случая цилиндрической диффузии:

$$K = \frac{r^2}{4t} \cdot \frac{\lg b}{\lg \left[\frac{kt}{\pi r^2 C(r, t)} \right]} \quad (3.24)$$

2. Диффузия с быстрой сорбцией.

Граничные условия задаются соотношением

$$\frac{C_{\text{сорб}}}{C_{\text{раств}}} = k', \quad k' \text{ — константа сорбции.}$$

Основная расчетная формула

$$K' = \frac{K}{2+k'} \quad (3.25)$$

Формула учитывает влияние химического взаимодействия между диффундирующим материалом и осадочными породами на коэффициент диффузии. Решения уравнения с сорбцией аналогичны решениям уравнения диффузии без сорбции.

Свободная диффузия ионов или молекул в растворе характеризуется коэффициентом $D = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек.}$

Попадая в состав осадочных вод, ионы начинают двигаться вокруг плотноупакованных частиц осадочных пород. Подвижность ионов определяется в данном случае двумя факторами. Во-первых, взаимодействием заряженных ионов и наличием двойного электрического слоя, а во-вторых, изменением вязкости из-за возникновения капиллярных сил, являющихся результатом электрического взаимо-

действия воды и поверхности осадочных частиц. Рис. 54 показывает значительную зависимость коэффициента диффузии от размеров осадочных частиц.

Как было отмечено в работе [106], в этих процессах радиоактивный Sr^{90} ведет себя аналогично Ca^{46} . Константа k' в этом случае равна $3,7 \cdot 10^2$, а коэффициент диффузии — $K' \ll 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{сек}$ значительно меньше молекулярного. Таким образом, процесс проникновения радионуклида в

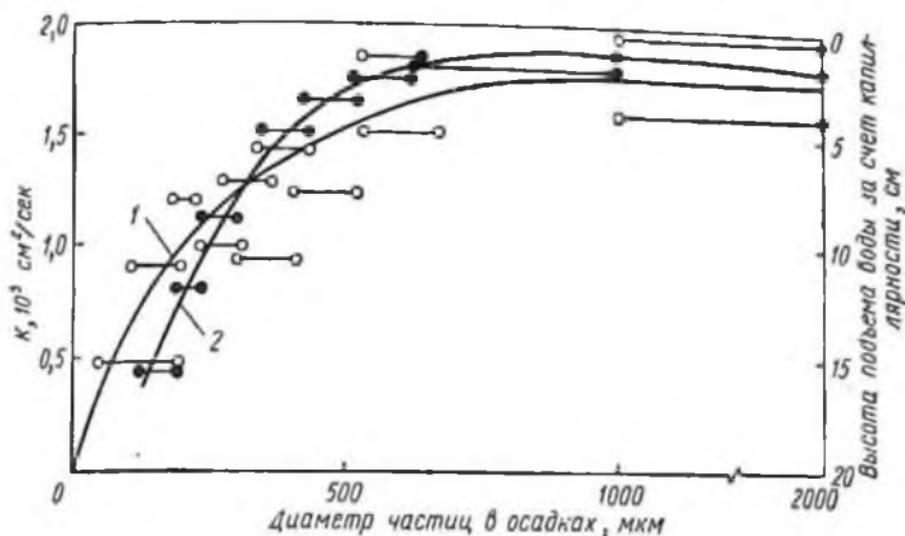


Рис. 54. Изменение коэффициента диффузии в грунте в зависимости от размера осадочных частиц:

1 — капиллярность; 2 — диффузия.

осадки крайне замедлен, что приводит к существенному уменьшению потока через дно $K'dC/dz$. Его величина настолько мала, что ею можно пренебречь.

Перенос осколочной радиоактивности в океане

Распространение радиоактивного изотопа в море или океане за счет турбулентной диффузии можно описать уравнением

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} + W \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) - \lambda C - \psi(C), \quad (3.26)$$

где $\lambda = 0,693/T_{1/2}$; $\psi(C)$ — функция поглощения изотопа биологическими объектами.

С помощью этого уравнения, зная скорость течения, значение коэффициента турбулентной диффузии и значение функции поглощения $\psi(c)$, можно рассчитать распространение радиоактивности при заданных граничных условиях. При сравнении экспедиционных данных с результатами расчетов необходимо иметь в виду, что до последнего времени в теоретических расчетах коэффициент турбулентной диффузии по глубине считался постоянным, а вертикальной составляющей средней скорости течения пренебрегали [155, 158, 163, 165].

Миёши [158] использовал для определения коэффициента турбулентной диффузии данные, полученные Миякэ в 1955 г., и получил для тропических областей северной части Тихого океана величину 5—10 $см^2/сек$. Близкие значения были получены нами и при значительно меньших масштабах явления [35].

Степень загрязнения северо-западной части Тихого океана и коэффициент вертикальной турбулентной диффузии в 1958—1960 гг. были определены Миякэ и др. [155]. Для расчета коэффициента турбулентной диффузии он использовал решение уравнения для мгновенного точечного источника:

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{\pi K_z t}} \exp \left[-\frac{z^2}{4K_z t} \right] \quad (3.27)$$

где C — концентрация радионуклидов при $t = T$ и $z = Z$; C_0 — общее количество радионуклидов, внесенное в момент времени $t = 0$ в поверхностный слой; t — время; z — глубина. Значения вертикальных коэффициентов турбулентной диффузии в океане были определены ниже слоя скачка. Принимая $t = 3$ годам для слоя 200—4000 м, получено значение $K_z = 200$ $см^2/см$. Американские исследователи [163] вычислили эти же коэффициенты на основании распределения β -активности в слое 100—1000 м для тропических районов Тихого океана, получив $K_z = 40$ $см^2/сек$. Такое большое расхождение результатов Миякэ объяснил увеличением K_z с глубиной вследствие уменьшения устойчивости. Хотя эти работы и представляли определенный интерес, использование упрощенных моделей расчета (без учета вертикальных скоростей, без задания потоков радиоактивности на поверхности) позволило получить лишь приближенные представления о процессе распределения радиоактивного загрязнения в океане.

Аналогичное исследование выполнено позднее Р. В. Озмидовым [165]. В результате решения уравнения диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (3.28)$$

построены кривые вертикального распределения Sr^{90} , при этом граничные условия задавались в виде

$$K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{z=0} = \begin{cases} 0 & \text{при } t < t_0 = 0 \\ q_0 & \text{при } t \geq t_0 = 0 \end{cases} \quad C(z, t) \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0,$$

где q_0 — удельная мощность источника; t_0 — момент возникновения глобальных выпадений (1954 г.). Начальное условие: $C(z, 0) = 0$.

Решение этого уравнения диффузии имеет вид

$$C(z, t) = \frac{2q_0 \sqrt{t}}{\sqrt{K_z}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\xi^2) - \xi (1 - \operatorname{erf} \xi) \right\}, \quad (3.29)$$

где

$$\operatorname{erf} \xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} \exp(-\xi^2) d\xi, \quad (3.30)$$

$$\xi = \frac{z}{2 \sqrt{K_z t}}$$

На основании полученного решения были построены профили вертикального распределения Sr^{90} при задании числовых значений, определяющих параметры K_z и q_0 . Глубина H проникновения изотопа определялась как глубина, на которой его концентрация равна $0,1 C(0, t)$. Значение вертикального коэффициента турбулентной диффузии выбиралось равным $30 \text{ см}^2/\text{сек}$, а $q_0 = 2 \cdot 10^{-20} \text{ кюри}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$. На рис. 55 приведены полученные таким способом [165] профили вертикального распределения Sr^{90} в толще Атлантического океана в районе $10-50^\circ \text{ с. ш.}$

Итак, при определении скорости распространения радиоактивного загрязнения значение коэффициента турбулентной диффузии задавалось постоянным по глубине и адвективный перенос не учитывался. Для получения более точного решения эти величины были определены и учтены при расчетах [6—8, 84—86]. При этом может быть использована усовершенствованная схема определения K_z и W , предложенная первоначально А. Г. Колесниковым и др. [135], где впервые дано количественное описание процесса рас-

пространения радиоактивного загрязнения с учетом K_z и W при стационарном потоке на поверхности океана, характеризующем величину радиоактивных выпадений. Для получения аналитического вида решения авторам пришлось схематизировать задачу, представив океан трехслойной мо-

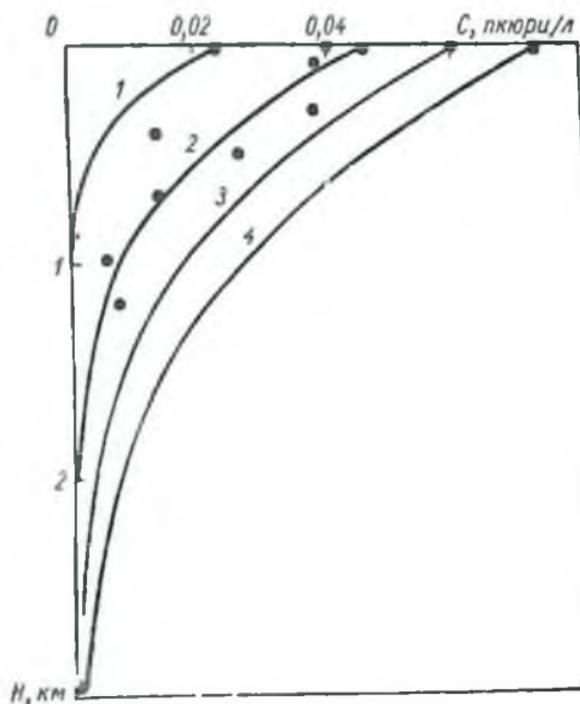


Рис. 55. Распределение Sr^{90} при $K = 30 \text{ см}^2/\text{сек}$:

1—1955 г.; 2—1958 г.; 3—1961 г.; 4—1964 г.;
●—результаты измерений в 1957—1958 гг.; — —теоретические расчеты [165].

делью с различными законами распределения коэффициента турбулентной диффузии и вертикальной компоненты течения в пределах каждого слоя. Коэффициенты турбулентной диффузии и вертикальная скорость были измерены во время экспедиций судна «Михаил Ломоносов» в Атлантическом океане. Послойные различия модели описываются следующим образом.

1. В перемешанном слое над слоем скачка коэффициент турбулентной диффузии считался постоянным, а вертикальная составляющая скорости полагается равной нулю.

2. Для промежуточного слоя коэффициент турбулентной диффузии линейно возрастает с глубиной, а вертикальная составляющая скорости постоянна.

3. Для придонного слоя коэффициент турбулентной диффузии убывает линейно, а вертикальная составляющая скорости равна нулю.

Из полученного решения следует, что существует заметное различие в характере распределения радиоактивных элементов с глубиной для областей опускания водных масс в высоких широтах и их подъема в тропических областях, что подтверждает необходимость учета вертикальной составляющей средней скорости течения в общем переносе радиоактивности.

В 1967 г. М. Н. Кошлякову удалось [30] объяснить распределение Sr^{90} в Атлантическом океане с использованием метода резервуаров. Для этого он условно разделил водные массы северной Атлантики и атмосферу на пять резервуаров.

Резервуар 1. Слой конвективно-ветрового перемешивания в районе $10-50^\circ$ с. ш. Нижняя граница резервуара определяется средней глубиной залегания слоя с максимальными градиентами океанографических характеристик.

Резервуар 2. Такой же слой к югу от 10° с. ш. и к северу от 50° с. ш.

Резервуар 3. Слой, расположенный ниже резервуара 1 с границей, определяемой положением главного термоклина.

Резервуар 4. Слой, расположенный ниже резервуара 3.

Резервуар 5. Атмосфера.

В эту схему входят уравнение баланса Sr^{90} и уравнение неразрывности для резервуара 1. В балансовом уравнении учитывается не только адвективный, но и турбулентный перенос.

Уравнение баланса Sr^{90} и уравнение неразрывности для резервуара 1 записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 Q - \lambda V_1 \bar{C}_1(t) - V_1 \frac{\partial \bar{C}_1(t)}{\partial t} - \bar{K}_2 \frac{\bar{C}_1(t) + \bar{C}_2(t)}{2} - \\
 - \bar{K}_3 \frac{\bar{C}_1(t) + \bar{C}_3(t)}{2} - \frac{K_2'}{2} [\bar{C}_1(t) - \bar{C}_2(t)] + \\
 + \frac{K_3'}{2} [\bar{C}_1(t) - \bar{C}_3(t)] = 0,
 \end{aligned}
 \tag{3.31}$$

$$\bar{K}_2 + \bar{K}_3 = 0,$$

где $C_i(t)$ — концентрации Sr^{90} в соответствующих резервуарах; λ — постоянная распада Sr^{90} ; Q — поток Sr^{90} на поверхности океана в 1954—1962 гг. (принимался постоянным); V_1 — объем резервуара 1.

Величины \bar{K}_2 и \bar{K}_3 определяются меридиональной V и вертикальной W составляющими скорости течения:

$$\bar{K}_2 = \int_{s_{1,2}} V ds, \quad \bar{K}_3 = \int_{s_{1,3}} W ds,$$

где $s_{i,j}$ — площадь границы между i -м и j -м резервуарами. K_i^* характеризует турбулентный обмен между резервуарами.

Осреднение выполнялось за интервал времени, равный одному году. Оценка времени полного обновления воды в резервуарах 1, 3 выполнялась по формулам:

$$\tau_1 = 2V_1 (K_2^* + K_3^*); \quad \tau_3 = 2V_3 / K_3^*,$$

откуда $\tau_1 = 0,39$ года; $\tau_3 = 2,1$ года.

Расчеты составляющих баланса выполнены для Sr^{90} (резервуар 1) на 1.1.1958 г. и на 1.1.1962 г. Интерпретация распределений Sr^{90} с помощью такой модели представляет, по нашему мнению, большой интерес. В частности, полученные М. Н. Кошляковым времена полного обновления свидетельствуют о наличии интенсивного вертикального обмена и опровергают данные о больших значениях возраста вод, полученные с использованием C^{14} .

Метод расчета $K(z)$ и $W(z)$

Наибольшее затруднение при решении уравнения переноса осколочной радиоактивности вызывает определение вида функций $K(z)$ и $W(z)$. В работе [27] был предложен метод определения K и W по полям температуры, солёности и горизонтальной составляющей скорости течения. При этом предполагалось, что коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии солей имеют одинаковые значения. Применяя оператор

$$U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} + W \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.32)$$

к полям температуры T и солёности S , получаем систему двух алгебраических уравнений для определения K и W

на каждом горизонте z [85]. Однако при численном дифференцировании возникают значительные ошибки [85], для устранения которых требуется большая дополнительная работа (всевозможное сглаживание, аппроксимация кривых формулами, дифференцирование этих формул и т. д.), поэтому удобнее использовать интегральную форму представления оператора. Тогда для поля температуры получаем следующее выражение:

$$\int_H^z \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) dz' + \int_H^z W \frac{\partial T}{\partial z} dz' = K \frac{\partial T}{\partial z} - K \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H}. \quad (3.33)$$

Взяв по частям интеграл

$$\int_H^z W \frac{\partial T}{\partial z} dz'$$

и пренебрегая тепловым потоком через дно моря, а также учитывая равенство нулю W на дне, получаем

$$\int_H^z \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} \right) dz' + WT - \int_H^z \frac{\partial W}{\partial z} T dz' = K \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (3.34)$$

Здесь уже отсутствует вторая производная по z , а случайные ошибки, содержащиеся в значениях горизонтальных градиентов температуры, компенсируются при численном нахождении интеграла, так что относительная ошибка его определения не возрастает.

Аналогичное уравнение получено и для солёности S :

$$\int_H^z \left(U \frac{\partial S}{\partial x} + V \frac{\partial S}{\partial y} \right) dz' + WS - \int_H^z \frac{\partial W}{\partial z} S dz' = K \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (3.35)$$

С помощью этих уравнений были определены функции $K(z)$, $W(z)$ в Атлантическом океане и Черном море [84, 85]. Значения K и W в Атлантическом океане вычислялись по измерениям скорости течения, температуры и солёности, выполненным на судне «Михаил Ломоносов», а также по данным атласа Фюглистера [20]. По найденным значениям были построены характерные профили изменения этих

величини с глубиной, а также по сезонам года (рис. 56) [7]. Сезонный ход изменения K и W в принятой схеме соответствует следующим значениям глубины слоя скачка плотности по кварталам: I — 200, II — 60, III — 90 и IV — 150 м.

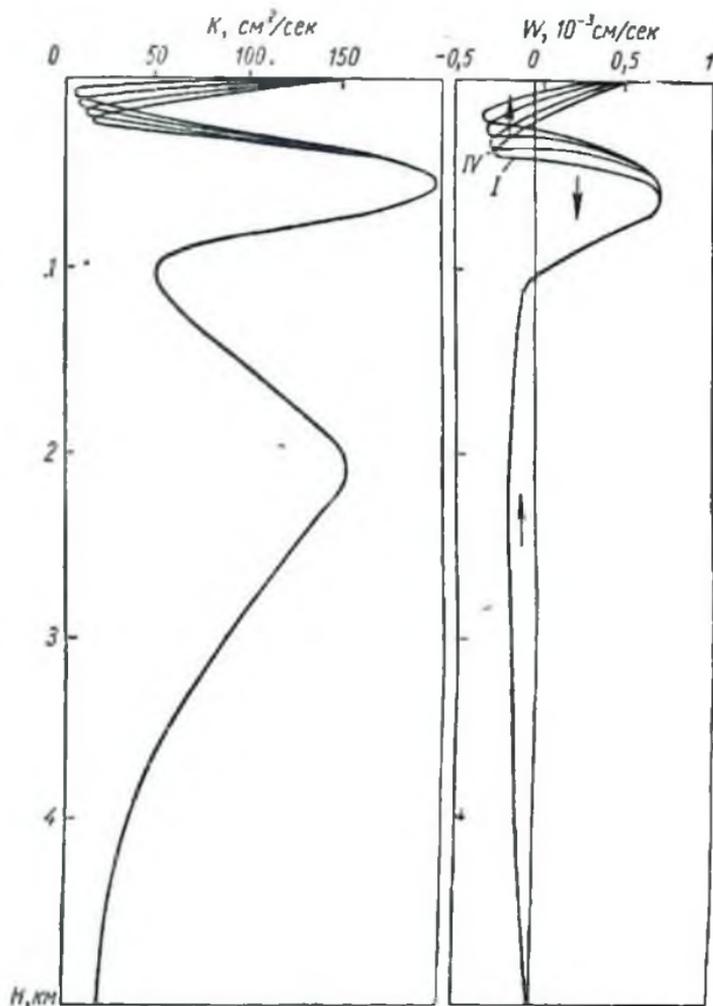


Рис. 56. K и W для Атлантического океана [7].

Аналогичная схема использовалась и при решении задачи для центральной части Черного моря [85]. При этом также учитывались поквартальные измерения глубины залегания слоя скачка (рис. 57). В качестве исходных дан-

ных о полях T и S были использованы данные Гидрометцентра СССР о среднемесячных значениях этих величин, осредненные за многолетний период. Профили течений U и V были построены на основе отдельных наблюдений над течениями в данном районе, а также на основе расчета поля течений динамическим методом. Вычисление скоростей W показало, что в течение трех кварталов года преобладают довольно интенсивные восходящие движения. Из соображений неразрывности в Черном море должны суще-

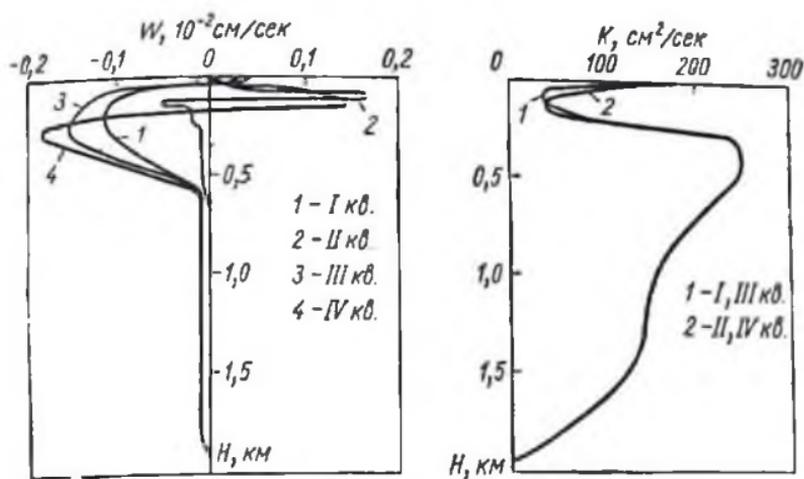


Рис. 57. K и W для Черного моря [8].

ствовать районы с нисходящими движениями. Центральный район, характеризующийся восходящими потоками водных масс, с точки зрения проникновения радиоактивного загрязнения, выпавшего на поверхность, оказывается наиболее застойным, так как в других районах их распространение ускоряется нисходящими потоками.

А. С. Саркисян определил составляющие скорости течения по заданному полю атмосферного давления на уровне океана и по пространственному распределению плотности [63]. При этом в отличие от динамического метода в качестве нижней границы жидкости в схеме расчета было взято реальное дно океана и тем самым устранена неопределенность, связанная с необходимостью выбора нулевой поверхности. Саркисян учел также влияние конфигурации берегов, рельефа дна и расхода жидкости через открытые части бассейна.

В общем случае эта задача сводится к решению следующей системы уравнений:
уравнения движения

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_0}{\partial t} + \frac{V_0}{a} \frac{\partial V_0}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial V_0}{\partial \lambda} - \frac{V_\lambda^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - 2\omega \cos \theta V_\lambda = \\ = -\frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial V_0}{\partial z} + \frac{K_l}{a^2} \Delta V_0 \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_\lambda}{\partial t} + \frac{V_0}{a} \frac{\partial V_\lambda}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} + V_z \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} + \frac{V_0 V_\lambda}{a} \operatorname{ctg} \theta + \\ + 2\omega \cos \theta V_0 = -\frac{1}{\rho_0 a \sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} + \frac{K_l}{a^2} \Delta V_\lambda, \end{aligned}$$

где r — радиус Земли; a — средний радиус Земли; $\rho_0 = 1,028 \text{ CGSE}$.

уравнение неразрывности несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta V_0 + \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} \right) = 0, \quad (3.37)$$

уравнение статики

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho g, \quad (3.38)$$

уравнения диффузии тепла и солей

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{V_0}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{K_z}{a^2} \Delta T; \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \lambda} + \frac{V_0}{a} \frac{\partial S}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{K_z}{a^2} \Delta S, \quad (3.40)$$

уравнение состояния

$$\rho = f(T, S). \quad (3.41)$$

С граничными условиями:

на свободной поверхности океана, т. е. при $z = -\zeta(\theta, \lambda, t)$ (ζ — возвышение свободной поверхности океана над первоначальным невозмущенным состоянием),

$$\begin{aligned} P = P_a, \quad \rho_0 v \frac{\partial V_0}{\partial z} = -\tau_\theta, \quad \rho_0 v \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} = -\tau_\lambda, \\ V_z = -\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{V_\lambda^{(0)}}{a \sin \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \frac{V_0^{(0)}}{a} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \Gamma_1, \quad T = T(\theta, \lambda, 0) \quad \text{или} \quad S = S(\theta, \lambda, 0)$$

(Γ_1 — градиент солености на поверхности океана).
На дне океана, т. е. при $z = H(\theta, \lambda)$,

$$V_\theta = V_\lambda = V_z = 0$$

или

$$\rho_0 v \frac{\partial V_\theta}{\partial z} = \rho_0 v \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} = 0,$$

$$V_z = \frac{V_\theta^{(H)}}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda^{(H)}}{a \sin \theta} \cdot \frac{\partial H}{\partial \lambda},$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial S}{\partial z} = 0.$$

Как отметил автор метода, современные вычислительные машины не обладают достаточной оперативной памятью, позволяющей получить решения в узлах сетки, делящей всю акваторию океана. Поэтому решалась упрощенная задача в предположении постоянства вертикальных коэффициентов турбулентной диффузии и кинетического турбулентного перемешивания по глубине. В этом случае система сводилась к уравнениям:

$$V_z = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \int_{-z}^H V_\theta d\zeta + \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_{-z}^H V_\lambda d\zeta \right]; \quad (3.42)$$

$$\begin{aligned} \frac{v \partial^2 V_\theta}{\partial z^2} + 2\omega \cos \theta V_\lambda = & \frac{1}{\rho_0 a} \cdot \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial z} + \frac{V_\theta}{a} \cdot \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \\ & + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \cdot \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} - \frac{V_\lambda^2 \operatorname{ctg} \theta}{a} - \frac{K_t}{a^2} \Delta V_\theta; \end{aligned} \quad (3.43)$$

$$\begin{aligned} \frac{v \partial^2 V_\lambda}{\partial z^2} - 2\omega \cos \theta V_\theta = & \frac{1}{\rho_0 a \sin \theta} \cdot \frac{\partial P}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} + \frac{V_\theta}{a} \cdot \frac{\partial V_\lambda}{\partial \theta} + \\ & + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \cdot \frac{\partial V_\lambda}{\partial \lambda} + V_z \frac{\partial V_\lambda}{\partial z} + \frac{V_\theta V_\lambda}{a} \operatorname{ctg} \theta - \frac{K_t}{a^2} \Delta V_\lambda; \end{aligned}$$

$$\kappa \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{V_\theta}{a} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \frac{V_\lambda}{a \sin \theta} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} + V_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} - K_t \Delta \varphi, \quad (3.44)$$

где $\varphi = a_1 S - b_1 T$.

Вертикальные составляющие были определены только на четырех уровнях. Решение полной системы уравнений мето-

дом Саркисяна при использовании более совершенной вычислительной техники позволит более точно определить скорость распространения радиоактивного загрязнения в океане.

Влияние биологического переноса на распределение радиоактивности по глубине

Необходимо оценить также влияние биологического переноса на общую картину распространения радионуклидов в морях и океанах. При оценке этого влияния можно воспользоваться схемой, предложенной в 1958 г. Кетчумом и Боуэном [133] и позднее развитой Г. Г. Поликарповым [49]. Перенос радионуклидов за счет биологических и физических процессов оценивается по формуле

$$\frac{P_B}{P_\Phi} = M_G \frac{k_{II}}{K_z} \cdot \frac{h_{ГР} l_M}{t_M}, \quad (3.45)$$

где P_B — биологический перенос; P_Φ — физический перенос; k_{II} — коэффициент накопления; K_z — вертикальный коэффициент турбулентной диффузии; M_G — биомасса; $h_{ГР}$ — глубина градиентной зоны; l_M — расстояние, на которое мигрируют организмы; t_M — время миграции. В табл. 35 приведено отношение P_B/P_Φ для $h_{ГР} = l_M = 100$ м, $t_M = 10^5$ сек, $M_G = 10^{-6}$ г/м³.

Таблица 35

Соотношение биологического и физического переносов в море при равновесном поглощении изотопа в каждом слое

K_z	P_B/P_Φ при коэффициенте накопления k_{II}					
	1	10	100	1000	10 000	100 000
10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^2	10^3	10^4
10^{-1}	10^{-2}	10^{-1}	1	10^1	10^2	10^3
1	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^2
10	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10^1
10^3	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1.

Как видно из рис. 56 и 57, коэффициент турбулентной диффузии превышает величину, равную 10 см²/сек. Таким образом, даже при коэффициенте накопления $k_{II} = 10^3$ влияние биологических факторов составляет лишь проценты

от общего переноса. Этот вывод подтверждается также постоянством величины отношения Cs^{137}/Sr^{90} на различных глубинах в океане. Существование заметного биологического переноса с неизбежностью привело бы к фракционированию и изменению величины этого отношения в глубинах океана.

Расчет переноса радионуклидов в глубину

Сезонное колебание глубины залегания термоклина существенно влияет на распространение осколочной радиоактивности по вертикали. Как известно, на нижней границе слоя скачка плотности существует минимум значений K_z , а непосредственно над ним обнаруживаются восходящие потоки воды. В таких условиях в области термоклина возникает запирающий слой и распространение загрязнения ниже этого слоя затруднено. Однако, если термоклин опускается, то вместе с ним распространяется и повышенная концентрация Sr^{90} , последняя равномерно распределена в перемешанном слое. После подъема термоклина в условиях, когда заметно сказывается турбулентная диффузия по вертикали, относительно высокие концентрации радионуклида оказываются глубже. Под влиянием этих процессов радиоактивное загрязнение распространяется в глубинные слои. Таким образом, колебание термоклина по глубине действует подобно шлюзу, оказывая существенное влияние на скорость распространения загрязнения.

Чтобы оценить влияние сезонных колебаний глубины залегания слоя скачка плотности на проникновение радиоактивных веществ в глубину океана, был выполнен расчет в условиях независимости профилей K и W от сезона измерений (рис. 58) [84]. Как видно из рис. 58, результаты расчетов не совпадают с экспериментальными данными, особенно в поверхностных слоях океана. Аналогичные результаты были получены в последующих работах [6—8], где объектом исследований было Черное море.

Черное море долгое время считалось одним из наиболее застойных районов Мирового океана. Однако полученные значения K и W говорят о наличии в нем интенсивного обмена. В пользу этого свидетельствуют также данные гидрологических, биологических и химических исследований. В свете этих исследований своеобразная слоистая структура Черного моря представляется не результатом застоя, а следствием динамического равновесия физических, биологических и химических процессов.

Вычисленные профили W согласуются не только с расчетами распределения радиоактивности, но и с характером распределения оптических характеристик. Основная особенность вычислительных профилей — наличие максимума восходящих потоков со значениями W от 0,001 до 0,003 см/сек на глубинах от 100 до 200 м.

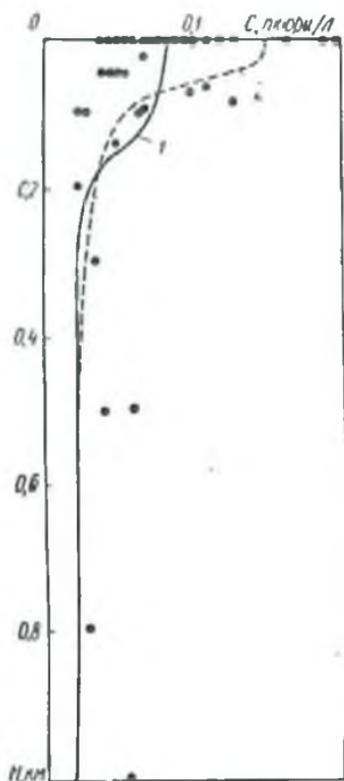


Рис. 58. Распределение Sr^{90} в Атлантическом океане:

1 — с учетом «эффекта шлюза»;
2 — без учета «эффекта шлюза»;
● — экспедиционные данные.

плотности частицы и воды соответственно; μ_v — вязкость воды; r — радиус частицы.

Исследования [44] показали, что слой взвеси состоит в основном из остатков продуктов жизнедеятельности вышележащей биологической зоны — мертвого фитопланктона и фекалий зоопланктона. Для таких частиц $(\rho - \rho_n) = 0,1 \text{ г/см}^3$ и $r = 10^{-3} \text{ см}$. Тогда из формулы (3.46) находим $W = 10^{-3} \text{ см/сек}$, т. е. получаем величину скорости именно того

Эти максимумы усиливаются в конце года и почти отсутствуют весной. В работе [44] показано, что примерно на этих же глубинах в большинстве районов Черного моря обнаруживается весьма тонкий, но плотный слой взвеси, поведение которого по сезонам года соответствует поведению указанных максимумов. Изучение гидрологических данных показало, что никаких других причин для существования слоя взвеси, кроме особенностей профилей W , нет. Возникает вопрос, могут ли вычисленные вертикальные составляющие скорости удерживать частицы во взвешенном состоянии. Согласно закону Стокса, для частиц взвеси должно выполняться соотношение

$$W = g \frac{(\rho - \rho_n)}{\mu_v} \cdot \frac{2r^2}{g}, \quad (3.46)$$

где W — вертикальная составляющая скорости воды; g — ускорение силы тяжести; ρ, ρ_n —

порядка, что и вычисленные нами максимумы скорости W . Таким образом, найденные профили W объясняют существование слоя мутности не только с качественной, но и с количественной стороны.

Результат расчета распределения концентрации радиоактивного Sr^{90} , с учетом полученных значений W и K_z показан на рис. 59. Рассчитанные и наблюдаемые значения концентраций Sr^{90} на различных глубинах находятся в удовлетворительном соответствии. Таким образом, турбулентная диффузия в центральном районе Черного моря может, несмотря на преобладающие восходящие потоки, обеспечить проникновение радиоактивности в глубинные слои. Совпадение рассчитанных и наблюдаемых значений концентраций радиоактивности указывает на достоверность полученных значений W и K_z . Наблюдаемая относительная стабильность распределения свойств в различных слоях Черного моря объясняется вовсе не застойностью его вод, а является скорее следствием динамического равновесия физических, химических и биологических процессов.

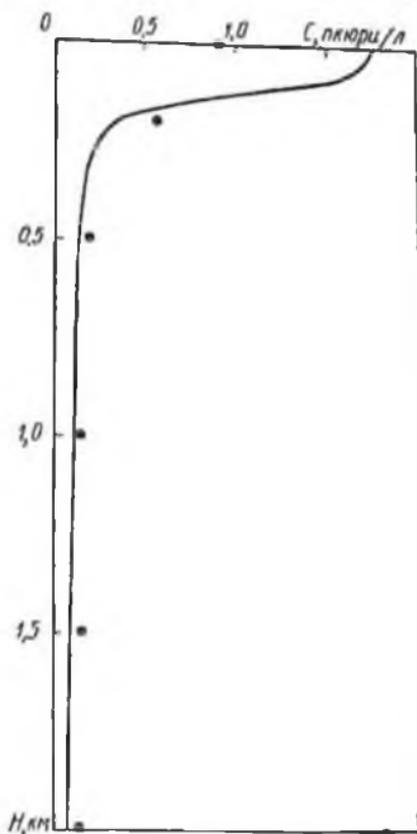


Рис. 59. Распределение Sr^{90} в Черном море.

Вертикальный перенос радиоактивности в глубинах океана осуществляется вертикальными компонентами скорости течений и турбулентной диффузии.

Выводы

В третьей главе обобщены теоретические представления о распределении искусственной радиоактивности в глубинах океана. Сравнение с экспериментальными данными опреде-

ляет выбор оптимального решения основной задачи ядерной гидрофизики.

1. Обобщены экспериментальные данные о глубинном распределении радиоактивности в морях и океанах. Для получения полной картины использованы результаты дополнительных исследований на научно-исследовательском судне «Михаил Ломоносов» во всех характерных регионах Атлантического океана.

2. Специальное исследование, проведенное в зоне действия Северо-Атлантического течения, показывает, что поле радиоактивности в глубинах данного района сильно коррелирует с течениями и обусловлено темпами сброса отходов в Ирландское море.

3. Для определения коэффициента турбулентной диффузии K и вертикальной составляющей скорости течения W численными методами получена система интегральных уравнений; построены профили распределения Sr^{90} и Cs^{137} для Атлантического океана и Черного моря.

4. С помощью ЭВМ получено решение уравнения переноса радиоактивного загрязнения. При решении полной задачи использованы сведения о реальных потоках загрязнения, а также о характеристиках турбулентного переноса в океане.

5. Проведено сравнение результатов определения скоростей распространения загрязнения в глубины океанов с использованием естественных и искусственных радиоактивных элементов. Показано, что ошибки определения скоростей перемешивания на основе радиоуглеродных данных зависят от схемы расчета и граничных условий.

6. Скорости распространения радионуклидов Sr^{90} и Cs^{137} указывают на то, что даже в относительно «застойных» районах Мирового океана радиоактивное загрязнение весьма интенсивно. Это должно учитываться при сбросе и захоронении радиоактивных отходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной книге автор попытался рассмотреть проблемы и методы решения основной задачи ядерной гидрофизики. Было показано, что распространение радиоактивного загрязнения в океане — крайне сложное явление.

Трудность проведения эксперимента препятствует получению объективных параметров поля радиоактивности в Мировом океане.

Тем не менее удалось, используя статистические методы анализа и современные электронно-вычислительные машины в сочетании с рациональным планированием крупномасштабных экспериментальных исследований на экспедиционных судах, преодолеть трудности решения основной задачи.

1. Исследованы особенности источника глобальных радиоактивных загрязнений. Получены расчетные формулы для потока осколочной радиоактивности на поверхности океана в широком диапазоне временных интервалов. Доказано значительное влияние процессов коагуляции радиоактивных и естественных аэрозолей на механизмы глобальных выпадений. Показано практическое соответствие расчетных и экспериментальных данных.

2. С помощью впервые примененного в ядерной гидрофизике метода объективного анализа выполнена оптимальная интерполяция значений поля радиоактивности на поверхности Атлантического океана. Специальное исследование устойчивости корреляционных функций в зависимости от выборки позволяет обоснованно прогнозировать радиационную обстановку в океане. Применен метод оптимального выбора дискретности наблюдений, дающий достаточную информацию в ограниченных условиях экспедиционных наблюдений.

3. Выполнены расчеты скорости-распространения радиоактивного загрязнения в глубинах морей и океанов с учетом переменных значений характеристик вертикального переноса и турбулентной диффузии. Экспериментальные данные, полученные на судне «Михаил Ломоносов» в Атлантическом океане и морях, подтверждают теоретические выводы.

4. Специальные исследования поля радиоактивности в районе Атлантического океана, примыкающем к местам сброса радиоактивных отходов Великобритании, указывают на большую роль сбрасываемых продуктов деления в формировании радиационной обстановки этого обширного района.

5. В целом выполненные исследования подтверждают вывод о том, что, каким бы застойным ни казался тот или иной район океана, сброшенные радиоактивные отходы быстро распространяются на значительную акваторию. Разработанные методы расчета позволяют не только получить качественные представления о процессе, но и определить его характеристики.

Таблица П.1

Средняя активность $E(a)$ и относительная ошибка $D^*(a)/E(a)$ при измерении образцов малой активности

γ_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\gamma_2 = 1$		$\gamma_2 = 2$		$\gamma_2 = 3$	
1	1,500	1,106	1,400	1,161	1,333	1,199
2	2,091	0,922	1,875	0,996	1,727	1,050
3	2,769	0,797	1,429	0,876	2,188	0,939
4	3,526	0,703	3,070	0,784	2,718	0,849
5	4,350	0,629	3,767	0,708	3,319	0,775
6	5,227	0,568	4,541	0,644	3,991	0,711
7	6,113	0,518	5,372	0,589	4,727	0,654
8	7,089	0,476	6,249	0,541	5,521	0,604
9	8,054	0,440	7,164	0,499	6,366	0,559
10	9,032	0,410	8,106	0,464	7,252	0,518
11	10,02	0,384	9,067	0,433	8,170	0,484
12	11,01	0,362	10,04	0,405	9,112	0,452
13	12,01	0,343	11,03	0,382	10,07	0,424
14	13,00	0,326	12,02	0,361	11,05	0,400
15	14,00	0,311	13,00	0,347	12,03	0,378
16	15,00	0,298	14,01	0,327	13,02	0,359
17	16,00	0,286	15,00	0,312	14,01	0,341
18	17,00	0,276	16,00	0,300	15,01	0,326
19	18,00	0,266	17,00	0,288	16,00	0,312
20	19,00	0,258	18,00	0,278	17,00	0,300
25	24,00	0,224	23,00	0,238	22,00	0,253
30	29,00	0,201	28,00	0,211	27,00	0,222
35	34,00	0,184	33,00	0,192	32,00	0,200
40	39,00	0,170	38,00	0,177	37,00	0,183
45	44,00	0,159	43,00	0,164	42,00	0,170
50	49,00	0,150	48,00	0,155	47,00	0,159
55	54,00	0,142	53,00	0,146	52,00	0,150
60	59,00	0,136	58,00	0,139	57,00	0,143
65	64,00	0,130	63,00	0,133	62,00	0,135
70	68,99	0,125	68,00	0,127	67,00	0,130
75	74,00	0,120	73,00	0,123	72,00	0,125
80	79,00	0,116	78,00	0,118	77,00	0,120
85	84,00	0,112	83,00	0,114	81,00	0,117
90	89,00	0,109	88,00	0,111	87,00	0,113
95	94,00	0,106	93,00	0,108	92,00	0,109

γ_1	$\gamma_2 = 4$		$\gamma_2 = 5$		$\gamma_2 = 6$	
1	1,286	1,227	1,250	1,249	1,222	1,266
2	1,621	1,092	1,541	1,125	1,428	1,152
3	2,011	0,988	1,877	1,028	1,773	1,061
4	2,461	0,904	2,264	0,948	2,110	0,986
5	2,945	0,732	2,707	0,880	2,496	0,920
6	3,545	0,769	3,209	0,819	2,933	0,863
7	4,199	0,713	3,772	0,765	3,425	0,810

Продолжение таблицы П.1

γ_1	$\gamma_2 = 4$			$\gamma_2 = 5$			$\gamma_2 = 6$		
	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	
8	4,906	0,662	4,396	0,715	3,974	0,761			
9	5,671	0,616	5,079	0,668	4,581	0,516			
10	6,487	0,573	5,819	0,625	5,246	0,673			
11	7,347	0,535	6,610	0,585	5,965	0,633			
12	8,242	0,500	7,446	0,548	6,734	0,595			
13	9,166	0,468	8,321	0,515	7,549	0,560			
14	10,11	0,441	9,225	0,484	8,404	0,527			
15	11,07	0,416	10,16	0,455	9,292	0,496			
16	12,05	0,393	11,11	0,430	10,21	0,469			
17	13,03	0,373	12,07	0,407	11,15	0,443			
18	14,02	0,355	13,05	0,386	12,10	0,420			
19	15,01	0,338	14,03	0,367	13,07	0,398			
20	16,01	0,324	15,02	0,350	14,05	0,379			
25	21,00	0,269	20,00	0,287	19,01	0,306			
30	26,00	0,234	25,00	0,247	23,00	0,268			
35	31,00	0,209	30,00	0,219	29,00	0,229			
40	36,00	0,190	35,00	0,198	34,00	0,206			
45	41,00	0,176	40,00	0,182	39,00	0,188			
50	46,00	0,164	45,00	0,169	44,00	0,175			
55	51,00	0,154	50,00	0,159	49,00	0,163			
60	56,00	0,146	55,00	0,148	54,00	0,154			
65	61,00	0,139	60,00	0,142	59,00	0,146			
70	66,00	0,133	65,00	0,136	64,00	0,139			
75	71,00	0,128	70,00	0,130	69,00	0,133			
80	76,00	0,123	75,00	0,125	74,00	0,127			
85	81,00	0,118	80,00	0,121	79,00	0,123			
90	86,00	0,115	85,00	0,116	84,00	0,118			
95	91,00	0,111	90,00	0,113	89,00	0,115			

γ_1	$\gamma_2 = 7$			$\gamma_2 = 8$			$\gamma_2 = 9$		
	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	$E(\alpha)$	$D^*(\alpha)/E(\alpha)$	
1	1,200	1,280	1,182	1,291	1,167	1,301			
2	1,429	1,175	1,388	1,194	1,354	1,210			
3	1,690	1,089	1,622	1,113	1,566	1,133			
4	1,987	1,017	0,787	1,045	1,805	1,068			
5	2,326	0,955	2,188	0,985	2,074	1,011			
6	2,710	0,900	2,528	0,933	2,377	0,961			
7	3,142	0,850	2,908	0,881	2,717	0,915			
8	3,626	0,803	3,338	0,839	3,099	0,872			
9	4,165	0,759	3,816	0,797	3,524	0,831			
10	4,758	0,717	4,345	0,757	3,996	0,792			
11	5,406	0,677	4,927	0,718	4,517	0,755			
12	6,107	0,639	5,560	0,681	5,088	0,719			
13	6,857	0,603	6,246	0,645	5,710	0,681			
14	7,654	0,569	6,980	0,611	6,381	0,650			
15	8,490	0,538	7,759	0,578	7,100	0,617			

Продолжение таблицы П.1

ν_1	$L(a)$	$D^*(a)/L(a)$	$L(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\nu_2 = 7$		$\nu_2 = 8$		$\nu_2 = 9$	
16	9,362	0,508	8,579	0,547	7,864	0,585
17	10,26	0,480	9,435	0,518	8,669	0,556
18	11,19	0,455	10,32	0,491	9,511	0,527
19	12,13	0,431	11,24	0,465	10,38	0,500
20	13,09	0,410	12,17	0,442	11,29	0,475
25	18,01	0,327	17,03	0,350	16,05	0,374
30	23,00	0,275	22,00	0,291	21,00	0,308
35	28,00	0,240	27,00	0,251	26,00	0,264
40	33,00	0,214	32,00	0,223	31,00	0,233
45	38,00	0,195	37,00	0,202	36,00	0,210
50	43,00	0,180	42,00	0,186	41,00	0,192
55	48,00	0,168	47,00	0,173	46,00	0,178
60	53,00	0,158	52,00	0,162	51,00	0,166
65	58,00	0,149	57,00	0,153	56,00	0,157
70	63,00	0,142	61,00	0,147	60,00	0,150
75	68,00	0,136	67,00	0,138	66,00	0,141
80	73,00	0,130	72,00	0,132	70,99	0,135
85	78,00	0,125	77,00	0,127	76,00	0,130
90	83,00	0,120	82,00	0,123	81,00	0,125
95	88,00	0,116	87,00	0,118	86,00	0,120
	$\nu_2 = 10$		$\nu_2 = 11$		$\nu_2 = 12$	
1	1,154	1,310	1,143	1,317	1,133	1,323
2	1,326	1,224	1,302	1,236	1,281	1,246
3	1,519	1,151	1,479	1,167	1,445	1,181
4	1,736	1,089	1,677	1,107	1,627	1,124
5	1,979	1,035	1,898	1,055	1,829	1,073
6	2,251	0,986	2,445	1,009	2,054	1,028
7	2,556	0,942	2,420	0,966	2,304	0,987
8	2,897	0,901	2,727	0,926	2,582	0,949
9	3,278	0,862	3,069	0,889	2,890	0,914
10	3,700	0,825	3,448	0,853	3,233	0,879
11	4,167	0,789	3,868	0,819	3,612	0,846
12	4,682	0,754	4,331	0,785	4,030	0,814
13	5,244	0,719	4,839	0,752	4,489	0,783
14	5,855	0,686	5,394	0,720	4,991	0,751
15	6,514	0,654	5,995	0,688	5,539	0,721
16	7,220	0,622	6,643	0,658	6,132	0,691
17	7,970	0,592	7,337	0,627	6,770	0,661
18	8,761	0,563	8,074	0,598	7,453	0,632
19	9,589	0,535	8,852	0,570	8,178	0,604
20	10,45	0,509	9,668	0,543	8,944	0,576
25	15,10	0,400	14,16	0,428	13,26	0,456
30	20,02	0,326	19,03	0,346	18,05	0,357
35	25,00	0,277	24,00	0,291	23,00	0,307
40	30,00	0,243	29,00	0,253	28,00	0,265
45	35,00	0,218	34,00	0,226	33,00	0,235

Продолжение таблицы П.1

ν_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\nu_2 = 10$		$\nu_2 = 11$		$\nu_2 = 12$	
50	40,00	0,198	39,00	0,205	38,00	0,212
55	45,00	0,183	44,00	0,189	43,00	0,195
60	50,00	0,171	49,00	0,176	48,00	0,180
65	55,00	0,161	54,00	0,165	53,00	0,169
70	60,00	0,152	59,00	0,155	58,00	0,159
75	65,00	0,144	64,00	0,147	63,00	0,151
80	70,00	0,138	69,00	0,141	68,00	0,143
85	75,00	0,132	74,00	0,134	73,00	0,137
90	80,00	0,127	79,00	0,129	78,00	0,131
95	85,00	0,122	84,00	1,124	83,00	0,126
ν_1	$\nu_2 = 13$		$\nu_2 = 14$		$\nu_2 = 15$	
	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
1	1,125	1,329	1,118	1,333	1,111	1,334
2	1,263	1,256	1,247	1,264	1,233	1,272
3	1,415	1,193	1,389	1,204	1,366	1,214
4	1,583	1,138	1,545	1,152	1,511	1,163
5	1,769	1,090	1,717	1,105	1,671	1,118
6	1,975	1,046	1,907	1,063	1,847	1,078
7	2,204	1,007	2,117	1,024	2,041	1,040
8	2,457	0,970	2,348	0,989	2,254	1,006
9	2,737	0,936	2,604	0,956	2,489	0,974
10	3,047	0,903	2,887	0,924	2,747	0,944
11	3,390	0,871	3,199	0,894	3,032	0,904
12	3,769	0,840	3,542	0,864	3,335	0,886
13	4,184	0,810	3,920	0,835	3,689	0,858
14	4,460	0,780	4,334	0,806	4,066	0,831
15	5,138	0,751	4,787	0,778	4,478	0,803
16	5,679	0,721	5,280	0,750	4,929	0,776
17	6,264	0,692	5,816	0,722	5,418	0,749
18	6,893	0,664	6,394	0,694	5,948	0,722
19	7,567	0,636	7,015	0,666	6,520	0,696
20	8,281	0,608	7,679	0,639	7,134	0,669
25	12,39	0,485	11,57	0,514	10,80	0,543
30	17,09	0,390	16,15	0,414	15,23	0,438
35	22,02	0,323	21,03	0,340	20,05	0,360
40	27,00	0,277	26,00	0,290	25,00	0,304
45	32,00	0,244	31,00	0,254	30,00	0,264
50	37,00	0,220	36,00	0,227	35,00	0,236
55	42,00	0,201	41,00	0,207	40,00	0,210
60	47,00	0,185	46,00	0,191	45,00	0,193
65	52,00	0,173	51,00	0,178	50,00	0,180
70	57,00	0,163	56,00	0,167	55,00	0,168
75	62,00	0,154	61,00	0,167	60,00	0,159
80	67,00	0,146	66,00	0,149	65,00	0,151
85	72,00	0,140	71,00	0,142	70,00	0,144
90	77,00	0,134	76,00	0,136	75,00	0,138
95	82,00	0,128	81,00	0,131	80,00	0,132

γ	γ ₂ = 16		γ ₂ = 17		γ ₂ = 18	
	E (a)	D* (a)/E (a)	E (a)	D* (a)/E (a)	E (a)	D* (a)/E (a)
1	1,105	1,242	1,100	1,345	1,100	1,349
2	1,220	1,279	1,209	1,285	1,310	1,291
3	1,345	1,223	1,327	1,232	1,431	1,238
4	1,631	1,174	1,455	1,184	1,563	1,193
5	1,795	1,131	1,597	1,142	1,606	1,152
6	1,974	1,091	1,748	1,103	1,668	1,115
7	2,171	1,055	1,915	1,068	2,032	1,081
8	2,387	1,022	2,098	1,036	2,241	1,049
9	2,625	0,991	2,298	1,006	2,421	1,040
10	2,885	0,961	2,517	0,977	2,643	0,992
11	3,830	0,933	2,757	0,950	2,885	0,966
12	4,207	0,906	3,020	0,924	3,150	0,940
13	4,618	0,879	3,308	0,898	3,440	0,916
14	5,066	0,853	3,623	0,873	3,757	0,891
15	5,552	0,827	3,968	0,848	4,102	0,867
16	6,073	0,801	4,754	0,823	4,478	0,844
17	6,643	0,765	5,200	0,798	4,896	0,820
18	7,243	0,749	6,203	0,773	5,330	0,796
19	7,897	0,723	6,761	0,748	5,809	0,771
20	8,581	0,697	7,364	0,723	6,326	0,748
25	13,43	0,549	11,76	0,600	9,490	0,628
30	18,11	0,445	16,23	0,469	13,53	0,515
35	23,02	0,241	22,04	0,385	18,15	0,422
40	28,00	0,291	27,01	0,324	25,02	0,351
45	33,00	0,256	32,00	0,280	30,00	0,292
50	38,00	0,225	37,00	0,242	35,00	0,241
55	43,00	0,205	42,00	0,219	40,00	0,218
60	48,00	0,189	47,00	0,201	45,00	0,197
65	53,00	0,177	52,00	0,184	50,00	0,183
70	58,00	0,166	57,00	0,172	55,00	0,172
75	63,00	0,157	62,00	0,152	61,00	0,162
80	68,00	0,148	67,00	0,154	66,00	0,154
85	73,00	0,141	72,00	0,146	71,00	0,146
90	78,00	0,135	78,00	0,140	77,00	0,140
95	85,00	0,130	83,00	0,134	82,00	0,134

γ	γ ₂ = 19		γ ₂ = 20		γ ₂ = 25	
	E (a)	D* (a)/E (a)	E (a)	D* (a)/E (a)	E (a)	D* (a)/E (a)
1	1,091	1,351	1,087	1,354	1,071	1,320
2	1,295	1,296	1,181	1,300	1,147	1,279
3	1,410	1,246	1,281	1,253	1,228	1,241
4	1,534	1,202	1,290	1,210	1,315	1,207
5	1,668	1,162	1,507	1,171	1,407	1,176
6	1,974	1,126	1,772	1,135	1,505	1,147
7	2,147	1,092	1,921	1,103	1,611	1,120
8	2,542	1,062	2,083	1,073	1,624	1,095
9	2,766	1,033	2,259	1,045	1,975	1,071

Продолжение таблицы П.1

γ_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\gamma_2 = 19$		$\gamma_2 = 20$		$\gamma_2 = 25$	
10	3,011	1,006	2,451	1,019	2,115	1,049
11	3,278	0,980	2,658	0,994	2,265	1,027
12	3,569	0,956	2,886	0,970	2,427	1,008
13	4,232	0,932	3,133	0,947	2,602	0,983
14	4,607	0,886	3,402	0,924	2,790	0,969
15	5,456	0,863	3,694	0,902	3,213	0,951
16	5,931	0,840	4,734	0,880	3,449	0,932
17	6,446	0,794	5,140	0,858	3,706	0,914
18	6,997	0,771	6,054	0,836	3,982	0,896
19	7,586	0,748	6,563	0,814	4,281	0,878
20	8,213	0,724	7,109	0,792	4,603	0,850
25	12,72	0,608	10,33	0,679	6,621	0,766
30	17,22	0,462	14,51	0,546	9,432	0,665
35	22,05	0,382	19,15	0,450	13,08	0,564
40	27,01	0,323	24,03	0,374	17,32	0,471
45	32,00	0,274	29,01	0,300	22,12	0,398
50	38,00	0,244	34,02	0,258	28,02	0,339
55	43,00	0,221	39,00	0,232	33,00	0,288
60	48,00	0,203	44,00	0,212	38,00	0,256
65	55,00	0,188	49,00	0,196	43,00	0,236
70	60,00	0,176	54,00	0,180	48,00	0,213
75	65,00	0,166	59,00	0,159	53,00	0,197
80	70,00	0,157	64,00	0,160	58,00	0,184
85	76,00	0,149	70,00	0,152	63,00	0,173
90	81,00	0,142	75,00	0,145	69,00	0,163
95	—	—	80,00	0,139	74,00	0,155

γ_1	$\gamma_2 = 30$		$\gamma_2 = 35$		$\gamma_2 = 40$	
	1	1,061	1,372	1,053	1,377	1,047
2	1,125	1,333	1,108	1,343	1,095	1,351
3	1,192	1,297	1,156	1,312	1,146	1,323
4	1,264	1,264	1,227	1,282	1,199	1,296
5	1,339	1,234	1,290	1,254	1,254	1,280
6	1,419	1,206	1,358	1,229	1,312	1,247
7	1,514	1,179	1,428	1,205	1,372	1,225
8	1,594	1,155	1,503	1,182	1,435	1,204
9	1,690	1,132	1,582	1,161	1,503	1,184
10	1,792	1,110	1,665	1,141	1,572	1,165
11	1,900	1,090	1,753	1,122	1,646	1,148
12	2,016	1,070	1,845	1,104	1,723	1,131
13	2,139	1,052	1,944	1,087	1,804	1,115
14	2,270	1,035	2,048	1,070	1,890	1,100
15	2,411	1,018	2,158	1,055	1,972	1,085
16	2,561	1,001	2,275	1,040	2,074	1,071
17	2,722	0,985	2,399	1,025	2,174	1,057

Продолжение таблицы П.1

ν_1	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$
	$\nu_2 = 30$		$\nu_2 = 35$		$\nu_2 = 40$	
18	2,895	0,570	2,532	1,011	2,279	1,044
19	3,080	0,954	2,672	0,998	2,391	1,031
20	3,278	0,939	2,822	0,984	2,509	1,019
25	4,509	0,862	3,732	0,919	3,211	0,961
30	6,267	0,780	4,995	0,851	4,160	0,904
35	8,683	0,691	6,747	0,777	5,448	0,843
40	11,89	0,598	9,122	0,695	7,203	0,774
45	15,82	0,510	12,24	0,609	9,551	0,699
50	20,30	0,432	16,05	0,525	12,58	0,618
55	25,02	0,369	20,42	0,450	16,29	0,539
60	30,02	0,320	25,15	0,386	20,56	0,465
65	35,01	0,283	30,04	0,336	25,21	0,402
70	40,00	0,254	35,01	0,296	30,07	0,350
75	45,00	0,231	40,00	0,265	35,02	0,309
80	50,00	0,212	45,00	0,241	40,00	0,277
85	55,00	0,198	50,00	0,222	45,00	0,251
90	60,00	0,185	55,00	0,206	50,00	0,231
95	65,00	0,174	60,00	0,192	55,00	0,214

ν_1	$\nu_2 = 45$		$\nu_2 = 50$		$\nu_2 = 55$	
	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$	$E(u)$	$D^*(u)/E(u)$
1	1,042	1,385	1,038	1,388	1,034	1,390
2	1,085	1,358	1,077	1,363	1,070	1,367
3	1,130	1,332	1,117	1,839	1,107	1,345
4	1,177	1,307	1,159	1,116	1,145	1,324
5	1,226	1,284	1,203	1,295	1,184	1,304
6	1,276	1,262	1,248	1,275	1,225	1,285
7	1,329	1,242	1,295	1,255	1,267	1,267
8	1,384	1,222	1,344	1,237	1,311	1,250
9	1,502	1,203	1,394	1,220	1,354	1,234
10	1,561	1,186	1,447	1,203	1,403	1,218
11	1,631	1,169	1,502	1,187	1,451	1,203
12	1,699	1,153	1,559	1,172	1,501	1,188
13	1,771	1,138	1,618	1,158	1,554	1,174
14	1,846	1,123	1,680	1,144	1,608	1,161
15	1,925	1,109	1,745	1,130	1,654	1,149
16	2,095	1,096	1,812	1,117	1,723	1,136
17	2,187	1,083	1,883	1,106	1,784	1,125
18	2,282	1,071	1,956	1,094	1,847	1,113
19	2,382	1,059	2,033	1,082	1,914	1,103
20	2,490	1,048	2,113	1,072	1,982	1,092
25	3,116	0,994	2,577	1,029	2,374	1,044
30	3,940	0,944	3,170	0,976	2,863	1,002
35	5,041	0,892	3,938	0,931	3,483	0,961
40	6,518	0,836	4,946	0,883	4,279	0,920
45	8,486	0,772	6,279	0,830	5,313	0,876
50	11,06	0,702	8,038	0,771	6,663	0,826

Продолжение таблицы П.1

ν_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\nu_2 = 45$		$\nu_2 = 50$		$\nu_2 = 55$	
	55	14,28	0,626	10,33	0,704	8,425
60	18,17	0,536	13,24	0,633	10,70	0,706
65	22,50	0,466	16,77	0,560	13,55	0,638
70	27,19	0,405	20,87	0,491	17,02	0,569
75	32,07	0,355	25,74	0,429	21,03	0,502
80	37,02	0,314	30,14	0,336	25,47	0,440
85	42,01	0,282	35,05	0,333	30,19	0,388
90	47,00	0,252	40,02	0,298	35,07	0,344
95	52,00	0,232	45,00	0,270	40,02	0,380
	$\nu_2 = 60$		$\nu_2 = 65$		$\nu_2 = 70$	
1	1,032	1,592	1,029	1,394	1,027	1,395
2	1,064	1,271	1,059	1,374	1,056	1,376
3	1,098	1,350	1,091	1,355	1,084	1,359
4	1,133	1,331	1,123	1,337	1,114	1,342
5	1,169	1,312	1,156	1,319	1,144	1,325
6	1,206	1,295	1,189	1,302	1,176	1,308
7	1,244	1,277	1,224	1,286	1,208	1,294
8	1,283	1,251	1,260	1,271	1,241	1,278
9	1,324	1,246	1,298	1,256	1,275	1,265
10	1,366	1,231	1,336	1,242	1,310	1,252
11	1,410	1,216	1,375	1,228	1,346	1,239
12	1,455	1,202	1,416	1,215	1,383	1,226
13	1,501	1,189	1,458	1,202	1,421	1,214
14	1,549	1,177	1,501	1,190	1,460	1,202
15	1,599	1,164	1,546	1,178	1,501	1,191
16	1,651	1,153	1,592	1,167	1,543	1,180
17	1,705	1,141	1,640	1,156	1,586	1,169
18	1,760	1,131	1,689	1,146	1,630	1,159
19	1,818	1,120	1,741	1,136	1,676	1,148
20	1,878	1,110	1,793	1,126	1,723	1,140
25	2,215	1,064	2,088	1,081	1,985	1,097
30	2,628	1,024	2,444	1,042	2,295	1,052
35	3,141	0,986	2,877	1,007	2,668	1,026
40	3,787	0,950	3,412	0,974	3,121	0,994
45	4,608	0,911	4,081	0,940	3,677	0,964
50	5,665	0,869	4,926	0,904	4,368	0,932
55	7,031	0,822	6,004	0,864	5,235	0,897
60	8,795	0,768	7,384	0,819	6,331	0,859
65	11,05	0,708	9,141	0,767	7,724	0,816
70	13,86	0,643	11,39	0,710	9,491	0,766
75	17,26	0,577	14,16	0,648	11,71	0,711
80	21,20	0,512	17,50	0,584	14,45	0,652
85	25,57	0,452	21,37	0,520	17,74	0,590
90	31,21	0,389	26,59	0,450	22,37	0,516
95	35,10	0,354	30,31	0,409	25,80	0,471

Продолжение таблицы П I

γ_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\gamma_2 = 75$		$\gamma_2 = 80$		$\gamma_2 = 85$	
1	1,026	1,396	1,024	1,397	1,023	1,398
2	1,052	1,379	1,049	1,381	1,046	1,383
3	1,079	1,362	1,074	1,365	1,070	1,368
4	1,106	1,346	1,100	1,350	1,094	1,353
5	1,135	1,330	1,126	1,335	1,119	1,339
6	1,164	1,315	1,153	1,321	1,144	1,326
7	1,194	1,301	1,181	1,307	1,170	1,313
8	1,224	1,287	1,210	1,294	1,197	1,300
9	1,256	1,274	1,239	1,281	1,224	1,288
10	1,288	1,261	1,260	1,269	1,252	1,276
11	1,321	1,248	1,299	1,257	1,280	1,264
12	1,355	1,236	1,331	1,245	1,309	1,253
13	1,390	1,224	1,363	1,234	1,339	1,242
14	1,426	1,213	1,396	1,223	1,370	1,232
15	1,463	1,202	1,430	1,212	1,402	1,221
16	1,501	1,192	1,465	1,202	1,434	1,212
17	1,540	1,181	1,501	1,192	1,467	1,202
18	1,580	1,171	1,538	1,183	1,501	1,193
19	1,622	1,162	1,575	1,173	1,535	1,184
20	1,665	1,153	1,614	1,164	1,571	1,175
25	1,899	1,110	1,826	1,123	1,765	1,135
30	2,174	1,074	2,072	1,088	1,987	1,099
35	2,499	1,042	2,360	1,056	2,244	1,062
40	2,885	1,012	2,700	1,027	2,545	1,041
45	3,360	0,983	3,106	1,000	2,898	1,016
50	3,936	0,955	3,594	0,974	3,319	0,991
55	4,809	0,919	4,323	0,942	3,824	0,966
60	5,534	0,892	4,919	0,919	4,436	0,941
65	6,648	0,855	5,825	0,887	5,185	0,913
70	8,053	0,813	6,955	0,852	6,108	0,883
75	9,821	0,766	8,370	0,811	7,253	0,848
80	12,03	0,713	10,14	0,765	8,678	0,809
85	14,74	0,655	12,33	0,714	10,45	0,765
90	17,97	0,595	15,01	0,658	12,63	0,715
95	21,73	0,536	18,21	0,601	15,28	0,661

γ_1	$\gamma_2 = 90$		$\gamma_2 = 95$	
	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
1	1,022	1,399	1,020	1,399
2	1,043	1,384	1,041	1,386
3	1,066	1,370	1,062	1,372
4	1,089	1,356	1,084	1,359
5	1,112	1,343	1,106	1,247
6	1,136	1,330	1,120	1,334
7	1,160	1,318	1,152	1,322
8	1,185	1,305	1,175	1,310

Продолжение таблицы П.1

ν_1	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$	$E(a)$	$D^*(a)/E(a)$
	$\nu_2 = 90$		$\nu_2 = 96$	
9	1,211	1,294	1,199	1,299
10	1,237	1,282	1,224	1,288
11	1,264	1,271	1,249	1,277
12	1,291	1,260	1,274	1,267
13	1,319	1,250	1,300	1,257
14	1,347	1,240	1,327	1,247
15	1,377	1,230	1,354	1,237
16	1,406	1,220	1,382	1,228
17	1,437	1,211	1,411	1,219
18	1,468	1,202	1,440	1,210
19	1,500	1,193	1,470	1,202
20	1,534	1,185	1,501	1,194
25	1,711	1,145	1,665	1,155
30	1,914	1,111	1,850	1,122
35	2,146	1,081	2,061	1,092
40	2,414	1,054	2,303	1,065
45	2,727	1,029	2,582	1,041
50	3,094	1,006	2,906	1,019
55	3,529	0,983	3,287	0,997
60	4,050	0,959	3,736	0,975
65	4,679	0,935	4,272	0,953
70	5,445	0,909	4,917	0,930
75	6,384	0,879	5,699	0,904
80	7,543	0,845	6,654	0,875
85	8,978	0,807	7,826	0,843
90	10,75	0,764	9,269	0,806
95	12,92	0,716	11,04	0,764

Таблица П.11

Результаты измерения искусственной радиоактивности
поверхностных вод Атлантического океана в 1954—1967 гг.

Дата	Координаты		Sr ⁹⁰ расп/ (мин)X ×100 л)	Cs ¹³⁷ расп/ (мин)X ×100 л)	Датирова- ная ра- диоак- тивность
	широта	долгота			
1954 г., июль	39°05' сев.	70°45' зап.	18±3		[124]
1955 г. апрель	48°49' сев.	48°07' зап.	111±8		[124]
1956 г. февраль	40°18' сев.	71°00' зап.	15±0,3		[89]
	40°00' сев.	71°00' зап.	30±1,6		[89]
май	39°42' сев.	71°00' зап.	10,3±1,6		[89]
	39°10' сев.	71°00' зап.	6,3±1,6		[89]
	21°34' сев.	86°12' зап.	10±1,5		[90]
	41°31' сев.	70°40' зап.	12,7±3,4		[89]
	38°17' сев.	69°02' зап.	9,1±1,8		[90]
июнь	17°49' сев.	16°07' зап.	10,3±0,7		[90]
	20°15' сев.	60°05' зап.	10±2,5		[90]
	22°00' сев.	60°09' зап.	8,1±1,5		[90]
	24°50' сев.	61°55' зап.	10,2±1,0		[90]
декабрь	27°47' сев.	63°41' зап.	12,2±1,5		[90]
	40°19' сев.	71°29' зап.	12,8±2,0		[90]
	39°47' сев.	71°12' зап.	8,6±2,0		[90]
1957 г. февраль	39°19' сев.	72°02' зап.	6,7±1,7		[90]
	39°26' сев.	72°10' зап.	10,2±2,0		[90]
	39°39' сев.	73°07' зап.	8,6±2,0		[90]
	39°16' сев.	73°57' зап.	18,8±3,0		[90]
	21°08' сев.	33°20' зап.	4,7±1,0		[90]
	0,8°18' южн.	07°43' зап.	5,0±1,0		[90]
	0,8°18' южн.	31°17' зап.	3,4±0,5		[90]
	15°49' южн.	35°50' зап.	4,1±0,5		[90]
	15°40' южн.	07°00' зап.	3,1±0,5		[90]
	0,8°16' сев.	17°19' зап.	4,5±1,0		[90]
0,8°17' сев.	49°15' зап.	5,4±1,0		[90]	
июль	36°23' сев.	70°33' зап.	10,4±0,6		[90]
	16°14' сев.	45°01' зап.	6,3±0,6		[91]
ноябрь	15°26' сев.	68°30' зап.	7,2±0,6		[90]
	15°23' сев.	70°48' зап.	6,0±0,6		[90]
	16°31' сев.	78°16' зап.	6,8±0,6		[90]
	17°38' сев.	76°02' зап.	10,5±0,6		[90]
	31°15' сев.	68°10' зап.	10,9±0,6		[91]
декабрь	36°51' сев.	69°31' зап.	14,6±0,6		[124]
	40°51' сев.	71°49' зап.	24,6±0,7		[124]
1958 г. январь	40°44' сев.	70°40' зап.	16±0,9		[124]
	40°32' сев.	71°37' зап.	16±0,8		[124]
	39°50' сев.	71°25' зап.	12,3±0,8		[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _{г⁰⁰} расп/ (мин × × 100 м)	C _{с¹⁰⁰} расп/ (мин × × 100 м)	Центрус мляра, 60т.г
	широта	долгота			
февраль	39°26' сев.	72°11' зап.	12,3 ± 0,5		[124]
	15°39' сев.	73°51' зап.	6,4 ± 0,6		[90]
	15°49' сев.	64°24' зап.	6,4 ± 0,4		[124]
	13°47' сев.	64°28' зап.	5,6 ± 0,6		[124]
март	13°46' сев.	73°54' зап.	7,3 ± 0,6		[90]
	17°46' сев.	81°29' зап.	7,0 ± 0,6		[90]
	18°30' сев.	79°13' зап.	6,6 ± 0,5		[90]
апрель	32°10' сев.	71°14' зап.	27 ± 1,6		[124]
июль	34°30' сев.	65°42' зап.	7,6 ± 0,6		[91]
	34°39' сев.	67°24' зап.	9,1 ± 0,6		[91]
	36°20' сев.	70°12' зап.	47 ± 2		[124]
сентябрь	37°02' сев.	70°12' зап.	18 ± 0,9		[124]
	39°48' сев.	71°13' зап.	28 ± 0,7		[124]
	32°11' сев.	64°29' зап.	14 ± 0,7		[124]
октябрь	23°58' южн.	40°32' зап.	7,8 ± 1,8		[124]
	24°12' южн.	06°52' зап.	5,3 ± 0,3		[124]
	00°23' южн.	09°41' зап.	3,5 ± 0,4		[124]
ноябрь	00°10' южн.	33°40' зап.	7,1 ± 0,7		[124]
	04°36' сев.	49°43' зап.	7,7 ± 0,6		[124]
	08°25' сев.	54°04' зап.	7,0 ± 0,4		[124]
1959 г.					
март	33°05' сев.	65°05' зап.	18 ± 2		[124]
	31°39' сев.	66°30' зап.	14 ± 0,7		[124]
апрель	32°10' сев.	64°30' зап.	22 ± 0,8		[124]
	37°12' сев.	68°48' зап.	15 ± 0,8		[124]
август	37°23' сев.	68°33' зап.	10 ± 0,4		[124]
	56°00' сев.	07°30' зап.	33 ± 15		[148]
	36°50' сев.	58°28' зап.	10		[74]
	35°52' сев.	68°12' зап.	23		[74]
	50°10' сев.	04°00' зап.	56 ± 13		[148]
октябрь	15°12' сев.	23°29' зап.	14		[74]
1960 г.					
январь	45°48' сев.	13°56' зап.	60		[74]
	43°02' сев.	21°04' зап.	9		[74]
	37°33' сев.	37°49' зап.	9		[74]
	33°07' сев.	50°36' зап.	18		[74]
февраль	16°12' сев.	57°30' зап.	15 ± 1		[124]
	16°12' сев.	57°30' зап.	26 ± 1,2		[124]
	15°32' сев.	66°36' зап.	15 ± 2		[124]
	17°24' сев.	71°20' зап.	14 ± 1,4		[124]
	28°39' сев.	62°18' зап.	23		[74]
	28°39' сев.	62°18' зап.	28		[74]
	28°39' сев.	62°18' зап.	28		[74]
	27°03' сев.	66°25' зап.	9		[74]
	28°14' сев.	76°20' зап.	7		[74]
	31°57' сев.	78°18' зап.	10		[74]

Дата	Координаты		Sr ⁹⁰ расп/ (мин) ×100 (л)	Cs ¹³⁷ расп/ (мин) ×100 (л)	Центре- мая ра- бота
	широта	долгота			
март май июнь	38°59' сев.	71°59' зап.	53		74
	38°32' сев.	70°15' зап.	10		74
	46°45' сев.	06°36' зап.	65		[124]
	45°52' сев.	13°57' зап.	12		[74]
	50°10' сев.	01°00' зап.	50±17		[148]
	50°21' сев.	06°53' зап.	19±23		[124]
	50°38' сев.	07°41' зап.	55±16		[124]
	50°55' сев.	08°31,5' зап.	27±30		[124]
	51°12' сев.	09°21' зап.	53±16		[124]
октябрь 1961 г. январь февраль	50°10' сев.	01°00' зап.	35±12		[124]
	49°51' сев.	03°50' зап.	216		[124]
	48°21' сев.	07°05' зап.	130		[124]
	63°25' сев.	10°50' зап.	18±2		[124]
	45°00' сев.	08°00' зап.	65		[124]
	47°22' сев.	06°16' зап.	65		[124]
	18°39' сев.	81°58' зап.	16±2		[194]
	20°01' сев.	84°21' зап.	10,2±1		[191]
	21°30' сев.	16°57' зап.	17±2	30	[2]
март апрель	20°27' сев.	17°50' зап.	15±4	25	[2]
	00°02' южн.	13°11' зап.	16±4	24	[2]
	31°08' сев.	10°34' зап.	11		[74]
	25°03' сев.	16°03' зап.	11		[74]
	16°58' сев.	20°29' зап.	15		[74]
	11°00' сев.	18°15' зап.	6		[74]
	49°25' южн.	78°46' зап.	5,7±0,5		[194]
	00°13' южн.	18°34' зап.	10±1		[124]
	00°03' сев.	15°04' зап.	16,4±2,8		[1]
	00°17' сев.	20°19' зап.	13		[74]
май	00°21' сев.	04°26' зап.	9,6±2,4		[74]
	05°15' сев.	28°30' зап.	10±0,9		[124]
	08°05' сев.	26°14' зап.	9±1,5		[124]
	11°01' сев.	29°38' зап.	11±1,3		[124]
	19°18' сев.	40°47' зап.	11±2		[124]
	09°47' южн.	30°03' зап.	6		[1]
	10°03' южн.	20°33' зап.	6		[74]
	10°03' южн.	20°33' зап.	6		[74]
	11°18' южн.	30°00' зап.	6		[1]
	17°17' южн.	27°13' зап.	13		[74]
май	20°01' южн.	30°07' зап.	5	8	[74]
	20°01' южн.	30°07' зап.	7		[74]
	29°03' южн.	29°54' зап.	9,6±1,8		[1]
	29°51' южн.	30°17' зап.	4		[74]
	29°58' южн.	30°05' зап.	16,0±4,8		[1]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		Сред. расп/ (мин) ($\times 100$)	Сред. расп/ (мин) ($\times 100$)	Центре- ман ра- бота
	широта	долгота			
июнь	29°51' южн.	30°17' зап.	9		[74]
	25°18' южн.	30°01' зап.	13,1 ± 2,6		[11]
	25°16' южн.	40°01' зап.	7		[74]
	16°27' южн.	30°01' зап.	5,9 ± 1,3		[11]
	16°25' южн.	30°05' зап.	11		[74]
	24°53' сев.	49°31' зап.	16 ± 2		[124]
	29°15' сев.	57°30' зап.	23 ± 1		[121]
	37°41' сев.	68°06' зап.	33 ± 2		[121]
	01°42' южн.	30°00' зап.	4		[74]
	01°42' южн.	30°00' зап.	7		[74]
	06°19' сев.	30°05' зап.	6		[74]
	11°01' сев.	29°55' зап.	16		[74]
	20°01' сев.	30°00' зап.	10		[74]
	27°03' сев.	30°03' зап.	20,9 ± 2,9		[11]
	29°56' сев.	30°00' зап.	11		[74]
	39°55' сев.	29°57' зап.	20		[74]
	43°13' сев.	21°26' зап.	9		[74]
	50°10' сев.	02°26' зап.	12		[74]
	52°04' сев.	03°05' зап.	22,9 ± 3,7		[11]
	29°57' сев.	30°04' зап.	20 ± 2		[2]
	21°24' сев.	30°03' зап.	20 ± 2		[2]
	10°59' сев.	29°57' зап.	13 ± 3		[2]
	02°02' южн.	30°00' зап.	18,0 ± 3,2		[11]
04°04' южн.	30°08' зап.	7,9 ± 1,4		[11]	
09°46' южн.	30°02' зап.	5 ± 2		[2]	
20°01' южн.	30°07' зап.	11 ± 3		[2]	
июль	21°49' южн.	35°43' зап.	5,5 ± 0,5		[191]
	55°09' сев.	16°46' зап.	45 ± 5		[11]
август	40°39' сев.	55°58' зап.	18 ± 1,3		[194]
	35°40' южн.	13°20' вост.	23		[124]
сентябрь	36°22' южн.	21°27' вост.	13		[124]
	34°38' южн.	18°38' вост.	13		[121]
	34°23' южн.	17°50' зап.	11; 4		[124]
	34°54' сев.	65°20' зап.	13 ± 2		[121]
	38°38,7' сев.	69°04' зап.	23 ± 1,1		[124]
	41°37' сев.	36°03' зап.	14 ± 2		[48]
	37°33' сев.	58°37' зап.	18 ± 4		[48]
	37°33' сев.	58°37' зап.	17 ± 3		[48]
	37°51' сев.	58°07' зап.	19 ± 3		[48]
	37°51' сев.	58°07' зап.	16 ± 5		[48]
	37°51' сев.	58°07' зап.	15 ± 2		[48]
	39°29' сев.	62°55' зап.	25 ± 4		[48]
	39°29' сев.	62°55' зап.	30 ± 8		[48]
	39°29' сев.	62°55' зап.	29 ± 5		[48]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _{г⁰⁰} расп/ (мин X × 100 л)	С _{г⁰⁰} расп/ (мин X × 100 л)	Центруе- млн р. бога	
	широта	долгота				
октябрь	43°20' сев.	52°00' зап.	25 ± 4		[48]	
	45°56' сев.	51°30' зап.	19 ± 8		[48]	
	44°20' сев.	52°11' зап.	26 ± 6		[48]	
	23°14' сев.	50°13' зап.	22 ± 3		[48]	
	23°11' сев.	50°13' зап.	30 ± 10		[48]	
	23°14' сев.	50°13' зап.	20 ± 3		[48]	
	16°55' сев.	51°04' зап.	15 ± 3		[48]	
	16°20' сев.	52°13' зап.	14 ± 2		[48]	
	16°20' сев.	52°13' зап.	20 ± 2		[48]	
	14°00' сев.	40°00' зап.	17 ± 1		[48]	
	15°30' сев.	41°46' зап.	18 ± 3		[48]	
	14°31' сев.	41°04' зап.	14 ± 2		[48]	
	14°31' сев.	41°04' зап.	11 ± 2		[48]	
	1961 г. ноябрь	14°00' сев.	40°00' зап.	11 ± 3		[48]
16°42' сев.		32°42' зап.	14 ± 2		[48]	
16°55' сев.		30°07' зап.	10 ± 3		[48]	
16°55' сев.		30°07' зап.	11 ± 2		[48]	
20°48' сев.		22°38' зап.	10 ± 3		[48]	
22°30' сев.		22°38' зап.	11 ± 3		[48]	
22°30' сев.		22°38' зап.	15 ± 5		[48]	
56°30' сев.		51°00' зап.	13 ± 0,6		[124]	
56°30' сев.		51°00' зап.	8 ± 0,5		[124]	
52°15' сев.		35°30' зап.	16 ± 1		[124]	
52°15' сев.		35°30' зап.	9 ± 0,5		[124]	
35°00' сев.		48°00' зап.	12 ± 0,7		[124]	
56°30' сев.		51°00' зап.	9 ± 0,7		[124]	
52°15' сев.		35°30' зап.	12 ± 1		[124]	
декабрь	44°00' сев.	41°00' зап.	16 ± 1,5		[124]	
	44°00' сев.	41°00' зап.	13 ± 2		[124]	
	35°00' сев.	48°00' зап.	14 ± 2		[124]	
	35°00' сев.	48°00' зап.	20 ± 1		[124]	
	71°00' сев.	17°33' вост.	26		[124]	
	72°21' сев.	17°27' вост.	26		[124]	
	74°03' сев.	17°10' вост.	19		[124]	
	74°15' сев.	20°52' вост.	22		[124]	
	73°06' сев.	27°15' вост.	19		[124]	
	72°06' сев.	25°52' вост.	26		[124]	
	34°33' южн.	18°27' вост.	11		[124]	
	1962 г. январь	56°30' сев.	51°00' зап.	9 ± 0,7		[124]
		52°15' сев.	35°30' зап.	25 ± 0,8		[124]
		52°15' сев.	35°30' зап.	16 ± 0,7		[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _r ⁰⁰ расп/ (мин × × 100 л)	C _s ⁰⁰⁰ расп/ (мин × × 100 л)	Цифры за р. борт
	широта	долгота			
февраль	44°00' сев.	41°00' зап.	14 ± 1,3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	20 ± 1,7		[124]
	34°43' южн.	20°53' вост.	13		[124]
	34°24' южн.	18°20' вост.	11		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	15 ± 0,7		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	14 ± 0,9		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	11 ± 1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	11 ± 0,5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	20 ± 1,3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	23 ± 0,5		[124]
март	57°39' сев.	48°00' зап.	7 ± 2		[124]
	62°00' сев.	07°00' зап.	22		[77]
	52°15' сев.	35°30' зап.	15 ± 2		[77]
	52°15' сев.	35°30' зап.	14 ± 1,4		[77]
	44°00' сев.	41°00' зап.	26 ± 1,4		[77]
	44°00' сев.	41°00' зап.	30 ± 1,8		[77]
	35°00' сев.	48°00' зап.	21 ± 2		[77]
	35°00' сев.	48°00' зап.	19 ± 0,8		[77]
	59°36' сев.	61°50' зап.	16 ± 2		[77]
	59°31' сев.	43°22' зап.	18 ± 2,5		[77]
апрель	56°30' сев.	51°00' зап.	17 ± 1		[77]
	52°15' сев.	35°30' зап.	15 ± 0,8		[77]
	52°15' сев.	35°30' зап.	17 ± 0,7		[77]
	44°00' сев.	41°00' зап.	20 ± 1,2		[77]
	44°00' сев.	41°00' зап.	21 ± 1,1		[77]
	35°00' сев.	48°00' зап.	23 ± 1,5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	21 ± 1,2		[124]
	59°23' сев.	26°01' зап.	13 ± 1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	17 ± 1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	16 ± 1		[124]
май	52°14' сев.	35°30' зап.	16 ± 0,7		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	27 ± 0,6		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	21 ± 1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	19 ± 1,9		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	22 ± 1,2		[124]
	25°00' сев.	79°00' зап.	33 ± 2,3		[194]
	30°27' южн.	16°46' вост.	11		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	17 ± 1,4		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	25 ± 1,3		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	27 ± 1,5		[124]
июнь	44°00' сев.	41°00' зап.	29 ± 1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	28 ± 1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	36 ± 2		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	19 ± 1,5		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	19 ± 1,5		[124]
июль	56°30' сев.	51°00' зап.	19 ± 1,5		[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		Σ _{расп} ⁰⁰ (мин) × 100 л)	Σ _{расп} ¹²⁷ (мин) × 100 л)	Цитируе- мая ра- бота
	широта	долгота			
август	52°15' сев.	35°30' зап.	30 ± 1,4		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	34 ± 1,4		[124]
	41°00' сев.	41°00' зап.	33 ± 1,6		[124]
	41°00' сев.	41°00' зап.	49 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	33 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	44 ± 2		[124]
	62°00' сев.	07°00' зап.	19		[77]
	56°30' сев.	51°00' зап.	21 ± 0,8		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	37 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	35 ± 1,2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	28 ± 2		[124]
	41°00' сев.	41°00' зап.	43 ± 0,8		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	25 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	34 ± 2		[124]
сентябрь	56°30' сев.	51°00' зап.	24 ± 0,9		[124]
	56 30' сев.	51°00' зап.	28 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	34 ± 1,4		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	38 ± 2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	46 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	39 ± 1,2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	39 ± 3		[124]
	22°36' сев.	65°02' зап.	22 ± 1,5		[124]
октябрь	33°56' южн.	18°08' вост.	5		[124]
	34°15' южн.	18°45' вост.	12		[124]
	50°12' сев.	01°39' зап.	51		[10]
	38°22' сев.	10°16' зап.	24		[10]
	20°29' сев.	17°27' зап.	17		[10]
	10°00' сев.	17°55' зап.	21		[10]
	27°22' сев.	14°07' зап.	24		[10]
	14°09' сев.	18°14' зап.	16; 13		[10]
	09°00' сев.	17°55' зап.	21		[10]
	52°15' сев.	35°30' зап.	29 ± 0,9		[124]
ноябрь	52°15' сев.	35°30' зап.	32 ± 3		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	45 ± 2,5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	44 ± 2		[124]
	06°00' сев.	18°10' зап.	10,8		[10]
	01°05' сев.	18°10' зап.	26,6		[10]
	01°00' сев.	25°13' зап.	33,3		[10]
	02°00' сев.	30°17,8' зап.	17,1		[10]
	08°25' сев.	34°55' зап.	15,1		[10]
	08°25' сев.	34°55' зап.	15,5		[10]
	10°39' сев.	33°05' зап.	13,3		[10]
	10°39' сев.	33°05' зап.	0		[10]
	12°15' сев.	31°50' зап.	16,0		[10]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _{г¹⁰} расп/ (мин × × 100 л)	C _{с¹⁰} расп/ (мин × × 100 л)	Цитирус- мая па- боты
	широта	долгота			
декабрь	12°04' сев.	34°54' зап.	10,4		[10]
	16°00' сев.	33°21' зап.	15,7		[10]
	16°00' сев.	33°21' зап.	16,8		[10]
	56°30' сев.	51°00' зап.	23 ± 0,9		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	23 ± 0,9		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	37 ± 1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	28 ± 0,9		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	30 ± 2		[124]
	14°14' сев.	39°51' зап.	13,2		[10]
	14°14' сев.	39°51' зап.	18,6		[10]
	16°02' сев.	34°00',5 зап.	10,4		[10]
	16°02' сев.	34°00',5 зап.	9,0		[10]
	04°35' южн.	27°27' зап.	13,3		[10]
	00°50' сев.	25°27' зап.	10,2		[10]
	16°36' сев.	20°36' зап.	18,2		[10]
	20°52' сев.	18°40' зап.	8,9		[10]
	25°21' сев.	15°48' зап.	18,2		[10]
	29°04' сев.	12°39' зап.	22,6		[10]
	38°20' сев.	08°59' зап.	24,9		[10]
	56°30' сев.	51°00' зап.	21 ± 0,6		[124]
44°00' сев.	41°00' зап.	45 ± 1,4		[124]	
35°00' сев.	48°00' зап.	25 ± 1,2		[124]	
1963 г.					
январь	56°30' сев.	51°00' зап.	17 ± 1,5		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	16 ± 0,9		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	23 ± 1		[124]
февраль	35°00' сев.	48°00' зап.	25 ± 1		[124]
	34°49' сев.	70°49' зап.	33; 6 ± 2,7		[95]
	52°15' сев.	35°30' зап.	35 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	16 ± 5		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	25 ± 2		[124]
март	35°00' сев.	48°00' зап.	30 ± 2		[124]
	07°59' сев.	25°01' зап.	11 ± 2		[78]
	62°00' сев.	07°00' зап.	78		[95]
	28°04' сев.	67°45' зап.	37 ± 4		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	17 ± 4		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	17 ± 0,8		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	34 ± 4		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	20 ± 1,7		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	26 ± 0,8		[124]
	00°01' сев.	27°35' зап.	16 ± 4		[124]
	00°01' южн.	29°57' зап.	16 ± 3		[124]
	09°54' южн.	30°09' зап.	11 ± 1		[124]
65°00' сев.	32°46' зап.	20 ± 5		[124]	

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _{г⁰⁰} расп/ (мин)х ×100 л)	C _{с¹²⁷} расп/ (мин)х ×100 л)	Центре- май ра- бота
	широта	долгота			
апрель	00°01' южн.	35°04' зап.	16±3		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	20±0,8		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	19±0,9		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	19±0,6		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	34±0,8		[124]
	14°01' сев.	57°25' зап.	27±1		[124]
	16°00' сев.	60°12' зап.	22±2		[124]
	00°00'	25°00' зап.	16±3		[124]
	00°03' южн.	24°53' зап.	33±8		[124]
	09°38,5' сев.	53°11,7' зап.	21±3		[124]
май	56°30' сев.	51°00' зап.	23±1,1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	22±1		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	32±0,6		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	34±2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	29±2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	56±3		[124]
	11°21,5' сев.	61°20' зап.	20±0,8		[124]
	14°00' сев.	62°15' зап.	24±2		[124]
	16°01' сев.	61°33' зап.	13±2		[124]
	19°35' сев.	65°03' зап.	29±0,6		[124]
июнь	28°36' южн.	16°21' вост.	15		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	37±1		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	34±5		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	40±2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	26±1,5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	43±1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	42±10		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	30±9		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	50±5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	51±2,5		[124]
август	62°00' сев.	07°00' зап.	65		[124]
	Гренландия		108		[78]
	35°25' сев.	06°36' зап.	30		[79]
	32°09' сев.	10°18' зап.	39	125	[124]
	28°24' сев.	14°24' зап.	27	101	[124]
	25°12' сев.	15°53' зап.	17	49	[124]
	21°11' сев.	17°34' зап.	8	30	[124]
	17°27' сев.	17°27' зап.	16	24	[124]
	33°57,5' южн.	18°08' вост.	14		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	41±0,4		[124]
52°15' сев.	35°30' зап.	60±1,6		[124]	
52°15' сев.	35°30' зап.	64±1,2		[124]	
44°00' сев.	41°00' зап.	66±20		[124]	
35°00' сев.	48°00' зап.	54±2,1		[124]	

Продолжение таблицы П.11

Дата	Координаты		S _{гг} ^{гг} расп/ (мин × × 100 л)	C ₂₁₀₇ ¹⁰⁷ расп/ (мин × × 100 л)	Центре- вая ра- бота	
	широта	долгота				
сентябрь	11°25' сеv.	18°27' зап.	42	76	[124]	
	09°33' сеv.	14°50' зап.	54	126	[124]	
	06°03' сеv.	14°32' зап.	105	102	[124]	
	04°26' сеv.	14°52' зап.	41	65	[124]	
	02°59' сеv.	14°43' зап.	43	67	[124]	
	00°02' сеv.	15°04' зап.	51	59	[124]	
	01°31' южн.	15°11' зап.	20	37	[124]	
	03°06' южн.	15°04' зап.	19	29	[124]	
	04°57' южн.	15°03' зап.	30	36	[124]	
	08°02' южн.	15°38' зап.	27	43	[124]	
	13°03' южн.	16°35' зап.	19	39	[124]	
	14°03' южн.	21°35' зап.	18	—	[124]	
	15°54' южн.	24°00' зап.	15	20	[124]	
	15°49' южн.	26°09' зап.	10	15	[124]	
	15°44' южн.	30°02' зап.	11	8	[124]	
	15°52' южн.	32°51' зап.	8	12	[124]	
	15°40' южн.	33°16' зап.	22	30	[124]	
	15°37' южн.	34°54' зап.	14	15	[124]	
	15°41' южн.	35°49' зап.	27	30	[124]	
	15°41' южн.	35°49' зап.	14	21	[124]	
	15°41' южн.	35°49' зап.	15	25	[124]	
	56°30' сеv.	51°00' зап.	65 ± 1,5	—	[124]	
	52°15' сеv.	35°30' зап.	65 ± 1,5	—	[124]	
	52°15' сеv.	35°30' зап.	59,5 ± 1	—	[124]	
	44°00' сеv.	41°00' зап.	70 ± 1,6	—	[124]	
	октябрь	22°58' южн.	40°25' зап.	23	37	[124]
		22°58' южн.	40°25' зап.	24	36	[124]
19°46' южн.		36°40' зап.	9	—	[124]	
14°51' южн.		31°58' зап.	11	17	[124]	
14°51' южн.		31°58' зап.	16	26	[124]	
11°21' южн.		30°03' зап.	27	40	[124]	
11°21' южн.		30°03' зап.	24	38	[124]	
06°40' южн.		30°09' зап.	26	—	[124]	
06°40' южн.		30°09' зап.	21	64	[124]	
05°02' южн.		31°00' зап.	28	33	[124]	
05°01' южн.		31°35' зап.	20	34	[124]	
05°01' южн.		31°35' зап.	17	32	[124]	
05°03' южн.		33°03' зап.	25	—	[124]	
04°59' южн.		33°29' зап.	26	51	[124]	
04°58' южн.		34°36' зап.	23	43	[124]	
04°58' южн.		34°36' зап.	19	28	[124]	
01°30' южн.		35°02' зап.	38	48	[124]	
01°30' южн.		35°02' зап.	37	51	[124]	
01°30' южн.		35°02' зап.	36	—	[124]	
00°40' южн.		35°00' зап.	53	102	[124]	

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _г ⁰⁰ расп./ (мин.: ×100 л)	C ₅ ¹²⁷ расп./ (мин.: ×100 л)	Центрусе- мая ра- бота
	широты	долготы			
	00°02' сев.	35°00' зап.	26	55	[124]
	00°32' сев.	34°57' зап.	60	127	[124]
	01°23' сев.	34°59' зап.	170	156	[124]
	02°05' сев.	34°58' зап.	125	87	[19]
	11°00' сев.	28°25' зап.	32	47	[19]
	13°42' сев.	26°00' зап.	21	—	[19]
	16°45' сев.	23°15' зап.	34	39	[19]
	23°20' сев.	18°06' зап.	33	43	[19]
	30°50' сев.	13°50' зап.	50	121	[19]
	32°58' сев.	10°56' зап.	48	118	[124]
	71°08' сев.	21°56' зап.	50	—	[124]
	72°31' сев.	20°14' зап.	48	—	[124]
	73°34' сев.	18°00' зап.	52	—	[124]
	74°03' сев.	17°05' зап.	50	—	[124]
	74°31' сев.	20°04' зап.	58	—	[124]
	74°30' сев.	20°15' зап.	45	—	[124]
	73°57' сев.	20°42' зап.	63	—	[124]
	72°55' сев.	27°25' зап.	45	—	[124]
	71°10' сев.	36°35' зап.	54	—	[124]
	70°55' сев.	35°22' зап.	71	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	55±1,1	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	75±2	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	56±1,3	—	[124]
	32°00' сев.	71°31' зап.	42±4	—	[124]
ноябрь	71°18' сев.	28°59' зап.	69	—	[124]
	70°27' сев.	17°31' зап.	80	—	[124]
	70°03' сев.	17°00' зап.	102	—	[124]
	02°05' сев.	34°58' зап.	125	—	[124]
	11°00' сев.	28°25' зап.	32	—	[124]
	13°42' сев.	26°00' зап.	21	—	[124]
	16°45' сев.	23°15' зап.	34	—	[124]
	23°20' сев.	18°06' зап.	33	—	[124]
	30°50' сев.	13°50' зап.	50	—	[124]
	32°58' сев.	10°56' зап.	48	—	[124]
	34°07' южн.	18°08' вост.	6	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	54±1	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	47±2	—	[124]
	35°48' сев.	48°00' зап.	54±1,2	—	[124]
декабрь	34°07,5' южн.	18°11,5' вост.	4	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	40±1,6	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	43±1,3	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	45±1	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	46±1,1	—	[124]

Продолжение таблицы П.11

Дата	Координаты		S _г ⁰⁰ расп/ (мин× ×100 м)	C _с ⁰⁰ расп/ (мин× ×100 м)	Цитируе- мая па- бота
	широта	долгота			
1964 г. январь	34°07' южн.	18°10' вост.	3	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	36±3	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	35±3	—	[124]
февраль	44°00' сев.	41°00' зап.	32±2,4	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	35±3,3	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	30±2	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	37±4	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	27±0,8	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	38±1,7	—	[124]
	32°40' сев.	17°00' зап.	49±1,2	—	[124]
	52°09' сев.	27°51' зап.	40±1,2	—	[124]
март	62°00' сев.	07°00' зап.	162	—	[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	29±2	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	34±2	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	48±3	—	[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	29±2	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	18±2	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	44±3	—	[124]
	34°25' сев.	08°40' зап.	43	70	[18]
апрель	62°00' сев.	35°00' зап.	69±4,1	—	[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	39±3	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	18±1,5	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	26±2,4	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	35±2,8	—	[124]
	00°04' сев.	18°58' зап.	21±0,9	—	[124]
	45°52' сев.	41°00' зап.	42±2	—	[124]
	45°13' сев.	45°07' зап.	52±2	—	[124]
	30°00' сев.	15°07' зап.	35	55	[18]
	23°51' сев.	25°50' зап.	26	54	[18]
	20°54' сев.	27°18' зап.	27	51	[18]
	15°05' сев.	35°00' зап.	29	40	[18]
май	12°16' сев.	38°32' зап.	32	33	[18]
	09°17' сев.	42°15' зап.	34	47	[18]
	05°57' сев.	44°59' зап.	27	47	[18]
	04°00' сев.	45°00' зап.	32	—	[18]
	03°00' сев.	45°00' зап.	28	—	[18]
	00°12' сев.	39°57' зап.	26	44	[18]
	00°06' южн.	39°56' зап.	26	45	[18]
	06°48' южн.	32°07' зап.	25	—	[18]
	62°00' сев.	35°00' зап.	50±2,6	—	[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	34±2,4	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	29±0,9	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	47±1,3	—	[124]

Продолжение таблицы П.11

Дата	Координаты		S _{гг} ^{гг} расп/ (мин X X 100 м)	C ₃₁₂₇ ^{гг} расп/ (мин X X 100 м)	Центру- ман Па- болт
	широта	долгота			
июнь	06°55' южн.	34°13' зап.	26	—	[18]
	09°03' южн.	32°13' зап.	20	25	[18]
	13°30' южн.	31°20' зап.	18	27	[18]
	17°06' южн.	35°20' зап.	20	25	[18]
	20°45' южн.	38°11' зап.	19	24	[18]
	24°16' южн.	41°22' зап.	22	25	[18]
	27°46' южн.	44°42' зап.	14	20	[18]
	34°39' южн.	50°28' зап.	12	23	[18]
	31°30' южн.	46°05' зап.	14	28	[18]
	28°26' южн.	41°51' зап.	7	20	[18]
	26°00' южн.	38°35' зап.	12	19	[18]
	23°18' южн.	34°26' зап.	18	24	[18]
	20°12' южн.	30°34' зап.	13	29	[18]
	60°49' сев.	04°15' зап.	71	—	[124]
	62°00' сев.	18°45' зап.	63	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	30 ± 1,1	—	[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	49 ± 1,2	—	[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	41 ± 3	—	[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	33 ± 1	—	[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	42 ± 1,5	—	[124]
32°10' сев.	64°30' зап.	17 ± 2; 40 ± 2	—	[124]	
июль	16°15' южн.	28°20' зап.	14	24	[18]
	10°00' южн.	25°00' зап.	19	28	[18]
	06°53' южн.	25°10' зап.	20	28	[18]
	00°03' южн.	25°05' зап.	29	—	[18]
	05°15' сев.	23°25' зап.	23	40	[18]
	09°55' сев.	20°14' зап.	29	—	[18]
	16°30' сев.	17°47' зап.	19	33	[18]
	23°20' сев.	17°25' зап.	20	37	[18]
	29°42' сев.	13°26' зап.	31	75	[18]
	35°46' сев.	06°16' зап.	38	78	[18]
	62°00' сев.	32°20' зап.	50	—	[124]
	60°57' сев.	50°32' зап.	65	—	[124]
	61°26' сев.	53°25' зап.	108	—	[124]
	61°35' сев.	52°27' зап.	71	—	[124]
	61°44' сев.	51°37' зап.	93	—	[124]
	61°47' сев.	51°09' зап.	73	—	[124]
	61°52' сев.	50°35' зап.	84	—	[124]
	62°01' сев.	50°05' зап.	104	—	[124]
	68°19' сев.	56°52' зап.	93	—	[124]
	68°02' сев.	55°28' зап.	65	—	[124]
август	44°00' сев.	41°00' зап.	39 ± 2	—	[124]
	62°00' сев.	07°00' зап.	50	—	[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	50 ± 3	—	[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _г [±] расп/ (мин × × 100 л)	C ₂ [±] расп/ (мин × × 100 л)	Центре- мая ра- бота
	широта	долгота			
сентябрь	52°15' сев.	35°30' зап.	58 ± 4		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	67 ± 3		[124]
	17°00' сев.	23°00' зап.	16 ± 0,8		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	45 ± 4		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	42 ± 4		[124]
октябрь	35°00' сев.	48°00' зап.	49 ± 2		[124]
	70°44' сев.	19°08' вост.	114		[124]
	73°57' сев.	17°26' вост.	61		[124]
	74°32' сев.	19°07' вост.	67		[124]
	74°15' сев.	20°55' вост.	52		[124]
	70°44' сев.	37°25' вост.	74		[124]
	71°07' сев.	28°38' вост.	89		[124]
	73°24' сев.	27°22' вост.	76		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	46 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	59 ± 3		[124]
ноябрь	41°00' сев.	41°00' зап.	66 ± 3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	72 ± 2		[124]
	13°00' сев.	59°15' зап.	27 ± 1,9		[124]
	69°59' сев.	16°47' вост.	78		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	42 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	46 ± 2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	44 ± 1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	52 ± 2,7		[124]
	23°05,5' сев.	60°12,5' зап.	62 ± 2		[124]
	28°03' сев.	61°45,5' зап.	67 ± 4		[124]
	32°00,5' сев.	68°15' зап.	49 ± 2		[124]
	38°26,5' сев.	68°46,5' зап.	45 ± 1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	33 ± 0,5		[124]
декабрь	45°00' сев.	16°00' зап.	62 ± 3,3		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	51 ± 3,2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	41 ± 2,6		[124]
	01°08' южн.	17°16' зап.	14 ± 0,7		[124]
	1965 г.				
	январь	66°00' сев.	02°00' вост.	34 ± 3	
февраль	56°30' сев.	51°00' зап.	29 ± 2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	38 ± 1		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	56 ± 3,4		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	40 ± 3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	38 ± 1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	37 ± 3		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	32 ± 3		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	41 ± 2		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	30 ± 1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	36 ± 3		[124]
	37°17' сев.	09°32' зап.	19		[43]

Продолжение таблицы П.11

Дата	Координаты		S _г ¹⁰⁰ расп/ (мин× ×100 л)	C ₅ ¹⁰⁰ расп/ (мин× ×100 л)	Цитрус- мая Рп- Ботл
	широта	долгота			
	44°13' сев.	19°14' зап.	31		[43]
	49°40' сев.	27°30' зап.	13		[43]
	53°49' сев.	54°00' зап.	79		[48]
	52°46'07" сев.	45°40'07" зап.	39		[43]
	22°03' сев.	92°45' зап.	29		[43]
	15°51' сев.	68°35' зап.	36		[43]
	26°00' сев.	48°41' зап.	12		[43]
	28°20' сев.	42°58' зап.	38		[43]
	32°41' сев.	28°54' зап.	17		[43]
	34°48' сев.	19°45' зап.	42		[43]
	38°05' сев.	15°36' зап.	46		[43]
	38°05' сев.	15°36' зап.	19		[43]
	42°00' сев.	29°58' зап.	108		[43]
март	62°00' сев.	07°00' зап.	41		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	26±2		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	22±3		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	35±3		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	32±3		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	35±3		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	31±3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	38±3		[124]
апрель	62°00' сев.	35°00' зап.	31±2,4		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	29±1		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	32±3		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	24±2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	37±3		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	33±2		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	40±3		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	30±3		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	32±1		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	18±0,5		[124]
	00°08' сев.	32°31' зап.	18±1,2		[124]
май	36°57' сев.	08°56' зап.	24		[124]
	46°09' сев.	07°06' зап.	24		[124]
	50°20' сев.	00°40' зап.	54		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	27±2,1		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	29±2		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	34±3		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	29±2,3		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	39±3		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	52±2		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	51±1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	32±2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	32±2		[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		Сред. расп/ (мин) × × 100 (л)	Сред. расп/ (мин) × × 100 (л)	Центре- вая па- релла
	широта	долгота			
июнь	05°01' южн.	32°39' зап.	12 ± 0,5		[124]
	00°03' сев.	37°32' зап.	12 ± 1,1		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	36 ± 1		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	31 ± 1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	26 ± 0,7		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	42 ± 3		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	40 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	39 ± 1,7		[124]
	00°11' сев.	43°51' зап.	16 ± 1,1		[124]
	21°54' сев.	70°21,5' зап.	48 ± 1,1		[124]
	31°28' сев.	70°22,5' зап.	48 ± 0,9		[124]
июль	34°11,5' сев.	70°21' зап.	41 ± 0,9		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	28 ± 2		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	35 ± 1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	27 ± 2		[124]
август	35°00' сев.	48°00' зап.	16 ± 1		[124]
	62°00' сев.	07°00' зап.	41		[124]
	09°07' сев.	29°46' зап.	33		[124]
сентябрь	00°03'40" южн.	41°50' зап.	24		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	34 ± 0,7		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	30 ± 1,1		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	42 ± 1,1		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	40 ± 0,8		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	41 ± 1,5		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	38 ± 1,8		[124]
	08°05' южн.	30°00' зап.	23		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	26 ± 0,9		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	34 ± 0,8		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	35 ± 1		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	39 ± 1,3		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	46 ± 0,9		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	48 ± 1,1		[124]
44°00' сев.	41°00' зап.	49 ± 1,4		[124]	
октябрь	35°00' сев.	48°00' зап.	38 ± 1,2		[124]
	71°00' сев.	18°15' вост.	32		[124]
	73°57' сев.	17°26' вост.	33		[124]
	74°20' сев.	20°00' вост.	21		[124]
	73°16' сев.	27°02' вост.	24		[124]
	70°35' сев.	38°05' вост.	56		[124]
	71°07' сев.	29°02' вост.	39		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	41 ± 1,1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	23 ± 1,3		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	47 ± 1,2		[124]
	45°16' сев.	16°00' зап.	35 ± 0,8		[124]
	41°00' сев.	41°00' зап.	39 ± 2		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	36 ± 1,3		[124]

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		Сг ¹²³ расп/ (мин × × 100 л)	Сс ¹²³ расп/ (мин × × 100 л)	Центры- мая ра- бота	
	широта	долгота				
ноябрь	00°06' южн.	23°09' зап.	16		[124]	
	69°59' сев.	16°50' вост.	54		[124]	
	67°40' сев.	10°25' вост.	54		[124]	
	65°00' сев.	07°25' вост.	32		[124]	
	60°00' сев.	04°04' вост.	88		[124]	
	62°00' сев.	35°00' зап.	17 ± 0,7		[124]	
	56°30' сев.	51°00' зап.	29 ± 1		[124]	
	52°15' сев.	35°30' зап.	35 ± 2		[124]	
	52°30' сев.	20°00' зап.	37 ± 0,6		[124]	
	45°00' сев.	16°00' зап.	46 ± 1,3		[124]	
	44°00' сев.	41°00' зап.	59 ± 3		[124]	
	35°00' сев.	48°00' зап.	35 ± 3		[124]	
	декабрь	56°30' сев.	51°00' зап.	27 ± 1,1		[124]
		52°15' сев.	35°30' зап.	36 ± 1		[124]
52°30' сев.		20°00' зап.	46 ± 1,1		[124]	
45°00' сев.		16°00' зап.	40 ± 1,1		[124]	
44°00' сев.		41°00' зап.	42 ± 1,4		[124]	
35°00' сев.		48°00' зап.	39 ± 1,5		[124]	
1966 г. январь	62°00' сев.	35°00' зап.	29 ± 0,9		[124]	
	62°00' сев.	35°00' зап.	28 ± 0,8		[124]	
	59°00' сев.	19°00' зап.	31 ± 0,8		[124]	
	56°30' сев.	51°00' зап.	25 ± 1		[124]	
	52°15' сев.	35°30' зап.	22 ± 1		[124]	
	44°00' сев.	41°00' зап.	42 ± 1		[124]	
февраль	35°00' сев.	48°00' зап.	40 ± 1		[124]	
	48°19' сев.	04°31' зап.	99		[124]	
	62°00' сев.	35°00' зап.	24 ± 0,8		[124]	
	59°00' сев.	19°00' зап.	30 ± 0,6		[124]	
	56°30' сев.	51°00' зап.	23 ± 0,8		[124]	
	52°30' сев.	20°00' зап.	30 ± 0,9		[124]	
	45°00' сев.	16°00' зап.	39 ± 1		[124]	
	44°00' сев.	41°00' зап.	28 ± 0,7		[124]	
	35°00' сев.	48°00' зап.	36 ± 1,2		[124]	
	11°00' сев.	29°45' зап.	22 ± 2		[124]	
март	42°42' сев.	14°46' зап.	43		[124]	
	41°06' сев.	14°08' зап.	50		[124]	
	42°17' сев.	14°48' зап.	45		[124]	
	42°28' сев.	14°16' зап.	52		[124]	
	42°53' сев.	14°57' зап.	43		[124]	
	42°31' сев.	14°42' зап.	43		[124]	
	62°00' сев.	07°00' зап.	32		[124]	
	56°30' сев.	51°00' зап.	25 ± 0,8		[124]	
	52°15' сев.	35°30' зап.	28 ± 0,7		[124]	

Продолжение таблицы П. II

Дата	Координаты		S _г ^{вв} расп/ (мин X X 100 л)	C _г ^{вв} расп/ (мин X X 100 л)	Цитируе- мая па- бота
	широта	долгота			
апрель	52°30'	сев. 20°00'	зап.	27 ± 0,5	[124]
	52°30'	сев. 20°00'	зап.	26 ± 0,8	[124]
	45°00'	сев. 16°00'	зап.	39 ± 1,2	[124]
	44°00'	сев. 41°00'	зап.	27 ± 0,8	[124]
	35°00'	сев. 48°00'	зап.	32 ± 0,8	[124]
	00°02'	южн. 35°00'	зап.	15 ± 0,5	[124]
	01°12'	южн. 41°13'	зап.	15 ± 0,7	[124]
	38°24'	сев. 24°28'	зап.	43	[124]
	38°54'	сев. 33°06'	зап.	44	[124]
	39°25'	сев. 21°44'	зап.	47	[124]
	39°55'	сев. 20°22'	зап.	45	[124]
	40°26'	сев. 19°00'	зап.	44	[124]
	40°57'	сев. 17°38'	зап.	46	[124]
	41°27'	сев. 16°16'	зап.	47	[124]
	41°58'	сев. 14°54'	зап.	43	[124]
	42°29'	сев. 13°32'	зап.	46	[124]
	43°00'	сев. 12°10'	зап.	50	[124]
	62°00'	сев. 35°00'	зап.	26 ± 1,1	[124]
	62°00'	сев. 35°00'	зап.	24 ± 0,7	[124]
	56°30'	сев. 51°00'	зап.	24 ± 0,6	[124]
	52°15'	сев. 35°30'	зап.	29 ± 1,2	[124]
	45°00'	сев. 16°00'	зап.	45 ± 0,8	[124]
	44°00'	сев. 41°00'	зап.	25 ± 0,8	[124]
	01°02'	сев. 44°33'	зап.	13 ± 0,9	[124]
	01°10'	сев. 44°43'	зап.	17 ± 1	[124]
	09°36'	сев. 41°23'	зап.	17 ± 0,6	[124]
	11°27'	сев. 44°16'	зап.	19 ± 0,9	[124]
11°31'	сев. 42°27'	зап.	18 ± 1	[124]	
14°29'	сев. 58°59'	зап.	25 ± 1	[124]	
май	62°00'	сев. 35°00'	зап.	24 ± 0,8	[124]
	56°30'	сев. 51°00'	зап.	28 ± 0,7	[124]
	52°15'	сев. 35°30'	зап.	33 ± 2	[124]
	45°00'	сев. 16°00'	зап.	36 ± 1	[124]
	44°00'	сев. 41°00'	зап.	38 ± 1	[124]
	35°00'	сев. 48°00'	зап.	33 ± 1	[124]
	22°37'	сев. 65°00'	зап.	38 ± 2	[124]
	23°09'	сев. 65°12,5'	зап.	32 ± 0,7	[124]
	35°55'	сев. 69°13'	зап.	42 ± 1,5	[124]
	июнь	62°07'	сев. 41°31'	зап.	56
62°03'		сев. 40°53'	зап.	30	[124]
52°15'		сев. 35°30'	зап.	24 ± 0,7	[124]
52°30'		сев. 20°00'	зап.	30 ± 1	[124]
45°00'		сев. 16°00'	зап.	39 ± 1,2	[124]
45°00'		сев. 16°00'	зап.	40 ± 1,1	[124]
44°00'		сев. 11°00'	зап.	33 ± 0,7	[124]
июль	63°50'	сев. 51°20'	зап.	41	[124]
	66°00'	сев. 02°00'	вост.	30 ± 0,7	[124]

Продолжение таблицы П II

Дата	Координаты		S _{расп} (мин) ×100 (л)	C _{расп} (мин) ×100 (л)	Центруе- мая ра- бота
	широта	долгота			
август	66°00' сев.	02°00' вост.	54±1		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	26±1		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	30±3		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	41±0,7		[124]
	62°00' сев.	07°00' зап.	45		[124]
	66°00' сев.	02°00' вост.	50±1,2		[124]
	66°00' сев.	02°00' вост.	39±1,1		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	30±1,5		[124]
сентябрь	52°15' сев.	35°30' зап.	26±0,7		[124]
	66°00' сев.	02°00' вост.	42±0,7		[124]
	41°00' сев.	41°00' зап.	33±0,8		[124]
октябрь	35°00' сев.	48°00' зап.	35±0,7		[124]
	62°00' сев.	35°00' зап.	36±0,7		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	31±1,1		[124]
ноябрь	35°00' сев.	48°00' зап.	36±0,9		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	29±1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	36±1,2		[124]
декабрь	35°00' сев.	48°00' зап.	38±0,7		[124]
	56°30' сев.	51°00' зап.	29±1,2		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	30±1		[124]
1967 г.					
январь	41°00' сев.	41°00' зап.	26±0,6		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	37±1		[124]
февраль	62°00' сев.	35°00' зап.	24±0,8		[124]
	59°00' сев.	19°00' зап.	26±0,8		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	25±0,9		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	22±0,8		[124]
март	56°30' сев.	51°00' зап.	28±0,7		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	28±0,7		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	26±0,8		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	33±0,8		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	40±0,8		[124]
апрель	52°15' сев.	35°30' зап.	24±0,5		[124]
	52°30' сев.	20°00' зап.	23±0,6		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	30±1,1		[124]
	45°00' сев.	16°00' зап.	34±0,8		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	28±0,7		[124]
	0° сев.	06°38' зап.	19±0,7		[124]
май	59°00' сев.	19°00' зап.	23±1		[124]
	44°00' сев.	41°00' зап.	22±0,8		[124]
	35°00' сев.	48°00' зап.	34±1		[124]
июнь	56°30' сев.	51°00' зап.	20±0,8		[124]
	52°15' сев.	35°30' зап.	23±1,2		[124]
июль	52°15' сев.	35°30' зап.	26±1		[124]
	45°03' сев.	16°03,5' зап.	35±0,8		[124]
	43°59' сев.	41°03' зап.	33±1		[124]

ЛИТЕРАТУРА

1. А ж а ж а Э. Г., Ч у л к о в П. М. «Океанология», 4, № 1 (1964).
2. Б а р а н о в В. И. и др. Доклад № 384 (СССР), представленный на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женевы, 1964.
3. Б е л о у с о в С. Л. и др. Обработка оперативной метеорологической информации с помощью электронных вычислительных машин. Л., Гидрометеониздат, 1968.
4. Б е л я е в Л. И. и др. Радиоактивность вод Атлантического океана. Докл. ООН А/АС, 82/6/702 (1961).
5. Б е л я е в В. И. и др. «Изв. АН СССР Сер. Физика атмосферы и океана», 5, № 8 (1969).
6. Б е л я е в В. И. и др. В кн. «Доклады на II Международном океанографическом конгрессе». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 3.
7. Б е л я е в В. И., К о л е с н и к о в А. Г., Н е л е п о Б. А. «Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана», 3, № 10 (1967).
8. Б е л я е в В. И. и др. «Доповіди АН УРСР», Б, № 9 (1967).
9. Б е л я е в В. И., К о л е с н и к о в А. Г., Н е л е п о Б. А. В сб. «Автоматизация научных исследований морей и океанов». Т. 1. Севастополь, «Наукова думка», 1968, стр. 16.
10. Б л и н о в В. А. и др. В сб. «Гидрологические и гидрохимические исследования в тропической зоне Атлантического океана». Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 27.
11. Б о г у с л а в с к и й С. Г. и др. В сб. «Исследования в юго-западной части Норвежского моря и северо-восточной части Атлантического океана», Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 29.
12. В а л ь д е н б е р г Ю. С., Л е н с к и й В. Л. В сб. «Автоматическое управление и вычислительная техника». Вып. 5, М., Машгиз, 1962, стр. 173.
13. В е н т ц е л ь Е. С. Теория вероятностей. М., «Наука», 1964.
14. В л е н с к и й В. Д. и др. В сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии». М., Атомиздат, 1965, стр. 307.
15. Г а з и е в Я. А. Там же, стр. 153.
16. Г а н д и н Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Л., Гидрометеониздат, 1963.
17. Г е д е о н о в Л. И. и др. «Атомная энергия», 19, 472 (1965).
18. Г е д е о н о в Л. И. и др. Содержание Sr^{90} и Cs^{137} в водах Атлантического океана и его морей в апреле—июле 1964 г. М., Атомиздат, 1967.

19. Г е д е о н о в Л. И. и др. Содержание Sr^{90} и Cs^{137} в водах Атлантического океана и его морей в августе—ноябре 1963 г. М., Атомиздат, 1967.
20. Г р е ч у ш к и н а М. П., И з р а э л ь Ю. А. В сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии». М., Атомиздат, 1965, стр. 164.
21. Д м и т р и е в а Г. В. Там же, стр. 283.
22. Д м и т р и е в а Г. В., К а с а т к и н а В. И. Там же, стр. 293.
23. К а п Ф. Физика и техника ядерных реакторов. Перев. с нем. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
24. К а р о л ь И. Л. Стратосферные выпадения радиоактивных продуктов ядерных взрывов на материк и океаны в умеренных широтах северных полушарий. М. Атомиздат, 1968.
25. К а р о л ь И. Л. и др. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 185 (1966).
26. К а р о л ь И. Л., М а л а х о в С. Г. В сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии», М., Атомиздат, 1965, стр. 244.
27. К о л е с н и к о в А. Г. «Океанология», 3, 2(1963).
28. К о л е с н и к о в А. Г., Н е л е п о Б. А. Исследования распространения радиоактивного загрязнения, обуславливаемого сбросом радиоактивных отходов в Ирландское море. М., Атомиздат, 1967.
29. К о л е с н и к о в А. Г. и др. «Докл. АН СССР», 155, № 4, (1963).
30. К о ш л я к о в М. Н. «Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана», № 7 (1967).
31. Л а в р е н ч и к В. Н. Глобальное выпадение продуктов ядерных взрывов. М., Атомиздат, 1965.
32. Л а в р е н ч и к В. Н., С о ф и е в Г. Н. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 2, 277 (1962).
33. Метеорология и атомная энергия. Перев. с англ. Под ред. Е. К. Федорова. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
34. М о р о з о в В. И. и др. В сб. «Автоматизация научных исследований морей и океанов». Т. 1. Севастополь, «Наукова думка», 1968.
35. Н е л е п о Б. А. «Вести. Моск. ун-та», 4, 29 (1960).
36. Н е л е п о Б. А. «Докл. АН СССР», 134, 4 (1960).
37. Н е л е п о Б. А. «Океанология», 2, 3 (1962).
38. Н е л е п о Б. А. «Морские гидрофиз. исслед.», № 2, 15 (1969).
39. Н е л е п о Б. А. «Морские гидрофиз. исслед.», № 3, 79 (1969).
40. Н е л е п о Б. А. и др. В сб. «Исследования юго-западной части Норвежского моря и северо-восточной части Атлантического океана». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 12.
41. Н е л е п о Б. А. и др. Там же, стр. 5.
42. Н е л е п о Б. А., Р о м а н о в В. И. В сб. «Приборы и методы для гидрофизических исследований». Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 82.
43. Н е л е п о Б. А., Р о м а н о в В. И. «Исследования Атлантического океана». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 57.
44. Н е у й м и н Г. Г., П а р а м о н о в А. Н. «Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана», 1, № 11, (1965).
45. О з м и д о в Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., «Наука», 1968.

46. О з м и д о в Р. В. Исследование горизонтального турбулентного обмена в Тихом океане. Доклад на X Тихоокеанском конгрессе. Гонолулу, Гавайи, 1961.
47. П а т и н С. А. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 89 (1966).
48. П а т и н С. А. и др. Там же, стр. 48.
49. П о л и к а р п о в Г. Г. Радиоэкология морских организмов. М., Атомиздат, 1964.
50. П о н о м а р е н к о Г. П. и др. В сб. «Исследования юго-западной части Норвежского моря и северо-восточной части Атлантического океана». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 35.
51. П о п о в Н. И. В сб. «Радиоактивные изотопы в атмосфере и их использование в метеорологии». М., Атомиздат, 1965, стр. 373.
52. П о п о в Н. И. и др. «Океанология», 2, 5, 313 (1962).
53. П о п о в Н. И. и др. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 128 (1966).
54. П о п о в Н. И. и др. «Океанология», 4, 3 (1964).
55. П о п о в Н. И. и др. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 29 (1966).
56. П о п о в Н. И. и др. «Океанология», 3, 666 (1963).
57. П о п о в Н. И., П а т и н С. А. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 91 (1966).
58. П о п о в Н. И., П а т и н С. А. Там же, стр. 42.
59. П о п о в Н. И. и др. «Океанология», 4, 6, 423 (1964).
60. П о п о в Н. И. и др. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 73 (1966)
61. Радиоактивные загрязнения внешней среды. Под ред. В. П. Шведова и С. И. Широкова. М., Госатомиздат, 1962.
62. Р ы ж к о в Ю. Г. и др. Исследования юго-западной части Норвежского моря и северо-восточной части Атлантического океана. Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 18.
63. С а р к и с я н А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометеониздат, 1966.
64. Сб. докладов по радиоактивной загрязненности внешней среды. Под ред. В. П. Шведова. ООН А/АС 82/6.323 (1959).
65. С е р е д а Г. А. В сб. «Вопросы ядерной метеорологии». М., Госатомиздат, 1962, стр. 259.
66. С е р е д а Г. А. В сб. «Радиоактивная загрязненность морей и океанов». М., «Наука», 1964, стр. 178.
67. С и м о н е н к о Д. Л. «Атомная энергия», 17, 130 (1964).
68. С т ы р о Б. И. Вопросы ядерной метеорологии. Вильнюс, Изд-во ин-та геологии и географии АН ЛитССР, 1959.
69. Т а м о н т ь е в В. П., Б р у с в и ч С. В. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 67, 92 (1964).
70. Ф е д о р о в В. Ф. и др. «Океанология», 4, 367 (1964).
71. Х и т р о в Л. М., К о т л я р о в К. А. «Океанология», 3, 212 (1963).
72. Ч у м и ч е в В. Б. «Тр. Ин-та океанол. АН СССР», 82, 203 (1966).
73. Ш в е д о в В. П., П а т и н С. А. Радиоактивность океанов и морей. М., Атомиздат, 1968.
74. Ш в е д о в В. П. и др. Исследование радиоактивности Атлантического океана. Докл. ООН А/АС, 82/6.899 (1963).
75. Я г л о м А. М. «Успехи матем. наук», 6, 5, 7, (1952).
76. A a r k k o g A. et al. Risø Rept., No. 41 (1962).

77. Aarkrog A. et al. *Ibid.*, No. 63 (1963).
78. Aarkrog A. et al. *Ibid.*, No. 85 (1964).
79. Aarkrog A. et al. *Ibid.*, No. 107 (1964).
80. Akiyama T. *Oceanogr. Mag.*, 17, No. 1, 2(1965).
81. Anderson K. A. J. *Geophys. Res.*, 70, No. 5, 378 (1965).
82. Aussel R., Cantel J. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966, p. 221.
83. Beller W. G. *Peaceful Uses of Atomic Energy. Proceedings of the 3-d Intern Conf.*, Vol. 14. Geneva, 1965.
84. Belyaev V. I., Kolesnikov A. G., Nelepo B. A. *Peaceful uses of atomic energy. Vol. 14.* N. Y., United Nations, 1965.
85. Belyaev V. I., Kolesnikov A. G., Nelepo B. A. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966, p. 373.
86. Belyaev V. I., Kolesnikov A. G., Nelepo B. A. In: *Intern. Union of Geodesy and Geophysics. XIV Gen., Assambly.* Vol. 5. Geneva, Switzerland, 1967, p. 68.
87. Bowen V. T. *Rept. Special Committee on Oceanogr.* N.R.C. Wash. D. C. Government printing office, 1959.
88. Bowen V. T. et al. In: HASL-197 United States Atomic Energy Comission. N. Y., 10014 (1968).
89. Bowen V. T., Sugihara T. T. *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.*, 43, 93 (1957).
90. Bowen V. T., Sugihara T. T. In: *Proc. 2-nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy.* Vol. 11 (1958).
91. Bowen V. T., Sugihara T. T. *Nature*, 186, No. 4718, 334 (1960).
92. Bowen V. T., Sugihara T. T. *Hearings before the Subcommittee on research, development and radiation of the Joint Committee on Atomic Energy.* Congress USA, 1961 (U. N. document A/AC/82/L/2/660).
93. Broecker W. In: *The Sea.* Ed. by M. N. Hill. N. Y. — Lond., Interscience Publishers, 1963.
94. Broecker W. S. J. *Geophys. Res.*, 71, 1827 (1966).
95. Broecker W. S. et al. *Ibid.*, p. 1999.
96. Broecker W. S. et al. *Ibid.*, 65, 2118 (1960).
97. Broecker W. S., Simpson H. Y. In: HASL-197. USAEC. N. Y., 10014 (1968).
98. Bien G. S. et al. *Tellus*, 12, 812 (1960).
99. Burns R. N. *Disposal of radioactive wastes. V. 1. U. N. Conf. Proceedings.* Monaco, 1959.
100. Chesselet R. *Rev. internat. Oceanogr. Med.*, 5, 17 (1967).
101. Chesselet R., Lalou C. *Application de la spectrometrie gamma a l'oceanographie.* Rapp. Nat. trav. franc. 1963—1966. Paris, 1967.
102. *Considerations on the disposal of radioactive wastes from nuclear-powered ships into the marine environment.* National Academy of Sciences, National Research Council. Publication No. 658. Wash. D. C., 1959.
103. *Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters.* Vienna, IAEA, 1966.
104. Drevinsky P., Martell E. *Doc. UN A/AC 82/L/H.775* (1962).
105. Dunster H. J. et al. *Health Phys.*, 10, 27 (1964).

106. Duursma E. K. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
107. Environmental contamination from weapon tests. UN Document A/AC/82/6/L.235 (1958).
108. Fallout Programm. Quarterly Summary Report. HASL-142 (1961).
109. Ibid., USAEC Rep. HASL-146 (1964).
110. Felly H. W. J. Geophys. Res., 68, 1734 (1968).
111. Folsom T. R., Mohanrao G. V. 10-th Pacific Sci. Congr. Honolulu, Hawaii, 1961.
112. Folsom T. R., Mohanrao G. Y. J. Geophys. Res., 67(9) (1962).
113. Folsom T. R. et al. Nature, 187, No. 4736 (1963).
114. Folsom T. R. et al. In: HASL-197, USAEC, N. Y., 10014 (1968).
115. Folsom T. R., Sreekumaran C. 11-nd Intern. Oceanogr. Congress. Moscow, 1966.
116. Folsom T. R. et al. Science, 144, No. 3618 (1966).
117. Fonselius S., Ostlund G., Tellus, 11 (1959).
118. Friend J. P. et al. Defence Atomic Support Agency Rept. 1300. Wash. D. C., 1961.
119. Frye A. The hazards of atomic wastes. Perspectives and Proposals on ocean disposal. Publication Affairs Press. Wash. D. C., 1962.
120. Fuglister F. C. Atlantic ocean atlas of temperature and salinity profiles and data from the International Geophysical Year of 1957-1958. Boston, USA, 1960.
121. Fukai R. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
122. Fukai R., Yamagata N. Nature, 194, No. 4827 (1962).
123. Gedeonov L. I. et al. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
124. HASL-197. USAEC. N. Y., 10014 (1968).
125. Hardy E. P. J. et al. Health and Safety Laboratory Rept., 132 (1963).
126. Healy J. W. et al. Proc. 2-nd Intern. Conf. Geneva, 1958. p/391, v. 18, p. 291.
127. Higano R. Prepr. Intern. Oceanogr. Congr. Wash. D. C., 1959.
128. Higano R. et al. J. Oceanogr. Soc. Japan, 19, No. 4 (1963).
129. Hiltquist B. et al. Doc. UN A/AC 82/6/L 755 (1964).
130. Hiyaama I., Ichikawa R. Rec. of Oceanogr. Works in Japan, 4, 1 (1957).
131. Howells H. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
132. Kalkstein C. Science, 137, 3531 (1962).
133. Ketchum B. U., Bowen V. T. Proc. 2-nd UN Int. Conf., 18, 429 (1958).
134. Koczy F. F. 10-th Pacific Sci. Congr. Hawaii, Honolulu, 1961.
135. Kolesnikov A. G. et al. Abstracts of symposium papers. 10-th Pacific Science Congr. Hawaii, Honolulu, 1961.
136. Langham W., Anderson F. C. Hearings before the Special Subcommittee on Radiation of the Joint Committee on Atomic Energy, Vol. 3. Congress USA, 1959, p. 2517.

137. Libby W. J. Proc Nat. Acad. Sci., 42, 12 (1956).
138. Libby W. T. J. Geophys. Res., 68, (1963).
139. Lindell B. Health Phys., 2, 311 (1960).
140. Lomenick T. F. Movement of ruthenium in the bed of White Oak Lake. Colloq. Intern. Retention Migration ions radioactives soils. Saclay, 1962.
141. Machta L. Bull. Amer. Meteorol. Soc., 79, 270 (1953).
142. Machta L. Fallout, radiation standards and countermeasures. Hearings, Congress of the United States, U. S. Government, Printing Office. Wash. D. C., 1963.
143. Machta L. et al. Ibid., 1963.
144. Martell E. A. Science, 129, No. 3357 (1959).
145. Martell E. A. Hearings Before the Special Subcommittee on Radiation of the Joint Committee on Atomic Energy. Congress USA. Vol. 3 (1959).
146. Mauchline J. United Kingdom Atomic Energy Authority Report AHSB (KP) (1963).
147. Mauchline J., Templeton W. Z. Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev., 2, 157 (1961).
148. Minx R. P. Fallout, radiation standards and countermeasures. Hearings, Congress of the United States, U.S. Government Printing Office. Wash. D. C., 1963. 900
+ 1500

2400
149. Miyake Y., Saruhashi K. J. Marine Res., 17, 3, 187, (1958). 2070
150. Miyake Y., Saruhashi K. Disposal of radioactive wastes. Vienna, Internat. At. Energy Agency, 1960. 500
+ 3700

4200
151. Miyake Y. et al. Doc. U. N. A. C. 82/6/L 697 (1961).
152. Miyake Y. et al. Papers Meteorol. and Geophys., 12, No. 1 (1961). 870
2000

2870
153. Miyake Y. et al. XI-th Pacific Sci. Congr. Tokyo, Japan, 1966. 600
2000

2600
154. Miyake Y. et al. J. Rad. Res. of Japan, 3, No 4, 218 (1962). 600
2000

2600
155. Miyake Y. et al. 10-th Pacific Sci. Congr. Hawaii, Honolulu, 1961. 600
2000

2600
156. Miyake Y., Sigiura J. Papers Meteorol. and Geophys., 6, No. 1, 7 (1955). 500
2000

2500
157. Miyake Y. et al. Rec. Oceanogr. Works Japan, 2, No. 1, 18 (1955). 500
2000

2500
158. Miyoshi H. Research in the effects and influences of the nuclear test explosions. Vol. 2. Tokyo, Japan Soc. for Promotion of Sci., 1956.
159. Nelepo B. A. In: Preprints of 1-st Intern. Oceanogr. Congress. AAAS Wash. D. C. (1959).
160. Nelson D. J. In: Transport of radionuclides in fresh water systems. Doc. of Atomic Energy Comission of the USA. TID-7661 (1963)
161. Nelson J. L. et al. Progress in studies of radionuclides in Columbia river sediments. AEC USA Contract AT (45-1-1350).
162. Okubo A. J. Oceanogr. Soc. Japan., 20, No. 6, 318 (1962).
163. Operation Troll. Health and Safety Lab., US-AEC. ed. by J. V. Hardy. No. 40, Wash., 4656 (1955).
164. Osterberg G. L. et al. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966, p. 303.
165. Ozmidov R. V., Popov N. M. Ibid., p. 451.

166. Parker F. L. et al. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966, p. 33.
167. Parker H. M. et al. Peaceful Uses of Atomic Energy. Proceedings of the 3-rd Intern. Conf. Vol. 14. Geneva, 1964.
168. Peirson D. H., Cambray R. S. Nature, 205, No. 4970 (1960).
169. Petersen J. Risø Rept., No. 51 (1962).
170. Petersen D. P., Middleton D. Inform. and control. V. 5, p. 279 (1962).
171. Pickering K. J. et al. Amer. Inst. Chem. Eng., No. 4, 363 (1964).
172. Pizon P. Presse med., 70, No. 12, 1901 (1962).
173. Pohlman J. R., Pickett A. G. Study of design requirements for sea disposal containers. AEC USA, Contract AT (30-1) —2647 TID-15431 (1962).
174. Pritchard C., Okubo A. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
175. Proctor Ch. M. et al. 10-th Pacific Sci. Congr. Hawaii, Honolulu, 1961.
176. Radiological Health Data, 2, No. 10 (1961).
177. Ibid., No. 11.
178. Ibid., No. 12.
179. Radiological Health Data, 3, No. 5 (1962).
180. Ibid., No. 6.
181. Ibid., No. 7.
182. Ibid., No. 8.
183. Ibid., No. 9.
184. Ibid., No. 10.
185. Ibid., No. 11.
186. Ibid., No. 12.
187. Radiological Health Data, 4, No. 1 (1963).
188. Ibid., No. 10.
189. Rafter T. A., Fergusson G. J. In: Proc. Second U. N. Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 18 (1958).
190. Report No. 4. Federal Research Council USA, Fallout, radiation standards and countermeasures. Hearings, Congress of the United States. U. S. Government Printing Office. Wash. D. C., 1963.
191. Revell R., Vine A. In: Effects of Atomic Radiation on oceanography and fisheries. Natl. Acad. Sci. USA Publ. 551, 1957.
192. Riel G. Electronics, 10 (1963).
193. Riel G., Duffey D. IEEE Trans. No. 5—14, 1 (1967).
194. Rocco G. G., Broecker W. S. J. Geophys. Res., 68, No. 15 (1963).
195. Rodier J. et al. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
196. Rodier J. et al. Etude de la dilution dans centre de Marcoule de production de Plutonium de Marcoule. Commissariat a l'energie Atomique. Rapport CEA No. 2003 (1961).
197. The sea. Ed. by M. M. Hill. N. Y. — Lond., Pub., 1963.
198. Seaborg G. T. Summary of the 3-rd United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Proc. of the 3-rd Internat. Conf. Vol. 1. Geneva, 1964.
199. Shirasawa T. H., Schuert E. A. HASL-197, USAEC. N. Y., 10014 (1968).

200. Staley D. O. J. Meteorol., 17 (1960).
201. Staley D. O. J. Meteorol., 20 (1963).
202. Stewart N. G. et al. Atomic Energy Research Establishment AERE HR, R. Vol. 1701 (1955).
203. Telegadas K. In: Hearings Before the Special Subcommittee on Radiation of the Joint Committee on Atomic Energy. Vol. 3. Congress. USA, 1959, p. 2517.
204. Templeton W. L., Preston A. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
205. Thomas J. Risø Report, No. 70 (1963).
206. The effects of radiation on oceanography and fisheries. Proc. Nat. Acad. Sci. N.R.S., 1957, p. 551.
207. Vdovenko V. M. et al. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
208. Volchok H. L. Science, 6, No. 3, 145 (1964).
209. Walton et al. Nature, 199, 4893 (1963).
210. Wildman R. In: Disposal of radioactive wastes into seas, oceans and surface waters. Vienna, IAEA, 1966.
211. Yamagata N. Nature, 184, (1959).
212. Yamagata N., Yamagata T. Analyst, 85 (1960).
213. Yoshikawa K. et al. Annual Report Rad. Center Osaka Pref., 2 (1962).
214. Zelenkov A. G. et al. In: Peaceful Uses of Atomic Energy. Proc. of the 3-rd Intern. Conf. Vol. 14, Geneva, 1964.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава первая. Источники радиоактивного загрязнения Мирового океана	9
1. Радиоактивное загрязнение атмосферы	11
Характеристики испытательных взрывов	11
Распределение продуктов деления в стратосфере	16
Высотные ядерные взрывы	22
2. Глобальные радиоактивные выпадения	25
Приблизженное описание кинетики очистки атмосферы	25
Характеристики процесса очистки атмосферы	28
Закономерности очистки тропосферы	30
Меридиональный перенос радиоактивных аэрозолей	35
Поток Sr^{90} на поверхности океана	37
Пятирезервуарная модель очистки атмосферы	42
3. Влияние коагуляции аэрозолей на поток глобальных выпадений	49
Полидисперсность радиоактивных аэрозолей	49
Влияние коагуляции на период полуочистки	53
Применимость формул запаса Sr^{90}	56
4. Загрязнение океана радиоактивными отходами	59
Характеристика сбрасываемых отходов	59
Сброс радиоактивных отходов в США	64
Сброс радиоактивных отходов в Великобритании	71
Сброс радиоактивных отходов во Франции	73
Выводы	76
Глава вторая. Поле радиоактивности на поверхности морей и океанов	79
5. Методы исследования радиоактивности морей и океанов	82
Прямые измерения	82
Радиохимический метод	83
Комбинированные методы	85
Ошибки определения радиоактивности	86
6. Радиоактивная загрязненность поверхности морей и океанов	91
Радиоактивность поверхностных вод Атлантического океана	92
Радиоактивность поверхностных вод Тихого океана	99
Радиоактивность поверхностных вод Индийского океана	106

Радиоактивность поверхностных вод внутренних морей Европы	107
7. Объективный анализ поля радиоактивности на поверхности океана	108
Метод объективного анализа.	109
Восстановление поля поверхностных концентраций Атлантического океана	114
Ошибки восстановления поля.	119
8. Формирование поля радиоактивности в результате сброса отходов	124
Описание поля радиоактивной загрязненности уравнениями диффузии	124
Исследование поля радиоактивности в северо-восточной части Атлантического океана	129
Выводы	135
Глава третья. Формирование поля радиоактивности в глубинах океанов	137
9. Радиоактивность глубинных вод морей и океанов	139
Радиоактивность глубинных вод Атлантического океана	139
Радиоактивность глубинных вод Тихого океана	142
Радиоактивность глубинных вод Индийского океана	146
Радиоактивность глубинных вод некоторых внутренних морей Европы	148
Глубинное распределение Sr^{90} в северо-восточной части Атлантического океана, обусловленные сбросами радиоактивных отходов	151
Отношение Cs^{137}/Sr^{90}	154
10. Распространение естественных радионуклидов в морях и океанах	155
Понятие «возраста» вод	155
Содержание C^{14} в морях и океанах	157
«Ящичные» модели переноса радиоактивности	159
Недостатки ящичных моделей в стационарной задаче	162
11. Распространение искусственных радионуклидов в глубинах океана	165
Граничные условия	165
Перенос осколочной радиоактивности в океане	169
Метод расчета $K(z)$ и $W(z)$	174
Влияние биологического переноса на распределение радиоактивности по глубине	180
Расчет переноса радионуклидов в глубину	181
Выводы	183
Заключение	184
Таблица П. I	186
Таблица П. II	196
Литература	215

Цена 1 р. 39 к.

АТОМИЗДАТ ● 1970