

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин,  
В. И. Остроумов

**ЯДЕРНЫЕ  
РЕАКЦИИ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЙ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК  
СССР

*Н. А. ПЕРФИЛОВ, О. В. ЛОЖКИН,  
В. И. ОСТРОУМОВ*

# ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

*Москва — 1962 — Ленинград*

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие

3

### I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

<b>Глава 1. Оптическая модель</b>	5
§ 1. Предварительные замечания	5
§ 2. Основные положения оптической модели	8
§ 3. Прямоугольная потенциальная яма	13
§ 4. Ядро с диффузной границей	19
§ 5. Учет спин-орбитальной связи	23
§ 6. Применение оптической модели к другим частицам	28
Литература	31

<b>Глава 2. Каскадная модель</b>	33
§ 1. Вводная часть	33
§ 2. Метод расчета каскада	35
§ 3. О параметрах ядра, используемых при расчетах по методу Монте-Карло	40
§ 4. Об испускании из ядер сложных частиц в каскадном процессе	44
§ 5. Некоторые результаты расчетов каскада внутриядерных столкновений по методу Монте-Карло	50
§ 6. Другие методы расчета процесса расщепления ядер	58
§ 7. «Поверхностные» взаимодействия быстрых нуклонов с ядрами	60
Литература	65

<b>Глава 3. Статистическая модель ядра</b>	67
§ 1. Общие замечания	67
§ 2. Формула Вайскопфа для испарения частицы из ядра	69
§ 3. О параметре плотности уровней ядра	74
§ 4. О потенциальном барьере ядра	78
§ 5. Последовательное испарение нескольких частиц	84
§ 6. Эмиссия сложных частиц	88
§ 7. Энергетические и угловые распределения испаряющихся частиц	90
Литература	93

### II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

<b>Глава 4. Применение методов химического анализа для изучения ядерных реакций</b>	95
§ 1. Радиохимический метод	96
§ 2. Методы газового анализа	109
§ 3. Метод изотопного разбавления	111
Литература	112

<b>Глава 5. Метод ядерных эмульсий</b>	113
§ 1. Свойства ядерных эмульсий	113
§ 2. Характеристики следов частиц в ядерной эмульсии и их измерения. . .	118
§ 3. Методы идентификации частиц в эмульсии	126
§ 4. Методы изучения расщеплений ядер определенных элементов	129
Литература	130

<b>Глава 6. Применение метода счетчиков и средств радиоэлектроники</b>	131
§ 1. Измерение полных сечений неупругого взаимодействия частиц с ядрами	132
§ 2. Изучение образования отдельных продуктов ядерных реакций	139
§ 3. Измерение угловых и энергетических распределений вторичных частиц	142
Литература	144
<b>Глава 7. Другие методы изучения ядерных реакций при высоких энергиях</b>	145
§ 1. Использование техники масс-спектрометрии	145
§ 2. Магнитный анализ продуктов ядерного расщепления	146
§ 3. Метод вращающегося диска	148
§ 4. Метод камеры Вильсона	149
Литература	149
<b>III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ</b>	
<b>Глава 8. Сечения неупругого взаимодействия</b>	150
Литература	153
<b>Глава 9. Реакции расщепления</b>	154
§ 1. Функции возбуждения реакций расщепления	154
§ 2. Энергия возбуждения ядер	156
§ 3. Легкие частицы, испускаемые в ядерных расщеплениях	161
§ 4. Изотопный и изобарный состав ядер-продуктов в реакциях расщепления	169
§ 5. Распределение масс продуктов реакций расщепления	180
§ 6. Тонкая структура выходов ядер-продуктов реакций расщепления	182
§ 7. Поверхностные взаимодействия	184
Литература	187
<b>Глава 10. Фрагментация</b>	190
§ 1. Сечение процесса фрагментации	190
§ 2. Природа фрагментов, образующихся в ядерных расщеплениях	197
§ 3. Энергетическое распределение фрагментов	202
§ 4. Угловое распределение фрагментов	206
§ 5. Множественность процесса фрагментации	208
§ 6. Свойства остаточных ядер в расщеплениях с фрагментами	210
§ 7. О механизме фрагментации	211
Литература	219
<b>Глава 11. Деление ядер частицами высоких энергий</b>	221
§ 1. Распределение по массам продуктов деления	221
§ 2. Сечения деления и делимости ( $\sigma_f/\sigma_t$ )	228
§ 3. Деление многозарядными ионами	230
§ 4. О соотношении между делительной и испарительной ширинами ( $\Gamma_f/\Gamma_{\text{чарт}}$ )	238
Литература	248

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Со времени ввода в действие ускорителей, позволяющих получать интенсивные пучки заряженных частиц (протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц) с энергиями в сотни миллионов электровольт, исполнена большая программа исследований по изучению взаимодействия частиц высоких энергий со сложными ядрами и процессов, происходящих в ядре после столкновения с быстрой частицей.

Когда энергия действующих частиц, например протонов, достаточна, то при их столкновениях с нуклонами ядра могут рождаться, как известно, новые частицы и античастицы. Изучение их свойств существенно расширило наши представления о строении вещества и природе ядерных сил. Однако для создания общей теории ядра, вероятно, не менее существенным является изучение различных ядерных превращений, в том числе и делительных реакций, идущих при высоких энергиях возбуждения, с целью познания внутренних законов, приводящих к тому или иному конечному состоянию системы. Хотя уже значительное число подобных исследований опубликовано в периодической литературе, но до настоящего времени не было сделано попытки систематизировать полученные результаты в отдельной монографии. Данная книга, по нашему замыслу, должна восполнить этот пробел.

Книга посвящена рассмотрению процесса неупругого взаимодействия частиц высоких энергий (примерно от 50 Мэв, когда перестает быть законным борковский формализм составного ядра, до  $10^4$  Мэв) с атомными ядрами и содержит как основные экспериментальные результаты, полученные при исследовании ядерных реакций, так и теоретические представления о ядерных взаимодействиях при высоких энергиях частиц. При этом почти полностью исключены вопросы, связанные с рождением и взаимодействием с ядрами мезонов и других нестабильных частиц, которые рассматриваются обычно в мезонной физике. В книге описываются, кроме того, экспериментальные методы изучения ядерных реакций при большой энергии бомбардирующих частиц: радиохимический метод, метод ядерных эмульсий, методы радиоэлектроники и другие.

В разделе книги, посвященном теоретическим представлениям о взаимодействии частиц большой энергии с ядрами, рассматриваются оптическая модель, внутриядерный каскадный процесс и теория испарения частиц из возбужденных ядер.

Надо отметить, что теория многих процессов в рассматриваемой области явлений еще только начинает развиваться и далека от завершения. Однако нам казалось необходимым дать наиболее полное изложение существующих представлений, иногда носящих предположительный характер, для создания общей картины современного состояния теории ядерных реакций под действием частиц высоких энергий.

Последний раздел книги посвящен результатам многочисленных экспериментов по изучению взаимодействия быстрых частиц с ядрами,

причем подробно рассматриваются реакции расщепления, фрагментации и деления.

Использованные при рассмотрении различных вопросов литературные данные включают работы, опубликованные в основном до конца 1960 г.

Мы надеемся, что книга будет полезна физикам-экспериментаторам и радиохимикам, занимающимся исследованием ядерных реакций при высоких энергиях, а также студентам старших курсов и аспирантам, специализирующимся по физике атомного ядра.

Авторы будут благодарны читателям, приславшим свои критические замечания по содержанию книги.

*Авторы.*

---

# І. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

## Глава I

### ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

#### § 1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Взаимодействие быстрой частицы с ядром представляет собой сложный процесс, включающий большое число столкновений ее с отдельными нуклонами и группами нуклонов. Точное описание такого процесса является очень трудной, если не сказать непреодолимой, проблемой даже и в том случае, когда заданы силы, действующие между двумя частицами, и многочастичные взаимодействия не учитываются. В настоящее время мы не можем утверждать, что эти силы нам хорошо известны и что последнее допущение вполне обосновано. Поэтому в современной физике ядра большое место занимают различные модельные представления, с помощью которых описывают более или менее приближенно свойства ядра и процессы, разыгрывающиеся при столкновении с ним какой-либо быстрой частицы.

Применение модели означает попытку представить более выпукло какие-то отдельные стороны сложного многообразного явления, не вдаваясь в детальное описание других или даже полностью игнорируя некоторые стороны, быть может, не менее важные, с иной точки зрения, в другой модели. Одна модель не в состоянии охватить все особенности ядерного взаимодействия. Должно быть разработано несколько таких моделей, каждая — со своими упрощающими концепциями. Описание одного и того же явления с помощью ряда моделей напоминает способ изображения тела сложной конфигурации по методу проекций. Ни одна из проекций не дает инстиндную форму тела, и лишь вся совокупность проекций позволяет составить объемное представление о предмете изображения. Не удивительно, что для описания такого сложнейшего явления, как ядерные столкновения частиц, разработан ряд «проекций», каждая из которых с успехом применяется в своей ограниченной области и по своему отображает этот процесс.

Любая модель, если она приблизительно правильно отображает те или иные закономерности и особенности данного круга явлений, должна быть не только способом изображения, но и орудием дальнейшего познания предмета изображения, методом исследования. С ее помощью обнаруживаются новые черты и свойства, новые связи различных сторон, извлекаются новые соотношения между параметрами процесса. Правильность теоретических выводов, а значит, и корректность всей модели в целом проверяются в эксперименте. Вместе с тем нельзя ожидать, что

все экспериментальные наблюдения будут подтверждаться данной моделью, ибо эксперимент не ограничен рамками модели. Исследователь должен правильно оценивать возможности конкретной феноменологической теории и не пытаться получить от нее больше того, что она может дать.

Первой попыткой феноменологического описания ядерного взаимодействия нуклонов была модель потенциальной ямы, в которой реальный процесс столкновения нуклона с ядром заменяется картиной движения нуклона в потенциальном поле соответствующих размеров. Эта модель имеет в настоящее время лишь исторический интерес, и мы не будем останавливаться подробнее на ней. Заметим только, что представление всего совокущего воздействия нуклонов ядра на попавшую в него частицу в виде некоторого центрального потенциала притяжения лежит также в основе некоторых современных ядерных теорий. Модель потенциальной ямы оказалась не в состоянии дать сколько-нибудь удовлетворительное объяснение результатам опытов Ферми, в которых был установлен резонансный характер поглощения медленных нейтронов ядрами.

Резонансный ход ядерных сечений поглощения нейтронов побудил Н. Бора выдвинуть новую модель, так называемую модель составного ядра [1]. Последующее за этим десятилетие было годами нарастающего успеха теории Бора. Гипотеза о сильном взаимодействии нуклонов в ядре, на которой основывается эта теория, была правильной идеей, подтвержденной всеми экспериментальными данными, полученными как при исследовании ядерных реакций, так и в опытах по рассеянию нуклонов на свободных нуклонах. Теория составного ядра позволила интерпретировать с единой точки зрения результаты разнообразных опытов по взаимодействию с ядром нуклонов и других частиц с энергиями вплоть до нескольких десятков миллионов электроновольт. Имелись, однако, и исключения, для объяснения которых приходилось привлекать другие модели. Это относится, например, к ядерным реакциям с дейтронами (реакция срыва).

Модель составного ядра Бора исходит из того предположения, что в ядре осуществляется сильное взаимодействие влетевшей в него частицы с внутриядерными нуклонами, в результате которого образуется система «ядро + частица» в возбужденном состоянии. Это предположение является естественным, хотя и не необходимым следствием факта сильного взаимодействия, обнаруживающегося между свободными частицами.

Наряду с моделью Бора возникла и другая модель, исходящая из этой же предпосылки, — модель жидкой капли [2, 9]. Успешное применение ее в решении ряда вопросов физики ядра, например в вычислении энергии связи, так же как и достижения теории Бора, подтверждает идею о сильном взаимодействии нуклонов ядра друг с другом. Тем более удивителен большой успех модели оболочек, в основе которой лежит представление о ядре как системе слабо взаимодействующих между собой нуклонов. Следовательно, модель составного ядра и модель оболочек исходят из диаметрально противоположных допущений и являются взаимоисключающими. Тем не менее обе теории находят свое подтверждение в опыте, правильно объясняют ряд фактов. Этот пример ярко показывает, насколько сложна проблема ядра и ядерных взаимодействий и как следует быть осторожным в суждениях об «окончательно установленной теории». Все феноменологические теории имеют ограниченное значение и нельзя придавать им абсолютный смысл.

Бурное развитие техники ускорения частиц в конце 40-х годов позволило физикам начать опыты с нуклонами энергии свыше 100 Мэв. Анализ этих экспериментов привел к заключению, что модель составного ядра не в состоянии охватить новую область явлений, ее предсказания оказались

противоречащими опыту. Было установлено, например, что ядра становятся частично прозрачными для нуклонов больших энергий и что в результате ядерной реакции появляются частицы с энергетическим и угловым распределениями, резко отличающимися от соответствующих распределений, даваемых теорией составного ядра. Эти факты отмечались и раньше в ряде работ, посвященных исследованиям ядерных расщеплений в фотозмульсии («звезды»), производимых космическими лучами.

Гейзенберг [3] высказал мысль о том, что появление в «звездах» следов протонов больших энергий, чем это ожидается по теории испарения возбужденных ядер, вызвано индивидуальными столкновениями бомбардирующей частицы с нуклонами ядра, в результате чего последние покидают ядро до момента наступления статистического равновесия.

Сербер [4] развил эту идею, четко обрисовал контуры новой модели ядерных реакций при больших энергиях частиц. Предложенная им каскадная модель описывает процесс ядерного расщепления в терминах парных столкновений нуклонов, в результате которых из ядра вылетают несколько быстрых вторичных частиц и ядро остается в возбужденном состоянии, снимая свое возбуждение испарением нуклонов и сложных частиц аналогично разрядке составного ядра. Этот новый взгляд на механизм взаимодействия нуклонов большой энергии с ядрами как на двухстадийный процесс нашел свое подтверждение в ряде экспериментальных работ, выполненных с использованием больших ускорителей в СССР, США и Англии.

Наряду с «динамическими» теориями, такими, как боровская и каскадная, большое место в физике ядерных взаимодействий занимают, так сказать, «статические» модели, описывающие стационарные состояния: оболочечная модель с ее вариантами и оптическая модель. В настоящей главе мы не будем заниматься теорией оболочек, так как ее применение в области больших энергий весьма ограничено. В ряде превосходных монографий она изложена с достаточной полнотой. Оптическая модель, предложенная Фермбахом, Сербером и Тейлором в 1949 г. [5] с последующим расширением ее в область энергий порядка нескольких миллионов электронвольт [6], приобрела большое значение как наглядный и удобный метод рассмотрения процесса столкновения частицы с ядром.

К настоящему времени накоплен большой материал в многочисленных теоретических и экспериментальных исследованиях по применимости оптической модели для анализа взаимодействия различных частиц с ядрами и ее связи с теорией элементарных нуклонных процессов. Вопросы теоретического обоснования этой модели, а также строгого рассмотрения самой модели не составляют предмета содержания этой главы.

Мы ставим себе задачу дать лишь элементарное изложение ее основ, а также и каскадной модели с тем, чтобы в дальнейшем, при анализе экспериментов на высоких энергиях, можно было рассматривать те или иные полученные результаты в свете имеющихся теоретических представлений. Это позволяет систематизировать те огромные экспериментальные данные, которые получены за прошедшее десятилетие. Мы не будем касаться такой важнейшей стороны процесса ядерного взаимодействия частиц высокой энергии, как образование мезонов. Это объясняется тем, что указанный процесс является, по существу, результатом одиночного взаимодействия частиц друг с другом, и наличие сложной системы из многих нуклонов приводит лишь к некоторому искажению тех или иных характеристик элементарного процесса. В нашей книге не рассматриваются процессы соударения с ядрами частиц со сверхвысокими энергиями (порядка  $10^{12}$  эв и выше), так как, во-первых, экспериментальный материал еще очень скуден, а, во-вторых, механизм взаимодействия при таких энергиях совершенно неясен.

## § 2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Оптическая модель наряду с оболочечной является одночастичной моделью. Она рассматривает поведение одной частицы в поле действия всех других нуклонов ядра. В предположении слабого взаимодействия, существующего в ядре, воздействие нуклонов на выделенную частицу можно представить некоторым потенциалом. В отличие от атома, где имеется центр кулоновских сил, действующих на электроны, в ядре нет такого центра, который бы и определял потенциал сил, действующих на нуклоны. Тем не менее потенциальное поле в ядре можно считать центральным, пожалуй, именно вследствие отсутствия какой-либо выделенной области внутри ядра, которая явилась бы источником этих сил.

Трудный вопрос о том, каким образом сильное взаимодействие, существующее между свободными нуклонами, становится относительно слабым, точнее говоря, может быть принято как слабое, когда эти нуклоны находятся в одной плотно упакованной системе, называемой ядром, рассматривался Вайскопфом [7]. Он указал, что причиной такого положения является действие в ядре принципа Паули, наличие которого резко снижает эффективность взаимодействия ядерных частиц. Поскольку волновые функции нуклонов ядра в значительной степени перекрываются, то взаимодействие двух каких-либо нуклонов с большой вероятностью не приводит к изменению их физического состояния (уменьшению или увеличению импульса), так как в результате такого взаимодействия конечное состояние одного или обоих нуклонов соответствовало бы одному из занятых уровней в ядре.

Введение потенциала сил, действующих на нуклон в ядре, существенно упрощает описание движения этой частицы. Вместо решения проблемы многих тел возникает задача отыскания квантово-механического движения одного нуклона в определенном потенциальном поле. Для нерелятивистского случая (который осуществляется в данной задаче, ибо скорости движения нуклонов в ядре составляют порядка 0.1 скорости света) это сводится к решению уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + V(r) \Psi = E \Psi. \quad (I. 1)$$

В зависимости от выбора функции  $V(r)$  уравнение (I. 1) имеет различные системы решений. При определенном потенциале  $V$  энергия частицы  $E$  может принимать ряд значений, которые удовлетворяют (I. 1). Иными словами, образуется система энергетических уровней  $E_1, E_2, \dots, E_n$ , на которых располагаются нуклоны ядра. В модели оболочек обычно оперируют с двумя типами потенциала:

а) прямоугольная яма

$$V(r) = \begin{cases} -V & r < R \\ 0 & r > R, \end{cases}$$

в) осцилляторный потенциал

$$V(r) = -V + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2,$$

где  $m$  — масса нуклона;  $\omega$  — частота колебаний.

Выбор потенциала первого типа отражает экспериментальный факт короткого радиуса действия ядерных сил. Выбор потенциала гармонического осциллятора продиктован соображениями простоты решения уравнения Шредингера для этого вида функции  $V(r)$ . Вид кривых  $V(r)$  показан на рис. 1. Эти потенциалы являются двумя крайними вариантами, так как реальное ядро не имеет столь хорошо очерченной по-

верхности, как это дает прямоугольный потенциал, и в то же время диффузность ядра гораздо менее значительна по сравнению с ходом потенциала гармонического осциллятора.

Выбор функции  $V(r)$  оказывается не столь критичным для системы уровней, как можно было бы ожидать. Результаты расчетов с потенциалами двух указанных типов не сильно различаются между собой. Главное отличие состоит в том, что осцилляторный потенциал приводит к вырождению уровней по угловому моменту, в то время как прямоугольный потенциал снимает это вырождение. Промежуточный случай потенциальной ямы со скошенными стенками, например спадающими по экспоненциальному закону, является, по-видимому, хорошим приближением в модели оболочек.

Оптическая модель рассматривает систему «ядро—частица» в подобном аспекте, но с тем различием, что энергия частицы  $E$  берется положительной, ибо расчет проводится для внешней частицы, не связанной в ядре, но пришедшей в него из бесконечности. Как известно, инфинитному движению квантовой частицы соответствует положительная энергия, движение лишь в ограниченной области пространства может совершать частица с отрицательной энергией. Так как падающая на ядро частица имеет непрерывный спектр энергетических состояний, то отпадает задача отыскания собственных значений  $E_1, E_2, \dots, E_n$  из уравнения (I. 1). Вместо нее возникает вопрос о вероятности столкновений частицы с ядром, приводящих к различным физическим процессам — другому рассеянию и поглощению.

Вычисление сечений сводится к определению соотношения интенсивности прошедшей (или рассеянной) и падающей волн. Волновую функцию частицы, испытывающей рассеяние на ядре, на больших расстояниях от рассеивающего центра можно представить как суперпозицию падающей плоской волны и сферической, расходящейся от этого центра:

$$\Psi = e^{ikr} + f(\theta) \frac{1}{r} e^{ikr}, \quad (I. 2)$$

где  $f(\theta)$  — величина, определяющая вероятность рассеяния в определенном направлении  $\theta$  относительно падающего пучка, называется амплитудой рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния и амплитуда  $f(\theta)$  связаны простым соотношением

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (I. 3)$$

Требование, чтобы искомая функция  $\Psi$  имела асимптотический вид (I. 2), приводит к следующему выражению для амплитуды рассеяния:

$$f_l(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) (e^{2i\delta_l} - 1), \quad (I. 4)$$

где  $P_l$  — полиномы Лежандра;  $\delta_l$  — некоторые величины, называемые сдвигами фаз или просто фазами рассеяния.

Фазы являются вещественными числами, если рассматривается упругое рассеяние, и комплексными — для неупругих процессов.

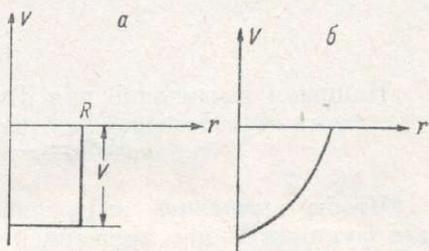


Рис. 1. Ядерный потенциал.

*a* — прямоугольная яма; *b* — гармонический осциллятор.

Чтобы описать единым образом процессы как упругие, так и неупругие в уравнение (I.1) вводится комплексный потенциал  $V + iW$  (функции  $V$  и  $W$  вещественны).

Используя уравнение непрерывности, можно установить связь между мнимой частью потенциала  $W$  и сечением поглощения частиц ядром. Уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} + K v \rho = 0, \quad (\text{I.5})$$

где  $\rho$  — объемная плотность частиц;  $\mathbf{j}$  — плотность тока частиц;  $v$  — их скорость;  $K$  — коэффициент поглощения.

$$\rho = \Psi \Psi^*,$$

$$\mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\Psi^* \operatorname{grad} \Psi - \Psi \operatorname{grad} \Psi^*).$$

Для стационарной задачи, которая имеет место в нашем случае,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Напишем выражение для  $\operatorname{div} \mathbf{j}$  в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\Psi^* \Delta \Psi - \Psi \Delta \Psi^*). \quad (\text{I.5a})$$

Чтобы вычислить выражение в скобках, напишем уравнение (I.1) для функции  $\Psi$  и сопряженной с ней функции  $\Psi^*$ :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + (V + iW) \Psi = E \Psi, \quad (\text{I.5б})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi^* + (V - iW) \Psi^* = E \Psi^*. \quad (\text{I.5в})$$

Умножив слева уравнение (I.5б) на  $\Psi^*$  и уравнение (I.5в) на  $\Psi$ , после вычитания получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m} (\Psi^* \Delta \Psi - \Psi \Delta \Psi^*) = -2iW \Psi \Psi^* = -2iW \rho,$$

тогда

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = -2iW \rho. \quad (\text{I.5г})$$

Сопоставляя (I.5) и (I.5г), получим, что коэффициент поглощения

$$K = \frac{2W}{\hbar v}.$$

Полное число поглощенных ядром частиц определится интегрированием по всему поглощающему объему:

$$N_{\text{полг}} = \int \frac{2\rho}{\hbar} W d\tau.$$

Отсюда легко можно вычислить и сечение поглощения  $\sigma_n$ .

Для частиц со спином  $1/2$  решения уравнения (I.1) состоят из набора двух функций  $\Psi_{l+\frac{1}{2}}$  и  $\Psi_{l-\frac{1}{2}}$ , соответствующих двум различ-

ным взаимным ориентациям спина и орбитального момента частицы [8].

Суммирование в (I.4) ведется по всем возможным значениям орбитального углового момента  $l$  частицы относительно ядра (точнее, их общего центра масс). Число  $l$  становится весьма большим, следовательно, велико

и число фаз, играющих заметную роль в процессе взаимодействия, когда энергия частицы достигает сотни миллионов электронвольт. Поэтому в этом случае целесообразно найти другой подход к задаче. Если скорость нуклона достаточно велика, то длина волны де Бройля будет значительно меньше размеров ядра и движение частицы в поле ядра можно рассматривать как движение по классической траектории. В применении к волновой теории частицы это означает, что может быть использовано приближение геометрической оптики. Эта идея предложена Фернбахом, Сербергом и Тейлором [5]. Свободной частице с импульсом  $p_0$  приписывается волновой вектор  $k_0 = \frac{p_0}{\hbar}$ , который аналогичен вектору фазовой скорости света в обычной оптике. Ядро способно рассеивать и поглощать частицы. Следовательно, в оптическом отношении оно является сферическим экраном, характеризующимся оптическими параметрами: коэффициентами отражения, преломления и поглощения. Абсолютная величина волнового вектора (волновое число) связана с кинетической энергией  $E$  частицы соотношением

$$k_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}. \quad (I. 6)$$

Внутри ядра кинетическая энергия частицы возрастает на величину потенциальной энергии  $V$ , и волновое число изменится:

$$k' = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + V)}. \quad (I. 6a)$$

В соответствии с законами оптики на границе раздела двух сред, характеризующихся разными фазовыми скоростями или волновыми числами, должно иметь место преломление падающего луча с коэффициентом преломления

$$n = \frac{k'}{k_0}.$$

В общем случае будет иметь место также частичное отражение волны от этой поверхности, связанное с изменением волнового числа. Проницаемость для волны с начальным волновым числом  $k_0$  будет равна

$$T = \frac{4k_0 k'}{(k_0 + k')^2}.$$

Но если выполняется соотношение  $E \gg V$ , т. е. когда различие  $k_0$  и  $k'$  невелико, то эффектом отражения можно пренебречь ввиду его малости. Коэффициенты преломления и поглощения при расчетах объединяются в один комплексный показатель преломления, где мнимая часть определяет поглощение волны, а вещественный член — ее преломление (упругое рассеяние). Удобнее, однако, оперировать не этой величиной, а непосредственно волновыми числами, введя число  $k_1$ , определяющее изменение волнового числа частицы при переходе ее в другую оптическую среду (ядро). Для этого полагают, что волновое число частицы в ядре будет

$$k' = k_0 + k_1 + \frac{1}{2} iK. \quad (I. 7)$$

Мнимая часть в (I. 7) определяет поглощение (неупругие процессы), причем множитель  $1/2$  взят для удобства. Легко убедиться в этом. Пусть фаза волны в точке входа частицы в ядро такова, что волновая функция равна 1 [ $\Psi_0(z=0) = 1$ ]. На расстоянии  $z$  от этой точки волновая функция частицы изменится, и если последняя движется в

пустоте, то функция будет равна  $\Psi_0(z) = e^{ik_0z}$ . При движении частицы внутри ядра волновая функция будет равна  $\Psi(z) = e^{ik'z}$ . Тогда относительное изменение амплитуды при этом будет

$$a = \frac{\Psi(z)}{\Psi_0(z)} = e^{\left(ik_1 - \frac{1}{2}K\right)z}. \quad (I. 8)$$

Уменьшение интенсивности потока частиц по мере их проникновения в глубь ядра происходит по экспоненциальному закону с коэффициентом поглощения  $K$ :

$$\frac{N}{N_0} = \frac{|\Psi|^2}{|\Psi_0|^2} = |a|^2 = e^{-Kz}. \quad (I. 9)$$

Величина  $k_1$  связана простым соотношением с величиной реальной части оптического потенциала:

$$k_1 = k_0 \left( \sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1 \right).$$

Вместе с коэффициентом поглощения  $K$  и радиусом ядра  $R$  это число составляет один набор ядерных оптических параметров. Таким образом, имеется три равнозначных набора оптических констант ядра, задание которых полностью определяют рассеивающие и поглощающие свойства ядра по отношению к потоку данных частиц: 1) радиус ядра и комплексный показатель преломления  $n + \frac{1}{2}iK$ ; 2) радиус ядра, волновое число  $k_1$  и коэффициент поглощения  $K$ ; 3) радиус ядра и оптический потенциал  $V + iW$ .

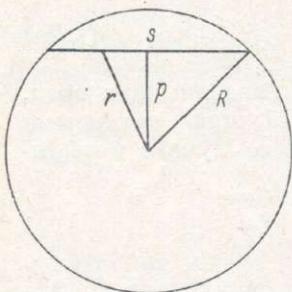


Рис. 2.

$R$  — радиус ядра;  $s$  — путь частицы;  $p$  — прицельный параметр;  $r$  — текущий радиус.

Все эти характеристики оптических свойств ядра являются в общем случае функциями энергии и природы падающей частицы и зависят также от пространственных координат. Иными словами, ядро может быть оптически неоднородной средой и обладать дисперсией. Разумеется, без дополнительных предположений о виде этих зависимостей нельзя вычислить ядерные сечения для различных процессов. Можно, конечно, ожидать, что оптический потенциал будет различным для разных ядер. Но такое предположение противоречит самой идее, лежащей в основе оптической модели, как способу описания общих свойств ядер по отношению к процессу рассеяния и поглощения частиц.

Сечение поглощения определяется относительной убылью частиц в пучке после прохождения ими некоторой длины пути в ядерном веществе:

$$d\sigma_a = \frac{N_{\text{нач}} - N_{\text{проп}}}{N_{\text{нач}}} = 1 - |a|^2. \quad (I. 10)$$

Согласно (I. 8), получаем выражение для сечения поглощения частиц, проходящих в ядре путь  $z = 2s$ :

$$d\sigma_a(p) = 1 - \exp \left[ -2 \int_0^s K(r) dz \right]. \quad (I. 11)$$

Здесь  $r^2 = z^2 + p^2$ ;  $s^2 = R^2 - p^2$  (рис. 2).

Для получения полного сечения поглощения  $\sigma_a$  выражение (I.11) необходимо проинтегрировать по всем возможным значениям прицельного параметра  $p$ :

$$\sigma_a = 2\pi \int_0^R p \left[ 1 - \exp \left( -2 \int_0^s K dz \right) \right] dp. \quad (\text{I.12})$$

Аналогично можно получить формулу для сечения упругого рассеяния:

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^R \left| 1 - e^{i \left( k_1 + \frac{1}{2} iK \right) 2s} \right|^2 p dp. \quad (\text{I.13})$$

Формулы (I.12) и (I.13) написаны в предположении, что имеет место аксиальная симметрия процесса столкновения частиц с ядром. Это осуществляется, в частности, для сферических ядер. Поскольку эксперименты, в которых измеряются  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$ , ставятся с неориентированными ядрами, то для экспериментальной проверки выводов теории взаимодействия частиц с несферическими ядрами необходимо усреднять вычисленные сечения по всем возможным ориентациям оси симметрии ядра относительно направления пучка бомбардирующих частиц. Это приводит к такому же эффекту, что и введение диффузности ядерной поверхности.

### § 3. ПРЯМОУГОЛЬНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА

Для определения  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$  в конечном виде необходимо знать радиальные зависимости оптических параметров  $k_1$  и  $K$ , или (что одно и то же) ход потенциала  $V(r) + iW(r)$ . Вид этих функций связан с пространственным распределением нуклонов в ядре. В ранних работах, в которых производился анализ экспериментальных результатов под углом зрения оптической модели, принималось в качестве простейшего варианта предположение о равномерном распределении нуклонов. Тогда сечение поглощения и упругого рассеяния легко вычисляется:

$$\begin{aligned} \sigma_a &= 2\pi \int_0^R p (1 - e^{-2Ks}) dp = 2\pi \int_0^R s (1 - e^{-2Ks}) ds = \\ &= \pi R^2 \left[ 1 - \frac{1 - e^{-2KR} (1 + 2KR)}{2K^2 R^2} \right], \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

$$\begin{aligned} \sigma_s &= 2\pi \int_0^R \left| 1 - e^{2ik_1 s - Ks} \right|^2 p dp = 2\pi \int_0^R (1 + e^{-2Ks} - 2 \cos 2k_1 s \cdot e^{-Ks}) s ds = \\ &= \pi R^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{1 - e^{-2KR} (1 + 2KR)}{2K^2 R^2} \right] - 4e^{-KR} \sin 2k_1 R \left[ \frac{2k_1 R}{K^2 R^2 + 4k_1^2 R^2} + \right. \right. \\ &+ \left. \frac{4k_1 K R^2}{(K^2 R^2 + 4k_1^2 R^2)^2} \right] + 4e^{-KR} \cos 2k_1 R \left[ \frac{2k_1 R}{K^2 R^2 + 4k_1^2 R^2} + \frac{K^2 R^2 - 4k_1^2 R^2}{(K^2 R^2 + 4k_1^2 R^2)^2} \right] - \\ &\left. - 4e^{-KR} \frac{K^2 R^2 - 4k_1^2 R^2}{(K^2 R^2 + 4k_1^2 R^2)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

Из этих соотношений можно получить простые предельные значения для сечений в случае абсолютно черного ядра ( $KR \rightarrow \infty$ ):

$$\sigma_a = \sigma_s = \pi R^2,$$

т. е. в случае очень сильного поглощения частиц ядром сечения поглощения и упругого рассеяния равны геометрическим размерам ядра. В реальном случае ( $KR$  — конечная величина) сечение поглощения всегда меньше геометрического сечения.

Для дифференциального сечения упругого рассеяния написать явное выражение не удастся, так как получающийся интеграл не вычисляется в конечном виде. Но в асимптотическом случае бесконечно большого поглощения и больших угловых моментов этот интеграл можно свести к функции Бесселя первого порядка:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = R^2 \frac{|J_1(k_0 R \sin \theta)|^2}{\sin^2 \theta}. \quad (I. 16)$$

Зависимость сечения от угла рассеяния  $\theta$  оказывается, таким образом, немонотонной, но обнаруживает ряд максимумов и минимумов. Главный максимум расположен при  $\theta=0^\circ$ , положение первого минимума определяется приближенно соотношением

$$\sin \theta \approx \frac{1}{k_0 R} = \frac{\lambda}{R}.$$

С ростом энергии частицы (уменьшение  $\lambda$ ) главный вклад в сечение упругого рассеяния дают все меньшие углы, поэтому можно считать, что частицы больших энергий испытывают упругое рассеяние лишь на углы меньше  $\lambda/R$ .

Соотношение (I. 16) хорошо известно в обычной оптике под названием формулы Френеля. Она дает распределение интенсивности света под разными углами наблюдения при дифракции параллельного пучка лучей на узкой щели. По аналогии с этим явлением упругое рассеяние частиц на ядре, не идущее через составное ядро и описываемое формулой (I. 16), называется дифракционным рассеянием. Строго говоря, оптическая аналогия имеет место лишь для частного случая рассеяния частицы на прозрачном ядре, у которого коэффициент преломления равен 1, т. е. реальная часть оптического потенциала отсутствует и отлична от нуля мнимая часть ( $V=0$ ,  $W \neq 0$ ). Из (I. 14) и (I. 15) легко видеть, что в этом случае сечение рассеяния не обращается в нуль. Именно эту часть и следует называть сечением дифракционного рассеяния. Это рассеяние обусловлено тем обстоятельством, что непрозрачный экран поглощает часть падающей на него плоской волны, следовательно, за этим экраном прошедшая волна не является плоской, ибо имеется область тени, где амплитуда равна 0. Вследствие дифракции эта тень размыта, появляются вторичные максимумы и минимумы, положение которых определяется формулой (I. 16). Другой крайний случай ( $V \neq 0$ ,  $W=0$ ) соответствует рассеянию волны на преломляющем потенциале без ее поглощения. Сечение такого процесса:

$$\sigma = 2\pi R^2 \left[ 1 - \frac{\cos 2k_1 R + 2k_1 R \sin 2k_1 R - 1}{k_1 R} \right]$$

можно назвать сечением потенциального упругого рассеяния.

В эксперименте оба типа рассеяния неразличимы (вкладом от процесса упругого рассеяния через составное ядро — так называемое резонансное рассеяние — можно пренебречь при больших энергиях частиц). Полное взаимодействие частицы с ядром есть сумма сечений поглощения и упругого рассеяния:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s.$$

Полное сечение взаимодействия может быть выражено через фазы рассеяния следующим образом:

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (I. 17)$$

Это выражение получается из (I. 3) и (I. 4), если использовать свойство ортогональности полиномов Лежандра. Тогда, написав выражение для амплитуды рассеяния вперед (угол рассеяния  $0^\circ$ )

$$f(0) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \cdot (e^{2i\delta_l} - 1)$$

и взяв разность  $f(0) - \bar{f}(0)$ , где символ  $\bar{f}(0)$  означает комплексно сопряженную функцию, получим

$$f(0) - \bar{f}(0) = -\frac{2 \sum (2l+1)}{ik} \sin^2 \delta_l = 2i \operatorname{Im} f(0).$$

Сравнивая это выражение с (I. 17), получим связь между полным сечением и мнимой частью амплитуды рассеяния вперед:

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} f(0).$$

Это соотношение известно под названием «оптической теоремы».

Приведенные формулы для  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$  получены, как было уже отмечено, в предположении прямоугольного оптического потенциала. Однако для заряженной частицы следует ввести в уравнение (I. 1) добавочный член, описывающий ее кулоновское взаимодействие с ядром. Этот кулоновский потенциал существенно зависит от пространственных координат даже в простейшем случае равномерного распределения электрического заряда в ядре. Его вычисление для этого варианта не представляет труда. По теореме Гаусса, имеем

$$\int E_n df = 4\pi\rho, \quad (I. 18)$$

где  $E_n$  — нормальная составляющая вектора электрического поля.

Интеграл в (I. 18) берется по поверхности, охватывающей сферу радиуса  $r$  и содержащей заряд  $\rho$ . Так как полный заряд ядра радиуса  $R$  есть  $Ze$ , то

$$\rho = Ze \frac{r^3}{R^3}.$$

В рассматриваемом случае осуществляется центральная симметрия, и электрические силовые линии нормальны к поверхности сферы. Поэтому из (I. 18) получим

$$E = Ze \frac{r^2}{R^3}.$$

Но  $E = -e \frac{dV_k}{dr}$ . Тогда  $V_k = -\frac{Ze^2 r^2}{2R^3} + C$ .

Константу интегрирования  $C$  найдем из граничного условия: потенциал на поверхности ядра равен  $\frac{Ze^2}{R}$ . Окончательно

$$\left. \begin{aligned} V_k &= \frac{Ze^2}{2R^3} (3R^2 - r^2) && \text{при } r < R, \\ V_k &= \frac{Ze^2}{R} && \text{при } r \geq R. \end{aligned} \right\} \quad (I. 19)$$

Расчет сечений с учетом потенциала  $V_k$  значительно усложняется. Вид дифференциального сечения рассеяния изменится, особенно в области малых углов, так как, кроме дифракционного рассеяния, возникает и резерфордское, сечение которого падает по закону  $\text{cosec}^4 \theta$ . Амплитуда рассеяния будет содержать два члена:

$$f(\theta) = f_n(\theta) + f_R(\theta). \quad (\text{I. 20})$$

Учет соотношения (I.20) приводит к тому, что в выражении (I. 3) для дифференциального сечения появится, кроме слагаемого, описывающего резерфордское рассеяние, дополнительный член как результат интерференции волн, рассеянных ядерным и кулоновским потенциалами ядра. Интегральное сечение будет суммой резерфордского и ядерного сечений. Первое слагаемое быстро уменьшается с ростом энергии частицы, поэтому при достаточно больших энергиях сечения ядерного рассеяния протона и нейтрона примерно одинаковы.

Модель прямоугольной потенциальной ямы содержит три параметра, которые необходимо вычислить из известных свойств нуклонов для того, чтобы по формулам, даваемым оптической моделью, определить сечение ядерных взаимодействий. Можно поступить и наоборот: по измеренным в эксперименте сечениям вычислить оптические параметры, входящие в выражения для сечений. Первый путь — путь строгого обоснования оптической модели — был осуществлен в ряде работ, о которых мы скажем несколько подробнее далее.

Второй подход к задаче не дает возможности оценить эвристическую силу модели, хотя совпадение значений параметров, найденных при изменении условий эксперимента (энергия частиц, природа ядра), может служить указанием на корректность модели. В нашем распоряжении имеются две экспериментальные величины  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$ , которые определяются тремя параметрами, например набором  $R, k_1, K$ . Следовательно, один из оптических параметров должен быть задан для того, чтобы было возможным вычисление двух других. Кроме того, можно сравнить ход дифференциального сечения рассеяния, вычисленного при выбранном значении параметров, с результатами непосредственных измерений. В качестве наперед заданного параметра естественно взять, на первый взгляд, радиус ядра, величина которого определяется другими, независимыми методами, например в опытах по рассеянию электронов на ядрах или по наблюдению рентгеновского излучения мезоатомов. Но нельзя утверждать, что радиус действия ядерного потенциала, входящий в выражения для сечений, и радиус распределения электрического заряда в ядре, который определяется в упомянутых выше опытах, будут совпадать.

Для решения этого вопроса необходимо разработать методы измерения радиусов, определяющих область действия ядерных сил. Таким методом и является анализ результатов измерений  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$  с точки зрения оптической модели. Отсюда следует, что было бы целесообразнее задавать другой оптический параметр с тем, чтобы найти затем два других, в том числе и радиус потенциальной ямы ядра. Тогда можно было бы проверить гипотезу об идентичности распределений плотности нуклонов и электрического заряда в ядре. Если мы примем в духе модели Сербера (см. главу 2), что процесс прохождения частицы большой энергии через ядро состоит из серии последовательных соударений ее с отдельными нуклонами и что каждое такое соударение, вызывающее переход нуклона отдачи на один из свободных верхних уровней, ведет к выбыванию частицы из начального пучка, то можем тогда написать, что коэффициент поглощения есть сечение столкновения данной частицы с нуклоном, рассчитанное на единицу объема ядра,

$$K = \rho \bar{\sigma}, \quad (\text{I. 21})$$

где  $\rho$  — плотность нуклонов в ядре;  $\bar{\sigma}$  — среднее сечение рассеяния (с учетом запрета Паули) бомбардирующей частицы  $N$  на протонах и нейтронах.

Для ядра постоянной плотности имеем

$$\rho = \frac{3A}{4\pi R^3}, \quad \bar{\sigma} = \frac{Z\sigma_{Np} + (A-Z)\sigma_{Nn}}{A}. \quad (I. 22)$$

Эффективные сечения рассеяния  $\sigma_{Np}$  и  $\sigma_{Nn}$  могут быть взяты из опытов по взаимодействию свободных нуклонов, если будет учтена также поправка на запрещение в ядре столкновений с малой передачей энергии. Эту поправку можно вычислить, зная закон распределения внутриядерных нуклонов по импульсам. Исследования процесса подхвата нуклона [10], квазиупругого рассеяния протонов на ядрах [11], рождения  $\pi$ -мезонов при ядерных столкновениях протонов больших энергий [12] показали, что наилучшее согласие с данными этих экспериментов может быть достигнуто при выборе гауссовского закона импульсного распределения нуклонов:

$$N(p) \approx \text{const } e^{-\frac{p^2}{2p_0^2}}.$$

Параметр этого распределения колеблется у различных авторов в пределах 12—20 Мэв. Следует отметить, что все прямые эксперименты по изучению импульсного распределения нуклонов поставлены с легкими ядрами, так как эффект вторичного рассеяния частиц, происходящего с большой вероятностью в тяжелом ядре, сильно искажает картину первичного взаимодействия и лишает возможности более или менее точного определения начального импульса нуклона.

Распределение Ферми для вырожденного газа также оказывается неплохим приближением, за исключением некоторого расхождения между экспериментом и расчетом в области больших импульсов: модель Ферми дает заниженные вероятности для нахождения нуклонов с большими импульсами. Вычисление поправки для эффективных сечений рассеяния на действие принципа Паули наиболее просто для распределения Ферми [13]. Обычно для оптического анализа экспериментальных данных принимают этот закон. Впрочем, при энергии бомбардирующих нуклонов в несколько сот миллионов электронвольт поправки в сечениях вообще становятся малы, часто их и не рассчитывают, заменяя  $\sigma_{Np}$  и  $\sigma_{Nn}$  в выражении для  $\bar{\sigma}$  данными, полученными в опытах со свободными нуклонами.

Гольдбергер [13] вычислил  $\bar{\sigma}$  с учетом принципа Паули, предполагая, что сечения рассеяния для свободных нуклонов не зависят от энергии и угла рассеяния. Его результат имеет вид

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 \left( 1 - \frac{7}{5} \cdot \frac{E_F}{E} \right),$$

где  $\bar{\sigma}_0$  — усредненные  $\sigma_{pp}$  и  $\sigma_{pn}$  без учета запрета;  $E_F$  — энергия Ферми;  $E$  — кинетическая энергия налетающего нуклона.

Эта формула выведена для случая  $E > 2E_F$ . Для меньших энергий аналогичный расчет сделан в [14].\* Предположение о независимости сечений  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния является, однако, очень грубым в области энергии 90—100 Мэв, и в [15] проведены вычисления  $\bar{\sigma}$  в предположе-

\* Расчет Ямагучи [14] содержит, как указано в [15], ошибку. Исправленная формула для  $\bar{\sigma}$  при  $E < 2E_F$  приведена в [15].

нии, что сечения обратно пропорциональны энергии и изотропны в системе центра масс. Тогда

$$\bar{\sigma} = 6\bar{\sigma}_0 I \frac{p_1}{p_F^3},$$

$$I = \int_a^b \frac{x(1+x^2-2x^2)}{\sqrt{2(1+x^2)}} \operatorname{Arcth} \frac{2x\sqrt{2(1+x^2)}}{1+3x^2} dx;$$

$x = \frac{p_2}{p_1}$ ;  $\alpha = \frac{p_F}{p_1}$ ;  $a=0$ ;  $b=\alpha$  для  $E_1 \geq 2E_F$ ;  $a=\sqrt{2\alpha-1}$ ;  $b=\alpha$  для  $E_1 \leq 2E_F$ ;  $p_F$  — максимальный импульс Ферми;  $p_1$  и  $p_2$  — импульсы нуклонов.

Таким образом, задание сечений  $\sigma_{pn}$  и  $\sigma_{pp}$  позволяет полностью определить все другие оптические параметры в приближении потен-

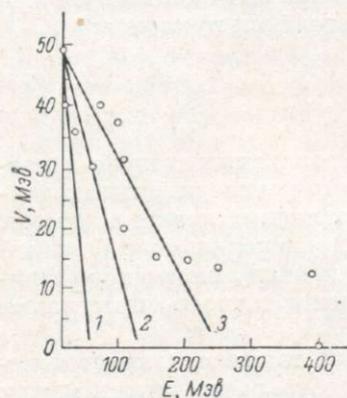


Рис. 3. Зависимость  $V$  от энергии нуклона.

Точки изображают данные, полученные в [14-21]. Прямые показывают ход потенциала, согласно (1.23), при значении  $b$ , равном 1.0 (1), 0.4 (2) и 0.2 (3).

что модель прямоугольной ямы удовлетворительно описывает эксперименты, если несколько увеличить параметр  $r_0$  с возрастанием порядкового номера элемента от значения 1.37 ферми для углерода до 1.54 ферми для свинца. При этом величина потенциала  $V$  оказывается зависящей от кинетической энергии нейтронов.

Аналогичное уменьшение глубины потенциальной ямы с ростом энергии нейтронов от 66 до 97 МэВ найдено в работе [17] для большой группы ядер, причем величина  $r_0$  варьировала вокруг значения 1.4 ферми. На рис. 3 показано значение ядерного потенциала  $V$  при различных энергиях бомбардирующих нуклонов, определенного в упомянутых опытах.

Другие работы, выполненные при больших энергиях нуклонов, дают противоречивые результаты. Недзель [18], измеряя полные сечения нейтронов энергии 410 МэВ с разнообразными ядрами, заключил, что реальная часть оптического потенциала равна 0. Параметр  $r_0$  был взят в [18] равным 1.2 ферми.

Анализ опытов по изучению сечения поглощения протонов энергии 860 МэВ, выполненный в [19], дал величину около 50 МэВ для глубины потенциальной ямы (при  $r_0=1.25$  ферми).

Наконец, в работе Кура, Хилла и других [20] по оптическому анализу ядерных сечений для нейтронов энергии 1.4 БэВ получено, что средний

циальной прямоугольной ямы и постоянной ядерной плотности по найденным экспериментальным величинам  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$ . Первые работы с оптической моделью выполнены по этой программе. Подходящим выбором  $k_1$  (или потенциала  $V$ ) добивались наилучшего согласия с экспериментальной кривой дифференциального сечения рассеяния, находя величину параметра, входящего в выражение для радиуса ядра ( $R=r_0A^{1/2}$ ), из формулы для  $\sigma_a$ . Параметр  $r_0$  у разных авторов имел несколько различные значения в пределах 1.2—1.4 ферми (1 ферми =  $10^{-13}$  см).

Тот факт, что колебания значений  $r_0$  и  $V$  от ядра к ядру оказываются сравнительно небольшими, служил указанием на правильность выбора констант. Тейлор [16] в анализе своих опытов по измерению полных сечений взаимодействия с ядрами нейтронов энергии от 50 до 400 МэВ нашел,

потенциал по абсолютной величине равен  $26 \pm 9$  Мэв (при  $r_0 = 1.28$  ферми). Анализ, проведенный Мелкановым, Нодвигом и Саксоном [21], показал, что сечения  $\sigma_a$  и  $\sigma_s$ , вычисленные по (I. 14) и (I. 15), не будут значительно изменяться, если вариации параметров  $V$  и  $r_0$  производятся так, чтобы произведение  $VR^n$  (где число  $n$  заключено между 2 и 3) оставалось постоянным. Однако различие в выборе  $r_0$ , произведенном в работах [18-20], не может объяснить большие колебания в величине найденного потенциала. Скорее всего это связано с экспериментальными ошибками в измерении сечений, причем величина  $V$  особенно чувствительна к сечению упругого рассеяния. Тем не менее из рис. 3 можно отчетливо видеть, что величина потенциала имеет тенденцию к уменьшению с ростом энергии падающих нуклонов. Представив приближенно зависимость потенциала от импульса нуклона в виде

$$V = -V_0 + b \frac{p^2}{2m}, \quad b = \text{const}, \quad (\text{I. 23})$$

можно ввести понятие так называемой «эффективной» массы нуклона [22]. А именно, имеем по определению полной энергии

$$E = V + T.$$

С учетом (I. 23) получим

$$E = -V_0 + (1 + b) \frac{p^2}{2m} = -V_0 + \frac{p^2}{2m^*}.$$

Здесь  $m^* = \frac{m}{1+b}$  — эффективная масса нуклона. Ее значение меньше номинальной массы  $m$ , так как величина  $b$  существенно положительна (потенциал убывает с увеличением импульса нуклона). Теоретическое рассмотрение вопроса об эффективной массе нуклона показало, что  $m^* \approx (0.5 \div 0.8) m$ , причем эффективная масса зависит от кинетической энергии нуклона, возрастая с ростом энергии. Это означает, что квадратичное приближение (I. 23) является довольно грубым.

На рис. 3 также можно видеть, что величина  $b$ , характеризующая скорость убывания потенциала с ростом энергии нуклона, не остается постоянной при изменении энергии в широком диапазоне, но убывает от значения примерно 0.5 до 0 при энергии нуклона в несколько сот миллионов электроновольт.

#### § 4. ЯДРО С ДИФFUЗНОЙ ГРАНИЦЕЙ

Опыты Хофстадтера и других [23] по рассеянию электронов большой энергии на ядрах привели к заключению, что радиальное распределение электрического заряда в ядре неравномерное, а описывается функцией вида (для средних и тяжелых ядер):

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp \frac{r-R}{a}\right)^{-1}, \quad (\text{I. 24})$$

где  $R$  и  $a$  — некоторые константы распределения.

Целесообразно поэтому видоизменить также расчеты по оптической модели, включив в их схему приближение диффузного ядра, т. е. ядра с плотностью нуклонов, меняющейся по радиусу. В таком случае мнимая и реальная части оптического потенциала ядра будут функциями текущих координат частицы при ее движении по траектории в ядре.

В качестве простейшего предположения можно принять, что зависимости  $V(r)$  и  $\rho(r)$  идентичны, хотя нет больших оснований в пользу этого. В некоторых случаях, когда рассматривается взаимодействие с ядром частиц, имеющих малую длину пробега в ядерном веществе по сравнению

с размерами ядра ( $\pi$ -мезоны,  $\alpha$ -частицы или нуклоны небольших энергий), вводится функция  $W(r)$ , вид которой отличен от вида зависимости  $V(r)$  и которая учитывает сильное поглощение на поверхности ядра. Согласно Бьюркунду и Фернбаху [24], в этом случае принимается

$$W(r) = W_0 e^{-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2}. \quad (I. 25)$$

Вудс и Саксон [25] предложили использовать распределение, полученное в опытах Хофстадтера, для описания радиальной зависимости реальной части оптического потенциала, т. е. принять:

$$V(r) = V \left[ \left( 1 + \exp \frac{r-R}{a} \right)^{-1} \right]. \quad (I. 26)$$

В литературе потенциал вида (I. 26) известен под названием потенциала Вудса—Саксона. Параметры  $R$  и  $a$ , входящие в него, обычно берутся из опытов по рассеянию электронов. Величина  $a$  (диффузность ядра) принимается одинаковой для всех ядер, а параметр  $R$  зависит от массы ядра:  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0$  — константа, одинаковая или во всяком случае слабо зависящая от массы ядра.

Предположение, что потенциал может быть представлен в виде

$$V(r) = V \rho(r),$$

где  $V$  — потенциал, не зависящий от радиуса;  $\rho(r)$  — распределение плотности в ядре, вытекает из двух других предположений [26, 27]: а) радиус действия ядерных сил пренебрежимо мал по сравнению с размерами ядра; б) амплитуда рассеяния нуклона на нуклоне слабо зависит от угла рассеяния и может быть взята равной амплитуде при нуле.

Из работы Кромера [28] следует, что предположение (б) не оправдывается и что необходимо включить в расчет угловую зависимость амплитуды рассеяния. Тогда оказывается, что потенциалы  $V$  и  $W$  будут иметь идентичные радиальные зависимости  $\rho(r)$ , но с разными значениями среднеквадратичного радиуса, зависящими также от энергии нуклона [29].

Следовательно, число параметров в выражении для оптического потенциала еще более возрастает. Можно уменьшить это число, если принять, как это делает Батти [30], что среднеквадратичные радиусы всех потенциалов равны между собой, но отличаются от радиуса распределения электрического заряда в ядре. Заметим попутно, что анализ Элтона [31], проведенный им полуклассическим методом, показал, что радиусы распределения нуклонов (которые можно отождествить с радиусом потенциала, если пренебречь конечным радиусом действия ядерных сил), выведенные из результатов опытов по ядерному рассеянию нуклонов энергии 0.3—5 Бэв, и радиус распределения электрического заряда различаются очень незначительно (на 0.1—0.2 ферми).

В эксперименте с протонами необходимо учитывать также электромагнитное взаимодействие, и в выражении для оптического потенциала появятся вследствие этого дополнительные члены.

Для легких ядер, где плотность электрического заряда имеет вид [32],

$$\rho(r) = \text{const } e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2},$$

кулоновский потенциал равен [30]

$$V_k = -\frac{Z\alpha}{r} \text{erf}\left(\frac{r}{a}\right),$$

где  $\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ .

Для распределения  $\rho(r)$  типа фермиевского, пригодного для тяжелых ядер, выражение для кулоновского потенциала значительно усложняется [33].

Для расчета по оптической модели вид электростатического потенциала  $V_k$  можно взять соответствующим модели равномерно заряженной сферы (по объему или по поверхности), причем результат вычисления сечения рассеяния (которое главным образом и изменится при введении кулоновских сил) мало зависит от вида принятой зависимости  $V_k(r)$  [34].

При анализе экспериментов с нуклонами больших энергий, когда длина пробега этих частиц сравнима с размерами ядра, предполагается, что мнимый потенциал также может быть представлен в виде (I. 25). Таким образом, в модель диффузного ядра входит четыре оптических параметра, два из которых ( $r_0$  и  $a$ ) характеризуют протяженность ядра и распределение ядерной плотности, два других ( $V$  и  $W$ ) определяют силу взаимодействия налетающей частицы с ядром.

Потенциал Вудса—Саксона — не единственная форма потенциала, встречающаяся в практических расчетах по оптической модели, хотя и наиболее распространенная. Например, Вильямс [35], анализируя данные по рассеянию на ядрах протонов энергии порядка миллиарда электронвольт, пришел к выводу, что путем выбора «трапециoidalного» распределения плотности ядерного вещества можно согласовать эти опыты с данными Хофстадтера по рассеянию электронов. В работе Лукьянова, Орлова и Туровцева [36] принят потенциал вида:

$$V(r) = -(V + iW)f(r),$$

$$f(r) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq R - d, \\ 1 + \frac{r - R - 2d}{4d^{3/2}} & \text{при } R - d \leq r \leq R + d, \\ 0 & \text{при } r \geq R + d. \end{cases} \quad (\text{I. 27})$$

Оптический потенциал ступенчатого вида рассмотрен в [37]. Потенциальная яма со скошенными стенками использовалась в работе [38]. Большие трудности, возникающие при решении уравнения (I. 1) с потенциалом в форме (I. 25) и требующие применения численных методов интегрирования, побуждают некоторых авторов использовать иные, более удобные аналитические выражения для оптического потенциала, типа написанного выше (I. 27).

Общим для всех подобных расчетов является предположение о наличии поверхностной области ядра с большим градиентом потенциала и внутренней области, где последний не меняется или меняется сравнительно слабо. Было бы интересно исследовать вопрос о подборе формы потенциала, которая наилучшим образом соответствовала бы экспериментальным данным. К сожалению, эта трудная задача пока не решена. Можно лишь сравнивать расчеты, произведенные с потенциалом различной формы для одной и той же энергии нуклонов. В частности, сопоставление работ [36, 37, 39, 40], в которых анализируются данные по взаимодействию нуклонов примерно одной и той же энергии, но при разном выборе оптического потенциала, показывает, что величина  $V$  при этих предположениях получается одинаковой. Однако эти работы выполнены с частицами небольших энергий (15—20 Мэв), и подобный результат может быть следствием малой чувствительности таких нуклонов к деталям ядерного потенциала.

Ходжсон [41] специально исследовал вопрос об оптимальном значении энергии заряженных частиц, при которой можно было ожидать наибольшей чувствительности экспериментального сечения рассеяния

к выбранному параметру диффузности потенциала. Если энергия падающей заряженной частицы будет мала, то упругое рассеяние будет обусловлено главным образом дальнедействующим кулоновским взаимодействием, при больших энергиях частица будет проникать внутрь ядра и роль поверхностного слоя в процессе рассеяния станет также незначительной. Поэтому имеется некоторое оптимальное значение кинетической энергии частицы. Получено, что энергия бомбардирующей частицы, при которой достигается наибольшая чувствительность расчетного дифференциального упругого рассеяния к форме потенциала, зависит от характеристик ядра и частицы следующим образом:

Таблица 1

Оптические потенциалы, полученные в расчетах по модели диффузного ядра

$$E \approx \frac{Zz}{A^{1/3}}$$

Энергия нуклона	$r_0, 10^{-13}$ см	$V, \text{Мэв}$	$W, \text{Мэв}$	Литература
5.25 Мэв	1.33	52.5	0.9	[40]
10 »	1.3	53±3	7±1	[39]
14 »	1.22	42	11	[37]
	1.27	42	5	[36]
17 »	1.33	47±1	8.5±0.5	[40]
	1.3	50±2	8.0±1.0	[39]
31.5 »	1.33	36±1	15.5±0.5	[40]
40 »	1.3	36±4	15±5	[39]
95 »	1.3	26±2	10±5	[39]
0.3—5 Бэв	—	14	—	[31]
8.7 »	1.1	30	—	[38]

где  $z$  и  $Z$  — заряд частицы и ядра-мишени;  $A$  — массовое число ядра.

Требуется специального рассмотрения и вопрос о том, в каких случаях можно применять потенциал с поверхностным поглощением типа (I. 25). Бьюркруд, Фербах и другие [34] довольно произвольно принимают, что при энергии нуклонов меньше 50 Мэв пригоден потенциал (I. 25), а при больших энергиях предпочтительнее вариант с объемным поглощением. В работе Боуэна и дру-

гих [42] подобное заключение было получено после проведенного анализа результатов. Ими был предложен метод расчета оптических параметров с использованием немоного характера энергетической зависимости полного сечения ядерного взаимодействия нуклонов, которая обнаруживает ряд минимумов и максимумов [43].

Объяснение такого немонотонного хода сечения заключается в том, что здесь имеет место как бы эффект Рамзауера: прошедшая через ядро волна, интерферируя с падающей, частично гасит ее, если разность фаз падающей и прошедшей волн близка к  $\pi/2$ ,  $3\pi/2$  и т. д., и усиливает ее, если эта разность составляет четное кратное  $\pi/2$  [44]. Разность фаз зависит от величины  $k_1$ , которая однозначно определяет оптический потенциал:

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar}} \cdot [\sqrt{E + V} - \sqrt{E}].$$

Следовательно, величина  $\sigma_i$ , рассчитанная при разных значениях потенциала  $V$ , будет также иметь один или несколько максимумов, как функция от  $V$ . Выбирая другие оптические параметры так, чтобы расчетное значение  $\sigma_i$  в максимуме было равно экспериментальному сечению, мы тем самым автоматически фиксируем величину  $V$ . Полученное этим способом значение реального потенциала будет мало чувствительно к изменению других параметров в широком диапазоне.

В табл. 1 даны значения потенциалов  $V$  и  $W$ , полученные в различных работах в предположении диффузного ядра. Хотя расчеты выполнены для различных ядер, но мы предполагаем, в духе оптической модели, что ин-

дивидуальные свойства ядер не сказываются на этом оптическом параметре, поэтому результаты расчетов объединялись. Так же как и для модели прямоугольной ямы, наблюдается уменьшение величины  $V$  с ростом кинетической энергии нуклона.

## § 5. УЧЕТ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЙ СВЯЗИ

В опытах по рассеянию свободных нуклонов больших энергий получены указания о зависимости ядерных сил, действующих между двумя нуклонами, от взаимной ориентации вектора спина и вектора орбитального углового момента относительного движения. В частности, оказалось, что фаза  $pp$ -рассеяния велика в состоянии  $P_0$  (т. е. когда суммарный спин протонов и орбитальный момент, равные единице, антипараллельны друг другу), в то время как взаимодействие протонов в состоянии  ${}^3P_1$  и  ${}^3P_2$  значительно слабее.

Наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к явлению поляризации нуклонов при упругом рассеянии. Ферми [45] высказал предположение, что спин-орбитальная связь должна осуществляться также и при ядерном рассеянии нуклонов и что ее следствием будет также поляризация рассеянных нуклонов.

Из простых соображений легко можно понять, почему возникает поляризация при наличии спин-орбитального взаимодействия. На рис. 4 показано, как ориентируется вектор орбитального момента нуклонов, пролетающих «справа» и «слева» от центра ядра.

Нуклон, летящий «справа», имеет момент  $I = [\mathbf{pr}]$ , направленный «вверх» относительно плоскости, образованной вектором импульса  $\mathbf{p}$  и радиусом-вектором  $\mathbf{r}$ ; угловой момент нуклона «слева» направлен «вниз». Первоначальный пучок нуклонов был неполяризован, т. е. число нуклонов со спином «вверх» равно числу нуклонов, имеющих спин «вниз». Если силы, действующие между нуклоном и ядром, зависят от знака произведения  $I s$ , например для определенности имеет место более сильное притяжение в случае параллельности  $I$  и  $s$  и меньшее взаимодействие, когда  $I$  и  $s$  антипараллельны, то частицы, пролетающие «справа» от ядра и имеющие спин «вверх», будут рассеиваться преимущественно влево, в то время как нуклоны со спином «вниз» пойдут вправо. Аналогичным образом получается, что из числа нуклонов, пролетающих «слева», рассеяние «вправо» будут в значительной степени испытывать те, у которых спин направлен «вниз». Таким образом будет осуществляться селекция рассеянных нуклонов по направлениям их спинов относительно плоскости рассеяния. Пучок, рассеянный вправо, обогащается частицами с ориентацией спина «вниз»; частицы, рассеянные влево, будут преимущественно иметь противоположное направление спина.

Экспериментальное наблюдение этой поляризации производится путем измерения лево-правой асимметрии при вторичном рассеянии частично поляризованного пучка в той же плоскости. Если степень поляризации первого рассеяния была  $P_1(\theta_1)$ , где  $\theta_1$  — угол рассеяния, а при втором —

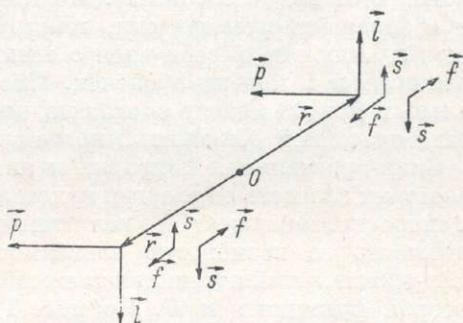


Рис. 4. Две возможные ориентации орбитального момента  $I$  частицы относительно ее радиуса-вектора  $\mathbf{r}$ , проведенного из центра ядра.

$\mathbf{p}$  — импульс частицы;  $\mathbf{s}$  — ее спин;  $\mathbf{f}$  — сила;  $I s$  — связи.

$P_2(\theta_2)$ , то элементарным подсчетом можно получить выражение для асимметрии:

$$e = \frac{N_{\text{лев}} - N_{\text{прав}}}{N_{\text{лев}} + N_{\text{прав}}} = P_1(\theta_1) P_2(\theta_2).$$

Здесь  $N_{\text{лев}}$  и  $N_{\text{прав}}$  — число нуклонов, рассеянных соответственно влево и вправо при двойном рассеянии в одной и той же плоскости. Поскольку поляризация зависит от энергии частиц и от выбора мишени, то в общем случае даже при  $\theta_1 = \theta_2$   $P_1$  не будет равно  $P_2$ . Если, однако, взять мишени одинаковой природы, то вследствие небольшого изменения энергии нуклона при упругом рассеянии на достаточно тяжелых ядрах можно полагать, что  $P_1(\theta) = P_2(\theta)$ , тогда измеренная асимметрия сразу определяет поляризацию пучка при рассеянии на данный угол.

Опыты по измерению поляризации при упругом рассеянии нуклонов больших энергий на ядрах [46, 47] свидетельствуют о наличии сил, зависящих от произведения  $ls$ . Поэтому оптический потенциал, поскольку он отображает свойства сил, действующих со стороны ядра на нуклон, должен включить в себя член с этим произведением. Подобная ситуация возникает и в модели оболочек. Именно благодаря введению спин-орбитальных сил эта модель смогла подняться до своего современного уровня, стала способной объяснить многие свойства ядер.

Спин-орбитальная поправка к оптическому потенциалу в общем случае может зависеть от энергии налетающих нуклонов (помимо зависимости от скорости, заключенной в величине орбитального момента). Следует также учитывать ее возможную зависимость от радиуса действия. Поэтому спин-орбитальный потенциал должен быть записан в виде  $V_s ls$ , где  $V_s$  — некоторая функция  $r$  и  $E$ . По идее Гейзенберга [48], вид радиальной зависимости  $V(r)$  можно выбрать по аналогии с потенциалом электромагнитных сил, действующих на магнитный момент частицы. В этом случае наличие обычного центрального кулоновского потенциального поля  $V_k(r)$ , в котором двигается частица, приводит к появлению в потенциале магнитного добавочного члена вида

$$\frac{1}{r} \frac{dV_k(r)}{dr} ls.$$

Эту зависимость легко получить из следующих соображений. Если задан электростатический потенциал  $V_k$ , то напряженность электрического поля будет равна

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{e} \text{grad } V_k.$$

При движении заряженной частицы с импульсом  $\mathbf{p}$  в электрическом поле возникает связанное с ним магнитное поле  $\mathbf{H}$ :

$$\mathbf{H} = \frac{1}{Mc} \cdot [\mathbf{pE}],$$

где  $M$  — масса частицы.

Взаимодействие магнитного момента  $\boldsymbol{\mu}$  частицы с полем  $\mathbf{H}$  характеризуется энергией:

$$E_{\text{магн}} = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H} = \frac{1}{Mc e} \boldsymbol{\mu} [\mathbf{p} \text{grad } V_k]. \quad (\text{I. 28})$$

Магнитный и спиновый моменты частицы связаны соотношением

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{e}{Mc} \mathbf{s}.$$

Учитывая далее, что

$$\text{grad } V_k = \frac{1}{r} \mathbf{r} \frac{dV_k}{dr},$$

получим из (I. 28) выражение для энергии спин-орбитального взаимодействия типа написанного выше.

В работе [49] было показано, что при выборе спин-орбитального потенциала аналогичного типа

$$V_s(r) = V_s \left( \frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \cdot \frac{dV(r)}{dr} \text{Is},$$

где  $V(r)$  — центральный оптический потенциал;  $M$  — масса  $\pi$ -мезона;  $V_s$  — некоторая константа, поляризация нуклонов при рассеянии на этом потенциале не будет зависеть от точного вида  $V(r)$ , она является функцией лишь его глубины. Это обстоятельство несомненно упрощает анализ экспериментальных данных.

Для учета случаев неупругого взаимодействия с изменением момента ядра следует оперировать с комплексной формой спин-орбитального потенциала  $V_s + iW_s$  [63]. В качестве простейшего предположения выбирается одинаковая радиальная зависимость как для  $V_s$ , так и для  $W_s$ . Тогда полный оптический потенциал записывается следующим образом:

$$V_{\text{опт}} = (V + iW) \rho(r) + (V_s + iW_s) \cdot \left( \frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d\rho(r)}{dr} \quad (\text{I. 29})$$

для случая объемного поглощения и

$$V_{\text{опт}} = V\rho(r) + iWg(r) + \left( \frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \left[ V_s \frac{d\rho(r)}{dr} + W_s \frac{dg(r)}{dr} \right] \quad (\text{I. 30})$$

при поверхностном поглощении. Функции  $\rho(r)$  и  $g(r)$  берутся в виде (I. 26) и (I. 25) соответственно.

В выражении для  $V_{\text{опт}}$  следовало бы ввести еще один член, описывающий обычное взаимодействие магнитного момента частицы с электрическим полем ядра типа (I. 28). Расчеты Батти [50] показали, что при энергиях нуклонов до 1 Бэв введение этого электромагнитного спин-орбитального потенциала вызывает увеличение сечения упругого рассеяния не больше чем на 1% и не вносит каких-либо изменений в поляризационную картину, так что им вполне можно пренебречь.

Потенциал (I. 29) содержит 6 параметров, потенциал (I. 30) — 7 параметров: 2 (3) параметра определяют распределение плотности ядра —  $r_0$ ,  $a$  и  $b$ , 2 — характеризуют центральное взаимодействие —  $V$  и  $W$ , наконец, имеется две константы спин-орбитальной связи —  $V_s$  и  $W_s$ . Такое обилие параметров, величина которых влияет на расчетные сечения ядерного взаимодействия, чрезвычайно затрудняет анализ эксперимента в терминах оптической модели. Некоторые из этих параметров, например  $r_0$ ,  $a$ ,  $W$ , могут быть, конечно, заданы из других соображений, но и в этом случае остается необходимость доказательства пригодности сделанного выбора. Неоднозначность оптического анализа усугубляется также тем, что используемый вид оптического потенциала (I. 29) или (I. 30) никак не может считаться единственно правильным, даже если отвлечься от возможных индивидуальных особенностей ядер.

Отказ от предположения, что зависимость оптического потенциала от вида конкретного ядра проявляется в параметре  $R = r_0 A^{1/3}$ , по существу, означает отказ от попытки единообразно трактовать процесс столкновений нуклонов с ядрами. Имея в своем распоряжении большое число произ-

вольных оптических параметров, можно добиться прекрасного совпадения расчетных величин с экспериментом практически при любой функциональной зависимости  $V(r)$ , что означало бы при этом крах самой модели. Однако нужно заметить, что не все параметры модели в одинаковой степени эффективно влияют на величины, которые измеряются в эксперименте и из которых, по существу, и вычисляются эти параметры. Выше уже отмечалось, что одновременное изменение  $V$  и  $r_0$  так, чтобы произведение  $VR^2$  оставалось постоянным, не влечет за собой существенного изменения сечения упругого рассеяния, и выбор реальной части центрального потенциала также практически не влияет на величину сечения поглощения. Поляризационные эффекты тесно связаны с величиной спин-орбитального потенциала и слабо зависят от других параметров. Анализ экспериментов,

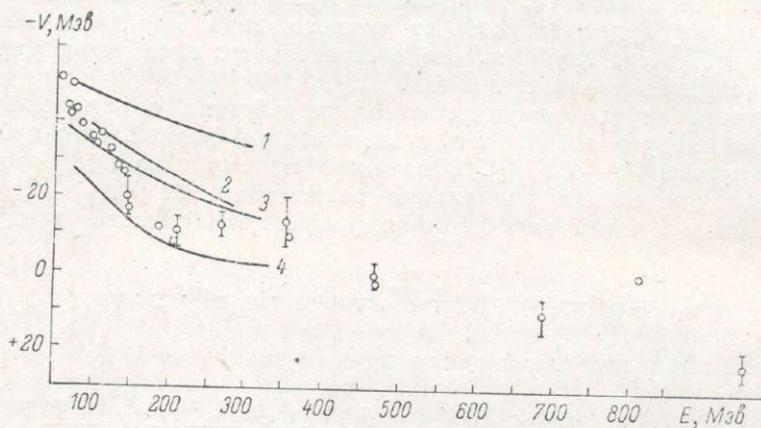


Рис. 5. Зависимость реальной части центрального потенциала от энергии нуклона.

Точки представляют данные, взятые из табл. 2. Кривые построены при выборе двухнуклонного потенциала типа Гаммела—Христиансена—Таллера (1); Гаммела—Таллера (2); Сигвелла — Маршака (3); кривая (4) по [63].

в которых измерялись либо сечения поглощения, либо дифференциальные сечения упругого рассеяния, либо поляризация, либо, наконец, то и другое одновременно, произведен рядом авторов в приближении (I. 29) [30, 51-57] и (I. 30) [42, 58-59]. Из известных экспериментальных величин определялись параметры взаимодействия  $V$ ,  $W$ ,  $V_s$ ,  $W_s$  при задании величин, характеризующих ядерную плотность.

В работе [60] было показано, что при анализе поляризационных явлений, согласно формулам оптической модели, следует отделять эффект упругого рассеяния нуклонов на ядре от эффекта неупругого рассеяния с возбуждением нижних уровней ядра, поскольку в последнем случае также может возникнуть поляризация. В эксперименте не всегда удается надежно отделить упруго рассеянные нуклоны от тех частиц, которые испытали неупругое рассеяние с малой потерей энергии. Практически сделать это разделение невозможно в опытах с нейтронами не слишком малых энергий и с протонами энергии больше примерно 200—250 МэВ. В таких случаях следует проводить анализ лишь для области небольших углов рассеяния, где относительный вклад неупругих процессов мал.

Результаты вычислений оптического потенциала из экспериментальных данных многих авторов даны в табл. 2. Как и в случае модели прямоугольной ямы, величина реальной части центрального потенциала падает с ростом энергии нуклона (рис. 5).

Величины оптических потенциалов ядер

Энергия нуклона, Мэв	$r_0, 10^{-13}$ см	$a, 10^{-13}$ см	$-V, \text{Мэв}$	$-W, \text{Мэв}$	$-V_s, \text{Мэв}$	$-W_s, \text{Мэв}$	Литература	Характер поглощения		
7	1.11	0.80	56	4.5	0.4	0	[53]	Объемное		
10	1.25	0.65	51	11	—	—	[59]	Поверхностное		
14	1.25	0.65	44	11	+8.3	—	[58]	»		
15	1.25	0.50	50	8.5	+2	0	[56]	Объемное		
20	1.25	0.60	42	5	—	—	}	Поверхностное		
25	1.25	0.60	43	—	—	—		»		
33	1.25	0.60	39	7	—	—		»		
45	1.25	0.60	36	—	—	—		»		
50	1.25	0.60	35	10	—	—		»		
55	1.25	0.60	37	10	—	—		[42]	»	
70	1.25	0.60	33.4	10	—	—		»		
80	1.25	0.60	28.2	10	—	—		»		
90	1.25	0.60	28.3	10	—	—		»		
95	1.25	0.65	21.6	6.2	3.2	0		[57]	»	
95	—	—	14.8	14.2	—	—	}	Объемное		
95	—	—	17	11.3	2	0			»	
135	—	—	20.9	14	2.4	0			»	
155	—	—	12.5	11.4	2.1	0			[30]	»
155	—	—	8.5	10.6	2.4	0			»	
155	—	—	10.6	13.1	2.4	0			»	
160	1.25	0.65	14—18	15—20	1.5—2.5	1			[55]	»
220	—	—	13	21.6	2.9	0			[30]	»
300	1.01—1.2	0.65	20	15	2.2—0.5	0—0.1			[54]	»
310	—	—	10.5	30	2.7	0			[30]	»
420	—	—	—7.25	—31.5	—	—	[51]	»		
420	—	—	0	35.7	2.5	0	}	»		
635	—	—	—9.8	48.9	1.75	0		[30]	»	
970	—	—	—22.3	55.9	2.7	0		»		

Можно ожидать, что спин-орбитальное взаимодействие будет несодинаковым для ядер с различным значением собственного углового момента. Однако прямые опыты, поставленные в [61] по исследованию упругого рассеяния поляризованных протонов энергии 220 Мэв на ядрах углерода, у которых спин равен 0, и азота (спин 1), показали отсутствие какого-либо заметного различия в дифракционной картине, которая весьма чувствительно зависит от поляризационных эффектов.

Попытки теоретического обоснования оптической модели, получения оптического потенциала ядра из данных по двухнуклонному взаимодействию делались неоднократно [62—65]. Ватсон [62] разработал метод вычисления ядерных констант, характеризующих силу взаимодействия нуклона с ядром, из известного потенциала сил, действующих между нуклонами. Его метод аналогичен методу расчета многократного рассеяния: рассчитываются последовательные столкновения первичной частицы с нуклонами ядра, причём принимается, что при каждом таком столкновении действуют лишь двухнуклонные силы, так что амплитуда рассеяния известна. Затем вычисляется суммарная амплитуда всех актов рассеяния. Если в результате какого-либо соударения не происходит переброса нуклона-мишени на один из незанятых уровней ядра, то такой процесс будет когерентным и его амплитуда даст соответствующий вклад при вычислении реальной части оптического потенциала. В противном случае рассеяние является

некогерентным, и учет таких процессов позволяет определить мнимый потенциал. Ризенфельд и Ватсон [63] провели вычисление оптического потенциала по этой программе, зная фазы рассеяния нуклона на нуклоне вплоть до энергии 300 Мэв. Их результаты нанесены на рис. 5. Аналогичный расчет проведен Бете [26].

Проводились также вычисления ядерных оптических параметров на основе двухнуклонных потенциалов Сигнелла—Маршака, Гаммела—Таллера и Гартенхаузена [66], мезонного потенциала типа Юкавы [67]. Однако из-за несовершенства подобных теорий имеет смысл рассматривать соответствие вычисленного оптического потенциала эксперименту скорее не как доказательство пригодности оптической модели, но как указание на корректность тех теоретических представлений о двухнуклонном взаимодействии, которые лежат в основе подобных расчетов. На рис. 5 изображена энергетическая зависимость реальной части оптического потенциала согласно вычислениям, произведенным в [66] на основе двухнуклонного потенциала определенного вида. Ни один из этих известных потенциалов не удовлетворяет экспериментальным точкам даже в довольно узком интервале энергий до 200 Мэв.

Сравнение расчетного значения потенциала, полученного в указанных работах, с величиной потенциала, определенного непосредственно из опыта путем подбора по формулам оптической модели, затрудняется тем обстоятельством, что, как правило, теоретический потенциал находится для ядерного вещества, т. е. для случая бесконечного ядра. Предполагается при этом, что потенциал в данной точке ядра конечных размеров, характеризующейся определенной плотностью, равен потенциалу для бесконечно большого ядра той же плотности. Очевидно, такое пренебрежение поверхностными эффектами более существенно для легких ядер. Имеется одна работа [68], в которой по методу Бракнера производится расчет диффузной области эффективного потенциала, действующего на нуклон в ядре. Параметр диффузности, вычисленный в [68], оказался близким к значениям, полученным из опытов по рассеянию на ядрах быстрых электронов.

В работе Леммера и других [69], а также в [70] была вычислена мнимая часть оптического потенциала для ядер  $O^{16}$  и  $Ca^{40}$  на основе модели оболочек с потенциалом гармонического осциллятора. Результаты этих расчетов указывают, что при небольших энергиях налетающих нуклонов (примерно меньше 60 Мэв) максимальное поглощение (наибольшая величина мнимого потенциала) приходится на поверхностный слой ядра, а с увеличением кинетической энергии поглощение становится все более объемным. Аналогичный результат, как уже указывалось, был получен Ходксоном в его анализе экспериментальных данных [42]. Харада и Ода [71] показали, что подобные выводы о доминирующей роли поверхностного слоя ядра в процессе поглощения частицы средних энергий можно получить также и в модели независимых частиц (газ Ферми без учета корреляций между нуклонами), проведя прямые расчеты нуклон-нуклонных соударений в ядре.

## § 6. ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ К ДРУГИМ ЧАСТИЦАМ

Все данные, приведенные в предыдущих параграфах, получены из анализа ядерных взаимодействий нейтронов и протонов. Неплохое соответствие эксперимента и теории показывает, что оптическая модель способна с достаточной точностью предсказать сечение процесса расщепления и упругого рассеяния нуклонов на ядрах и что, следовательно, посылки, лежащие в основе оптической модели, имеют общее значение для всех ядер и воспроизводят более или менее правильно некоторые свойства

ядерной системы. С этой точки зрения может показаться на первый взгляд неправомерным распространение оптической модели на другие частицы, такие, как например  $\pi$ -мезоны. Более внимательное рассмотрение этого предмета приводит, однако, к другому выводу.

В самом деле, каковы физические основы оптической модели? Она применима в случае, если взаимодействие между частицей, влетевшей в ядро, и другими нуклонами ядра мало, так что его можно представить в виде некоторого потенциала. Малость эффективных взаимодействий между частицами обуславливается действием в ядре принципа Паули. Когда речь идет об описании поведения нуклона в ядре на языке оптической модели, то при этом подразумевается, что принцип Паули распространяется на обе взаимодействующие частицы. Если же мы рассматриваем в качестве бомбардирующей частицы не нуклон, а, скажем, мезон, то действие этого принципа будет сосредоточено на одной из двух частиц.

Поэтому можно думать, что анализ, с точки зрения оптической модели, ядерных столкновений  $\pi$ -мезонов или других частиц приведет к результатам, позволяющим утверждать, что эта модель применима не только к нуклонам.

Первые работы по применению формул оптической модели к  $\pi$ -мезонам выполнены в приближении прямоугольной ямы [72, 73]. Хотя хорошего согласия с экспериментом в этих работах получено не было, тем не менее выяснилось, что в общих чертах эта теория правильно отображает экспериментальные факты и что найденный ядерный потенциал для  $\pi$ -мезонов оказывается потенциалом притяжения величиной 15—30 Мэв.

В работе [74] произведен оптический анализ экспериментальных сечений упругого рассеяния и поглощения  $\pi$ -мезонов различными ядрами в широком диапазоне энергий (0.6—1.4 Бэв) в двух предположениях о виде потенциала: а) модель прямоугольной ямы и б) распределение Ферми. В последнем предположении для упрощения расчетов принимали аналитическое выражение для оптического потенциала, аналогичное принятому в [35]. Оказалось, согласно расчетам этих авторов, что полученное дифференциальное сечение рассеяния нельзя согласовать с теоретическим, если оставаться в границах разумных значений реального потенциала, предсказываемых дисперсионными соотношениями [75]. Однако в работе [76] было показано, что это несоответствие может быть в значительной степени устранено, если учесть действие принципа Паули в ядре.

Предполагая, что двухчастичные силы в ядре не сильно изменяются по сравнению с силами, действующими между двумя свободными частицами, Франк, Гаммел и Ватсон [77] вычислили оптический потенциал для  $\pi$ -мезонов. Как показано Гольдбергером [75], пользуясь дисперсионными соотношениями, можно вычислить вещественную часть амплитуды рассеяния ( $Re f(0)$ ) для столкновений  $\pi$ -мезона с нуклоном, если известны полные сечения  $\pi^+p$  и  $\pi^-p$  рассеяния. Оптическая модель дает связь между  $Re f(0)$  и сечением ядерного взаимодействия частицы [78]. Подобные расчеты проведены Штернгеймером [79] для ядер постоянной плотности. Его результаты близки к экспериментально определенным сечениям. Следует еще раз подчеркнуть, что нельзя ожидать очень хорошей точности в подобных расчетах, так как вследствие несовершенства мезонной теории ядерных сил такие вычисления оптического потенциала сопряжены с неизбежными ошибками, даже если все другие ядерные параметры были взяты правильно.

В последние годы оптическая модель была применена и к анализу ядерных столкновений быстрых  $K^\pm$ -мезонов [80]. Характерно, что в этом

случае оптический потенциал имеет положительный знак, т. е. является потенциалом отталкивания, причем он уменьшается с ростом энергии  $K^+$ -мезонов.

В ряде работ производилась проверка применимости оптической модели к сложным частицам, состоящим из нескольких нуклонов. В основном эти исследования велись с частицами небольших энергий, порядка нескольких десятков миллионов электровольт. Известна лишь одна работа, в которой анализируются данные по взаимодействию с ядрами дейтронов энергии 94 Мэв [81]. Анализ производился с учетом спин-орбитальной связи и с использованием потенциала Вудса—Саксона. Величина центрального потенциала (его вещественной части) оказалась равной 40 Мэв, что заметно отличается от значения оптического потенциала для нуклона той же энергии, равного 23 Мэв [59]. Указанное значение преломляющего потенциала для дейтрона примерно соответствует потенциалу для нейтрона той же скорости и, следовательно, вдвое меньшей энергии.

Мнимая часть ядерного потенциала, действующего на дейтрон большой энергии, согласно данным работы [81], также превышает по абсолютной величине потенциал  $W$  для нуклона. Последнее обстоятельство отражает тот факт, что дейтрон имеет меньшую длину свободного пробега в ядерном веществе, чем нуклон той же энергии.

Эксперименты по ядерному взаимодействию дейтронов небольших и средних энергий, проанализированные на основе оптической модели ядра с диффузной границей [82], привели к довольно неожиданному результату. Оказалось, что поглощающий потенциал ядра, действующий на дейтрон, не намного меньше соответствующего потенциала, полученного в опытах с нейтронами и протонами тех же энергий. Несмотря на сравнительно слабую связь нуклонов в дейтроне, длина свободного пробега последнего составляет около половины радиуса ядра.

Преломляющий потенциал  $V$  для дейтронов энергии 10—15 Мэв оказывается равным 50—55 Мэв, т. е. соответствует примерно оптическому потенциалу для нуклонов вдвое меньших энергий. Нужно сказать, что до настоящего времени опытов с дейтронами и обработки экспериментальных данных на основе оптической модели проведено мало; совершенно необходимо дальнейшее всестороннее изучение процессов взаимодействия дейтронов с ядрами, в частности анализ поляризационных явлений в широком интервале энергий частиц.

Более полные данные о ядерных сечениях получены для  $\alpha$ -частиц. Анализ этих данных на основе оптической модели произведен в ряде работ [83—88]. Однако эти исследования касаются исключительно частиц средних энергий (до 40 Мэв). Результаты анализа показывают, что оптическая модель может быть хорошо применима и к  $\alpha$ -частицам, если использовать модель ядра с диффузным краем. Глубина потенциальной ямы ядра, согласно работе [83], для  $\alpha$ -частиц энергии 22 Мэв составляет около 40 Мэв и при энергии 40 Мэв — около 45 Мэв.

В другой работе [84] при тех же энергиях  $\alpha$ -частиц получено, что реальная часть оптического потенциала равна 0. Мор и Робсон [85] отметили, что экспериментальное дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц одинаково хорошо описывается теоретическими кривыми, построенными при разных значениях преломляющего потенциала в пределах 0—62 Мэв. Честон и Гласголд [86] показали, что из-за малой длины свободного пробега в ядре вид дифференциального сечения ядерного рассеяния  $\alpha$ -частиц не чувствителен к принятой глубине потенциальной ямы в центральной области ядра. Поэтому не удивительно, что в работе [88] получено большое значение оптического параметра  $V$  (порядка 1000 Мэв) для  $\alpha$ -частиц средних энергий, но ход потенциала  $V(r)$  в поверхностной

области ядра почти совпадает с формой потенциала Вудса—Саксона. Очевидно, что для решения вопроса об оптических характеристиках, пригодных для полного описания ядерного взаимодействия  $\alpha$ -частиц, необходимо ставить опыты при больших энергиях, при которых длина свободного пробега  $\alpha$ -частиц становится приблизительно равной размерам ядра.

### Л и т е р а т у р а

1. N. Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936).
2. N. Bohr, F. Kalckar, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **14**, 10 (1937); Я. И. Френкель, *Sov. Phys.*, **9**, 533 (1937).
3. W. Heisenberg, *Kosmische Strahlung*. Berlin (1943).
4. R. Serber, *Phys. Rev.*, **72**, 1114 (1947).
5. S. Fernbach, R. Serber, T. B. Taylor, *Phys. Rev.*, **75**, 1352 (1949).
6. H. Feshbach, C. E. Porter, V. E. Weisskopf, *Phys. Rev.*, **90**, 166 (1953); *Phys. Rev.*, **96**, 448 (1954).
7. V. Weisskopf, *Helv. Phys. Acta*, **23**, 187 (1950); *Science*, **113**, 101 (1951).
8. I. V. Lerpore, *Phys. Rev.*, **79**, 137 (1950).
9. Л. Д. Ландау, *Sov. Phys.*, **11**, 556 (1937).
10. W. Selove, *Phys. Rev.*, **98**, 208 (1955); *Phys. Rev.*, **101**, 231 (1956).
11. J. M. Wilcox, B. J. Meyer, *Phys. Rev.*, **99**, 875 (1955); J. Mc Ewen, W. Gibson, P. Duke, *Phil. Mag.*, **2**, 231 (1957); Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, Р. М. Рындиц, А. Ф. Шабудин, *ЖЭТФ*, **36**, 1631 (1959).
12. N. C. Frances, R. S. Eden, K. A. Bruckner, *Phys. Rev.*, **98**, 1445 (1955).
13. H. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **74**, 1268 (1948).
14. Y. Yamaguchi, *Progr. Theor. Phys.*, **5**, 332 (1950).
15. S. Hayakawa, M. Kawai, V. Kikuchi, *Progr. Theor. Phys.*, **13**, 415 (1955).
16. T. B. Taylor, *Phys. Rev.*, **92**, 831 (1953).
17. V. Cullen, R. W. Wanick, *Phys. Rev.*, **99**, 740 (1955).
18. V. A. Nedzel, *Phys. Rev.*, **94**, 174 (1954).
19. F. F. Chen, C. P. Leavitt, A. M. Shapiro, *Phys. Rev.*, **99**, 857 (1955).
20. T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. M. Smith, G. Snow, *Phys. Rev.*, **98**, 1369 (1955).
21. M. A. Melkanoff, J. S. Nodvik, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **106**, 793 (1957).
22. V. Weisskopf, *Nucl. Phys.*, **3**, 423 (1957); E. Clemental, C. Villi, *Nuovo Cim.*, **9**, 950 (1958).
23. R. Hofstadter, *Rev. Modern. Phys.*, **28**, 214 (1956).
24. F. E. Bjorklund, S. Fernbach, N. Sherman, *Phys. Rev.*, **101**, 1832 (1956); F. E. Bjorklund, S. Fernbach, *Phys. Rev.*, **109**, 1295 (1958).
25. R. D. Woods, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **95**, 577 (1954).
26. H. A. Bethe, *Ann. of Phys.*, **3**, 190 (1958).
27. S. Fernbach, W. Heckrotte, I. V. Lerpore, *Phys. Rev.*, **97**, 1059 (1955); G. E. Brown, *Proc. Phys. Soc.*, **70 A**, 351 (1957).
28. A. Cromer, *Phys. Rev.*, **113**, 1607 (1959).
29. H. Mc Manus, R. M. Thaler, *Phys. Rev.*, **110**, 590 (1958).
30. C. I. Batty, *Nucl. Phys.*, **23**, 562 (1961).
31. L. R. B. Elton, *Nucl. Phys.*, **23**, 681 (1961).
32. J. H. Fregeau, *Phys. Rev.*, **104**, 225 (1956).
33. D. L. Hill, K. W. Ford, *Phys. Rev.*, **94**, 1617 (1954).
34. B. Buck, R. N. Maddison, P. E. Hodgson, *Phil. Mag.*, **5**, 1181 (1960).
35. R. W. Williams, *Phys. Rev.*, **98**, 1387 (1955).
36. A. V. Lukanov, I. V. Orlov, V. V. Turovtsev, *Nucl. Phys.*, **8**, 325 (1958).
37. G. Guller, S. Fernbach, N. Sherman, *Phys. Rev.*, **101**, 1047 (1956).
38. Б. П. Банник, В. Г. Гришин, М. Я. Даныш, В. Б. Любимов, М. И. Подгорецкий, *ЖЭТФ*, **37**, 1575 (1959).
39. A. E. Glassgold, P. Y. Kellogg, *Phys. Rev.*, **109**, 1291 (1958).
40. M. A. Melkanoff, S. A. Moszkowski, J. Nodvik, D. S. Saxon, *Phys. Rev.*, **101**, 507 (1956).
41. P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, **23**, 499 (1961).
42. P. H. Bowen, J. P. Scanlon, G. H. Stafford, I. I. Thresher, P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, **22**, 640 (1961).
43. A. E. Taylor, E. Wood, *Phil. Mag.*, **44**, 1253 (1953).
44. I. Dhawson, *Phil. Mag.*, **44**, 102 (1953).

45. E. Fermi, *Nuovo Cim.*, **11**, 407 (1954).
46. C. L. Oxley, W. F. Cartwright, J. Rouvina, E. Baskir, D. Klein, J. Ring, W. Skillmann, *Phys. Rev.*, **91**, 412 (1954); O. Chamberlain, E. Segré, R. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.*, **93**, 1430 (1954).
47. Е. Л. Григорьев, *ЖЭТФ*, **28**, 761 (1955); М. Г. Мещеряков, С. Б. Нуршев, Г. Д. Столетов, *ЖЭТФ*, **31**, 361 (1956).
48. В. Гейзенберг. Теория атомного ядра. ИЛ, М. (1953).
49. W. Heckrotte, *Phys. Rev.*, **94**, 1797 (1954).
50. C. J. Batty, *Nucl. Phys.*, **23**, 562 (1961).
51. C. J. Batty, *Proc. Phys. Soc.*, **73**, 185 (1959).
52. C. J. Batty, W. O. Lock, P. V. March, *Proc. Phys. Soc.*, **73**, 100 (1959).
53. N. E. Booth, G. W. Hutchinson, B. Ledley, *Proc. Phys. Soc.*, **71**, 293 (1958).
54. R. Jastrow, I. Harris, *Nucl. Phys.*, **9**, 437 (1959).
55. A. Johansson, G. Tibell, K. Parker, P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, **21**, 383 (1960).
56. S. Jamabe, M. Kondo, S. Kato, T. Yamazaki, J. Ruan, *J. Phys. Soc. Jap.*, **15**, 2454 (1960).
57. P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, **21**, 21 (1960).
58. В. И. Стрижак, В. В. Бобырь, П. Я. Гропа, *ЖЭТФ*, **40**, 795 (1961).
59. R. D. Albert, L. F. Hansen, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 13 (1961).
60. W. G. Chesnut, E. M. Hafner, A. Roberts, *Phys. Rev.*, **104**, 449 (1956).
61. T. T. Thwaites, *Ann. of Phys.*, **12**, 56 (1961).
62. K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **89**, 575 (1953); N. C. Francis, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **92**, 291 (1955); J. Takeda, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **97**, 1336 (1955).
63. W. B. Riesenfeld, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **102**, 1157 (1957).
64. S. Ohnuma, *Phys. Rev.*, **111**, 1173 (1958); C. Villi, *Nuovo Cim.*, **1**, 749 (1955); I. Sawicki, *Nucl. Phys.*, **17**, 89 (1960); A. Kind, L. Jess, *Nuovo Cim.*, **4**, 595 (1956); I. Sawicki, S. A. Moszkowski, *Nucl. Phys.*, **21**, 456 (1960); G. L. Shaw, *Ann. of Phys.*, **8**, 509 (1959).
65. Y. Sakamoto, *Progr. Theor. Phys.*, **23**, 382 (1960); A. Kind, C. Villi, *Nuovo Cim.*, **1**, 749 (1955).
66. J. Dabrowsky, I. Sawicki, *Nucl. Phys.*, **22**, 318 (1961).
67. Y. Sakamoto, *Progr. Theor. Phys.*, **24**, 783 (1960).
68. Y. Hara, *Progr. Theor. Phys.*, **24**, 1179 (1960).
69. R. H. Lemmer, Th. A. J. Maris, Y. C. Tang, *Nucl. Phys.*, **12**, 619 (1959).
70. B. Jancovici, *Nucl. Phys.*, **21**, 256 (1960).
71. K. Harada, N. Oda, *Progr. Theor. Phys.*, **21**, 260 (1959).
72. H. Byfield, J. Vessler, L. M. Lederman, *Phys. Rev.*, **86**, 17 (1952).
73. J. O. Kessler, L. M. Lederman, *Phys. Rev.*, **94**, 689 (1954); **101**, 384 (1956).
74. J. W. Cronin, R. Cool, A. Abashian, *Phys. Rev.*, **107**, 1121 (1957).
75. H. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **99**, 979 (1955).
76. M. A. Baqi Bég, *Phys. Rev.*, **120**, 1867 (1960).
77. R. M. Frank, J. L. Gammel, K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **101**, 891 (1956).
78. H. A. Bethe, R. R. Wilson, *Phys. Rev.*, **83**, 690 (1951).
79. R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **101**, 384 (1956).
80. B. S. Zorn, G. T. Zorn, *Phys. Rev.*, **120**, 1898 (1960); L. S. Rodberg, R. M. Thaler, *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 372 (1960); G. Igo, D. G. Ravenhall, J. J. Tiemann, W. W. Chupp, G. Goldhaber, S. Goldhaber, J. E. Lannutti, N. M. Thaler, *Phys. Rev.*, **109**, 2133 (1958); T. G. Lim, P. G. van Breemen, *Nuovo Cim.*, **17**, 887 (1960); T. G. Lim, S. J. Bosgra, *Nuovo Cim.*, **19**, 239 (1961).
81. S. Watanabe, *Nucl. Phys.*, **8**, 484 (1958).
82. M. A. Melkanoff, *Proc. of the Intern. Conference on the Nucl. Opt. Model, Florida* (1959).
83. G. Igo, R. M. Thaler, *Phys. Rev.*, **106**, 126 (1956).
84. N. Oda, K. Harada, *Progr. Theor. Phys.*, **15**, 545 (1956).
85. C. B. O. Mohr, R. H. Robson, *Proc. Phys. Soc.*, **A 69**, 365 (1956).
86. W. B. Cheston, A. E. Glassgold, *Phys. Rev.*, **106**, 1245 (1957).
87. J. S. Blair, *Phys. Rev.*, **108**, 827 (1957).
88. G. Igo, *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 167 (1958); *Phys. Rev.*, **115**, 1665 (1959).

## КАСКАДНАЯ МОДЕЛЬ

## § 1. ВВОДНАЯ ЧАСТЬ

Оптическая модель дает возможность определения сечения упругого рассеяния и поглощения частиц ядром. Она, очевидно, не в состоянии конкретизировать процесс, ведущий к выбыванию частицы из начального пучка, не может ответить на вопросы, связанные с дальнейшей судьбой этой частицы и ядра-мишени.

Являясь одночастичной моделью, оптическая модель не может судить детально о процессах, в которых участвуют другие частицы, находящиеся в ядре. Иными словами, оптическая модель не претендует на вычисление сечений ядерных реакций определенного типа, предоставляя решение этой задачи другим ядерным моделям. В частности, теория составного ядра заполняет этот пробел в области малых и средних энергий бомбардирующих нуклонов, занимаясь, так сказать, «расшифровкой» данных оптической модели. С ее помощью вычисляется сечение отдельных каналов, составляющих процесс неупругого взаимодействия. Но для частиц больших энергий теория Бора непригодна, следовательно, необходимо разработать новую многочастичную модель, которая заменила бы боровскую и явилась бы дополнением к оптической модели в вышеуказанном смысле.

Идея Гейзенберга [1] и Сербера [2] о возможности рассмотрения процесса взаимодействия быстрой частицы с ядром как серии последовательных столкновений ее с отдельными внутриядерными нуклонами позволила создать такую модель. Эта идея основывается на общих соображениях. Если энергия частицы достаточно велика по сравнению с энергией движения нуклонов в ядре, то ее де-бройлевская длина волны оказывается значительно меньше размеров ядра и сравнима со средним расстоянием между нуклонами. Поэтому такая частица будет охватывать своим воздействием в ядре одновременно ограниченное число нуклонов, в предельном случае один нуклон.

Время соударения влетевшей в ядро быстрой частицы с каким-либо нуклоном будет гораздо меньше промежутка времени между двумя последовательными соударениями нуклонов друг с другом. В этом случае частица передает импульс лишь одному, ближайшему к ней нуклону, в соответствии с законами удара двух тел, до того, как ее партнер по столкновению сумеет обменяться полученным им импульсом со своими соседями. Влетевшая в ядро частица с большой энергией пролетает как бы через газ невзаимодействующих между собой нуклонов и испытывает серию последовательных соударений с теми нуклонами, которые окажутся на линии ее движения.

То обстоятельство, что бомбардирующая частица пролетает через ядро, в котором существуют определенные силы взаимодействия между нуклонами, учитывается в модели Сербера введением потенциала, действующего на эту частицу внутри ядра. Этот потенциал является, по существу, оптическим, точнее его вещественной частью. Поэтому если кинетическая энергия частицы вне ядра была  $E$ , то при попадании ее внутрь ядра энергия будет равна  $E+V$ , где  $V$  — принятое значение потенциала. Так же как и в оптической модели, явлением преломления на поверхности следует пренебречь по крайней мере для частиц, энергия которых значительно превышает глубину потенциальной ямы.

Присутствие других нуклонов при рассмотрении столкновения частицы с одним нуклоном ядра сказывается, кроме того, в действии принципа Паули, запрещающего некоторые из таких столкновений. Нуклоны

отдачи могут также иметь столь большую энергию, что их дальнейшее поведение в ядре целесообразно рассматривать с этой же точки зрения, т. е. принимать, что они двигаются по прямолинейным траекториям, направление которых определено параметрами рассеяния первичной частицы, и их столкновения в ядре в свою очередь происходят с одиночными нуклонами. В результате таких столкновений также возникают новые быстрые нуклоны, могущие в свою очередь принять участие в дальнейших процессах одиночных соударений и т. д.

Таким образом, в результате попадания в ядро частицы высокой энергии в последнем будет возникать лавина нуклонов, имеющих значительную энергию. Некоторые из этих нуклонов дойдут до поверхности ядра, не сумев уменьшить свою кинетическую энергию путем передачи ее другим частицам до величины, соответствующей энергии внутриядерного движения. В этом случае имеется большая вероятность того, что такой нуклон покинет ядро. Угловое и энергетическое распределения подобных каскадных частиц будут резко отличными от соответствующих распределений, даваемых обычной статистической теорией распада возбужденных ядер. Направление вылета каскадных нуклонов будет анизотропным, преимущественно вперед по линии полета иницирующей частицы, их энергетический спектр содержит аномально большое, с точки зрения теории испарения, число частиц больших энергий.

Некоторые из столкновений каскадных нуклонов могут быть и неупругими, т. е. происходить с образованием  $\pi$ -мезонов и других частиц, при достаточно высоких энергиях. Эти вновь рожденные мезоны также участвуют в распространении лавины по всему объему ядра. Весь процесс развивается за короткое время, сравнимое с ядерным, т. е. порядка  $10^{-22}$ — $10^{-23}$  сек. Остаточное ядро после прохождения каскада будет в общем случае сильно возбуждено, поскольку часть энергии начальной частицы задержалась в нем. Снятие возбуждения путем испускания нуклонов и более тяжелых частиц, а также  $\gamma$ -квантов происходит значительно медленнее, за время  $10^{-13}$ — $10^{-18}$  сек.; и эта вторая стадия процесса расщепления ядра управляется статистическими законами так же, как испарение возбужденного ядра в теории Бора.

Представление о механизме ядерного взаимодействия быстрой частицы как серии одиночных столкновений ее с нуклонами в ядре соответствует духу модели независимых частиц, одним из вариантов которой является оптическая модель. Возникает вопрос, насколько правомерно расширение области применимости каскадной модели в сторону меньших энергий бомбардирующих частиц и какова та минимальная энергия частицы, при которой можно еще пользоваться идеями Сербера, не входя в существенное противоречие с экспериментом. Оптическая модель, как известно, с успехом применяется и в области малых энергий нуклонов (порядка миллиона электровольт). Однако ни в коей мере это не может служить основанием для положительного решения вопроса о возможности применения модели Сербера для этой области энергий.

В работе [3] была сделана попытка применить каскадную модель для расчета процесса неупругих соударений с ядрами фотозмульсий протонов с энергией 140 Мэв и выше. Достаточно удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных позволило авторам этой работы сделать вывод о пригодности модели Сербера для указанной области энергий нуклонов. Анализ ядерных расщеплений, вызванных нуклонами энергии ниже 100 Мэв, по существу, смыкается с исследованиями реакций прямого взаимодействия типа  $(N, N')$  и  $(N, 2N)$ , которые наблюдаются при средних энергиях нуклонов [4]. Различие заключается в том, что в последнем случае не прослеживается судьба всех нуклонов, которые участвовали в каскадном процессе, но анализируется лишь конечный

аффект. Нужно заметить, что в некоторых работах по расчету каскадных процессов, ведущих к реакциям  $(N, N')$  и  $(N, 2N)$ , отмечается значительное несоответствие теоретических и экспериментальных сечений указанных реакций. Наряду с другими возможными причинами, о которых речь будет далее и которые не выходят за границу этой модели, такое несоответствие может быть указанием на недопустимость рассмотрения поведения в ядре нуклона небольшой энергии с точки зрения модели Сербера.

Верхняя граница применимости каскадной модели в настоящее время неизвестна. Ряд авторов [5] указывал на то, что при теоретическом анализе взаимодействия с ядром нуклонов высоких энергий (порядка миллиарда электровольт и больше) нельзя говорить о парных столкновениях первичной частицы с нуклонами, так как вследствие релятивистских эффектов и возбуждения изобарных состояний нуклонов взаимодействие первичной частицы распространяется сразу на все нуклоны, находящиеся на пути ее движения в ядре, вырезая, так сказать, трубку в ядерном веществе, радиус которой по порядку величины соответствует комптоновской длине волны мезона. Взаимодействие с трубкой имеет свои специфические особенности, так что анализ экспериментальных результатов позволил бы выбрать механизм расщепления. Выполненные в последние годы исследования звезд, образовавшихся на ядрах фотоэмульсии протонами энергии около 9 Бэв [6-8], показали, что результаты опыта можно трактовать с позиции каскадной теории без привлечения модели трубки. Подробных работ, выполненных при более высоких энергиях бомбардирующих частиц, в которых рассматривался бы вопрос о «трубочном» или каскадном механизме взаимодействия, в настоящее время не имеется (см. [9]).

## § 2. МЕТОД РАСЧЕТА КАСКАДА

Нарисованная картина, несомненно крайне упрощенная, прохождения быстрой частицы через ядро аналогична процессу многократного рассеяния ее на нуклонах ядра, метод расчета которой предложен Ватсоном [10]. Модель Сербера допускает возможность такого же рассмотрения не только первичной частицы, но и тех нуклонов отдачи, энергия которых достаточно велика. Производить расчет такого сложного процесса с помощью обычных методов теории рассеяния весьма трудно.

Гольдбергер [11] предложил использовать для решения этой задачи метод расчета стохастических процессов, который в литературе известен под названием метода Монте-Карло, или метода случайных испытаний. Математические его основы разработаны в [12]. В этом методе происходит моделирование реального процесса, в котором имеется много каналов и содержится много различных возможностей для осуществления определенного состояния. Для того чтобы получить полные сведения о протекании такого процесса, строится статистически равнозначная этому процессу модель, и путем произвольного выбора каких-либо определенных параметров модели, характеризующих один из вариантов в реальной ситуации, прослеживается все многообразие возможных случаев. Проиллюстрируем это на конкретных примерах.

Поскольку мы рассматриваем движение частицы большой энергии в ядре как движение по определенной траектории, то прежде всего нужно сделать выбор точки входа частицы в ядро. В зависимости от места попадания пути частицы в ядре будет разным, поэтому число возможных столкновений ее с нуклонами будет функцией прицельного параметра (кратчайшее расстояние от центра ядра до линии движения частицы). Для простоты принимается, что ядро имеет сферическую форму и что явлением отражения и преломления волны на поверхности ядра можно пренебречь. Тогда

вероятность попадания в ядро частицы с данным прицельным параметром определяется площадью соответствующего поперечного сечения части сферы, вырезаемой цилиндром с радиусом, равным величине этого параметра. Заметим попутно, что такое допущение, по-видимому, хорошо оправдано, если речь идет о частицах больших энергий, но оно может привести к некоторым ошибкам при анализе расщеплений, образованных нуклонами средних энергий, поскольку, как показывает расчет [13], имеет место значительная фокусировка пучка нуклонов оптическим потенциалом ядра для энергий 20—30 Мэв.

Отвлекаясь от этого обстоятельства, можно считать, что частица имеет одинаковую вероятность попасть в любой из концентрических цилиндрических слоев, на которые разделяется сфера, если разделение происходит так, чтобы площади поперечных сечений всех элементов были бы одинаковы. Выбор конкретного слоя и, следовательно, величины прицельного параметра предоставляется случаю, например устройству типа рулетки или таблице случайных чисел [14]. Каждый элемент поверхности нумеруется, производится произвольный выбор одного из этих номеров, затем разыгрывается место попадания в ядро второй частицы, третьей и т. д. В некоторых расчетах для упрощения операций сферическое ядро заменяется его двухмерным изображением, а разбивка производится на концентрические круги таких радиусов, чтобы площади колец были одинаковы. Рудстам [15] заметил, что такое преобразование не адекватно действительной ситуации и что для полного соответствия (выполнение требования равенства средних расстояний от точки внутри сферы или круга до поверхности сферы или окружности) необходимо брать радиус круга несколько меньшим, чем радиус ядра, примерно на 10%. Хотя в двухмерной геометрии расчет каскада значительно упрощается, но в некоторых случаях это оказывается неудобным, в частности при сравнении полученного углового распределения каскадных частиц с экспериментальными данными.

Далее следует определить длину пробега частицы в ядре до ее первого столкновения с нуклоном. Для этого необходимо иметь данные по сечениям рассеяния частицы на свободных протонах и нейтронах в широком диапазоне энергий. Тот факт, что энергия пучка обычно вполне определена, не устраняет необходимости знания сечений при разных энергиях, потому что нуклоны в ядре обладают значительными импульсами, и относительная энергия сталкивающихся частиц будет меняться в довольно широких пределах в зависимости от величины и направления импульса нуклонам-мишени. В работе [16] получена эмпирическая зависимость сечения  $np$ - и  $pp$ -рассеяния от относительной скорости сталкивающихся нуклонов для энергий примерно до 400 Мэв. Она имеет вид:

$$\sigma_{pp, nn} = \frac{10.63}{\beta^2} - \frac{29.92}{\beta} + 42.9 \text{ мбарн,}$$

$$\sigma_{np} = \frac{34.10}{\beta^2} - \frac{82.2}{\beta} + 82.2 \text{ мбарн,}$$

где  $\beta$  — скорость нуклона в единицах  $c$ .

Для расчетов в области больших энергий нет особой необходимости в такой аппроксимации экспериментальных точек, так как изменение сечений рассеяния нуклона на нуклоне с ростом энергии очень незначительное. Так, например, если при энергии нуклона 410 Мэв  $\sigma_{pp} = 26.4$  мбарн и  $\sigma_{np} = 34$  мбарн, то при энергии 3.9 Бэв соответствующие сечения равны 41 и 42 мбарн, т. е. при увеличении энергии почти в 10 раз сечения взаимодействия нуклонов изменяются примерно лишь на 50%.

Для определения средней длины свободного пробега нуклона в ядре по соотношению

$$\lambda = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}}$$

( $\rho$  — плотность нуклонов) необходимо вычислить сечение рассеяния  $\bar{\sigma}$ , усредненное по нейтронам и протонам ядра с учетом изменения сечений от относительной скорости. С этой целью надо задаться каким-либо импульсным распределением нуклонов ядра и учесть то обстоятельство, что вероятность соударения двух двигающихся частиц зависит от произведения  $v\sigma(v)$ , где  $v$  — их относительная скорость.

Как правило, предполагается, что ядро есть вырожденный газ Ферми, хотя, как уже указывалось в главе 1, результаты многочисленных работ скорее говорят в пользу гауссовского распределения. Так как вероятность того, что фактическая длина пробега будет равна  $x$  (при средней длине, равной  $\lambda$ ), есть экспоненциально убывающая (с ростом  $x$ ) функция, то

$$x = -\lambda \ln k,$$

где  $k$  — некоторое произвольное число, заключенное между 0 и 1.

Следовательно, сделав произвольную выборку этого числа, можно тем самым найти точку, в которой произойдет первое столкновение влетевшей частицы с каким-либо нуклоном ядра.

Затем производится особое испытание для определения сорта нуклона (нейтрон или протон), с которым столкнулась частица. В некоторых специальных случаях учитывается также возможность осуществления состояний системы «частица—нуклон» с различными изотопическими спинами. Далее необходимо выбрать параметры столкновения — величину и направление импульса нуклона ядра, с которым взаимодействует частица, угол рассеяния в системе центра масс этих частиц и угол поворота плоскости рассеяния относительно начальной плоскости, определяемой векторами импульсов падающей частицы и нуклона-мишени (последнее отпадает при выбранной двухмерной геометрии модели).

В случае, если энергия частицы взята значительно выше порога мезообразования, необходимо учитывать возможность этого процесса и путем дополнительных испытаний решить вопрос о том, произойдет ли упругое или неупругое рассеяние. Если выбор окажется в пользу последнего варианта, то возникает необходимость определения знака заряда рожденного  $\pi$ -мезона, его энергии и направления полета. При энергиях падающих нуклонов порядка миллиарда электроновольт большую роль начинают играть процессы образования нескольких мезонов и расчет каскада усложняется в еще большей степени.

При выборе величины угла рассеяния нуклона на нуклоне возникает необходимость знания дифференциального сечения рассеяния при различных энергиях нуклонов, поскольку их относительные скорости могут меняться в зависимости от ориентации импульсов. В [16] произведена аппроксимация известных из экспериментов дифференциальных сечений нуклон—нуклон—рассеяния в виде

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = c(A \cos^4 \theta + B \sin^3 \theta + 1).$$

В этой эмпирической формуле коэффициенты  $A$  и  $B$  являются функциями энергии нуклонов и различны для  $np$ - и  $pp$ -рассеяния. Их значения приводятся в табл. 3. После раздела площадки, ограниченной данной кривой, на равновеликие части, также пронумерованные, делается затем случайный выбор интервала и принимается за угол рассеяния среднее значение угла в этом интервале.

Для вычисления длины пробега  $\pi$ -мезонов, образованных в процессе развития каскада нуклонных соударений, а также для расчета ядерных расщеплений, вызванных быстрыми  $\pi$ -мезонами, необходимо иметь эмпирические энергетические зависимости сечений взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами. Метрополис и другие [16] получили такую зависимость для энергий  $\pi$ -мезонов ниже 51 Мэв. Она имеет вид:

$$\sigma_{ii} = 3.7 + 286(\gamma - 1)^3 \text{ мбарн,}$$

$$\sigma_{ij} = 6.5 + 23.9(\gamma - 1) \text{ мбарн,}$$

$$\sigma_{ij}^a = 16.4 \frac{0.14 + \gamma^2}{\eta} \text{ мбарн,}$$

где  $\sigma_{ii}$  — сечение рассеяния (без поглощения)  $\pi^-$ -мезонов на нейтронах или  $\pi^+$ -мезонов на протонах;  $\sigma_{ij}$  — сечение рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на протонах и  $\pi^+$ -мезонов на нейтронах;  $\sigma_{ij}^a$  — сечение поглощения  $\pi$ -мезона дейтроном (парой нейтрон—протон);  $\gamma$  — общая энергия сталкивающихся частиц в единицах энергии массы покоя  $\pi$ -мезона  $\mu c^2$ ;  $\eta$  — импульс в единицах  $\mu c$ .

Таблица 3

Значения коэффициентов *A* и *B*

E в системе ц. м., Мэв	pp или nn		np	
	A	B	A	B
43	0	0	2.10	-0.22
86	0	0	5.80	-0.70
129	0	0	6.95	-0.56
173	0.05	0	4.30	-0.10
216	0.29	0	3.50	+0.20
259	0.80	0	4.15	+0.50
302	1.85	0	5.35	+0.70
660—840 (лаб.)	9.0	0	8.8	-0.2
840—1160 (лаб.)	14.3	0	15.0	0
1160—1780 (лаб.)	19.2	0	29.4	0

Сумма сечений рассеяния и поглощения определяет среднюю длину пробега мезона в ядерном веществе. Для больших энергий  $\pi$ -мезонов подбора аналитического выражения  $\sigma(E_\pi)$  в работе [16] не производилось в связи с трудностями, вытекающими из резонансного характера рассеяния  $\pi$ -мезона на нуклоне в состоянии с изотопическим спином 3/2 и угловым моментом 3/2 (резонансная энергия  $\pi$ -мезона около 200 Мэв).

Федотов [17] провел расчет каскада, вызванного протонами энергии 660 Мэв, основываясь на резонансной теории образования  $\pi$ -мезонов Мандельстама, и нашел, что применение последней дает более совпадающие с экспериментом результаты.

После того как был совершен выбор кинематических параметров столкновения, следует проверить осуществимость такого соударения с точки зрения принципа Паули. Если окажется, что один из нуклонов (или оба нуклона), участвующих в акте рассеяния, будет иметь в результате рассеяния импульс, величина которого в лабораторной системе меньше значения, определяемого границей Ферми, то это столкновение считается запрещенным, неприсходящим, и разыгрывается длина следующего отрезка пути первичной частицы. Может оказаться, что соответствующая длина не будет укладываться в пределах ядра. Это означает, что рассеиваемая частица прошла ядро без столкновения.

По мере продвижения первичного нуклона сквозь ядро увеличивается число вторичных частиц, которые прослеживаются аналогичным образом. Это прослеживание за судьбой каждой частицы, участвующей или могущей участвовать в каскаде, ведется до тех пор, пока она не покинет пределы ядра либо пока ее энергия не окажется ниже определенной, наперед заданной величины. В последнем случае считается, что частица застряла в ядре и ее энергия пошла на возбуждение термических колебаний ядра.

Вся процедура расчета по методу Монте-Карло может быть изображена в виде блок-схемы рис. 6.

При выходе частицы за пределы ядра фиксируются ее кинетическая энергия и направление вылета относительно направления бомбардирующего ядра пучка. Таким образом, в результате разыгрывания достаточно большого числа частиц, падающих на ядро, можно получить статистическую картину процессов, происходящих при этом: сведения о сечении неупругого взаимодействия частицы с ядром, число и состав вторичных каскадных частиц, вылетающих из ядра, их угловое и энергетическое рас-

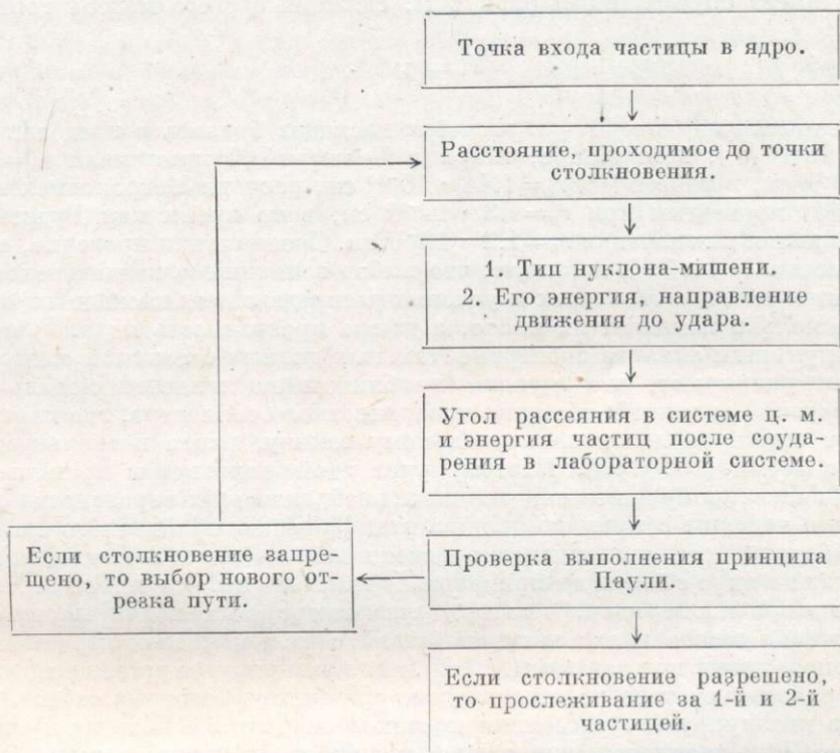


Рис. 6. Схема расчета каскада по методу случайных испытаний.

пределение и, наконец, распределение остаточных ядер по величине энергии теплового возбуждения. Из сказанного следует, что метод Монте-Карло позволяет рассчитать сечения различных конкретных реакций, составляющих весь процесс расщепления ядра, при условии, если уметь рассчитывать результат эмиссии частиц возбужденными ядрами. Очевидно, что этот метод автоматически учитывает статистические флуктуации, неизбежные в любом стохастическом процессе. Точность полученных результатов зависит прежде всего от точности тех исходных величин, которые приняты при расчете, а также от числа первичных частиц, взятых для испытаний. Это число определяет статистическую достоверность результатов вычислений. Большая трудоемкость метода является причиной небольшой статистики рассчитанных случаев при ручной обработке. Использование быстродействующих счетных машин для расчетов по методу Монте-Карло позволило авторам [16] получить значительно более точные результаты, чем в ранее выполненных работах.

### § 3. О ПАРАМЕТРАХ ЯДРА, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ РАСЧЕТАХ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

При разыгрывании длины пути быстрой частицы в ядерном веществе возникает необходимость задания радиального распределения нуклонов — функции  $\rho(r)$  в выражении для  $\lambda$ , так как длина свободного пробега частицы, попавшей в периферийную область ядра, будет зависеть от степени диффузности поверхности ядра. Обычно принимается модель ядра постоянной плотности, так что величина  $\lambda$  будет одинакова для всех нуклонов, входящих в ядро при разных прицельных параметрах. Ядро имеет определенный радиус  $R$ , связанный с его массой соотношением

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

Величина параметра  $r_0$  в расчетах каскадов бралась в пределах  $1.2 - 1.4 \cdot 10^{-13}$  [18], Мак Манус, Шарп и Геллман [19] принимали  $r_0 = 1.4 \times 10^{-13}$  см, в работе [20]  $r_0 = 1.44 \cdot 10^{-13}$  см, расчеты Метрополиса и других [16] проведены при  $r_0 = 1.3 \cdot 10^{-13}$  см, в то время как Рудстам [15] остановился на значении  $r_0 = 1.2 \cdot 10^{-13}$  см. Специальная проверка, произведенная в [16] и [61], показала, что выбор величины  $r_0$  незначительно отражается на энергетических и угловых распределениях каскадных частиц, но несколько изменяет их число, а также прозрачность ядра.

Результаты анализа экспериментальных данных с позиций оптической модели указывают, что лучшим приближением является модель ядра с диффузной границей; толщина поверхностного слоя ядра, где плотность падает примерно по экспоненциальному закону, равна нескольким единицам ферми ( $10^{-13}$  см). Поэтому учет этой переэкстремности границы приведет к некоторому изменению кривых, изображающих вероятность столкновения частицы с нуклонами ядра как функцию пройденного ею пути. В наибольшей степени изменится расчет пробегов для тех частиц, которые попадают в ядро с большим прицельным расстоянием. Это приведет к большей прозрачности ядер, чем при расчетах с постоянной плотностью, увеличивая также вклад взаимодействий с малым числом выброшенных нуклонов, таких, как реакция  $(N, 2N)$ , или квазиупругое рассеяние  $(N, N')$ .

В работе Федотова [17] произведено сравнение расчетных сечений процессов квазиупругого рассеяния протонов энергии 660 Мэв на нуклонах в ядре  $C^{12}$  в предположении резкой и диффузной границы ядра. Оказалось, что расчет с переменной плотностью дает примерно вдвое большие сечения этого процесса, чем для модели ядра с постоянной плотностью, и в пределах ошибок совпадает с экспериментальным значением сечения квазиупругого  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния.

Вероятно, в значительно большей степени изменение расчетных данных (при замене модели однородного ядра диффузным) происходит для случаев сравнительно небольших энергий бомбардирующих нуклонов, порядка 100 Мэв, так как для последних поверхностные эффекты более важны. Это связано с тем, что в области ядра, где имеется пониженная плотность нуклонов, запрещение хотя бы одного столкновения из-за принципа Паули может привести к тому, что первичная частица пролетит ядро без столкновения, если она задедет лишь его край. Влияние же запрета тем существеннее, чем меньше энергия падающего нуклона. Отметим попутно, что проведенные до последнего времени конкретные расчеты каскадной стадии процесса расщепления ядра основывались на модели газа Ферми. Другой вариант (например, гауссовское распределение импульсов), конечно, изменит в некоторой степени расчетные результаты, хотя заранее трудно сказать, в каком именно отношении. Работы Мещерякова и сотрудников [21] показывают, что наличие нуклонов

в ядре с большими импульсами является причиной образования  $\pi$ -мезонов больших энергий, чем следует из расчетов по модели газа Ферми. Несомненно, что это обстоятельство должно отразиться и на результатах расчета каскадного процесса с учетом мезообразования.

Как уже указывалось выше, при вычислении результата столкновения налетающей частицы с каким-либо ядерным нуклоном следует принимать во внимание, что этот процесс идет в потенциальном поле, т. е. на обе частицы действует некоторый потенциал. Во всех работах, где производились вычисления каскадного процесса расщепления по методу Монте-Карло, принималась модель прямоугольной потенциальной ямы. Глубина ее выбиралась равной сумме энергии Ферми и энергии связи последнего нуклона в данном ядре. Поскольку энергия Ферми зависит от принятого значения радиуса ядра, то, следовательно, глубина ямы будет также зависеть от этого параметра, меняясь примерно в пределах 30—40 Мэв для ядер среднего атомного веса.

Анализ экспериментов с позиций оптической модели показывает, что прямоугольная яма не является удовлетворительным приближением для описания некоторых явлений, в особенности хода дифференциального сечения рассеяния. Но эти характеристики процесса ядерного взаимодействия не охватываются моделью Сербера, которая интересуется неупругими процессами, происходящими в ядре при попадании в него быстрой частицы.

Следует, однако, заметить, что введение диффузного ядерного потенциала может все же отразиться на некоторых результатах расчета каскада. Это связано с тем, что параметры импульсного распределения нуклонов окажутся различными для внутренней и поверхностной областей ядра. Такой вывод был сделан, например, в работе [22], где изучалось квазиупругое рассеяние протонов энергии 30 Мэв. Взаимодействие с ядрами нуклонов таких энергий является преимущественно поверхностным и одновременная регистрация рассеянного протона и протона-отдачи позволили авторам [22] получить сведения об импульсах нуклонов в поверхностном слое ядра. Они нашли, что параметр гауссовского распределения нуклонов по импульсам в этом слое примерно в 10 раз меньше, чем соответствующий параметр для нуклонов, находящихся в центральных частях ядра. Такое различие в величине энергии внутриядерного движения нуклонов, не учитываемое в обычной схеме с прямоугольным потенциалом, может также привести к искажению расчетных результатов по поверхностным взаимодействиям.

Более важным фактором, который следовало бы учитывать в процедуре расчетов, является импульсная зависимость ядерного потенциала. Все работы, выполненные с применением оптической модели (см. главу 1), отчетливо показывают, что глубина потенциала зависит от энергии нуклона, двигающегося в этом потенциале. Величина  $V$  меняется примерно от 50 Мэв для нуклонов энергии порядка десятка миллионов электровольт до 10 Мэв или даже меньше (для прямоугольной ямы) при высоких энергиях нуклонов. Пренебрежение эффектом изменения потенциала со скоростью нуклонов в наибольшей степени сказывается на тех результатах расчета, которые относятся к каскадным частицам небольших энергий. Возможно, что наиболее резко несоответствие результатов расчета и экспериментальных данных из-за пренебрежения импульсной зависимостью потенциала скажется при анализе расщеплений с малым энерговыделением, например в сечениях реакций типа  $(N, N')$  или  $(N, 2N)$ . Пусть процесс расщепления состоит в выбивании одного нейтрона первичной частицей. Полная энергия нейтрона в ядре до столкновения была равна

$$E = T + V(T),$$

где  $T$  — его кинетическая энергия;

$$V(T) = -V + bT \quad (b > 0).$$

После соударения нейтрон получит дополнительный импульс и его кинетическая энергия возрастет на величину  $\Delta T$ . Тогда полная энергия нейтрона станет равной

$$E' = T + \Delta T + V(T + \Delta T) \approx E + \Delta T(1 + b).$$

Таким образом, изменение полной энергии нейтрона происходит не на величину  $\Delta T$ , как предполагается в схеме с постоянным потенциалом, а на величину  $\Delta T(1+b)$ . Если принять значение эффективной массы нуклона в ядре равным половине нормальной ( $b=1$ ), то разница в величине прироста энергии нуклона-отдачи, полученная без учета и с учетом изменения потенциала, будет заметна для случая рассеяния на небольшие углы. Нуклон считается выброшенным из ядра, если он подходит к поверхности ядра, имея полную энергию, превышающую высоту кулоновского барьера (для протонов), или, при рассмотрении нейтрона, если его энергия положительна.

Очевидно, что вероятность выбивания нуклона из поверхностного слоя ядра весьма критически зависит от величины  $\Delta E$ . Увеличение ее от значения  $\Delta T$  (вариант с постоянным потенциалом) до значения  $\Delta T(1+b)$  (вариант с переменным потенциалом) при одном и том же угле рассеяния приведет, несомненно, к значительному увеличению сечений процессов типа  $(N, 2N)$ , если даже учесть, что некоторая доля этих случаев обязана процессу неупругого рассеяния быстрого нуклона на ядре с последующим испарением одного нейтрона из слабо возбужденного ядра.

Как мы увидим далее, действительно, существующие схемы расчета (в которых не учитывается изменение ядерного потенциала) приводят к заниженным сечениям реакции  $(N, 2N)$  по сравнению с экспериментальными данными. Помимо этого, введение переменного потенциала должно сказаться и на прозрачности ядра, определяемой относительной долей бомбардирующих частиц, прошедших ядро без столкновений. Это утверждение вытекает из того, что на сечение расщепления оказывает влияние запрет столкновений, идущих с нарушением принципа Паули.

Поэтому вероятность попадания нуклона-отдачи на один из незанятых уровней в ядре будет больше в схеме с переменным потенциалом. Ясно, что такое увеличение сечений неупругого взаимодействия более существенно для случая легких ядер и при не очень высоких энергиях падающих нуклонов. Сравнение сечений, рассчитанных по методу случайных испытаний, произведенное в работе [16], с данными непосредственных измерений (см. раздел III) показывает, что расчетные сечения несколько занижены. Это может быть, по крайней мере частично, именно следствием вышеупомянутого обстоятельства.

Другим важным параметром является энергия «обрезания» каскада, т. е. то минимальное значение кинетической энергии нуклона в ядре, которое определяет пределы дальнейшего развития каскада одиночных соударений. Во многих работах прослеживание за судьбой каждого нуклона ведется до тех пор, пока его энергия не станет недостаточной для вылета из ядра. Для нейтронов эта граница соответствует кинетической энергии, равной величине  $V$ , для протонов следует учесть еще кулоновский барьер. Между тем опыт показывает, что нуклоны с энергией в несколько десятков миллионов электроновольт, влетевшие в ядро, с большой вероятностью поглощаются им, причем вся их энергия идет на тепловое возбуждение ядра. С этой позиции можно думать, что те каскадные нуклоны, энергия которых в ядре соответствует значениям энергии сво-

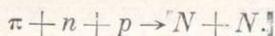
бодных нуклонов, образующих с большой вероятностью составное ядро, будут теряться внутри ядра, нагревая последнее.

Рудстам [15] при расчете каскада, вызванного в ядре  $As^{75}$  протонами энергии 100 и 170 Мэв, ввел энергию «обрезания», равную 20 Мэв (рассчитанную вне ядра). Эта граница взята, конечно, весьма произвольной. Рудстаму не удалось сделать определенный вывод о пригодности или непригодности модели с «обрезанием», хотя эта модель казалась предпочтительной при сравнении некоторых характеристик расщеплений с экспериментом.

Для каскадных нуклонов небольших энергий значительную роль играет отражение их от границы ядра. Этот эффект приводит к появлению в задней полусфере относительно направления бомбардирующего пучка аномально большого числа каскадных частиц [23] и влияет также на общее число испущенных малоэнергичных нейтронов. Обычно в расчетах каскада по методу Монте-Карло этим явлением пренебрегают. Поэтому в их результаты может быть внесена систематическая ошибка, которая существенно отразится также на некоторых результатах анализа ядерных расщеплений. В частности, определение числа частиц испарения иногда производится по снятому угловому распределению, предполагая, что в области больших углов вылета (близких к  $180^\circ$ ) вклад от каскадного процесса отсутствует. Следовательно, тем самым завышается число частиц, эмитированных в процессе испарения возбужденного ядра.

Кроме работ, посвященных процессу расщепления ядер нейтронами и протонами больших энергий, имеется ряд других, в которых на основе модели Сербера рассматривается неупругое взаимодействие с ядрами других частиц. Наиболее подробно изучались ядерные столкновения заряженных  $\pi$ -мезонов. Помимо обычного механизма диссипации энергии бомбардирующей частицы в ядре, заключающегося в последовательных соударениях с одиночными нуклонами, для  $\pi$ -мезонов большую роль играет также процесс его поглощения нуклонами ядра.

Существен вопрос о числе нуклонов, участвующих в поглощении  $\pi$ -мезона. Бракнер и Ватсон [24] рассмотрели процесс двухнуклонного поглощения  $\pi$ -мезона в ядре, идущий по схеме



Они показали на основе известных экспериментальных данных, что вероятность поглощения мезона нейтроном и протоном в ядре весьма велика и превышает теоретическую, рассчитанную на основе газовой модели невзаимодействующих частиц [25]. Были выполнены эксперименты, которые подтвердили, что основную роль в ядерном поглощении  $\pi$ -мезонов играет указанная схема [26]. Опыты ставились как с медленными отрицательными  $\pi$ -мезонами, так и с пучками быстрых  $\pi^+$ -мезонов.

Опыты первого типа дают более непосредственные указания о действующем механизме поглощения, так как при попадании медленного мезона в ядро конечный результат поглощения мезона не будет искажаться и маскироваться каскадными процессами, идущими при замедлении быстрого мезона в ядре. Расчеты каскада, производимого  $\pi$ -мезонами высокой энергии, учитывают вероятность поглощения двумя нуклонами, используя данные по сечению этого процесса, полученные в экспериментах со свободными дейтронами. Как следует из анализа Бракнера и Ватсона [24], сечения поглощения  $\pi$ -мезона в ядре парой нейтрон—протон и поглощения ядром дейтерия связаны соотношением

$$\sigma_{\text{нд}} = Z\Gamma\sigma_{\text{своб}},$$

где  $Z$  — заряд ядра;  $\Gamma$  — некоторая постоянная, зависящая от энергии  $\pi$ -мезона и принятой структуры ядра (экспериментальное значение  $\Gamma$  колеблется от 3 до 10).

Произведенный в [16] расчет каскадного процесса, вызванного  $\pi$ -мезонами высокой энергии, основывался на двухнуклонном механизме поглощения по схеме Бракнера и Ватсона. Однако авторы [16] для контроля сопоставили данные по поглощению ядрами медленных  $\pi^-$ -мезонов, полученных по методу Монте-Карло на основе выбранной схемы, и экспериментальные результаты [26]. Оказалось, что среднее расчетное число быстрых протонов, вылетающих из ядер Ag и Vg при поглощении  $\pi^-$ -мезона, несколько выше наблюдаемого (расчет дает  $0.187 \pm 0.013$ , опыт —  $0.143 \pm 0.013$ ). Равным образом обнаружилось несоответствие и в средней кинетической энергии этих протонов (расчетное значение — 57 Мэв, наблюдаемое — 43 Мэв).

Авторы работы [16] отмечают, что это небольшое расхождение может быть следствием трех причин: а) абсорбция медленных  $\pi$ -мезонов совершается частично не двумя, а большим числом нуклонов, например четырьмя, образующими в ядре как бы  $\alpha$ -частицу; б) процесс поглощения идет предпочтительнее парой нейтрон—протон, в то время как поглощение мезона двумя одинаковыми нуклонами маловероятно; в) поглощение осуществляется главным образом ядерными нуклонами с малыми энергиями.

Первые две указанные причины связаны с моделью «сгустков» нуклонов, которая в настоящее время оживленно дискутируется среди физиков и о которой несколько слов мы скажем далее. Во всяком случае несомненно, что расчет каскада с участием  $\pi$ -мезонов следовало бы производить с учетом парных, а может быть и четверных, корреляций нуклонов для того, чтобы приблизиться к реальному положению. Имеется несколько работ, как теоретических [27], так и экспериментальных [28], в которых обсуждается четырехнуклонный механизм поглощения  $\pi$ -мезона.

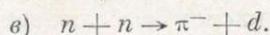
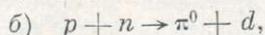
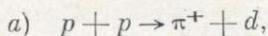
Теоретического рассмотрения ядерного взаимодействия сложных частиц большой энергии (дейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц) на основе модели Сербера, к сожалению, до сих пор не производилось. Имеется лишь одна работа, в которой произведен расчет каскада, вызванного при столкновении с ядрами  $C^{12}$  дейтронов энергии 280 Мэв [29]. В этой работе дейтрон рассматривается как система из двух несвязанных нуклонов и обычным приемом случайной выборки вычисляется вероятность столкновения каждого из этих нуклонов с учетом различной ориентации оси симметрии дейтрона относительно направления его движения и импульсов сталкивающихся нуклонов. Вероятностью упругого рассеяния дейтрона на нуклонах пренебрегали. Вследствие грубости модели и небольшой статистики расчетных случаев (50 частиц) результаты работы [29] носят качественный характер.

#### § 4. ОБ ИСПУСКАНИИ ИЗ ЯДЕР СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ В КАСКАДНОМ ПРОЦЕССЕ

В последние годы появился ряд работ, в которых исследуется возможность образования в ядре различных сгустков нуклонов [30–32]. В частности, Бракнер и другие [33] разработали модель ядра с учетом парных корреляций нуклонов. Имеются также и экспериментальные доказательства утверждения существования внутри ядер скоррелированных нуклонных пар типа дейтрона. Мещеряков и другие [34] изучали испускание быстрых дейтронов из легких ядер под действием протонов энергии 660 Мэв и нашли, что появление этих дейтронов связано с процессом прямого выбивания бомбардирующим протоном квазидейтронной группы из ядра. Из экспериментов по поглощению  $\pi$ -мезонов ядрами также следует, что

в процессе (примерно в 60—70% всех случаев) участвует пара нейтрон—протон [<sup>35-38</sup>], причем вероятность такого поглощения во много раз превышает теоретическую, рассчитанную на основе модели газа Ферми без учета корреляции [<sup>25</sup>]. К сожалению, до настоящего времени не имеется работ, в которых рассмотрение каскадного процесса расщепления велось бы с учетом вероятности столкновений нуклонов с квазидейтронами.

Помимо процесса выбивания быстрым нуклоном, имеется и другой механизм, ответственный за вылет дейтронов из ядра в результате прямого взаимодействия, — это процесс подхвата нуклона (pick-up). Этот процесс состоит в образовании двумя сталкивающимися нуклонами (нейтроном и протоном) системы — дейтрона, энергия и направление движения которого близки к соответствующим величинам падающего нуклона (см. подробнее в § 7 этой главы). Наконец, при достаточно больших энергиях бомбардирующих нуклонов вылет дейтронов из ядра может происходить в результате неупругих соударений двух нуклонов по схеме:



Эти реакции могут идти как с первичными нуклонами, так и при столкновениях вторичных каскадных нейтронов и протонов в ядре. Гипотеза изотопической инвариантности, справедливость которой в применении к процессам взаимодействия подтверждается многочисленными экспериментами, предсказывает следующее соотношение между сечениями реакций  $a$ — $в$ :

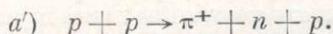
$$\sigma_{pp}(\pi^+) = \sigma_{nn}(\pi^-) = 2\sigma_{pn}(\pi^0).$$

Энергетическая зависимость сечения процесса  $a$  вблизи порога, т. е. в области 300—400 Мэв в лабораторной системе, имеет вид [<sup>39</sup>]:

$$\sigma_{pp}(\pi^+) = a\eta,$$

где  $\eta$  — максимальный импульс образованного  $\pi$ -мезона в системе центра масс;  $a$  — некоторая константа.

Рождение мезонов при столкновении двух нуклонов может идти также без образования дейтрона в конечном состоянии, например по схеме

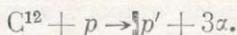


Соотношение между сечениями реакций  $a$  и  $a'$  зависит от энергии нуклонов. Поскольку дейтрон находится в состоянии  ${}^3S_1$  (с небольшой примесью  $D$ -состояния), то, следовательно, процесс  $a$  может идти с большой вероятностью тогда, когда относительные скорости нейтрона и протона в конечном состоянии невелики, и вкладом состояний с ненулевым орбитальным моментом можно пренебречь. Эксперименты показывают [<sup>40</sup>], что вблизи порога сечение реакции  $a$  составляет больше 50% общего сечения неупругого  $pp$ -рассеяния (около 1 мбарн), а с увеличением энергии налетающего протона примерно до 700 Мэв этот вклад уменьшается приблизительно до 20%, составляя около 3 мбарн. Таким образом, относительный выход дейтронов, образованных в процессах  $a$  —  $в$ , должен был бы падать с ростом энергии бомбардирующего протона, если не учитывать возможности образования дейтронов вторичными нуклонами. К сожалению, в настоящее время нет проведенных расчетов каскадного процесса, в которых учитывалась бы возможность реакций  $a$ — $в$ . Можно все же ожидать, что выход дейтронов будет падать с увеличением энергии бомбардирующих нуклонов, так как относительное число каскадных нуклонов с энергиями, достаточными для рождения  $\pi$ -мезонов, падает [<sup>16</sup>]. Дейт-

рон, образовавшийся при неупругом рассеянии нуклонов по схеме  $a-v$ , имеет сравнительно небольшую энергию (порядка 10 Мэв), следовательно, может быть выброшен из ядра лишь в том случае, если этот процесс идет в поверхностном слое ядра.

Хотя бракнеровская модель ядра и не принимает во внимание более сложные конфигурации нуклонов, например четверные, тем не менее можно ожидать, что в некоторых случаях учитывать их совершенно необходимо [41]. В ряде работ было установлено, что модель оболочек и  $\alpha$ -частичная модель имеют много общих черт [42-45]. Базз показал на основе свойств симметрии общей волновой функции ядра в рамках модели оболочек, что энергетически наиболее выгодны состояния, когда четыре нуклона одной оболочки находятся с нулевым орбитальным моментом относительно общего центра масс [46]. Как известно,  $\alpha$ -частичная модель в ее первоначальном виде, рассматривавшая ядра как своеобразную молекулу из  $\alpha$ -частиц, не выдержала экспериментальной проверки. Однако некоторые ее аспекты могут быть использованы в новой модели, учитывающей тенденцию нуклонов к образованию группировок типа  $\alpha$ -частиц, могущих существовать в ядре более или менее длительное время. Такие сгустки нуклонов с большей вероятностью образуются в периферийной области ядра, где средние расстояния между нуклонами таковы, что имеет смысл рассматривать такие структуры обособленно от всей остальной части ядра. Не входя в детальное обсуждение этой сложной проблемы, укажем только, что она тесно связана с теорией  $\alpha$ -распада тяжелых ядер [47].

Анализ некоторых экспериментальных фактов, например касающихся появления  $\alpha$ -частиц в звездах, которые образуются на ядрах фотоэмulsion нуклонами больших энергий, наводит на мысль, что среди частиц, вылетающих из ядра на каскадной стадии, имеются наряду с нуклонами и  $\alpha$ -частицы [48-51]. Несомненно, что лучшим приближением был бы расчет каскада, в котором принимается во внимание возможность рассеяния нуклонов на дейтронах и  $\alpha$ -частичных группировках нуклонов в ядре. Первой попыткой в этом направлении были работы Кюера, Комба и Саммана [52], рассчитавших квазиупругое рассеяние протонов энергии 340 Мэв на нуклонах в ядре углерода. Сравнивая эти расчеты с данными, полученными ими при наблюдении звезд в ядерной эмульсии от быстрых протонов, авторы [52] пришли к заключению, что нельзя объяснить экспериментальные результаты с позиции лишь нуклон-нуклонных соударений в ядре. Хорошим способом проверки гипотезы о наличии соударения бомбардирующего нуклона с внутриядерной  $\alpha$ -группой является исследование реакции расщепления ядра углерода на 3  $\alpha$ -частицы при неупругом рассеянии быстрого протона:



Удобство заключается в том, что в этой реакции не вылетают нейтроны и она легко идентифицируется путем проверки выполнения законов сохранения энергии и импульса. Энергия рассеянного протона вычисляется по балансу энергии, угол рассеяния в лабораторной системе измеряется непосредственно; таким образом, можно судить о массе частицы, с которой произошло столкновение протона в ядре.

В работах [52] установлено, что в значительном числе случаев (около 30%) протон большой энергии рассеивается не на отдельном нуклоне в ядре углерода, а на целой их группе, чаще всего на образовании из четырех нуклонов типа  $\alpha$ -частицы. В работе Кюера и Саммана [53] было найдено, что эти  $\alpha$ -частичные сгустки нуклонов имеют собственные импульсы, соответствующие кинетической энергии в диапазоне 0-20 Мэв со средним значением около 6 Мэв. Следует, однако, быть осторожным



В работе [56] была сделана попытка учесть это обстоятельство и на основе простой классической модели рассчитать сечения выбивания  $\alpha$ -частиц из ядер фотоэмulsionи нуклонами больших энергий. При этом предполагалось, что за процесс испускания этих  $\alpha$ -частиц могут быть ответственны не только первичные протоны, но также (главным образом, как выяснилось в результате проведенного расчета) вторичные нуклоны, возникающие на каскадной стадии расщепления ядра.

Авторы [56] вычислили эффективные сечения упругого рассеяния быстрого нуклона на движущемся с определенной скоростью комплексе из 4 нуклонов в ядре, ведущего к вылету  $\alpha$ -частицы с энергией, большей 30 Мэв в лабораторной системе отсчета.

Было выбрано четыре значения для начального импульса комплекса, соответствующих кинетическим энергиям 0, 5, 10, 20 Мэв. В расчете использовались сечения упругого рассеяния нуклонов на ядрах  $He_2^4$ , экстраполированные для некоторых углов рассеяния в сторону больших энергий. Роль принципа Паули и геометрические поправки не учитывались. Первый фактор играет незначительную роль для нуклонов энергии порядка 100 Мэв, вторыми можно пренебречь на том основании, что главный вклад в процессе выбивания дают случаи, когда  $\alpha$ -частица после соударения с нею каскадного нуклона летит в направлении, близком к линии начального движения нуклона, а так как в расчете учитывались лишь те каскадные нуклоны, которые выходят из ядра, то, следовательно, тем самым автоматически отбрасываются благоприятные для вылета  $\alpha$ -частиц случаи столкновений.

Рис. 7. Зависимость эффективного сечения выбивания из ядер быстрых  $\alpha$ -частиц (>30 Мэв) от энергии налетающего нуклона при разных начальных кинетических энергиях  $\alpha$ -частиц.  
1 —  $T=0$ ; 2 —  $T=5$  Мэв; 3 —  $T=10$  Мэв; 4 —  $T=20$  Мэв.

На рис. 7 показаны результаты расчетов, проведенных в [56]. Оказалось, что для выбивания  $\alpha$ -частиц из ядра с энергией свыше 30 Мэв наиболее эффективны нуклоны энергии 70—100 Мэв и что сечение этого процесса довольно сильно зависит от принятой величины начального импульса  $\alpha$ -частицы-мишени. Следует отметить, что энергия нуклона отсчитывается от дна потенциальной ямы в ядре.

Зная сечение выбивания  $\alpha$ -частицы нуклоном энергии  $E$  и энергетический спектр этих нуклонов, известный, например, по расчетам каскада в работе [16], можно определить эффективное сечение испускания  $\alpha$ -частицы на каскадной стадии процесса расщепления ядра под действием протонов начальной энергии  $E_0$ :

$$\sigma(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma(E) n(E) N_{эфф} dE,$$

где  $n(E)$  — энергетическое распределение каскадных нуклонов, нормированное на единицу;  $N_{\text{эфф}}$  — эффективное число  $\alpha$ -групп в поверхностном слое тяжелого ядра.

Приняв, что

$$N_{\text{эфф}} = Nw,$$

где  $N$  — максимальное число  $\alpha$ -групп, авторы [56] получили величину  $w$ , определяемую ими вслед за Ходжсоном [54], как вероятность нахождения нуклона в составе  $\alpha$ -комплекса в ядре. Эта величина оказалась одной и той же при всех энергиях протонов, используемых в работе (от 140 до 660 Мэв).

Этот тривиальный факт подтверждает пригодность такого упрощенного рассмотрения. Величина  $w$  весьма резко зависит от выбранного значения для начального импульса  $\alpha$ -частицы в ядре (рис. 8). Полагая, что кинетическая энергия « $\alpha$ -частиц» в ядре составляет около 10 Мэв, из рис. 8 получим значение для величины  $w$ , равное 0.5—0.6. Уменьшение энергии « $\alpha$ -частиц» до 5 Мэв и ниже приводит к заключению, что  $w$  около 1. Последнее выглядит весьма неправдоподобно. Оставаясь в рамках схемы, принятой в [56], следует заключить отсюда, что скорости движения  $\alpha$ -частицных групп в тяжелом ядре (в поверхностном его слое) довольно велики и они не находятся на самых нижних уровнях потенциальной ямы, как следовало бы «нормальным» частицам — бозонам.

Для дальнейшего изучения вопроса о величине энергии поступательного движения  $\alpha$ -комплексов в ядре в работе [57] произведен расчет энергетического спектра быстрых  $\alpha$ -частиц, выбиваемых каскадными нуклонами из ядра. Расчет производился на основе той же схемы, что и в работе [56]. Сравнение энергетического спектра, вычисленного при разных предположениях о величине кинетической энергии  $\alpha$ -комплексов внутри ядра, с энергетическим распределением быстрых  $\alpha$ -частиц, которое было получено авторами [57] при наблюдении ядерных расщеплений в фотоэмульсии, показало, что хотя вид спектра и слабо зависит от принятого значения энергии, но тем не менее наилучшее совпадение расчетов и эксперимента обнаруживается, если остановиться на величине импульса квазиальфа-частицных групп в ядре, соответствующем кинетической энергии 5—10 Мэв.

Таким образом, эта модель утверждает, что нуклоны не очень больших энергий (100 Мэв и ниже) при движении в ядре могут охватить своим воздействием целую группу первоначально не связанных между собой нуклонов, но находящихся достаточно близко друг от друга. Каскадный нуклон, передавая им импульс, будет способствовать образованию единой системы из этих нуклонов, например  $\alpha$ -частицы. Этот механизм напоминает процесс подхвата, но с той разницей, что в рассматриваемом здесь нами случае нуклон, инцидирующий создание каскадной частицы, может и не войти в ее состав.

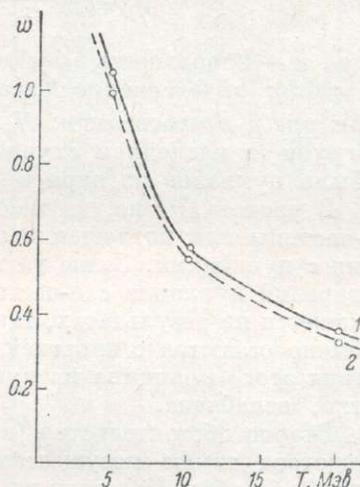


Рис. 8. Изменение расчетного значения  $w$  при различном выборе кинетической энергии « $\alpha$ -частиц» в тяжелых (1) и легких ядрах фотоэмульсии (2).

На основании имеющихся экспериментальных фактов нельзя утверждать, что появление при ядерных расщеплениях  $\alpha$ -частиц, связанное с каскадной стадией, обусловлено единственным механизмом ударного типа, т. е. упругим рассеянием нуклонов на четверных группах нуклонов.

Интересная попытка систематического расчета каскадного процесса с учетом рассеяния нуклонов на  $\alpha$ -комплексах в ядрах была предпринята Федотовым [17], который рассчитал взаимодействие протонов энергии 660 Мэв с ядром углерода. Он дополнил обычную схему вычислений по методу случайных испытаний одним пунктом — при производстве выбора типа частицы, с которой произошло столкновение рассматриваемого нуклона, учитывалась также возможность рассеяния на  $\alpha$ -комплексе. Вероятность такого рассеяния равна

$$\tau(E) = \frac{Nw\sigma_{N\alpha}(E)}{(1-w)(N_p\sigma_{pp} + N_n\sigma_{pn}) + Nw\sigma_{N\alpha}},$$

где  $w$  — вероятность «существования»  $\alpha$ -частицы (взято Федотовым  $w=0.5$ );  $\sigma_{N\alpha}$  — сечение рассеяния нуклона на  $\text{He}_2^4$ ;  $\sigma_{pp}$  и  $\sigma_{pn}$  — то же для  $pp$ - и  $pn$ -рассеяния;  $N_p$ ,  $N_n$  и  $N$  — число протонов, нейтронов и  $\alpha$ -групп (в последнем случае максимально возможное) в ядре с учетом убыли нуклонов из ядра в результате предшествующих столкновений.

В расчете [17] не учитываются принцип Паули и вероятность развала  $\alpha$ -частицы или поглощения по пути из ядра в результате ее столкновения с нуклонами. Выше уже указывалось [56], что запрет некоторых соударений нуклонов с  $\alpha$ -частицами из-за действия принципа Паули мало скажется на результатах, так как нуклоны после соударений с  $\alpha$ -группой обычно остаются с энергией выше уровня Ферми, а эффективность действия этого принципа на нуклоны, входящие в состав  $\alpha$ -частицы, вероятно, ослаблена.

Второе обстоятельство (пренебрежение развалом  $\alpha$ -частицы) в расчете Федотова также несущественно, поскольку ядро углерода достаточно мало. В работе [17] принято, что  $\alpha$ -частицы в ядре  $\text{C}^{12}$  имеют импульсы с гауссовским законом распределения:

$$N(p) \sim e^{-\frac{p^2}{2p_0^2}}.$$

Константа распределения соответствует кинетической энергии около 10 Мэв. Сравнение результатов расчета, проведенного по этой схеме, с данными эксперимента [17] показало удовлетворительное, даже в некоторых случаях хорошее согласие; последнее довольно неожиданно и, вероятно, является случайным, учитывая приближенный характер расчетов.

Расчет выбивания протоном средних энергий  $\alpha$ -частицы из легких ядер был произведен также Хлебовской [58] на основе  $\alpha$ -частичной модели.

## § 5. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ КАСКАДА ВНУТРИЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

Первой характеристикой неупругого взаимодействия частиц с ядром является эффективное сечение этого процесса. В табл. 4 собраны данные о сечениях, полученные в различных работах с помощью метода случайных испытаний. Ввиду того что величина параметра  $r_0$  в формуле для радиуса ядра у различных авторов выбрана разной, мы сочли целесообразным указывать в таблице не абсолютное сечение, а отношение его к геометрическому сечению ядра, рассчитанному при том же параметре

Ядерные сечения неупругих взаимодействий быстрых нуклонов, полученные в расчетах каскада

Ядро	Энергия, Мэв	$\frac{\sigma_a}{\sigma_{геом}}$	$r_0, 10^{-13}$ см	Литература	Ядро	Энергия, Мэв	$\frac{\sigma_a}{\sigma_{геом}}$	$r_0, 10^{-13}$ см	Литература		
C . . .	140 p	0.59	1.42	[3]	Ru <sup>100</sup>	82 p	0.894	1.3	[16]		
	660 p	0.72	1.36	[17]		82 n	0.862	1.3			
N . . .	9000 p	0.615	1.35	[59]		155 p	0.835	1.3			
	82 p	0.737	1.3	[16]		235 p	0.846	1.3			
Al . .	82 n	0.743	1.3			235 n	0.812	1.3			
	235 p	0.725	1.3			286 p	0.844	1.3			
	235 n	0.688	1.3			364 p	0.853	1.3			
	460 p	0.743	1.3			460 p	0.860	1.3			
	1840 p	0.866	1.3			940 p	0.945	1.3			
	82 p	0.824	1.3			1840 p	0.922	1.3			
Cu . .	82 n	0.826	1.3			Bi . .	82 n	0.936		1.3	[16]
	155 p	0.817	1.3	135 p			0.84	1.45		[61]	
	155 n	0.762	1.3	286 p			0.895	1.3		[16]	
	235 p	0.794	1.3	460 p			0.917	1.3			
	235 n	0.756	1.3	940 p			0.947	1.3		[16]	
	286 p	0.798	1.3	1840 p			0.969	1.3		[16]	
	364 p	0.802	1.3	82 p			0.942	1.3			
	460 p	0.838	1.3	82 n			0.904	1.3			
100 p	0.85	1.44	155 p	0.926		1.3	[16]				
Ga . . .	286 n	0.775	1.3	U . .		235 p	0.916	1.3		[16]	
	9000 p	0.774	1.35		235 n	0.854	1.3				
As . .	103 p	0.63	1.2		460 p	0.930	1.3	[60]			
	170 p	0.70	1.2		660 p	0.92	1.4				
AgBr	140 p	0.81	1.42		[3]	940 p	0.968		1.3		[16]
	400 p	0.66	1.4		[18]	1840 p	0.963		1.3		
Nb . . .	9000 p	0.84	1.35	[59]							
	82 p	0.909	1.3	[16]							
Ce <sup>140</sup>	235 p	0.876	1.3								
	364 p	0.886	1.3								
	460 p	0.897	1.3								
	1840 p	0.947	1.3								

$r_0$ . К сожалению, статистическая достоверность всех опубликованных расчетов каскадного процесса далеко не одинакова, так что непосредственное сопоставление данных, полученных в этих работах, часто затруднительно. В наиболее полном виде и с большей статистической точностью расчет произведен в работе [16], на результаты которой мы и будем главным образом ссылаться в ходе обсуждения данных по первой стадии процесса расщепления ядра.

Из табл. 4 видно, что прозрачность ядер сначала возрастает при увеличении энергии нуклонов от 82 до 230 Мэв, затем начинается монотонное ее уменьшение с дальнейшим ростом энергии бомбардирующих частиц. Такое поведение сечения отражает два фактора: влияние запрета некоторых столкновений с нуклонами в ядре из-за действия принципа Паули и изменение сечений нуклон—нуклон соударений с энергией. Первая причина становится несущественной для нуклонов больших энергий, и поведение  $\sigma_a(E)$  в области энергии порядка миллиарда электроновольт определяется энергетической зависимостью сечений  $pp$ - и  $np$ -рассеяния. Можно заметить из данных работы [16], что при энергиях примерно вплоть

до 400 Мэв сечение ядерного взаимодействия для нейтронов несколько меньше, чем для протонов тех же энергий. Объяснение этого факта заключается в том, что сечение  $np$ -рассеяния в этом энергетическом интервале значительно больше по величине, чем сечение  $pp$ -рассеяния, поэтому столкновение протона с ядром, содержащим избыток нейтронов, будет более эффективным по сравнению со случаем взаимодействия нейтрона с тем же ядром. Очевидно, что для легких ядер, где числа нейтронов и протонов примерно равны друг другу, эта разница в протонных и нейтронных сечениях должна быть несущественна, что и показывают результаты расчета каскада.

В работе [16] отмечается, что другой выбор параметра  $r_0$  незначительно сказывается на проницаемости ядра. Так, например, увеличение  $r_0$  с 1.3

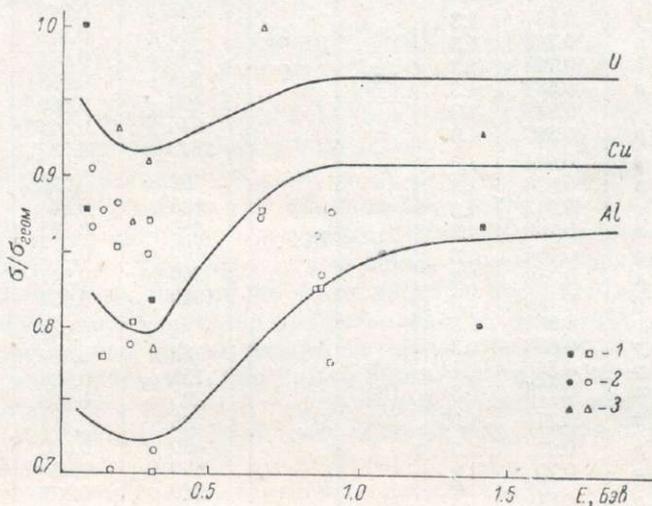


Рис. 9. Зависимость сечения неупругого взаимодействия (в единицах  $\sigma_{\text{геом}} = \pi r_0^2 A^{2/3}$ ) от энергии бомбардирующей частицы для ядер Al (1), Cu (2) и U (3).

Экспериментальные точки взяты из табл. 13 и 14. Светлые знаки соответствуют опытам с протонами, черные — с нейтронами. Ошибки составляют 5—10%.

до  $1.4 \cdot 10^{-13}$  см вызывает увеличение прозрачности ядра типа  $\text{Ru}^{100}$  всего на 0.03—0.05. Любопытно в этой связи сопоставить данные Рудстама [15] и Бернардини, Буша и Линденбаума [18], а также работу [16]. В первой из них взято  $r_0 = 1.2 \cdot 10^{-13}$  см, Бернардини и другие остановились на величине  $r_0 = 1.4 \cdot 10^{-13}$  см, группа Метрополиса [16] производила расчеты при  $r_0 = 1.3 \cdot 10^{-13}$  см. Таким образом, последний вариант является промежуточным между двумя первыми. Тем не менее ядерные сечения, вычисленные в [18] и Рудстамом, оказались заниженными по сравнению с результатами работы [16]. Вероятно, это связано с теми упрощениями в схеме расчета, которые принимались в [18] (усреднение по нейтронам и протонам, игнорирование процесса рождения мезонов и т. д.), а также и с начальной статистикой расчетных случаев. С другой стороны, Медоуз [20] получил для сечения взаимодействия протонов энергии 100 Мэв с ядром Cu значение  $0.85 \sigma_{\text{геом}}$  при  $r_0 = 1.44 \cdot 10^{-13}$  см, что превышает результаты работы [16]. Расчет Медоуза производился без учета действия принципа Паули, и это обстоятельство, возможно, сказалось на результате.

На рис. 9 приведена зависимость непрозрачности ядра (отношение  $\frac{\sigma_a}{\sigma_{\text{геом}}}$ ) от атомного веса при различных энергиях бомбардирующих частиц, построенная по данным [16]. Наглядно видно, как уменьшается прозрачность ядер с увеличением массы ядра.

Все произведенные выше расчеты выполнены для модели ядра с постоянной плотностью. Введение диффузной границы ядра несомненно должно сказаться на этих результатах в сторону повышения прозрачности ядра. К настоящему времени нам известна лишь одна работа [17], в которой производился расчет каскадного процесса расщепления для обеих вышеуказанных моделей ядра. Если в варианте с постоянной плотностью расчет Федотова дает для отношения  $\frac{\sigma_a}{\sigma_{\text{геом}}}$  величину 0.72 (ядро углерода), то в

модели ядра с диффузной поверхностью, параметры которой взяты согласно данным опытов по рассеянию быстрых электронов [62], это отношение составило 0.37 (среднеквадратичный радиус распределения массы ядра взят равным  $4.12 \cdot 10^{-13}$  см).

Число нуклонов, покинувших ядро в результате развития каскада одиночных столкновений, зависит от размера ядра и энергии падающей частицы. Вследствие стохастического характера этого процесса будет наблюдаться некоторое распределение ядер по числу вылетевших из них нейтронов и протонов. На рис. 10 показано это распределение для каскадных протонов в случае бомбардировки протонами энергии 660 Мэв ядер урана [60] и углерода [17]. Смещение максимума кривой распределения в сторону меньшего числа протонов для тяжелых ядер объясняется большей ролью обменных *pn*-соударений в ядрах с избытком нейтронов. Зависимость среднего числа вылетевших нуклонов от массы ядра не столь существенна, как можно было бы ожидать заранее. Хотя в тяжелых ядрах условия развития лавины из нуклонов более благоприятны и число участвующих в ней частиц больше, чем в легком ядре, но энергия, приходящаяся на каждый из каскадных нуклонов, уменьшается, поэтому значительное число их не сможет покинуть ядро. С увеличением энергии

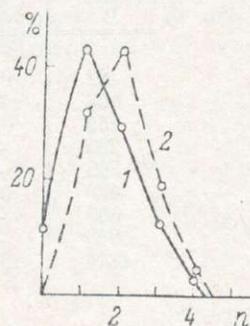


Рис. 10. Распределение по числу каскадных протонов случаев неупругого взаимодействия протонов энергии 660 Мэв с ядрами U (1) и C (2).

Таблица 5

Среднее число каскадных нуклонов [16]

Энергия протонов, Мэв	Ядро-мишень		
	Al	Cu	U
82	1.47	1.23	0.57
155	1.97	1.7	1.23
235	(2.4)	2.22	1.7
286	(2.65)	2.54	(2.0)
460	(3.4)	3.3	2.94
690	4.2	4.3	(4.1)
940	5.0	5.31	(5.3)
1840	6.72	8.0	8.73

Примечание. Числа, указанные в скобках, получены интерполяцией по графику.

иницирующей частицы будет, следовательно, возрастать и число выбитых из ядра нуклонов. В табл. 5 представлена зависимость среднего числа каскадных нуклонов от энергии бомбардирующих протонов для разных ядер мишени Al, Cu и U [16].

В расчете Рудстама [15] получено несколько большее число каскадных нуклонов: 1.4 протона и 0.9 нейтронов при облучении As <sup>75</sup> протонами

Отношение числа нейтронов к числу протонов ( $n/p$ )

Энергия протона, Мэв	Исходное ядро					
	Al <sup>27</sup>	Cu <sup>64</sup>	Ru <sup>100</sup>	Ce <sup>140</sup>	Bi <sup>209</sup>	U <sup>238</sup>
82	0.84	1.04	1.20	1.82	1.67	2.08
158	—	0.96	1.15	—	—	1.96
239	0.74	0.93	1.10	1.43	—	1.61
290	—	1.00	1.12	—	1.64	—
365	—	1.00	—	1.33	—	—
460	0.79	1.02	1.16	1.43	1.59	1.89
690	—	1.02	—	—	—	—
940	—	1.16	1.22	—	1.89	2.00
1840	0.92	1.18	1.25	1.56	1.75	2.08

энергии 170 Мэв и соответственно 1.2 и 0.6 при энергии протонов 103 Мэв. Вариант с «обрезанием каскада», рассчитанный Рудстамом, дает меньшее среднее число каскадных частиц: 1.1 протонов и 0.6 нейтронов при энергии пучка 170 Мэв, 0.9 и 0.5 — при энергии 103 Мэв.

Отношение числа каскадных нейтронов к числу протонов зависит от отношения  $n/p$  в ядре-мишени. Для углерода отношение  $n/p$  для каскадных частиц составляет 0.55 (в числе каскадных протонов содержится и первичный), для алюминия это отношение составляет около 0.85, в то время как число нейтронов, испускаемых из урана на каскадной стадии процесса расщепления, почти в 2 раза больше числа протонов. Интересно отметить, что отношение  $n/p$  для одного и того же исходного ядра почти не зависит от энергии налетающего протона (табл. 6), проходя через широкий минимум в области энергий около 300 Мэв.

Если энергия бомбардирующего пучка превышает 300 Мэв, то становятся заметными процессы испускания  $\pi$ -мезонов из ядер.

В табл. 7 даны результаты расчета, приведенные в [16], по числу вылетевших заряженных и нейтральных  $\pi$ -мезонов из различных ядер.

Энергетический спектр каскадных нуклонов, очевидно, будет очень широким — вплоть до начальной энергии частицы. Нижняя граница этого спектра обусловлена выбором значения энергии «обрезания» кас-

Таблица 7

Среднее число  $\pi^{\pm}$ - и  $\pi^0$ -мезонов [16]

Ядро	Энергия протонов, Бэв				Ядро	Энергия протонов, Бэв					
	0.46	0.69	0.94	1.84		0.46	0.69	0.94	1.84		
Al <sup>27</sup>	$\pi^+$ . . .	0.076	—	—	0.401	Ce <sup>140</sup>	$\pi^+$ . . .	0.067	—	—	0.289
	$\pi^-$ . . .	0.019	—	—	0.253		$\pi^-$ . . .	0.022	—	—	0.272
	$\pi^0$ . . .	0.049	—	—	0.516		$\pi^0$ . . .	0.031	—	—	0.461
Cu <sup>64</sup>	$\pi^+$ . . .	0.054	0.148	0.232	0.310	Bi <sup>209</sup>	$\pi^+$ . . .	0.042	—	0.176	0.270
	$\pi^-$ . . .	0.021	0.047	0.112	0.263		$\pi^-$ . . .	0.023	—	0.161	0.315
	$\pi^0$ . . .	0.035	0.113	0.196	0.483		$\pi^0$ . . .	0.034	—	0.187	0.447
Ru <sup>100</sup>	$\pi^+$ . . .	0.063	—	0.202	0.329	U <sup>238</sup>	$\pi^+$ . . .	0.040	—	0.151	0.276
	$\pi^-$ . . .	0.019	—	0.103	0.355		$\pi^-$ . . .	0.025	—	0.114	0.314
	$\pi^0$ . . .	0.036	—	0.184	0.501		$\pi^0$ . . .	0.044	—	0.164	0.427

кадов в схеме расчета. По этой причине спектр должен резко обрываться со стороны малых энергий, если не учитывать эффекта отражения на границе ядра.

В большинстве работ принимается, что протон не может покинуть ядро на первой стадии процесса взаимодействия, если его кинетическая энергия меньше высоты кулоновского барьера, пренебрегается таким образом проницаемость последнего, за исключением работы [60], где эта проницаемость учитывается путем снижения высоты барьера до 0.7 его

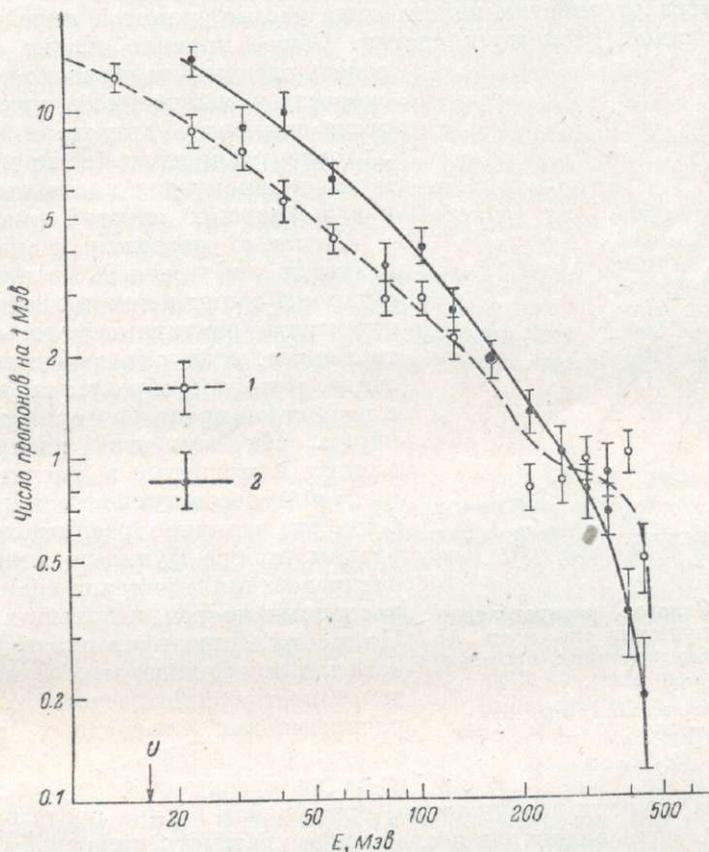


Рис. 11. Энергетический спектр каскадных протонов, вылетающих из ядер Al (1) и U (2) при облучении протонами с энергией 460 Мэв [16].

начального значения. Однако форма энергетического спектра выбитых протонов вблизи порога вылета будет сглажена даже при пренебрежении проницаемостью барьера. Дело в том, что ядерный каскад развивается во времени, и в ходе его развития часть нуклонов покидает ядро, уменьшая массу и заряд последнего. Поэтому при вычислениях следует учитывать это уменьшение и соответственно снижать высоту барьера для протонов, вылетающих на конечных этапах каскадного процесса. В работе [16] этот эффект, по всей вероятности, не был учтен.

Энергетический спектр каскадных нуклонов напоминает максвелловское распределение, но с длинным «хвостом» в области больших энергий (рис. 11). Вид этого спектра остается практически тем же самым при изменении энергии налетающих частиц в широком интервале.

Энергетическое распределение нейтронов, вылетающих в каскадном процессе, будет подобно спектру протонов с тем отличием, что (поскольку для первых не существует кулоновского барьера ядра) нейтронный спектр должен быть смещен в сторону низких энергий. Расчет подтверждает это заключение [15]. Спектры для протонов приводятся в работах [16] и [18], все они имеют подобный вид, хотя в первых двух из этих работ неупругие процессы столкновения пучков с нуклонами не учитывались.

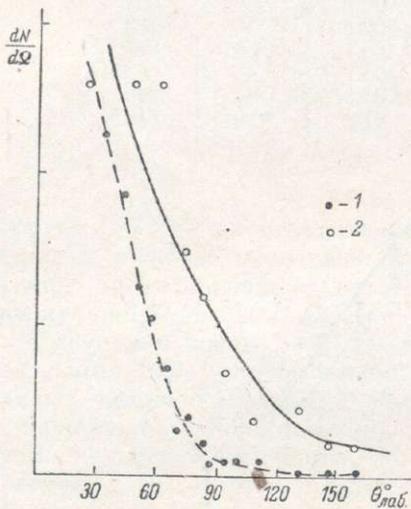
Угловое распределение нуклонов отдачи характеризуется направленностью вперед относительно падающего пучка. Степень этой направленности зависит от энергии налетающих частиц, размера ядра и энергии рассматриваемых каскадных частиц. Общее правило можно сформулировать следующим образом: чем больше скорость у испущенного нуклона, тем резче выражена анизотропия вылета.

Угловое распределение приближается к изотропному для каскадных нуклонов небольших энергий (рис. 12).

Степень развития каскада определяется и степенью анизотропии. Нуклоны одних и тех же энергий будут иметь различные угловые характеристики, если они выбиваются в каскаде, который образуется частицами с различной энергией или в различных ядрах. На вид этих распределений влияют и принятые в расчетах величины импульсов нуклонов в ядре. Особенно это различие распределений при разном выборе функции импульсного распределения нуклонов скажется для каскадных частиц небольших энергий. Но, к сожалению, проверка пригодности того или иного вида этих функций путем сопоставления расчетного углового распределения каскадных нуклонов с экспериментальным неосуществима из-за наложения эффекта испарения.

Рис. 12. Угловое распределение каскадных протонов из ядер Al (энергия бомбардирующих протонов 460 Мэв).

1 — энергия каскадных протонов  $E > 90$  Мэв; 2 — для  $30 < E < 90$  Мэв.



Величина энергии возбуждения, остающейся в ядре после прохождения каскада, очень важна для последующего рассмотрения судьбы остаточного ядра. Знание энергии возбуждения позволяет рассчитывать в рамках той или иной конкретной теории процесс теплового испускания частиц ядром и получить, таким образом, полное представление о типах ядерных реакций, протекающих при взаимодействии с данным ядром-мишенью нуклона высокой энергии. Величина энергии, полученной ядром, зависит весьма слабо от энергии налетевшего нуклона. В этом наглядно проявляется различие между теорией составного ядра и моделью Сербера. Согласно теории Бора, энергия возбуждения ядра будет всегда иметь одно и то же значение, равное сумме кинетической энергии налетающей частицы и энергии связи ее с ядром. Каскадная модель утверждает, что энергия возбуждения ни в коей мере не может быть однозначно определена из начальных условий облучения и можно говорить лишь о статистической картине распределения всевозможных случаев в отношении величины этой энергии.

На рис. 13 показана относительная частота появления остаточных ядер с определенной энергией возбуждения при расщеплении ядер меди протонами энергии 460 Мэв, определенная согласно данным [16]. Распреде-

ление ядер по величине энергии возбуждения, полученное в расчетах Рудстама [15], показано на рис. 14 (энергия протонов 170 Мэв, ядро As, экстремальная модель каскада). На рис. 13 приведено аналогичное распределение, полученное в расчетах Бернардини, Буша и Линденбаума [18]. Сравнение этого распределения с данными Метрополиса и других [16] показывает, что пренебрежение влиянием эффекта образования мезонов, сделанное в [18], ведет к серьезной ошибке в определении энергии возбуждения ядра. То, что в [18] расчет производился для более тяжелых ядер ( $A=100$ ), не меняет этого вывода, но лишь усугубляет это расхождение, так как с увеличением размера ядер средняя энергия возбуждения растет. Необходимо в то же время отметить, что данные о среднем числе каскадных нуклонов в обеих указанных работах почти совпадают: в [18] получено 3.18 нуклона на одно расщепление ядер Ag и Br, в [16] — 3.3 для ядер Cu.

На рис. 15 показано изменение средней энергии возбуждения различных ядер с увеличением кинетической энергии бомбардирующих протонов [16]. Видно, что энергия возбуждения резко возрастает, когда энергия пучка превышает 300 Мэв.

Не имея возможности приводить полученные в различных работах результаты по распределению остаточных ядер по массам и зарядам, остановимся лишь на одном вопросе, связанном с этими распределениями. Речь идет о сечениях реакций с выбросом малого числа нуклонов типа  $(N, N')$ ,  $(N, 2N)$  и др.

Выше было упомянуто, что расчетные сечения указанных реакций весьма чувствительны к выбранной схеме расчета. Эти реакции происходят в основном в поверхностном слое ядра (с резкой или диффузной границей) должен критически сказываться на их сечениях. Кроме того, большое влияние может оказать и оболочечное строение ядра. Например, согласно данным Медоуза [20], сечения реакций  $(p, pn)$ , идущих под действием протонов энергии 100 Мэв, для ядер  $Cu^{63}$ ,  $Cu^{65}$ ,  $Zn^{64}$ ,  $Ga^{69}$  и  $As^{75}$  соответственно равны 120, 155, 120, 193, 102 мбарн, сечение реакции  $Cu^{63}(p, 2n)$  — 7 мбарн,  $Zn^{68}(p, 2p)$  — 14 мбарн и  $Ga^{69}(p, 2n)$  — 23 мбарн. При бомбардировке протонами энергии 5.7 Бэв ядер Be, C, O, F сечения реакций  $(p, pn)$  соответственно составляют (в мбарнах):  $29 \pm 3$ ,  $7.3 \pm 0.7$ ,  $33 \pm 5$ ,  $19 \pm 2$ ,  $31 \pm 5$  [63]. Аналогичные указания о нерегулярном ходе сечений подобных реакций см. также в [64, 65]. Такие скачки в сечениях однотипных реакций для ядер с близкими массовыми числами могут быть следствием оболочечных эффектов.

Нужно добавить в заключение, что экспериментальные данные о выходах тех или иных изотопов являются суммарными, объединяющими результаты как каскадного процесса, так и испарительной стадии. Как мы увидим в следующей главе, расчет процесса испарения связан с еще большими неопределенностями и допущениями. Поэтому сле-

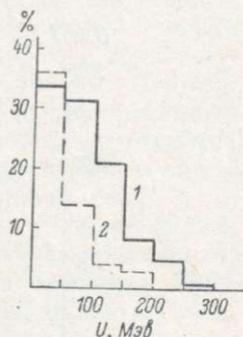


Рис. 13. Частота появления остаточных ядер с определенной энергией возбуждения при расщеплении ядер Cu протонами энергии 460 Мэв [16] (1) и ядер Ag и Br [18] (2).

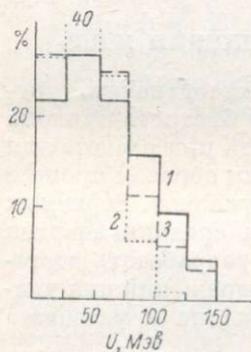


Рис. 14. Частота появления остаточных ядер с определенной энергией возбуждения при расщеплении ядер Cu протонами энергии 155 Мэв [16] (1), ядер As протонами энергии 170 Мэв [15] (2), ядер Ag и Br протонами энергии 140 Мэв [11] (3).

дует учитывать и эту сторону явления при рассмотрении конкретных схем расчета процесса расщепления ядра и сопоставлении их с экспериментом.

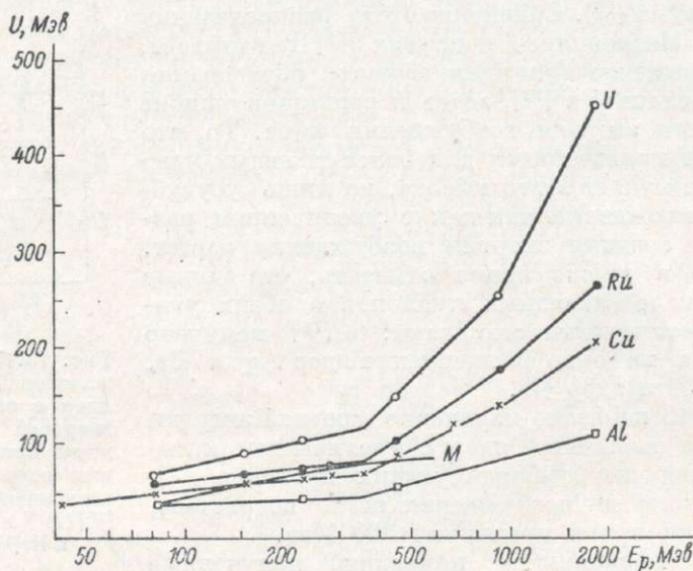


Рис. 15. Средняя энергия возбуждения ядер при облучении протонами высоких энергий.

Кривая M для ядер Ag и Вг построена согласно [66].

## § 6. ДРУГИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПРОЦЕССА РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР

Трудоемкость метода случайных испытаний вынуждает искать другие, более простые пути решения задачи о прохождении быстрого нуклона через ядро. Основные сведения, которые нужно получить при расчете для того, чтобы быть в состоянии рассматривать усредненным образом процесс разрядки возбужденного ядра, — это среднее число нуклонов, теряемых ядром на каскадной стадии процесса расщепления, и средняя энергия возбуждения остаточных ядер. Было бы желательно разработать достаточно эффективные методы получения аналитических выражений для указанных величин как функций энергии падающего нуклона и массового числа ядра-мишени.

С этой целью Максимов [66] предложил рассматривать картину возникновения каскада одиночных соударений нуклонов в ядре с точки зрения обычной теории замедления быстрых нейтронов в водородосодержащей среде. Делая при этом упрощающие предположения о слабой энергетической зависимости сечения рассеяния нуклона на нуклоне и об отсутствии случаев испускания каскадных нуклонов назад, Максимов сумел получить выражения для среднего числа выбитых нуклонов и средней энергии, оставшейся в ядре. Так как расчет был проведен с усреднением всех величин (сечения, энергии связи, потенциального барьера) по нейтронам и протонам, то результат работы [66] не может дать никаких указаний на соотношение числа каскадных нейтронов и протонов. На рис. 15 показаны полученные в [66] зависимости средней энергии возбуждения ядер Ag и Вг от энергии бомбардирующих нуклонов. Кривая M на рисунке соответствует кривой из работы [66], построенной с учетом ошибки в величине сечений нуклон-нуклонных взаимодействий, равной +10%. Большое

расхождение результатов в работах [16] и [66] связано главным образом с тем, что метод Максимова не учитывает эффекта рождения мезонов, который приводит к повышению энергии возбуждения остаточного ядра. Это заключение вытекает из того факта, что результаты, полученные в [66], удовлетворительно совпадают с данными анализа, который провели Бернардини, Буш и Линденбаум [18] методом Монте-Карло в предположении лишь упругих столкновений нуклонов друг с другом. Поэтому можно полагать, что для приближенных оценок метод, предложенный Максимовым, может быть использован в области энергий бомбардирующих нуклонов примерно до 300 Мэв, где вклад неупругих процессов в общее сечение  $np$ - и  $pp$ -рассеяния незначителен (см. замечание в конце § 5).

Однако вряд ли можно согласиться с автором [66], утверждающим, что с помощью этого метода можно вычислять сечения реакций  $(p, xn)$  или  $(p, pxn)$  без оговорки о том, что это утверждение относится лишь к расщеплениям с выбросом достаточно большого числа нейтронов ( $x > 2$ ). О трудностях в расчетах сечений реакции типа  $(N, 2N)$  говорилось выше (см. § 7), конечно, простая модель, предлагаемая в [66], не сможет описать более или менее удовлетворительным образом все особенности поведения этих сечений для разных ядер.

Аналитический расчет прямого взаимодействия с ядром нуклонов с энергией до 80 Мэв проведен Кикучи [67], который использовал обычную модель газа Ферми и приближение индивидуальных столкновений. Вводится коэффициент поглощения  $K$ , зависящий от радиуса следующим образом:

$$K(r) = \begin{cases} 0 & r < R_c, \\ K_0 & R_c < r < R_c + d \equiv R, \\ 0 & r > R. \end{cases}$$

Параметры  $K_0$ ,  $R$  и  $d$  определялись путем сравнения расчетного сечения поглощения с экспериментальными данными, полученными при энергии нуклонов 55 и 62 Мэв. Таким образом, было принято, что  $d = 2$  ферми. Выбор  $d = R$  приводит к модели прямоугольной ямы.

Вероятность того, что частица на пути  $x$  испытает  $n$  соударений, дается формулой

$$F_n(x) = \frac{2}{R^2} \int_0^R p f_n(n) dp,$$

где  $p$  — параметр удара (см. рис. 2, где  $x = s$ );  $f_n(x)$  — функция, соответствующая  $F_n(x)$  для случая одномерной модели

$$f_n(x) = \frac{1}{n!} (Kx)^n e^{-x}$$

с нормировкой на 1:

$$\sum_{n=0}^{\infty} f_n(x) = 1.$$

Величина  $x$  связана с  $p$  и  $R$  соотношениями:

$$x = \begin{cases} 2\sqrt{R^2 - p^2} - \sqrt{R_c^2 - p^2} & \text{для } p \leq R_c, \\ 2\sqrt{R^2 - p^2} & \text{для } R > p > R_c. \end{cases}$$

Полное сечение поглощения имеет вид

$$\sigma_a = \pi R^2 (1 - F_0),$$

где  $F_0$  — вероятность прохождения нуклона без столкновения. Если взять  $R_c = 0$ , то мы приходим к обычной формуле сечения поглощения для ядра с резкой границей:

$$\sigma_a = \pi R^2.$$

Затем вычисляется вероятность того, что нуклон, испытав соударения, будет обладать энергией, достаточной для вылета из ядра. Строго говоря, в силу неразличимости нуклонов производится вычисление вероятности таких случаев, когда образуется один нуклон достаточно большой энергии. Вероятность этого события равна

$$P_n = F_n g_n(E_0),$$

где  $g_n(E_0)$  — вероятность того, что нуклон с начальной энергией  $E_0$  после  $n$  соударений вылетит из ядра.

Для вычисления функции  $g_n(E_0)$  необходимо задаться энергетической зависимостью сечения столкновения одиночных нуклонов. Кикучи исходил из предположения об отсутствии этой зависимости, но учитывал, что в ядре имеются нижние уровни, соответствующие коллективному возбуждению ядра (этим самым учитывалась дополнительная возможность передачи части энергии от нуклона ядру). Были определены функции  $g_n(E_0)$  для  $n=1$  и  $n=2$ . По известному сечению поглощения  $\sigma_a$ , которое включает в себя как процессы, ведущие к образованию составного ядра, так и процессы прямого взаимодействия, Кикучи получил, что сечение прямых реакций, определенное из

$$\sigma_{\text{прям}} = \sum_n \sigma_{\text{прям}}^{(n)} P_n,$$

составляет 20—30% от полного сечения неупругого взаимодействия для протонов энергии 30 Мэв.

Аналогичным образом рассчитывается и процесс возбуждения ядер нуклонами средних энергий [68]. При этом делаются те же предположения о том, что сечения  $N-N$  рассеяния не зависят от энергии и что ядро содержит одинаковое число нейтронов и протонов. Автор [68] учитывает различие в величине  $\sigma_{np}$  и  $\sigma_{pp}$ , принимая

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn} = \frac{1}{3} \sigma_{np}.$$

Расчет был произведен для бесконечного ядра и без учета взаимодействия нуклонов выше уровня Ферми. Полученные в [68] энергетические спектры нуклонов, испускаемых ядрами при прохождении нуклона средних энергий, имеют тот же вид, что и по статистической модели ядра. Автор [68] поэтому полагает, что в эксперименте трудно отделить эффекты испарения и прямого многоступенчатого взаимодействия. Сравнение результатов работ [68] с опытными данными при энергии протонов 40 Мэв для ядер Sn и Pb показало удовлетворительное согласие в величинах полных сечений и в форме энергетического спектра, в его высокоэнергетической области. Совпадение же в области меньших энергий вылетающих протонов (до 20 Мэв) фактически отсутствует. Последнее можно было ожидать, так как модели, подобные использованной в [68] для расчета, являются слишком грубыми при меньших энергиях нуклонов.

## § 7. «ПОВЕРХНОСТНЫЕ» ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ

Описанный в предыдущих параграфах каскадный процесс, развивающийся при попадании быстрой частицы в ядро, захватывает, как правило, весь объем последнего. Поэтому, наблюдая общую картину ядерного рас-

щепления, трудно выделить эффект взаимодействия первичной частицы с поверхностным слоем ядра. Чтобы исследовать свойства этого слоя, необходимо выделить и изучить отдельные виды реакций, специфичные для поверхностного взаимодействия. Помимо углубления нашего понимания структуры ядра — вопроса чрезвычайно важного для теории, — изучение таких реакций позволит более точно представить и механизм расщепления ядра быстрой частицей, выяснить его более тонкие особенности, установить пределы применимости модели Сербера. К реакциям поверхностного взаимодействия относятся расщепления с вылетом небольшого числа нуклонов — реакции типа  $(N, N')$ ,  $(N, 2N)$ ,  $(N, N\pi)$  и т. д. (речь идет о реакциях на достаточно тяжелых ядрах, где можно говорить о поверхностном слое, рассматривая его как область ядра с быстрым спаданием плотности нуклонов, в отличие от центральной, плотность нуклонов в которой меняется незначительно).

Выше отмечалось, что теоретические расчеты по обычной схеме Сербера—Гольдбергера приводят к величинам сечений реакций указанного типа, не согласующимся с экспериментальными измерениями. Как правило, расчет дает заниженные сечения, меняющиеся плавно с массой ядра, в то время как опыт показывает, что сечения реакции, например  $(p, pn)$ , изменяются нерегулярно, от ядра к ядру.

Это обстоятельство заставляет думать, что в применяемой схеме расчета есть серьезные дефекты и что она нуждается в усовершенствовании, по крайней мере в части, касающейся процессов с вылетом малого числа нуклонов. В § 3 приведены некоторые соображения о возможных уточнениях в расчете каскада. В § 5 была также отмечена большая роль оболочечных эффектов в реакциях типа  $(p, pn)$ .

Бениофф [63] исследовал влияние нуклонных оболочек в ядре на процесс выбивания быстрым протоном одного нейтрона — реакция  $(p, pn)$ . Он исходил из предположения, что эта реакция идет в одну стадию, т. е. нейтрон именно выбивается из ядра, а не испускается ядром, возбужденным в процессе квазиупругого рассеяния первичного протона. Для осуществимости ударного механизма выброса одного нейтрона следовало принять, что энергия возбуждения остаточного ядра, образующегося после вылета протона и нейтрона, недостаточна для испускания еще одного нейтрона. Иными словами, столкновение первичного протона должно быть с таким нейтроном, после выброса которого ядро не в состоянии испустить еще один нейтрон за счет некоторой перестройки своих уровней.

Таким образом, величина сечения реакции  $(p, pn)$  зависит от того, с какой оболочки был выброшен нейтрон и какова энергия отрыва наиболее слабо связанного нейтрона в полученном ядре. Если энергия возбуждения ядра, обусловленная наличием «дырки» на одном из уровней, будет превышать энергию связи одного из нейтронов верхнего уровня, то произойдет с большой вероятностью испускание еще одного нейтрона (или другой частицы), и этот процесс будет относиться уже к реакции  $(p, p2n)$  или, например,  $(p, p\alpha)$ . Из сказанного ясно, что не все нейтроны ядра «пригодны» для участия в процессе  $(p, pn)$ . Бениофф показал, что сечения реакций  $(p, pn)$ , которые идут на указанных выше ядрах под действием протонов энергии 5.7 Бэв (см. § 5), рассчитанные на один «подходящий» нейтрон, оказываются равными друг другу.

В следующей работе Бениофф [69], рассчитывая в импульсном приближении реакцию  $(p, pn)$  для протонов высоких энергий и используя потенциал гармонического осциллятора, нашел для модели диффузного ядра значение параметра  $r_0$ , согласующегося с данными по рассеянию электронов. Анализируя экспериментальные данные по сечениям этой реакции на различных ядрах, он пришел к выводу, что для того, чтобы согласовать

с этими данными результаты теоретического расчета каскада на основе модели ядра постоянной плотности, необходимо проводить вычисления при параметре  $r_0 = 1.8 \div 1.9$  ферми. В связи с этим отметим, что подобное аномально большое значение для радиуса ядер имеет место и в теории прямых ядерных взаимодействий Батлера [4], развитой для частиц средних энергий. Входящий в теоретическое выражение сечений реакций прямого взаимодействия радиус  $R$  играет роль подгоночного параметра при сопоставлении этой теории с результатами опыта. Как правило, величина  $R$ , найденная таким способом, оказывается больше радиуса ядра, определяемого из соотношения

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (r_0 \sim 1.1 \div 1.2 \text{ ферми}).$$

Это обстоятельство было разъяснено Родбергом [70], который показал, что использование метода возмущенных волн при решении задачи о прямых взаимодействиях дает «нормальную» величину  $R$ , в то время как расчет по обычной формуле Батлера, выведенной в приближении плоских волн, не возмущенных потенциалом ядра, дает большее значение.

Помимо вышеуказанного механизма Бениоффа, вклад в наблюдаемое сечение реакций с малой потерей массы могут дать и другие. В частности, может идти процесс квазиупругого рассеяния протона с последующим испарением еще одной частицы. Но при высоких энергиях бомбардирующих протонов последний механизм менее вероятен, чем процесс выбивания, ибо объем сферы Ферми мал по сравнению со всем фазовым объемом, доступным нуклону отдачи в процессе рассеяния нуклонов больших энергий.

Метод радиохимического анализа, который используется для определения сечений конкретных реакций, идущих при высоких энергиях, не позволяет решить в каждом случае, идет ли данная реакция с испусканием несвязанных нуклонов или же выделенное ядро является продуктом распада с выбросом целого комплекса нуклонов (дейтронов,  $\alpha$ -частиц и т. д.). Поэтому экспериментально измеряемое сечение реакции ( $p, pn$ ) может включать также сечение процесса подхвата ( $p, d$ ). Однако расчеты показывают, что сечение подхвата быстро падает с увеличением энергии налетающих нуклонов, так что вкладом этого процесса в реакцию ( $p, pn$ ) при энергиях протонов свыше 200—300 Мэв можно пренебречь. Тот факт, что превышение экспериментальных сечений реакции ( $p, pn$ ) над расчетными по модели Сербера обнаруживается в области энергии бомбардирующих протонов в несколько миллиардов электроновольт, свидетельствует о том, что механизм подхвата не может быть целиком ответствен за это расхождение.

Авторы работы [71], где изучаются реакции типа ( $p, N$ ) и ( $p, 2N$ ), полагают, что, помимо перечисленных выше фактов, имеются и другие, не учитываемые в принятой схеме расчета, например кулоновское возбуждение изомерных уровней ядра пролетающим протоном, с последующим испусканием нейтрона. Этот интересный вопрос мог бы быть решен путем постановки опытов с нейтронами больших энергий, где эффект кулоновского возбуждения будет отсутствовать.

Авторы [71] также считают, что имеются, видимо, и другие пороки в схеме расчета при энергиях нуклонов порядка миллиарда электроновольт. В частности, могут быть ошибки, связанные с эффектом множественного рождения мезонов. Соглашаясь в общем с этим замечанием о возможных ошибках в принятой схеме, необходимо все же отметить, что вряд ли более точный учет эффекта множественного образования мезонов приведет в соответствие теоретические и экспериментальные данные, так как уже при энергиях нуклонов 100—200 Мэв, где нет никаких неупругих процессов, это несоответствие имеет место, как например в работах [15, 20].

В 1949 г. были получены первые экспериментальные доказательства испускания ядрами дейтронов, не связанных с испарительным механизмом [72]. Это явление было объяснено Чью и Гольдбергером [73]. Влетевший в ядро нуклон большой энергии может столкнуться с другим нуклоном с противоположной по знаку проекцией изотопического спина, и благодаря начальному собственному импульсу нуклон отдачи может полететь в направлении, близком к направлению движения рассеянного нуклона. Если при этом относительные скорости обеих частиц после соударения будут невелики, то из-за сильного взаимодействия, которое существует между нуклонами, находящимися в  ${}^3S$  состоянии, они могут образовать связанную систему — дейтрон. Для того чтобы такой процесс подхвата (pick-up) мог быть осуществлен при энергиях падающих нуклонов около 100 Мэв, в ядре должны быть нуклоны с большими импульсами, чем это предусматривается моделью газа Ферми. Чью и Гольдбергер, исходя из модели независимых частиц, вычислили в борновском приближении вероятность процесса подхвата нейтроном протона ядра. При этом расчете они принимали, что оператор перехода может быть получен из теории дейтрона.

Путем сопоставления полученных ими теоретических выражений для вероятности процесса ( $p, d$ ) с известными из опыта данными Чью и Гольдбергер нашли, что наилучшим образом экспериментальным результатам удовлетворяет функция импульсного распределения нуклонов в ядре вида

$$N(p) \approx \frac{\text{const.}}{(a^2 + p^2)^2}.$$

Это так называемое распределение Чью—Гольдбергера, которое отличается от фермиевского наличием нуклонов с большими импульсами.

Однако сделанные в [73] предположения об отсутствии взаимодействия между ядерными нуклонами являются весьма приближенными. Гейдман [74] учел это взаимодействие и, решая задачу более последовательно, нашел, что теоретические результаты могут быть согласованы с экспериментом, если использовать распределение Ферми при температуре 9 Мэв. Было также найдено, что сечение подхвата быстро убывает с ростом кинетической энергии налетающих нуклонов. Асимптотический вид сечения по Гейдману

$$(\sigma)_{ac} \approx \frac{A}{E^6},$$

где  $A$  — атомное число ядра;  $E$  — энергия нуклона.

Спектр дейтронов имеет острый пик при значении энергии, равной  $8/9$  от начальной энергии пучка. Зависимость сечения подхвата от массы ядра фактически более слабая, так как вылетают из ядра лишь те дейтроны, которые образовались в поверхностном слое. Поэтому наблюдаемый выход дейтронов подхвата будет пропорционален  $A^{2/3}$ .

Если энергия нуклонов, бомбардирующих ядро, значительно выше 100 Мэв, то процесс прямого подхвата будет маловероятным. Однако не исключена возможность образования дейтронов таким же механизмом подхвата вторичными каскадными нуклонами, энергия которых будет меньше 100 Мэв. Такой не прямой подхват был рассмотрен Брансденом [75]. Расчет был приведен для нуклонов начальной энергии 100—300 Мэв по модели газа Ферми с учетом взаимодействия, по Гейдману. Рассматривалось в борновском приближении упругое рассеяние первичного нуклона на нуклоне ядра, затем рассчитывался процесс подхвата нуклоном отдачи второго нуклона с образованием дейтрона. Согласно этим расчетам, оказалось, что сечение косвенного подхвата слабо меняется с энергией налетающего нуклона, составляя 0.36, 0.55 и 0.45  $A^2$  (сечения — в миллибар-

нах,  $A$  — атомный вес) при энергии соответственно 100, 200 и 300 Мэв. В то же время сечение прямого подхвата при тех же энергиях, рассчитанное по Гейдману [74], составляет 19.4, 3.7 и 1.05 А мбарп. Сечение косвенного подхвата пропорционально  $A^2$ , так как этот процесс включает двойное рассеяние нуклонов.

На рис. 16 показана энергетическая зависимость сечения непрямого подхвата, полученная в [75] для ядра углерода. Энергетический спектр дейтронов, образующихся, согласно [75], на углероде при бомбардировке нейтронами энергии 300 Мэв, показан на рис. 17. Трудно сравнить полученные Брансденом теоретические результаты с экспериментом, так как эффект вторичных столкновений может сильно исказить картину. Для легких ядер, где эти столкновения менее вероятны, применимость модели газа Ферми весьма проблематична. Учет поглощения дейтронов в ядре приведет, вероятно, к тому, что сечение непрямого подхвата будет зависеть менее сильно от  $A$ .

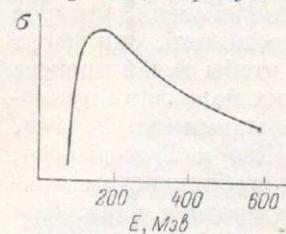
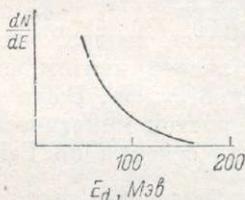


Рис. 16. Энергетическая зависимость сечения косвенного подхвата для ядер С.

Эксперименты Гесса и Мойера [76], в которых изучалась реакция  $(p, d)$ , при энергии протонов 300 Мэв, показали, что дейтроны образуются в поверхностном слое ядра в результате действия механизма Брансдена. Сечение этого процесса оказалось пропорциональным  $A^n$ , где  $n \approx 1.2$  для легких ядер. Эффект поглощения дейтронов в процессе непрямого подхвата вычислялся в работе [77] в предположении гауссовского закона импульсного распределения нуклонов, что дало возможность авторам [77] получить абсолютные сечения рождения дейтронов.

Обстоятельные расчеты различных процессов, в которых рождаются дейтроны механизмом подхвата, произведены Кикучи [78]. Он рассмотрел, кроме выдвинутого Брансденом непрямого подхвата в каскадной стадии, подхват нуклонами, вылетающими в процессе испарения возбужденного ядра. Процесс прямого подхвата идет, согласно [78], по закону  $\sim \frac{1}{E}$ , где  $E$  — энергия бомбардирующего



нуклона. Можно предполагать также, что существует аналогичный механизм и для вылета более сложных частиц, например ядер  $H_1^3$ . Образование ядра  $H_1^3$  может произойти при рассеянии быстрого нейтрона на одной из квазидейтронных пар, вероятность существования которых в ядре подтверждается многими экспериментами, о чем уже говорилось выше. Возможность другого процесса — последовательного подхвата двух нуклонов — кажется менее достоверной, по крайней мере для не слишком тяжелых ядер (см. [79], где произведен расчет аналогичного процесса при разрядке возбужденного ядра).

Рис. 17. Энергетический спектр дейтронов, образованных в процессе косвенного подхвата на ядре С при энергии нейтронов 300 Мэв.

В [80] изучались дейтроны, вылетающие из ядер фотоэмульсии под действием протонов энергии 120 Мэв. Измерялись энергетический спектр дейтронов и их угловое распределение. После сопоставления своих данных с результатами расчетов Брансдена авторы [80] делают вывод об отсутствии согласия между этими данными. Этого и следовало ожидать, так как выводы Брансдена пригодны лишь для дейтронов энергии свыше 40 Мэв. Бельтраметти и Томазини [81] произвели расчет процесса подхвата на основе модели парных корреляций нуклонов в ядре (квазидейтронная модель). Общая волновая функция начального состояния ядра в та-

кой модели пишется в виде произведения волновых функций этой квази-дейтронной пары и волновой функции, описывающей состояние остальных  $A - 2$  нуклонов в ядре. Потенциал, ответственный за процесс подхвата, авторы [81] взяли в виде суммы

$$V = V_{01} + V_{02},$$

где индекс 0 относится к падающему протону, индексы 1 и 2 — к нуклонам, составляющим квазидейтрон.

Используя потенциал Юкавы, Бельтраметти и Томазини получили достаточно хорошее совпадение своих расчетов с экспериментом [80] для дейтронов с энергией до 660 Мэв.

### Литература

1. W. Heisenberg, Kosmische Strahlung, Berlin (1943).
2. R. Serber, Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).
3. G. C. Morrison, H. Muirhead, W. G. V. Rösser, Phil. Mag., **44**, 1326 (1953).
4. N. Austern, S. Butler, H. McManus, Phys. Rev., **92**, 350 (1953).
5. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ, **28**, 241 (1955); УФН, **58**, 193 (1956), Д. С. Черпавский, И. А. Ивановская, Nucl. Phys., **4**, 29 (1957).
6. Г. Б. Жданов, В. М. Максименко, М. И. Третьякова, М. Н. Щербакова, ЖЭТФ, **37**, 620 (1959).
7. T. Bowen, J. Hardy, G. T. Reynolds, G. Tagliaferri, A. E. Werbronsk, W. H. Moore, Phys. Rev., **119**, 2041 (1960).
8. В. С. Барашенков, В. А. Беляков, Ван Шу-фень, В. В. Глаголев, Н. Должаков, Л. Ф. Кириллова, Р. М. Лебедев, В. М. Мальцев, П. К. Марков, К. Д. Толстов, Э. Н. Цыганов, М. Г. Шафранова, Яо Цин-се, Атомная энергия, **7**, 376 (1959).
9. Ю. Т. Лукин, Ж. С. Такибаев, Е. В. Шалагина, ЖЭТФ, **38**, 1074 (1960).
10. K. M. Watson, Phys. Rev., **89**, 575 (1953); G. Takeda, K. M. Watson, Phys. Rev., **97**, 1336 (1955).
11. M. R. Goldberger, Phys. Rev., **74**, 1268 (1948).
12. S. Ulam, J. von Neuman, Bull. Amer. Mathem. Soc., **53**, 1120 (1947).
13. I. E. Mc Carthy, Nucl. Phys., **11**, 574 (1959).
14. В. В. Чавчавадзе, Изв. АН СССР, **19**, 6 (1955).
15. G. Rudstam, Spallation of medium weight elements. Uppsala (1956).
16. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich, Phys. Rev., **110**, 185 (1958).
17. П. И. Федотов, Автореф. канд. дисс., Изд. АН СССР, Л. (1961).
18. G. Bernardini, E. T. Booth, S. J. Lindenbaum, Phys. Rev., **88**, 1017 (1952).
19. H. McManus, W. T. Sharp, H. Gellman, Phys. Rev., **93** A, 924 (1954).
20. J. W. Meadows, Phys. Rev., **96**, 744 (1955).
21. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. И. Петрухин, ЖЭТФ, **34**, 1357 (1958).
22. R. J. Griffiths, R. M. Eisberg, Nucl. Phys., **12**, 225 (1959).
23. S. Наукава, М. Кawai, К. Кikuchi, Progr. Theor. Phys., **13**, 415 (1955).
24. К. А. Вруескнер, К. М. Watson, Phys. Rev., **84**, 258 (1951).
25. К. А. Вруескнер, К. М. Watson, Phys. Rev., **83**, 239 (1951).
26. С. А. Азимов, У. Г. Гулямов, Е. А. Замчалова, М. Низяметдинова, М. И. Подгорецкий, А. Юлдашев, ЖЭТФ, **31**, 756 (1956).
27. S. Tamor, Phys. Rev., **77**, 412 (1950).
28. W. B. Cheston, L. J. Goldfarb, Phys. Rev., **78**, 683 (1950); M. Menon, O. Rochat, H. Muirhead, Phil. Mag., **41**, 58 (1950).
29. А. П. Жданов, Ф. Г. Лепехин, Тр. Радиового инст. АН СССР, **9**, 41 (1959).
30. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ, **33**, 1295 (1957).
31. D. H. Wilkinson, Phil. Mag., **4**, 215 (1959).
32. K. Wildermuth, Th. Kanellopoulos, Nucl. Phys., **7**, 150 (1958); **9**, 449 (1958/59).
33. N. C. Frances, R. S. Eden, K. A. Вруескнер, Phys. Rev., **98**, 1445 (1955).
34. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ, **33**, 1185 (1957).

35. Г. А. Блинов, М. Ф. Ломанов, Я. Я. Шаганов, В. А. Шебанов, В. А. Щеголев, ЖЭТФ, **35**, 880 (1958).
36. Г. Е. Беловицкий, ЖЭТФ, **35**, 838 (1958).
37. Н. С. Иванова, В. И. Остроумов, Ю. В. Павлов, ЖЭТФ, **37**, 1604 (1959).
38. P. Ammiraju, S. N. Biswas, Nuovo Cimento, **17**, 726 (1960).
39. M. Gell-Mann, K. M. Watson, Ann. Rev. Nucl. Science, **4**, 219 (1954); [русский перевод: УФН, **59**, 399 (1956)].
40. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, ДАН СССР, **100**, 677 (1955).
41. R. F. Coleman, В. E. Hawker, L. P. O'Connor, J. L. Perkin, Proc. Phys. Soc., **73**, 215 (1959); R. K. Sheline, K. W. Wiedermuth, Nucl. Phys., **21**, 196 (1960); I. H. Carker, Proc. Phys. Soc., **77**, 417 (1961).
42. J. K. Perring, T. H. R. Skyrme, Proc. Phys. Soc., **69 A**, 600 (1956).
43. В. Т. Вауман, А. Вольф, Nucl. Phys., **9**, 590 (1959).
44. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Н. П. Юдин, ЖЭТФ, **37**, 1781 (1959).
45. В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Изв. АН СССР, серия физ., **25**, 170 (1961).
46. А. И. Базь, ЖЭТФ, **31**, 831 (1956).
47. H. A. Tolhoek, P. J. Brussard, Physica, **21**, 449 (1955); J. Osada, D. R. de Oliveira, N. Martins, T. Miyazima, Nuovo Cim., **20**, 845 (1961).
48. H. Muirhead, W. G. V. Rosser, Phil. Mag., **46**, 658 (1955).
49. R. McKeague, Proc. Roy. Soc., **236**, 104 (1956).
50. В. И. Остроумов, ЖЭТФ, **32**, 3 (1957); П. А. Ваганов, В. И. Остроумов, ЖЭТФ, **33**, 1131 (1957); В. И. Остроумов, Н. А. Перфилов, Р. А. Филлов, ЖЭТФ, **36**, 367 (1959).
51. S. O. Sørensen, Phil. Mag., **42**, 188 (1951).
52. P. Cüer, J. Combe, A. Samman, Compt. Rend., **240**, 75, 1527 (1955); J. Combe, Nuovo Cim., **3**, Suppl., N 2, 182 (1956).
53. P. Cüer, A. Samman, J. Phys. et Rad., **19**, 13 (1958).
54. P. E. Hodgson, Nucl. Phys., **8**, 1 (1958).
55. C. E. Porter, Phys. Rev., **100**, 1400 (1955); G. Igo, R. M. Thaler, Phys. Rev., **106**, 126 (1957); H. J. Watters, Phys. Rev., **103**, 1763 (1956).
56. В. И. Остроумов, Р. А. Филлов, ЖЭТФ, **37**, 643 (1959).
57. В. И. Остроумов, Н. А. Перфилов, Р. А. Филлов, ЖЭТФ, **39**, 105 (1960).
58. D. Chlebowska, Bull. Acad. Polon. Science, **5**, 883 (1957).
59. В. С. Барашенков, В. М. Мальцев, Э. К. Михул, Nucl. Phys., **24**, 642 (1961).
60. Н. С. Иванова, И. И. Пьянов, ЖЭТФ, **31**, 416 (1958).
61. Б. Н. Беляев, А. В. Калямин, А. Н. Мурин, ДАН СССР, **140**, 337 (1961).
62. I. H. Fregean, R. Hofstadter, Phys. Rev., **99**, 1503 (1955); H. F. Eilgenberg, R. Hotszadter, U. Meyer-Berhout, S. F. Sobottka, Phys. Rev., **113**, 666 (1959).
63. P. A. Benioff, Phys. Rev., **119**, 316 (1960).
64. S. S. Markowitz, F. S. Rowland, G. Friedlander, Phys. Rev., **112**, 1295 (1958).
65. A. A. Caretto, G. Friedlander, Phys. Rev., **110**, 1169 (1958).
66. М. З. Максимов, ЖЭТФ, **36**, 922 (1959).
67. K. Kikuchi, Nucl. Phys., **20**, 590 (1960).
68. K. Kikuchi, Nucl. Phys., **20**, 601 (1960).
69. P. A. Benioff, Phys. Rev., **119**, 324 (1960).
70. L. S. Rodberg, Nucl. Phys., **21**, 270 (1960).
71. D. R. Nethaway, L. Winsberg, Phys. Rev., **119**, 1375 (1960).
72. H. F. York, Phys. Rev., **75**, 1467 (1949); J. Hadley, H. E. York, Phys. Rev., **80**, 345 (1950).
73. G. E. Chem, U. L. Goldberger, Phys. Rev., **77**, 470 (1950).
74. J. Heidmann, Phys. Rev., **80**, 171 (1950).
75. В. Н. Вранден, Proc. Phys. Soc., **65 A**, 738 (1952).
76. W. N. Hess, В. Y. Moyer, Phys. Rev., **101**, 337 (1956).
77. H. Nagiwarra, M. Tanifuji, Progr. Theor. Phys., **18**, 97 (1957).
78. K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., **18**, 503 (1957).
79. С. В. Измайлов, И. И. Пьянов, ЖЭТФ, **41**, 118 (1961).
80. E. G. Beltrametti, L. Ciuffolotti, G. Tomasini, Nuovo Cim., **18**, 678 (1960).
81. E. G. Beltrametti, G. Tomasini, Nuovo Cim., **18**, 688 (1960).

## СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

## § 1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В результате развития каскада одиночных соударений нуклонов в ядре, вызванного влетевшей частицей большой энергии, происходит диссипация энергии, и представление о процессе расщепления как взаимодействии одной быстрой частицы с нуклонами, имеющими значительно меньшие скорости, становится непригодным. Многие из вторичных каскадных нуклонов будут иметь энергию, лишь незначительно превышающую по величине энергию поступательного движения нуклонов в ядре, не возмущенном попавшей в него частицей. Поэтому модель Сербера, которая имеет дело лишь с одиночными столкновениями нуклонов в ядре, здесь становится слишком грубой, а рассмотрение дальнейшего процесса расщепления следует вести с других позиций, учитывая его многочастичный характер.

Новая модель должна быть в состоянии количественным образом описывать поведение ядра, нуклоны которого двигаются, имея некоторый избыток энергии. Этот избыток ядро получает за счет тех каскадных нуклонов, которые по тем или иным причинам не смогли покинуть ядро в момент прохождения лавины (недостаточная энергия для преодоления потенциальных сил или отражение на границе ядра). Благодаря многочисленным столкновениям, которые испытывают такие нуклоны с другими нуклонами ядра, избыток энергии быстро распределяется между многими ядерными частицами. Как и при решении подобных задач для макросистем с большим числом степеней свободы, рассмотрение поведения такого ядра удобно производить в статистическом аспекте.

Ядро представляется системой ограниченного объема из многих частиц, подчиняющихся статистике Ферми—Дирака, полное число степеней свободы этой системы  $3A$ , где  $A$  — число нуклонов. Ядерные частицы испытывают сильное взаимодействие друг с другом. Это взаимодействие при усреднении по всем возможным парам приводит к появлению некоего потенциала сил, действующих на каждый нуклон в ядре. Возникает система одночастичных энергетических уровней, на которых могут располагаться отдельные нуклоны. Для ядра, находящегося в стационарном состоянии, имеется максимально возможное значение энергии, которой может обладать нуклон. Для полностью вырожденного газа частиц Ферми положение этой максимальной границы (границы Ферми) будет вполне определенным (рис. 18). Однако вследствие имеющегося взаимодействия между нуклонами в реальном ядре будут осуществляться самопроизвольные переходы нуклонов выше границы Ферми, а действительное импульсное распределение нуклонов будет иметь вид, показанный на рис. 18 прерывистой линией [1].

При внесении в ядро некоторой порции добавочной энергии последняя распределяется между многими нуклонами. Вследствие действия принципа Паули перераспределение нуклонов по нижним уровням происходить не будет, поскольку эти уровни были заполнены до момента увеличения энергии ядра. Но теперь все большее число нуклонов будет способно подниматься выше уровня Ферми, освобождая соответственно нижележащие уровни. Таким образом, граница Ферми будет все более и более

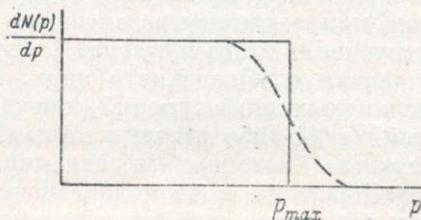


Рис. 18. Распределение нуклонов по импульсам в модели газа Ферми.

диффузной по мере увеличения энергии возбуждения ядра. При небольших энергиях возбуждения в ядре может быть реализовано лишь ограниченное число различных конфигураций нуклонов на энергетических уровнях. Например, возбуждение ядра с данной энергией может быть осуществлено путем перевода одного нуклона с определенного уровня на более высокий или двух нуклонов на уровни, соответственно более низкие по сравнению с первым случаем и т. д.

С повышением энергии возбуждения ядра в целом быстро увеличивается и число возможных состояний, осуществляющих это возбуждение. Система будет самопроизвольно проходить все состояния, совместимые с законами сохранения энергии, углового момента и других величин. Чем больше число таких доступных состояний, тем меньше время пребывания системы в каждом из них.

Некоторые из состояний характеризуются тем, что один или несколько нуклонов (или их комплекс) имеют энергию, превышающую энергию их отрыва от ядра. Если нуклон с положительной энергией находится в этот момент в благоприятных условиях — вблизи поверхности ядра, с импульсом, направленным во внешнюю сторону от ядра, — то может произойти испускание этого нуклона. Такой процесс будет весьма редким событием в жизни возбужденного ядра. Последнее должно перебрать множество различных конфигураций, прежде чем станет возможным процесс испускания какой-либо частицы. Иными словами, этот процесс становится возможным благодаря флуктуациям величины энергии, приходящейся на одну частицу в термодинамической системе. Чем больше флуктуация, тем длительнее промежуток времени до ее осуществления, тем, следовательно, маловероятнее флуктуация.

Описанная кратко картина поведения возбужденного ядра аналогична процессу испарения нагретой капли жидкости. На эту аналогию впервые указали Бор и Калькар [2] и Френкель [3]. Такое сопоставление макроскопической и ядерной систем имеет, однако, ограниченный смысл. Дело в том, что соотношение между величиной общей энергии возбуждения системы и энергией, уносимой одной испаряющейся из нее частицей, неодинаково для капли жидкости и ядра. Если в первом случае уход одной молекулы очень мало скажется на состоянии конечной системы как в отношении остающейся энергии, так и числа молекул, то при испарении одной частицы из ядра последнее теряет значительную часть своей энергии. По этой причине совершенно необходимо учитывать в расчетах испарения эффект охлаждения ядра при последовательном испускании частиц, а также изменение его состава.

Учет охлаждения ядра и уменьшения числа нейтронов и протонов в нем значительно усложняет вычисления даже в рамках классической теории испарения. Кроме того, необходимо учитывать статистические флуктуации при испарении такой системы с малым числом частиц, какой является атомное ядро, в то время как роль этих флуктуаций совершенно ничтожна при рассмотрении конечных результатов испарения макросистемы.

Правильный учет статистических флуктуаций для системы с ограниченным числом частиц является трудной задачей, которая до настоящего времени рассматривалась лишь довольно грубо [4, 5]. В этом отношении большое значение имеет применение метода случайных испытаний для последовательного расчета процесса испарения сильно возбужденных ядер, поскольку в данном методе статистические флуктуации учитываются автоматически.

Не менее сложной проблемой теории испарения является вопрос об установлении термодинамического равновесия в ядрах. Обычно предполагается, что время установления равновесия значительно меньше вре-

мени, необходимого для испарения одной какой-либо частицы; точнее говоря, считается, что после испускания одной частицы из возбужденного ядра последнее придет в состояние термодинамического равновесия прежде, чем произойдет вылет следующей частицы из ядра [6]. Это предположение, однако, не может быть распространено без всяких оговорок на начальный этап процесса испарения, следующий непосредственно после прохождения каскадной лавины в ядре. Скорее всего можно думать, что между начальной, каскадной стадией и последующей, испарительной стадией процесса расщепления ядра нет четкого разделения и испускание частиц будет происходить еще до того, как вся переданная ядру энергия распределится по всему его объему. Это локальное испарение частиц будет тем вероятнее, чем выше избыток энергии, полученный ядром.

В работе [7] в классическом приближении на основе модели независимых частиц было показано, что вследствие изменения с температурой длины свободного пробега нуклонов в ядерном веществе возможно локальное нагревание. Это явление по оценке авторов [7] будет иметь весьма существенное значение при температурах ядра свыше 7—8 Мэв. Согласно грубому подсчету Эриксона [8], время жизни компаунд-системы массы  $A \sim 100$  и энергии возбуждения 18 Мэв составляет примерно  $5 \cdot 10^{-19}$  сек., а при энергии возбуждения 200 Мэв оно лишь в 5—6 раз больше ядерного времени. Гипотеза о местном нагреве ядра была выдвинута в [9] для объяснения аномально большой вероятности вылета быстрых протонов,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых частиц из ядра. Поскольку большая часть энергии возбуждения ядра концентрируется в небольшой по сравнению с полным объемом ядра области, то средние кинетические энергии нуклонов в этой области будут выше, чем в других частях ядра, следовательно, вероятность испарения будет больше. Такая модель локального возбуждения находит свое качественное обоснование в процессах образования и поглощения  $\pi$ -мезонов в ядрах. Возникающие при неупругих столкновениях нуклонов  $\pi$ -мезоны с большей вероятностью поглощаются соседними нуклонами. Выделяемая при этом поглощении энергия первоначально распределяется между немногими нуклонами, что и приводит к явлению местного нагревания ядра. К сожалению, никакого математического оформления идея местного испарения пока не получила, поэтому трудно оценить ее соответствие экспериментам.

Последующее изложение основных пунктов существующих теорий, описывающих разрядку высоко возбужденных ядер, имеет ряд моментов, общих с обзором Моррисона [10]. Поскольку избежать этого, по-видимому, невозможно, то мы старались основное внимание уделять тем вопросам, которые не нашли в обзоре Моррисона достаточно полного отражения, но в то же время нельзя было не остановиться на ряде вопросов, которые хотя и затронуты в упомянутом обзоре, но которые вследствие их важности для практики анализа ядерных расщеплений следует рассмотреть вновь более или менее подробно, привлекая новые данные, появившиеся в печати с момента опубликования книги Сегре.

## [§ 2. ФОРМУЛА ВАЙСКОПФА ДЛЯ ИСПАРЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ИЗ ЯДРА

Испарение частицы  $a$  из ядра  $A$  с образованием ядра  $B$  есть квантовый процесс перехода системы из одного состояния в другое:

$$A \rightarrow B + a. \quad (\text{I. 31})$$

Вероятность такого перехода в единицу времени определяется по общей формуле

$$w_{A \rightarrow B} = \frac{2\pi}{h} |M|^2 \cdot \rho_B, \quad (\text{I. 32})$$

где  $M$  — матричный элемент, соответствующий переходу из состояния  $A$  в какое-либо одно из конечных состояний  $B$  с той же самой общей энергией;  $\rho_B$  — число таких конечных состояний.

Формула (I. 32) предполагает, что матричные элементы переходов в любое из конечных состояний  $B$  равны друг другу и что имеет место независимость отдельных процессов.

Для вычисления вероятности испарения частицы  $a$  с энергией в диапазоне от  $E$  до  $E+dE$  из ядра  $A$ , возбужденного до энергии  $U$ , необходимо знать матричный элемент перехода — задача, в настоящее время невыполнимая. Поэтому следует исключить его из формулы, определяющей вероятность эмиссии частицы ядром. С этой целью процессу (I. 31) следует противопоставить обратный ему процесс захвата ядром  $B$  частицы  $a$ , имеющей кинетическую энергию, заключенную в интервале  $(E, E+dE)$ :

$$B + a \rightarrow A. \quad (\text{I. 33})$$

Чтобы процессы (I. 31) и (I. 33) можно было рассматривать как взаимобратные, необходимо брать ядра  $B$  в (I. 33) с энергией возбуждения  $U - E - Q$  ( $Q$  — энергия связи частицы  $a$  в ядре), т. е. равной возбуждению остаточного ядра в (I. 31). Тогда можно написать выражение для вероятности перехода (I. 33)

$$w_{B \rightarrow A}(E) = \frac{2\pi}{\hbar} |M^*|^2 \rho_A. \quad (\text{I. 34})$$

Здесь следует брать матричный элемент, сопряженный с  $M$ , ибо процесс (I. 33) обратен во времени процессу (I. 31). В силу инвариантности оператора  $\hat{M}$  относительно инверсии времени имеет место равенство

$$|M^*|^2 = |M|^2.$$

Из (I. 32) и (I. 34) с учетом последнего получаем соотношение, связывающее вероятности прямых и обратных переходов:

$$w_{A \rightarrow B} = w_{B \rightarrow A} \frac{\rho_B}{\rho_A}.$$

Это же соотношение можно получить классическим путем, используя принцип детального равновесия.

Заменяя вероятность слипания частицы  $a$  и ядра  $B$  измеряемым в опыте эффективным поперечным сечением реакции (I. 33) посредством соотношения (нормируем к единичному объему)

$$w_{B \rightarrow A} = \sigma(E) v = \sigma(E) \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

где  $m$  — масса частицы  $a$ , мы получаем возможность определения вероятности испарения частицы как функции ее кинетической энергии:

$$w_{A \rightarrow B} = \sigma(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot \frac{\rho_B}{\rho_A}. \quad (\text{I. 35})$$

Напишем в явном виде выражения для чисел состояний  $\rho_A$  и  $\rho_B$ . Число состояний системы  $B + a$ , когда частица  $a$  находится в энергетическом интервале  $(E, E + dE)$ , определяется как произведение плотности уровней ядра  $B$ , имеющего энергию возбуждения  $U - E - Q$ , и плотности заполнения в фазовом пространстве частицы  $a$ :

$$\rho_B = \frac{g^4 \pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \omega_B(U - E - Q), \quad (\text{I. 36})$$

где  $g$  — спиновый статистический множитель для частицы  $a$ , имеющей спин  $s$  ( $g = 2s + 1$ );  $p$  — ее импульс;  $\omega_B$  — плотность уровней ядра  $B$ .

Величина  $\rho_A$  тождественна плотности уровней начального ядра  $A$ , возбужденного до энергии  $U$ :

$$\rho_A = \omega_A(U).$$

Учитывая (I.35) и (I.36), получим формулу Вайскопфа [11]:

$$w_{A \rightarrow B}(E) dE = \frac{g m \sigma(E)}{\pi^2 h^3} E dE \frac{\omega_B(U-E-Q)}{\omega_A(U)}. \quad (I.37)$$

Соотношение (I.37) является вполне точным, поскольку его вывод был основан на общих принципах и не связан с какими-либо ядерными моделями. Для того чтобы определить вид энергетического спектра частиц, необходимо знать функции  $\omega(U)$  и  $\sigma(E)$ . Вид зависимости плотности уровней от энергии возбуждения ядра определяется выбором конкретной модели ядра. Очевидно, следует использовать многочастичную модель, так как наше рассмотрение касается поведения всех частиц в ядре, а не одной избранной, как это делается в оптической или оболочечной моделях. Наиболее просто и удобно работать со статистической моделью, рассматривающей ядро как систему из невзаимодействующих частиц — фермионов (газ Ферми). Следуя Вайскопфу, введем в формулу (I.37) новую термодинамическую функцию, которая может быть названа энтропией ядра. Энтропия определяется числом состояний, в которых может находиться система с заданной энергией, по формуле

$$S = k \ln \omega, \quad (I.38)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана, которую в дальнейшем мы будем полагать равной единице.

Энтропия зависит от энергии возбуждения и числа частиц системы, т. е.  $S = S(U, A)$ . Тогда

$$\frac{\omega_B(U - \Delta U)}{\omega_A(U)} \approx e^{-\frac{\partial S}{\partial U} \Delta U}. \quad (I.39)$$

В термодинамике величина  $\frac{\partial S}{\partial U}$  характеризует температуру системы по соотношению

$$\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}. \quad (I.40)$$

Формула Вайскопфа (I.37) принимает вид (индексы опущены)

$$w(E) dE = \frac{g m \sigma(E) E dE}{\pi^2 h^3} e^{-\frac{E+Q}{T}}. \quad (I.41)$$

В преобразовании (I.39) мы ограничились первым членом разложения, что будет хорошим приближением, если изменение энергии ядра, вызываемое испарением одной частицы, мало по сравнению с общей энергией возбуждения, т. е. если выполняется требование

$$\Delta U \equiv E - Q \ll U. \quad (I.42)$$

Следует отметить, что соотношение (I.40), определяющее температуру ядра, не совсем точно. Согласно Бете [12], термодинамическая температура  $t$  вводится из выражения для свободной энергии  $F$  ядра:

$$e^{-\beta F} = \int_0^{\infty} \omega(U, A) e^{-\beta U} dU, \quad (I.43)$$

где  $\beta = \frac{1}{t}$ . Интеграл в (I. 43) берется по всем состояниям ядра, включая дискретные уровни, и в этом случае интеграл заменяется суммой. Пользуясь этим соотношением, Ланг и Ле Кутер<sup>[13]</sup> получили связь между  $t$  и  $T$ :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{1}{2} \frac{d}{dU} \left[ \lg \left( t^2 \frac{dU}{dt} \right) \right]. \quad (\text{I. 44})$$

Различие между  $t$  и  $T$  существенно при малых энергиях возбуждения.

Далее необходимо написать выражение для  $\sigma(E)$  в явном виде. Сечение захвата частицы с энергией  $E$  ядром, находящимся в состоянии возбуждения с энергией  $U - \Delta U$ , не может быть точно измерено в опыте как вследствие невозможности получения мишеней из возбужденных ядер, так и (для малых энергий возбуждения) вследствие эффекта резонансного упругого рассеяния, вклад которого в общее сечение образования составного ядра значителен при энергиях падающих частиц в несколько миллионов электронвольт. По всей вероятности, сечение захвата частиц возбужденным ядром будет больше, чем соответствующее сечение для ядра, находящегося в основном состоянии. Это заключение вытекает из тех соображений, что ядерный коэффициент поглощения частицы, имеющей небольшую энергию (порядка 10 Мэв и меньше), сильно зависит от запрета, накладываемого принципом Паули, и что с увеличением энергии возбуждения число доступных уровней для нуклонов растет, а влияние этого запрета будет все меньше сказываться на поглощении частиц. В качестве первого приближения примем, что вероятности захвата возбужденным и невозбужденным ядрами не отличаются друг от друга.

До сих пор мы не уточняли природу испаряющейся частицы  $a$ . Все полученные выше формулы пригодны для любого сорта частиц, которые удовлетворяют соотношению (I. 42). Но зависимость  $\sigma(E)$  существенно различна для нейтральных и заряженных частиц, поскольку в последнем случае захвату препятствует кулоновское взаимодействие между частицей и ядром. Прямые эксперименты по неупругому взаимодействию с ядрами нейтронов небольших и средних энергий показывают, что сечение захвата близко к геометрическому и слабо меняется с энергией бомбардирующих нейтронов. Поэтому, рассматривая испарение ядром нейтронов, мы положим

$$\sigma(E) = \pi R^2.$$

В этом приближении формула Вайскопфа примет вид

$$w(E) dE = \frac{gmR^2 E dE}{\pi \hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}}. \quad (\text{I. 45})$$

В выражение для вероятности испускания заряженных частиц следует ввести множитель, описывающий вероятность проникновения частицы сквозь потенциальный барьер (в обратной реакции). Проницаемость зависит от соотношения высоты барьера и кинетической энергии частицы, а также от ее массы. Классическая механика дает следующее выражение эффективного сечения поглощения заряженных частиц энергии  $E$  ядром, имеющим кулоновский потенциал  $V$ :

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \left(1 - \frac{V}{E}\right) & \text{при } E > V, \\ 0 & \text{при } E < V, \end{cases} \quad (\text{I. 46})$$

где  $\sigma_0 = \pi R^2$  — сечение поглощения в отсутствие кулоновского поля.

Это соотношение легко получается, если написать закон сохранения углового момента системы.

Вследствие явления проницаемости параметр  $V$  меньше, чем высота нормального барьера ядра  $V_0$  для данной частицы:

$$V = kV_0. \quad (I. 47)$$

Величина  $k$  зависит не только от сорта частицы (заряда и ее массы), но также и от заряда ядра. Чем больше заряд ядра, тем меньше проницаемость его барьера для одной и той же частицы, тем ближе, следовательно, величина  $V$  к высоте нормального барьера (см. § 4).

Квантовая теория и эксперимент показывают, что сечение поглощения нейтронов небольших энергий (порядка миллиона электроновольт) не равно геометрическим размерам ядра.

Достровский, Френкель и Фридландер<sup>[14]</sup> произвели расчет испарительного процесса, используя следующее эмпирическое соотношение, связывающее геометрические размеры ядра с сечением поглощения нейтронов:

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{геом}} \alpha \left(1 + \frac{\beta}{E}\right), \quad (I. 48)$$

где  $\alpha = 0.76 + 2.2A^{-1/3}$ ;  $\beta = (2.12A^{-2/3} - 0.050) : (0.76 + 2.2A^{-1/3})$  Мэв;  $\sigma_{\text{геом}} = \pi R^2 = \pi (1.5A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см})^2$ .

Для энергий нейтронов, превышающих 10 Мэв, и не слишком легких ядер эта формула дает сечение, близкое к геометрическому, как принято Вайскопфом.

Следует обратить внимание на то, что входящая в формулу Вайскопфа температура  $T$  относится к конечному ядру, образуемому в результате испарения одной частицы. Убедиться в этом можно следующим рассуждением. Представим замкнутую систему, состоящую из газа частиц  $a$  и ядер  $B$ . Частицы и ядра могут соединиться, образуя ядра  $A$ , последние в свою очередь будут испускать частицы с вероятностью, даваемой формулой (I. 41). По истечении некоторого времени такая система, будучи предоставлена самой себе, придет в состояние термодинамического равновесия, при котором число испаряющихся частиц  $a$  в единицу времени будет равно числу обратных реакций. Но так как при термодинамическом равновесии все частицы системы должны иметь одну и ту же температуру, то, следовательно, температура ядер  $B$  будет равна температуре газа, которая определяется энергетическим распределением частиц  $a$ . Тем самым мы приходим к вышеприведенному утверждению.

Относительные вероятности испарения той или иной частицы получатся сразу из формулы Вайскопфа, если переписать ее применительно к данному сорту частиц и проинтегрировать затем по всему возможному диапазону их кинетических энергий.

Следует оговориться относительно верхней границы интегрирования. При испускании частицы с энергией, составляющей большую часть энергии возбуждения ядра, последнее остается в состоянии, характеризуемом дискретными разделенными друг от друга значительным промежутком уровнями. Но поскольку сама формула (I. 41) была получена статистическим методом в предположении, что имеют место соотношения (I. 39) и (I. 40), то такой способ определения относительных вероятностей эмиссии различных частиц пригоден лишь при рассмотрении поведения высоко возбужденных ядер, когда остаточное ядро имеет достаточно большую плотность уровней.

### § 3. О ПАРАМЕТРЕ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДРА

Входящий в выражение для вероятности испарения частиц параметр  $T$  связан с величиной энергии возбуждения ядра. На опыте, как правило, определяется последняя, поэтому возникает вопрос о связи  $U$  и  $T$ . Вид связи между энергией и температурой системы обусловлен термодинамическими свойствами этой системы. В зависимости от выбранной модели ядра функция  $U(T)$  будет различной. Для вырожденного газа Ферми статистическая механика дает следующую зависимость энергии системы от температуры:

$$E = \frac{3}{5} A E_F \left( 1 + \frac{5\pi^2}{12} \cdot \frac{T^2}{E_F^2} \right), \quad (1.49)$$

и энергия возбуждения

$$U = E(T) - E(0) = \frac{\pi^2 A T^2}{4 E_F^2}. \quad (1.49a)$$

Здесь

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m},$$

где  $p_F$  — максимальный импульс (граница Ферми):

$$p_F = \frac{\hbar}{R} \left( \frac{9}{8} \pi A \right)^{1/3}.$$

Для ядер среднего атомного веса получается

$$U = a A T^2. \quad (1.49b)$$

Если приписать, как это делается в статистической механике, одной степени свободы энергию  $\frac{1}{2} \cdot T$ , то для ядра с  $A=100$  и энергией возбуждения  $U=100$  Мэв окажется, что возбуждаются при этом примерно 60 степеней свободы, т. е. около  $\frac{1}{5}$  от общего числа степеней свободы; остальные же будут «заморожены». Таким образом, ядро оказывается вырожденным даже при такой большой энергии возбуждения. Наличие корреляций между нуклонами в ядрах приводит к тому, что число степеней свободы ядра уменьшается, поскольку уменьшается число независимых частиц в системе. Бардин [1] рассчитал, что учет взаимодействия нуклонов в ядре снижает величину  $a$  примерно вдвое.

Приняв соотношение (1.49b), можно получить выражение для зависимости плотности уровней ядра от энергии возбуждения, т. е. из (1.40) с учетом (1.49b) имеем

$$S = \int \frac{dU}{T} = 2 \sqrt{a A U} + \text{const}, \quad (1.50)$$

$$\omega(U) = C e^S = C e^{2\sqrt{a A U}}, \quad (1.51)$$

где  $U$  относится к конечному ядру.

Коэффициенты  $C$  и  $a$  определяют статистические свойства ядра в газовой модели. Точное их выражение в настоящее время невозможно, поэтому величины  $C$  и  $a$  определяются в экспериментах.

Другие ядерные статистические модели дают иные зависимости  $U(T)$ . Если рассматривать ядро как каплю жидкости, то для него возможны два вида колебаний — объемные и поверхностные. Первые аналогичны упругим колебаниям твердого тела, и для них имеет место соотношение

$$U = \text{const} T^4.$$

При колебаниях формы капли (без изменения объема) соотношение между  $U$  и  $T$  имеет вид [16]:

$$U = kA^{2/3}T^{7/3} \quad (k \approx 0.1). \quad (I. 52)$$

Этот вид колебаний характерен для слабо возбужденных ядер. Модель жидкой капли дает менее резкое увеличение плотности уровней с энергией возбуждения ядра, чем это имеет место в модели газа Ферми.

Существующие теории испарения оперируют, как правило, с моделью Ферми. В работе [9] была произведена экспериментальная проверка пригодности соотношений (I. 49б) и (I. 52) путем изучения энергетического спектра заряженных частиц, испускаемых ядрами под действием космических частиц большой энергии. Сравнения наблюдаемого и расчетного спектров показали, что более пригодно соотношение (I. 49б). Нужно отметить, что в опыте установить различие между квадратичной зависимостью  $U(T)$ , даваемой моделью газа Ферми, и соотношением (I. 52) очень трудно, так как энергия возбуждения определяется весьма ориентировочно. Кроме того, примесь каскадных протонов небольших энергий может сильно исказить результат.

Проверка правильности соотношения (I. 51), полученного из модели Ферми, производилась неоднократно при небольших энергиях возбуждения ядер так, чтобы можно было пренебречь вероятностью испускания двух нуклонов. В этом случае с учетом (I. 51) формулу (I. 37) можно написать (опуская константы):

$$\omega(E) dE \approx Ee^{2\sqrt{aA(U-E-Q)}} dE. \quad (I. 53)$$

Экспериментальные точки в системе координат  $\left(\lg \frac{w(E)}{E}, 2\sqrt{aA(U-E-Q)}\right)$  будут ложиться на прямую, если они соответствуют испусканию одного нейтрона (или первого из ряда последовательно испаряющихся) ядром с определенной энергией возбуждения и массой.

Для эмиссии заряженной частицы аналогично зависимость  $\lg \frac{w(E)}{E - V}$  от величины  $\sqrt{aA(U-E-Q)}$  должна быть линейной. На рис. 19 представлены экспериментальные результаты, полученные Колли и другими [18] для реакции  $Ni(n, p)$ . Отклонение от прямой в области малых энергий возбуждения остаточного ядра указывает на процессы прямого взаимодействия без образования составного ядра.

Ланг и Ле Кутер [13], рассматривая вопрос о статистике ядерных уровней, приходят к заключению, что расчет может быть согласован с экспериментальными данными, если принять следующую зависимость  $U(T)$ :

$$U = \frac{1}{11} AT^2 - T + \frac{1}{8} A^{2/3} T^{7/3}.$$

Это соотношение использовано Рудстамом [19] в его расчете процесса испарения ядер, образованных в результате бомбардировки мышьяка протонами энергии 103 и 170 Мэв.

Эриксон [20] высказал предположение, что при небольших возбуждениях ядер температура ядра не зависит от энергии возбуждения.\* Экспе-

\* Это предположение не противоречит термодинамическому определению температуры. Теория дает зависимость  $U$  от  $T$  в виде  $U \sim T^n$ , где  $n$  — неотрицательное число [21].

риментальная проверка этого утверждения, произведенная Алланом [22], изучавшим реакцию ( $n, p$ ) при энергии 14 Мэв на большом числе ядер, показала, что формула плотности уровней, основанная на предположении Эриксона, дает в 2—3 раза заниженные сечения по сравнению с опытными величинами. В работе Аллана доказано, что не удовлетворяет опыту и формула Ньютона [23] для плотности ядерных уровней. Последняя приводит к большим сечениям и температуре составного ядра, чем это оказывается в эксперименте.

Выбору параметра  $a$  в формуле Вайскопфа (I.51) посвящено значительное число экспериментальных работ [15, 18, 22, 25, 26, 30, 32—45]. Очевидно, что эксперименты, имеющие целью определение величины  $a$ , следует производить при небольших энергиях бомбардирующих частиц, чтобы исключить или свести до минимума вклад реакций, идущих без образования составного ядра. Наличие прямого взаимодействия приведет к резкому снижению экспериментальной величины для  $a$ , хотя оно и мало скажется на общем сечении реакции. Это видно, например, из рис. 19.

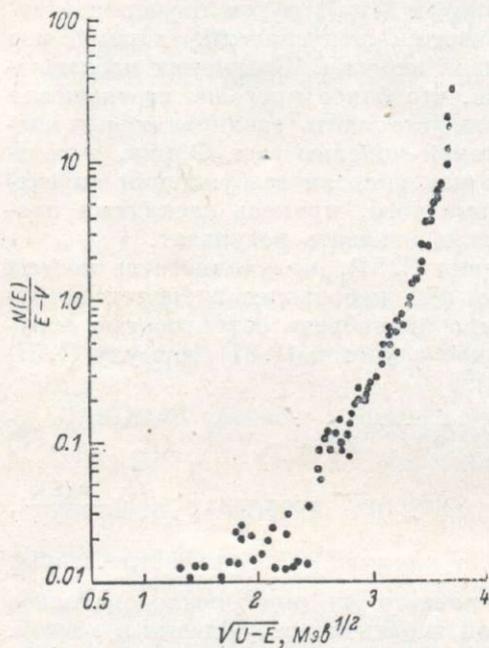


Рис. 19. Энергетический спектр протонов из реакции  $\text{Ni}(n, p)$  [18].

Параметр  $a$  может зависеть в некоторой степени от температуры ядра, так как влияние нуклонных корреляций будет различно при разных энергиях возбуждения ядра. Расчет процесса испарения ядер, произведенный Достровским и другими [14, 24], показал, что для реакций, идущих при бомбардировке ядер нейтронами энергии 14 Мэв, экспериментальному энергетическому спектру частиц удовлетворяет значение  $a=0.05$  Мэв<sup>-1</sup>,

в то время как процессу испарения ядер при высоких энергиях возбуждения соответствует  $a=0.1$  Мэв<sup>-1</sup>. Ле Кутер [15] в своем анализе по расщеплению ядер частицами высоких энергий получил, что  $a=0.08$  Мэв<sup>-1</sup>. Расчет испарения из высоковозбужденных ядер  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$  и  $\text{Au}$  ядра  $\text{Be}^7$ , выполненный Худисом и Миллером [25], дает  $a=0.1$  Мэв<sup>-1</sup>.

Но, с другой стороны, в работе [21], где изучался энергетический спектр нейтронов, испускаемых ядрами при бомбардировке протонами энергии 250—900 Мэв, получено, что более соответствует экспериментальным данным значение  $a=0.05$  Мэв<sup>-1</sup>. При этом расчете учитывалась также и каскадная стадия процесса расщепления. В работе [44] исследовалась реакция поглощения ядрами  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$  и  $\text{Au}$   $\alpha$ -частиц с энергией 40 Мэв. Оказалось, что параметр  $a$  неодинаков для различных ядер. Для ядра  $\text{Au}$   $a=0.03$  Мэв<sup>-1</sup>, для  $\text{Ag}$   $a=0.043$  Мэв<sup>-1</sup>, для  $\text{Cu}$   $a=0.01$  Мэв<sup>-1</sup>. Это различие может быть приписано эффекту прямого взаимодействия. Однако такое утверждение ни в коей мере не означает, что величина  $a$  не зависит от массы ядра. Есть совершенно определенные экспериментальные свидетельства о довольно существенной и притом нерегулярной зависимости плотности уровней от типа ядра. Для четных-четных ядер она значительно меньше, чем для нечетных ядер [27]. Чтобы учесть изменение плотности

уровней в зависимости от четности числа нуклонов в ядре, Гурвиц и Бете [28] предложили ввести в формулу (1.53) поправку, написав (1.53) в виде

$$\omega(U) = Ce^{2\sqrt{aA(U-\delta)}}, \quad (1.53a)$$

где  $\delta=0$  для нечетных-нечетных ядер и  $\delta>0$  для других типов ядер. Они основывались на известном энергетическом эффекте спаривания нуклонов в ядре. По этой причине величина  $\delta$  может быть взята равной энергии спаривания ядерных нуклонов [29]. Вайскоф и Эвинг [27] предложили эти эффекты учитывать в параметре  $C$ , приняв, что  $C_{\text{нечет.-нечет.}} = C_{\text{чет.-чет.}}$ ;  $C_{\text{нечет.-чет.}} = C_{\text{чет.-нечет.}} = 2C_{\text{чет.-чет.}}$ . Но эта поправка, вероятно, не может учесть эффект полностью.

Аллан [22] производил расчет сечений реакции  $(n, p)$  при энергии пучка 14 Мэв, используя формулу Ланга и Ле Кутера, связывающую  $U$  и  $T$ . Сравнивая экспериментальное и теоретическое сечения, Аллан получил, что для нечетных ядер отношение этих сечений близко к 1 (за исключением области магических чисел Нили  $Z$ , равных 28), в то время как для четных ядер экспериментальные результаты в несколько раз превышали расчетные. Введение поправки  $\delta$  на смещение основного уровня остаточного ядра привело к удовлетворительному согласию сечений.

Среднее значение параметра плотности  $a$ , полученное Алланом, равно  $0.09 \pm 0.02$  Мэв<sup>-1</sup>. С другой стороны, авторы работы [30] полагают, что функции возбуждения реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ , рассчитанные с параметром  $a$ , взятым согласно [31], и с соотношением

$$\frac{1}{2} C_{\text{нечет.-нечет.}} = C_{\text{нечет. } A} = 5C_{\text{чет.-чет.}}$$

удовлетворительно согласуются с экспериментальными зависимостями.

Нерегулярности в величине  $a$  вызываются, как уже отмечалось, и оболочечными эффектами [32]. Ньютон [23] предложил учесть эту зависимость путем введения различных параметров  $a$  для протонов и нейтронов. Однако эксперименты не подтверждают его формулы [22]. Фонг [33] в своем анализе реакции захвата нейтронов энергии 1 Мэв дает значение  $a \approx 0.05$  Мэв<sup>-1</sup>. В [34] получена весьма малая величина для  $a$  ( $\approx 0.03$  Мэв<sup>-1</sup>). Результаты других экспериментов приводят к большей плотности уровней при тех же примерно энергиях возбуждения ядер. При наблюдении энергетического спектра нейтронов деления [35] получено, что  $a = 0.12 \pm 0.02$  Мэв<sup>-1</sup>. В работе Альберта, Андерсена и Вонга [36] по реакции  $(p, n)$  при энергии 7—8 Мэв найдено, что  $a = 0.08$  Мэв<sup>-1</sup>. Эвинг и Боннер [37] по анализу неупругого рассеяния нейтронов энергии 2.5—7 Мэв получили значение  $a = 0.11 \pm 0.2$  Мэв<sup>-1</sup>, в то же время результаты аналогичных опытов в [38] согласуются с величиной  $a = 0.05$  Мэв<sup>-1</sup>. Поскольку все указанные выше значения параметра плотности уровней являются усредненными по многим значениям  $a$ , полученным в опытах для отдельных элементов, трудно определить, в какой мере эффект четности и магических чисел сказывается на величине параметра плотности.

Помимо указанных причин, влияющих на опытную величину параметра плотности, имеется еще одна, связанная с наличием углового момента возбужденного ядра. Когда падающая частица поглощается ядром, образуя компаунд-систему, то последняя приобретает угловой момент и часть энергии затрачивается не на возбуждение внутренних степеней свободы ядра, а на его вращение.

Если энергия, принесенная частицей, равна  $E + Q$ , то тепловое возбуждение ядра будет соответствовать энергии

$$U = E + Q - \frac{1}{2J} I^2,$$

где  $J$  — момент инерции ядра;  $I$  — угловой момент.

Тогда из соотношения

$$\frac{d \ln \omega}{dU} = \frac{1}{T}$$

получим, что плотность уровней ядра с моментом  $I$  будет меньше плотности уровней ядра с нулевым спином:

$$\omega(I) = \omega(I=0) e^{-\frac{1}{2JT} I^2} \quad (1.54)$$

С увеличением энергии и массы бомбардирующих частиц растет угловой момент, передаваемый ядру, следовательно,  $a$  будет уменьшаться. Анализ реакций на многозарядных ионах [45] приводит к параметру  $a$ , равному  $0.04 \text{ Мэв}^{-1}$ . Этим же, возможно, вызвана малая величина  $a$ , полученная в [44] для тяжелых ядер Ag и Au при бомбардировке их  $\alpha$ -частицами. Этот вопрос требует, однако, детального теоретического рассмотрения.

Наконец, на величину параметра  $a$  может оказывать влияние и природа испаряющейся частицы. Здесь не имеются в виду те соображения о четности образующегося при этом ядра или оболочечные эффекты, которые, конечно, будут действовать по-разному в зависимости от того, какая частица покинула ядро. Из формулы (1.49) видно, что параметр  $a$  зависит от величины граничной энергии нуклонов в модели Ферми ( $E_F$ ), которая в свою очередь зависит от числа нуклонов данного сорта в ядре. Поскольку при испарении какой-либо одной частицы остаточное ядро будет иметь различное соотношение числа нейтронов и протонов (в зависимости от природы эмитированной частицы), то его плотность уровней будет меняться сообразно природе этой частицы. Ле Кутер [15] дает следующую зависимость параметра  $a$  от величины  $\Theta = \frac{N-Z}{N+Z}$ , характеризующей относительный избыток нейтронов в ядре:

$$\begin{aligned} a_n &= a(1 - 1.3\Theta/A)^2 \text{ при эмиссии нейтрона,} \\ a_p &= a(1 + 1.3\Theta/A)^2 \text{ » » протона,} \\ a_\alpha &= a(1 - 3/2A)^2 \text{ » » } \alpha\text{-частицы.} \end{aligned}$$

В этих отношениях  $\Theta$  и  $A$  относятся к начальному ядру,  $a$  — к конечному.

Однако эта изотопическая зависимость плотности уровней при не слишком малых энергиях возбуждения, когда относительное изменение энергии Ферми незначительное, мало сказывается на результатах расчета испарения [14].

#### § 4. О ПОТЕНЦИАЛЬНОМ БАРЬЕРЕ ЯДРА

От величины потенциального барьера в сильнейшей степени зависят вероятность испарения заряженных частиц из возбужденного ядра и форма их энергетического спектра, круто обрывающегося в области малых энергий. Поэтому правильный учет этого фактора совершенно необходим для решения задачи об испарении ядер. Последовательное вычисление проницаемости ядра разработанными методами [31, 46] позволяет получить общее выражение для вероятности эмиссии заряженных частиц. Но

поскольку расчеты процесса испарения связаны с интегрированием формулы (1.41), то введение точного аналитического выражения для проницаемости барьера становится неудобным. Поэтому обычно прозрачность кулоновского барьера ядра учитывается путем замены номинальной высоты барьера, полученной по формуле

$$V = \frac{Zz_i e^2}{r_0 (A^{1/3} + a_i^{1/3})}, \quad (1.55)$$

некоторым эффективным кулоновским барьером по соотношению (1.47).

Значения  $a_i$  в формуле (1.55) взяты согласно [31]:

$$a_p = 0, \quad a_d = a_t = a_{\text{He}^3} = a_\alpha = 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Достровский и другие [14] приводят следующую формулу для сечения захвата заряженных частиц, учитывающую проницаемость барьера:

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{геом.}} (1 + c_i) \left(1 - \frac{k_i V_i}{E}\right). \quad (1.56)$$

Параметры  $c_i$  и  $k_i$  в этой формуле, различные для разных частиц, подобраны в соответствии с точными расчетами проницаемости [31, 46]. В табл. 8 приводятся величины этих параметров для протонов и  $\alpha$ -частиц при нескольких значениях заряда ядра. Для дейтронов можно положить при всех значениях  $Z$ :  $c_d = \frac{1}{2} c_p$ ,  $k_d = k_p + 0.06$ . Для ядер трития:  $c_t = \frac{1}{3} c_p$ ,  $k_t = k_p + 0.12$ . Для  $\text{He}^3$ :  $c_{\text{He}^3} = \frac{4}{3} c_\alpha$ ,  $k_{\text{He}^3} = k_\alpha - 0.06$ .

Чтобы учесть диффузность ядра, можно, как показали Скотт [47] и Эванс [48], использовать модель ядра постоянной плотности, но с увеличенным радиусом,  $r_0 = 1.7 \cdot 10^{-13}$  см (см. подробнее об этом далее). Тогда параметры  $c_i$  и  $k_i$  в выражении (1.56) несколько изменятся. В табл. 8 приведены соответствующие значения в графах, обозначенных  $r_0 = 1.7 \times 10^{-13}$  см.

Таблица 8.

Параметры прозрачности потенциального барьера

Заряд ядра	$k_p$		$c_p$		$k_\alpha$		$c_\alpha$	
	$r_0 = 1.5 \cdot 10^{-13}$	$r_0 = 1.7 \cdot 10^{-13}$	$r_0 = 1.5 \times 10^{-13}$ см	$r_0 = 1.7 \times 10^{-13}$ см	$r_0 = 1.5 \times 10^{-13}$ см	$r_0 = 1.7 \times 10^{-13}$ см	$r_0 = 1.5 \times 10^{-13}$ см	$r_0 = 1.7 \times 10^{-13}$ см
10	0.42	—	0.50	—	0.68	—	0.10	—
20	0.58	0.51	0.28	0.0	0.82	0.81	0.10	0
30	0.68	0.60	0.20	-0.06	0.91	0.85	0.10	0
40	—	0.66	—	-0.10	—	0.89	—	0
50	0.77	0.68	0.15	-0.10	0.97	0.93	0.08	—
$\geq 70$	0.80	—	0.10	—	0.98	—	0.06	—

Соотношения, связывающие  $c_p$ ,  $k_p$ ,  $c_\alpha$  и  $k_\alpha$  с соответствующими параметрами других изотопов H и He, не меняются при переходе от p и  $\alpha$  к  $\text{H}_1^2$ ,  $\text{H}_1^3$  и  $\text{He}_2^3$  соответственно.

Равным образом при таком изменении величины  $r_0$  изменятся и параметры, определяющие сечение поглощения нейтронов (см. § 2). Они будут иметь вид

$$\alpha = 0.76 + 1.93 A^{-1/3}, \quad \beta = \frac{1.66 A^{-2/3} - 0.05}{0.71 + 1.93 A^{-1/3}} \text{ Мэв.}$$

Сопоставление зависимостей  $w(E)$  рассчитанных с учетом проницаемости барьера, с экспериментальными энергетическими распределениями заряженных частиц испарения показало, что действительная ситуация значительно сложнее. Энергетические распределения протонов и  $\alpha$ -частиц, снятые в этих опытах, оказались смещенными в сторону малых энергий гораздо больше, чем это предусматривалось теорией с учетом туннельного эффекта [14].

Одной из причин, вызывающей эту аномалию в области малых энергий спектра, может быть тепловое расширение ядра. Расширение обусловлено тем, что волновые функции нуклонов,двигающихся в возбужденном ядре с большими скоростями, будут менее резко затухать на границе ядра. Более внимательное рассмотрение этого явления показывает, что такое расширение ядра недостаточно для наблюдаемой аномалии в величине барьера. Согласно Ле Кутеру [15], изменение радиуса ядра, нагретого до температуры  $T$ , составляет

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(T) - R(0)}{R(0)} = 0.25 \left( \frac{T}{\gamma E_F} \right)^2$$

Поскольку величина  $\gamma$  порядка 1, то из этой формулы видно, что эффект расширения ядра невелик. Грубая оценка, произведенная Моррисоном [10], приводит, правда, к несколько более значительному коэффициенту расширения

$$\frac{\Delta R(T)}{R(0)} = 0.008 T^2,$$

что тоже недостаточно для объяснения экспериментальных результатов.

Выше уже упоминалось, что введение ядерного диффузного потенциала приводит к уменьшению высоты кулоновского барьера. В этом можно убедиться из рис. 20, где линией (1) показан ход потенциального барьера

для ядра с прямоугольной формой ядерного потенциала, линией (2) — для ядра с диффузной границей. Если ядерный потенциал имеет радиальную зависимость фермиевского типа (потенциал Вудса—Саксона), то форма кулоновского барьера приближенно описывается функцией

$$V_d(r) = \frac{Zze^2}{r} - V_{\text{опт.}} e^{-\frac{r-r_0 a^{1/3}}{a}},$$

где  $V_{\text{опт.}}$  — глубина потенциала;  $r_0$  и  $a$  — параметры (см. главу 1).

Скотт [47] вычислил изменение проницаемости кулоновского барьера для протонов, связанное с переходом от модели прямоугольной ямы к потенциалу Вудса—Саксона. Согласно его расчетам, для того чтобы прозрачность барьера при этом переходе оставалась без изменения, в обычной формуле для высоты барьера (1.55) следует брать значения  $r_0$ , увеличенные примерно на 40%. Аналогичный результат был получен Эвансом [48], рассчитавшим проницаемость барьера ядра Sn<sup>118</sup>.

Кикучи [49] провел вычисления эффекта диффузности потенциала для различных ядер. На рис. 21 показаны результаты его расчетов высоты кулоновского барьера для двух ядерных моделей. На рис. 22 приведены энергетические спектры  $\alpha$ -частиц из реакции Na( $n, \alpha$ ), вычисленные Ки-

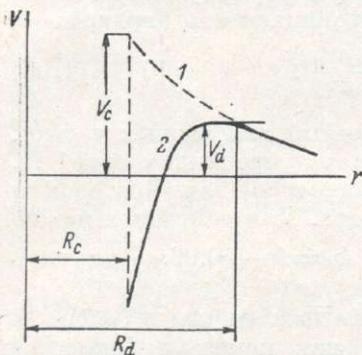


Рис. 20. Форма кулоновского барьера в модели прямоугольной ямы (1) и модели ядра с диффузной границей (2).

$V_c$  — высота кулоновского потенциала в первой модели;  $V_d$  — то же для диффузного ядра;  $R_c$  и  $R_d$  — соответствующие радиусы ядра.

гучи с учетом диффузности потенциала и для модели прямоугольной ямы. Экспериментальные значения хорошо согласуются с первым расчетом.

Тепловое расширение ядра влечет за собой изменение радиального хода потенциала. Можно ожидать в связи с этим, что сочетание модели диффузного ядра с эффектом расширения возбужденного ядра приведет к более значительному снижению расчетной высоты кулоновского барьера, чем полученное в работах [47-49].

Лейн и Паркер [50] провели соответствующие расчеты в приближении газа Ферми с потенциалом Вудса—Саксона. Оказалось, согласно их данным, что для небольших энергий возбуждения (при температуре ядра массы  $A=100$ , равной 4 Мэв) увеличение радиуса ядра весьма незначительно. Это можно понять следующим образом. При таком возбуждении ядра на верхние уровни, где эффект проникновения волновых функций нуклонов в область отрицательных энергий будет наибольшим, переходят в основном нуклоны с уровней вблизи границы Ферми, движение же этих нуклонов и определяет границу невозбужденного ядра. Лишь с дальнейшим повышением температуры ядра на верхние свободные уровни будет подниматься основная масса нуклонов с низких уровней, а эффект расплывания волновых функций станет более значительным. Авторы [50] сделали отсюда вывод о небольшом эффекте снижения барьера у возбужденных ядер.

Более точные расчеты Немета [51], который учитывал зависимость ядерного потенциала от импульса частицы, показали, что хотя изменение плотности при возбуждении ядра и невелико и диффузная область увеличивается меньше чем на 0.5 ферми (для ядра  $\text{Ca}^{40}$ , возбужденного до энергии 15 Мэв), но тем не менее проницаемость барьера увеличивается примерно в 2 раза для протонов энергии 2 Мэв. Вычислительные трудности заставили автора [51] использовать более грубую форму потенциала ядра с линейным спаданием, что несколько снижает ценность полученных результатов.

Рассматривая ядро по модели жидкой капли, Багге [52] выдвинул идею о роли поверхностных колебаний возбужденного ядра в процессе испарения частиц. Волны деформации, распространяющиеся по ядру, вызывают тем большее уменьшение кулоновского барьера в некоторых областях ядра, чем больше амплитуда этих колебаний. Последняя же определяется энергией возбуждения ядра. Багге получил зависимость кулоновского барьера от энергии возбуждения в виде бесконечного ряда:

$$V(T) = V(0) - aU + \dots$$

Ямагучи [53], предполагая на этой основе, что на такие колебания ядерной капли тратится определенная часть энергии возбуждения ядра,

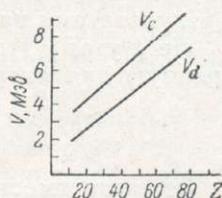


Рис. 21 Изменение высоты кулоновского барьера различных ядер заряда  $Z$  при переходе от ядерного прямоугольного потенциала к диффузному.

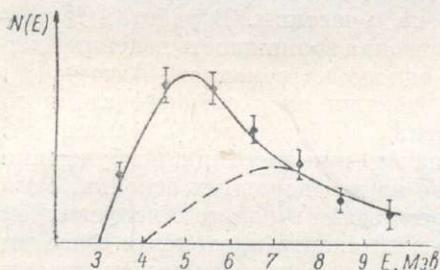


Рис. 22. Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $\text{Na}(n, \alpha)$ , рассчитанный по [49].

Точками указаны экспериментальные данные.

равная  $\alpha U$ , приходит к простой формуле  $V(T)$  для ядра с атомным весом  $A$ :

$$V(T) = \frac{V_0}{1 + A^{1/3} T \left( \frac{\alpha}{144} \right)^{1/2}}. \quad (I. 57)$$

Полагая, что  $\alpha = 1/3$ , он получает удовлетворительное согласие с результатами наблюдений ядерных расщеплений быстрыми частицами.

Ле Кутер<sup>[13]</sup> дает эмпирическую формулу снижения барьера, подобранную для ядер Ag и Br ( $A \approx 100$ ):

$$V = \frac{V_0}{1 + 0,05U}. \quad (I. 58)$$

Эта зависимость наиболее часто употребительна в практических расчетах, хотя ее обоснованность весьма сомнительна, во всяком случае для ядер других масс.

Отметим непоследовательность анализа экспериментов с привлечением формул (I. 57) и (I. 58). С одной стороны, этот анализ, как правило, основывается на формуле плотности уровней, полученной по модели газа Ферми и пригодной только для этой модели. С другой стороны, в формулу вероятности испарения частиц, в которую входит эта плотность уровней, вводится поправочный множитель, полученный из соображений капельной модели, т. е. модели сильно взаимодействующих частиц. Это, разумеется, не единственная логическая непоследовательность, которая встречается при теоретическом осмысливании разнообразных экспериментальных фактов в физике ядра, но тем не менее она досадна.

Были высказаны и другие соображения относительно механизма появления так называемых «подбарьерных» протонов и других заряженных частиц при расщеплениях ядер. Одно из этих соображений основано на гипотезе локального нагрева ядра, который вызывает понижение барьера в «сверхнагретой» области ядра.

Перкинс<sup>[9]</sup> высказал мысль о том, что возможна эмиссия нестабильных осколков, распадающихся в полете на  $\alpha$ -частицы. В работе<sup>[54]</sup> рассмотрена по модели жидкой капли теоретическая возможность деления ядер с последующим спонтанным распадом одного из осколков. Авторы<sup>[54]</sup> приходят к выводу, что такой процесс деления ядер среднего атомного веса весьма вероятен при больших энергиях возбуждения. Зюссманн<sup>[55]</sup> развил эту идею и показал, что ядра типа Ag при энергиях возбуждения свыше 100 Мэв могут испытывать деление на два неравных осколка, один из которых (меньший по массе) распадается затем в полете с испусканием легких частиц. Наблюдаемый энергетический спектр протонов и  $\alpha$ -частиц будет поэтому соответствовать примерно вдвое меньшему кулоновскому барьеру, чем это следует из обычных расчетов для начального ядра. Кроме того, вследствие наложения скорости переносного движения осколка на скорость частицы в системе осколка будет наблюдаться значительное расширение энергетического распределения, снятого в лабораторной системе. Эта весьма простая гипотеза не выдерживает, однако, экспериментальной проверки. Измеренное сечение деления ядер Ag при больших энергиях<sup>[56]</sup> оказалось значительно меньше, чем это необходимо для реализации указанного механизма. Массовое распределение осколков деления ядер Ag имеет симметричный характер. Имеются и другие причины, заставляющие отказать от этой гипотезы.

В работе Бакер и других<sup>[57]</sup>, а также в<sup>[58]</sup> обсуждался вопрос о возможности появления «подбарьерных»  $\alpha$ -частиц как результата их эмиссии из движущихся ядер отдачи, получивших импульс при предшествующем испарении частиц. Сопоставление рассчитанных по этой модели спектров

с экспериментом, произведенное в этих работах, показало, что в большинстве случаев вылет  $\alpha$ -частиц малых энергий можно отнести за счет указанного механизма, без привлечения гипотезы Багге—Ле Кутера. Чтобы избежать усложнений, связанных с этим эффектом, следует ставить опыты с частицами по возможности небольших энергий так, чтобы вероятность эмиссии нескольких частиц была незначительна. Фулмер и Гудмен [59] исследовали энергии  $\alpha$ -частиц в реакции  $(p, \alpha)$  при энергии пучка от 9.5 до 23 Мэв. Ими было найдено, что в выражении для кулоновского барьера (1.55) следует брать увеличенный радиус ( $r_0 = 1.9$  ферми), когда речь идет о возбужденном ядре, в то время как для случаев испускания  $\alpha$ -частиц, приводящих к основному состоянию конечного ядра, или для сечений обратных реакций параметр  $r_0$  должен быть равен 1.5 ферми. Авторы [59] произвели также изучение зависимости высоты барьера от энергии налетающих протонов. Заметив, что положение максимума энергетического спектра  $\alpha$ -частиц не меняется при изменении энергии протонов  $E_p$ , они показали, что это может быть связано с тепловым снижением кулоновского барьера. Пусть энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц описывается формулой

$$N(E) dE = \text{const } E \sigma(E) \omega(E_p + Q - E), \quad (1.59)$$

где  $\omega = Ce^{2\sqrt{aA}(E_p+Q-E)}$ ;  $Q$  — тепловой выход реакции. (1.60)

Положение максимума спектра определяется уравнением

$$\frac{1}{E} + \frac{1}{\sigma(E_p)} \cdot \frac{d\sigma(E)}{dE} + \frac{d\omega}{dE} = 0. \quad (1.61)$$

С учетом (1.60) это уравнение примет вид

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{\sigma(x)} \cdot \frac{d\sigma(x)}{dx} - \frac{\sqrt{aAU}}{\sqrt{x_m - x}} = 0. \quad (1.62)$$

Здесь введены обозначения:

$$x = \frac{E}{V}, \quad x_m = \frac{E_p + Q}{V}.$$

Поскольку из опыта следует, что при изменении  $E_p$ , величина которой определяет возбуждение составного ядра, значение  $x$ , удовлетворяющее уравнению (1.62), не меняется, то, согласно (1.59), можно полагать, что член  $\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{x=x_m}$  убывает с ростом  $E_p$ . Сечение образования составного ядра критически зависит от  $x$  в области  $x \leq x_m$  и весьма слабо от  $r_0$ , как отдельного параметра. Поэтому изменение величины  $\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dx}$  при  $E = \text{const}$  с ростом  $E_p$  можно связать с изменением  $V$ .

В работе [59] получено, что высота эффективного кулоновского барьера для ядра Rh уменьшается примерно на 20% при возбуждении ядра до энергии 20 Мэв. Но с другой стороны, в некоторых экспериментах, поставленных с  $\alpha$ -частицами средних энергий, подобных указаний на снижение  $V$  у возбужденных ядер получено не было. Это, вероятно, связано с большим вкладом ядерных реакций прямого взаимодействия, которые будут «маскировать» исследуемый эффект.

Интересную мысль о возможности другой интерпретации опытов с «подбарьерными» частицами высказал Немет [60]. Наличие радиальной скорости колебаний деформированного ядра, которая накладывается на скорость испаряющихся частиц с «нормальным» энергетическим спектром в системе подвижной поверхности ядра, приведет к значительному расширению энергетического распределения этих частиц, исследуемого в эксперименте относительно неподвижного центра ядра (лабораторная система). К сожалению

нию, в настоящее время возможны лишь грубые оценки этого своеобразного эффекта Допплера. Автор [60] оценил, что высота кажущегося кулоновского барьера для протонов, испаряемых ядрами Rh, может быть снижена таким образом более чем в три раза.

Наконец, следует указать еще на один фактор, играющий некоторую роль в наблюдаемом снижении барьера. Речь идет об изменении кулоновского потенциала ядер несферической формы, которую они приобретают при попадании в них частицы большой энергии. В области «носиков» (полюсов вытянутого эллипсоида) проницаемость кулоновского барьера будет больше. Расчеты Расмуссена и Сгала [61], выполненные ими для тяжелых ядер, показали, что эта проницаемость для  $\alpha$ -частиц значительно увеличивается с ростом деформации ядра, т. е. отклонения от сферической формы.

Фуджимото и Ямагучи [62] и Ле Кутер [15] указали на дополнительный механизм, обуславливающий появление в ядерных звездах протонов малых энергий. В результате преимущественного испарения нейтронов (особенно в конце процесса испарения) ядро-продукт будет иметь некоторый дефицит нейтронов, а энергия отрыва наименее связанного протона будет меньше энергии связи нейтрона на верхнем уровне. Если такое ядро сохранит энергию возбуждения, величина которой лежит между двумя вышеуказанными значениями энергии связи нейтрона и протона, то произойдет вылет протона туннельным эффектом, так как радиационная ширина при этих энергиях возбуждения еще мала по сравнению с частичной шириной. Энергия протонов распада заключена примерно между 0 и 4 Мэв. Вылет  $\alpha$ -частиц в результате подобного механизма маловероятен вследствие большого кулоновского барьера.

Резюмируя, можно сказать, что в вопросах об испускании заряженных частиц возбужденным ядром и о роли различных факторов, оказывающих воздействие на вероятность их эмиссии, в особенности в вопросе о величине кулоновского барьера и его снижении при возбуждении ядра, еще далеко не все ясно. Из краткого обзора, приведенного выше, можно заключить, что модель жидкой капли ядра дает большие возможности для теоретической интерпретации экспериментальных фактов. Однако многие из этих идей остаются пока за пределами экспериментальной проверки. Следует поставить новые, дополнительные эксперименты по выяснению значительности тех факторов, которые можно привлечь для объяснения испускания «подбарьерных» частиц в рамках модели газа Ферми, успешно зарекомендовавшей себя в теоретическом анализе многих явлений физики ядра.

## § 5. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ИСПАРЕНИЕ НЕСКОЛЬКИХ ЧАСТИЦ

В большинстве случаев ядро, образующееся в результате прохождения каскада одиночных соударений пучков высоких энергий, имеет начальную энергию возбуждения, достаточную для испускания нескольких частиц. Теоретический расчет процесса последовательного испарения частиц возбужденным ядром заданной начальной энергии должен дать: 1) среднее число испущенных частиц, 2) их изотопический и зарядовый состав; 3) энергетический спектр частиц данного сорта, 4) угловое распределение этих частиц, 5) распределение остаточных ядер по массам и зарядам. Полный расчет чрезвычайно сложен, так как параметры в формуле Вайскопфа, определяющие вероятность эмиссии частицы (температура, число нейтронов и протонов ядра и другие), непрерывно и притом в заметной степени меняются в течение этого процесса.

Различные авторы делают те или иные упрощающие предположения и решают таким образом систему связанных интегральных уравнений, описывающих последовательное охлаждение ядра.

Ле Кутер [15] принял, что эти уравнения независимы друг от друга, и решал их в отдельности. Основанием для такого предположения является то обстоятельство, что связь интегральных уравнений, выражающих изменение числа частиц в ядре с уменьшением энергии ядра, осуществляется посредством переменной  $\theta = \frac{N-Z}{N+Z}$ , которая незначительно меняется в процессе испарения. Последнее утверждение вытекает из наличия так называемого «регулирующего» члена в выражении для относительной вероятности эмиссии нейтрона и протона. Ле Кутер получил, что отношение вероятностей эмиссии нейтрона и протона зависит от множителя вида  $\exp \left[ -\frac{a}{T} (\theta - \theta_c) \right]$ , где  $\theta_c$  — относительный избыток нейтронов для соответствующего стабильного ядра;  $a$  — некоторая константа. Этот множитель должен способствовать эмиссии нейтронов или протонов в зависимости от того, будет ли образующееся ядро иметь избыток или недостаток нейтронов. Разумеется, на относительную вероятность вылета нуклона определенного сорта влияет, притом в сильнейшей степени, величина потенциального барьера.

Численный расчет, произведенный Ле Кутером для случая испарения ядер Ag и Вг, показал, что остаточное ядро будет иметь небольшой дефицит нейтронов. Величина параметра, связывающего температуру и энергию возбуждения в формуле (I. 496), в работе [15] была подобрана эмпирически, путем подгонки расчетного энергетического спектра заряженных частиц к экспериментальному, а также сообразно с экспериментальным ходом отношения числа  $\alpha$ -частиц к числу протонов (величина  $a/p$ ), испускаемых при расщеплении ядер Ag и Вг частицами высоких энергий. Учитывая, что энергетическое распределение протонов (возможно, и  $\alpha$ -частиц), измеряемое в опыте, даже в области энергий примерно до 30 Мэв обусловлено не только испарительным, но и каскадным процессом, приходится признать, что этот способ определения термодинамических констант ядра не является лучшим.

Ямагучи [63] провел аналогичный, но более грубый расчет испарения высоко возбужденных ядер с  $A=100$ . Он оперировал со средними значениями кинетических энергий испаряющихся частиц и пренебрегал изменением отношения  $\frac{N}{Z}$  в течение процесса, рассмотрев затем подробно влияние флуктуаций [63].

Работа Хагедорна и Макке [64] близка работе [15]. Основное различие между ними заключается в предположении, сделанном в [64], что процесс испарения идет так, что ядро смещается по дорожке стабильности. Из этого предположения вытекает, что

$$\frac{w_n}{w_p} = \text{const} \approx 1.5 \quad (\text{для } A \approx 80). \quad (\text{I. 63})$$

Авторы [64] также ведут расчет для средних энергий частиц при некоторой средней температуре ядра. Введя параметр  $\alpha$ , связывающий среднее значение температуры с начальной  $T_0$

$$\bar{T} = \alpha T_0,$$

авторы [64] определяют его численное значение сравнением с экспериментом. Сравнение производится по положению максимума кривой, выражающей изменение зависимости  $\alpha/p$  от общего числа заряженных частиц в ядерных расщеплениях Ag и Вг. (Здесь уместно сделать то же замечание о роли каскадных частиц, которое было приведено выше). На рис. 23 приведены для сравнения графики, полученные в трех вышеуказанных

работах и показывающие среднее число испущенных частиц ядрами  $A=100$  в зависимости от начальной энергии возбуждения.

Рядом авторов [15, 27, 31, 43, 65] производились расчеты сечений испускания возбужденным ядром определенного числа частиц. Очевидно (см. § 1), что вероятность испарения данного числа частиц является сначала возрастающей, затем убывающей функцией энергии возбуждения начального ядра. Формулы для сечений определенных ядерных реакций типа  $(N, kN)$  значительно расходятся с наблюдениями [65], так как расчет включал и те случаи, когда ядро, испустив  $k$  частиц, может остаться в возбужденном состоянии и испустить следующую частицу. Максимов [66], учтя это обстоятельство, вычислил более аккуратно сечения и получил хорошее совпадение с экспериментальными функциями возбуждения ядерных реак-

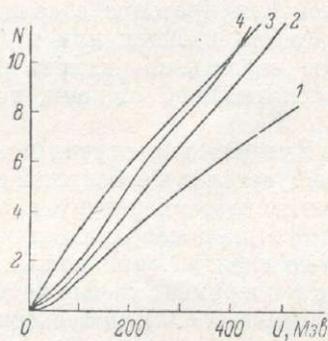


Рис. 23. Среднее число заряженных частиц, испаряющихся из ядер с  $A \approx 80$  при различной начальной энергии возбуждения.

1 — расчет по Ямагучи [4]; 2 — по Ле Кутеру [19]; 3 — по Хагедорну и Макке [64]; 4 — по Достровскому и другим [24].

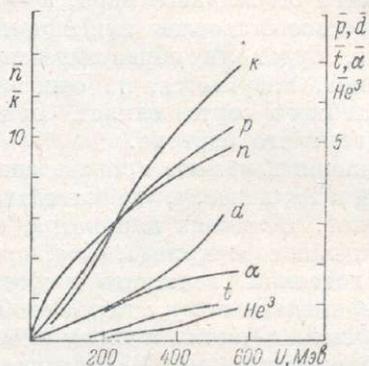


Рис. 24. Среднее число  $n$ ,  $H_1^1$ ,  $H_1^2$ ,  $H_1^3$ ,  $He_2^3$  и  $He_2^4$ , испаряющихся из ядра Si в зависимости от величины начальной энергии возбуждения  $U$ .

$h$  — полное число заряженных частиц [24].

ций на Vi типа  $(p, kn)$  ( $k=1, \dots, 4$ ),  $(\alpha, 2n)$  и  $(\alpha, 3n)$  с параметром плотности уровней, взятом согласно [15]. Нужно отметить, что аналогичные расчеты сечений реакции с вылетом протонов и  $\alpha$ -частиц не всегда хорошо согласуются с экспериментальными данными, что связано, по-видимому, с неучитываемым изменением потенциального барьера.

Чтобы получить более полные результаты, свободные от каких-либо предположений, которые необходимы лишь для техники вычислений в аналитическом виде, Рудстам [19] предпринял попытку использовать метод случайных испытаний для расчета процесса испарения высоко возбужденных ядер. Достровский и другие [14, 24, 67, 68] провели с помощью этого метода обширные расчеты процесса испарения ядер при малых и больших энергиях возбуждения с учетом различных факторов, влияющих на этот процесс (оболочечное строение ядер, проникаемость барьера и его снижение, и т. д.). Некоторые результаты расчетов Достровского и других [24] представлены на рис. 24 и 25, где показана зависимость среднего числа испарившихся частиц от начальной энергии возбуждения для ядер Si и Ag. Эти зависимости получены при выборе параметра плотности уровней равного  $0.1 \text{ Мэв}^{-1}$  и с учетом температурного снижения кулоновского барьера согласно [15]. Для сопоставления этих данных с результатами аналитических расчетов, выполненных ранее [15, 62, 64] для ядер с  $A=80-100$ , на рис. 23 построена зависимость среднего числа заряженных частиц от

энергии возбуждения как средняя из данных Достровского для ядер  $\text{Cu}$  и  $\text{Ag}$ .

Сопоставление кривых рис. 23 показывает, что при энергиях возбуждения приблизительно до 300 Мэв расчеты Ле Кутера и Достровского приводят примерно к одинаковым результатам по числу эмиттированных протонов и  $\alpha$ -частиц, при более высоком возбуждении «экспериментальная» кривая 4 ближе подходит к кривой 3. Расчеты Достровского и других показали также, что флуктуации в числе испущенных частиц менее значительны, чем это было оценено в [4].

Рассмотренные выше работы исходили из предположения, что испарение нескольких частиц возбужденным ядром происходит последовательно во времени, причем вероятность вылета каждой последующей частицы не связано с эмиссией предшествующей, если, разумеется, не говорить о зависимости, обусловленной понижением температуры ядра и уменьшением числа нуклонов в нем. Можно, однако, допустить, что моменты времени эмиссии двух частиц иногда разделены столь коротким промежутком, что следует рассматривать эти два процесса как единый процесс.

Томазини [19] рассмотрел вопрос о возможности одновременного испарения нескольких частиц. Предполагая, что вылет каждой из этих частиц происходит независимым образом, он получил выражения для вероятности множественной эмиссии нейтронов и заряженных частиц из ядер  $A=100$  при разных начальных энергиях возбуждения. Согласно расчетам Томазини, отношение вероятностей двухнейтронной и однонейтронной эмиссий сильно растет с энергией возбуждения ядра. Так, например, при энергии

Таблица 9  
Относительная вероятность эмиссии различных частиц

Испущенная частица	$U=100$ Мэв		$U=160$ Мэв	
	по Томазини	по Вайскопфу	по Томазини	по Вайскопфу
$n$ . . . . .	70%	45%	54%	37%
$p$ . . . . .	15%	35%	17.5%	33%
$\alpha$ . . . . .	15%	20%	28.5%	30%
$\alpha/p$ . . . . .	1	0.54	1.63	0.91

возбуждения 50 Мэв это отношение равно 0.06, при энергии 100 Мэв — 0.24 и при 200 Мэв — 0.80. Для вероятности одновременной эмиссии трех нейтронов (по отношению к одночастичной эмиссии) соответствующие числа равны 0, 0.08 и 0.26.

Таким образом, эти расчеты показывают, что при высоких энергиях возбуждения ( $> 100$  Мэв), указанными процессами пренебрегать нельзя. Учет этого эффекта, согласно [69], приводит к уменьшению относительной вероятности эмиссии заряженных частиц по сравнению с расчетом по обычной модели одночастичного испарения [31]. В табл. 9 приведены результаты расчетов Томазини по обычным формулам Вайскопфа и по модели одновременной эмиссии нескольких частиц. Из таблицы видно, что модель Томазини приводит к некоторому снижению числа испущенных протонов.

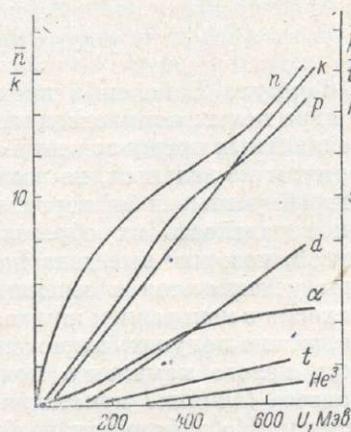


Рис. 25. Среднее число  $n$ ,  $\text{H}_1^1$ ,  $\text{H}_1^2$ ,  $\text{H}_1^3$ ,  $\text{He}_2^3$ , и  $\text{He}_3^4$ , испаряющихся из ядра  $\text{Ru}$  в зависимости от величины начальной энергии возбуждения  $U$ .

$k$  — полное число заряженных частиц [24].

Такое снижение частоты появления протонов объясняется конкурирующим процессом одновременного испарения нейтронов. Хотя можно сомневаться в том, что предположение независимости эмиссии двух частиц вполне оправдано, но тем не менее этот эффект может оказать свое воздействие на многие аспекты испарительной теории возбужденных ядер.

## § 6. ЭМИССИЯ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ

Формула Вайскопфа предусматривает также возможность испарения из ядра целых комплексов частиц — дейтронов,  $\alpha$ -частиц и т. д. Никаких специальных предположений о механизме их образования при выводе этой формулы не делается, не вводится никакого множителя в формулу (I.37), который учитывал бы вероятность существования в ядре этих комплексов или вероятность их образования в момент отрыва нуклонов от ядра. Способ, которым выведена формула Вайскопфа, показывает, что эти факторы учитываются в сечениях обратных реакций. Здесь напрашивается аналогия с испарением жидкости. Используя принцип детального равновесия, можно получить выражение для вероятности испарения из капли жидкости целого комплекса молекул (кристалла льда). Сечение обратного процесса (слияние кристалла с каплей) равно геометрическим размерам системы. Но в формулу необходимо включить множитель, учитывающий малую вероятность образования агрегата молекул, и, таким образом, расчетный результат будет соответствовать опытным наблюдениям. Почему же в случае ядерной системы нет необходимости введения этого дополнительного множителя для того, чтобы согласовать теоретические и экспериментальные результаты?

Это странное на первый взгляд обстоятельство разъяснил Коэн [70]. Он показал, что вследствие сильного вырождения, которое имеет место в ядре, статистические множители, определяющие вероятность одновременной эмиссии нескольких частиц, будут сильно различаться по величине для этих двух систем, одна из которых (ядро) подчиняется квантовой, вторая (капля жидкости) — классической статистике. Отношение вероятности испарения одной частицы к соответствующей вероятности испарения одновременно  $n$  частиц для капли жидкости равно

$$\frac{w(1)}{w(n)} = \frac{1}{n^{3/2}} \cdot \left[ \frac{V_0^{1/3}}{\hbar} \cdot \left( \frac{4\pi}{\hbar} m \frac{U}{N} \right)^{1/2} \right]^{3(n-1)}, \quad (\text{I.64})$$

где  $N$  — число молекул в капле жидкости объема  $V$  ( $V = NV_0$ );  $U$  — энергия капли;  $m$  — масса частицы.

Выражение в квадратных скобках для капли воды при температуре  $300^\circ \text{K}$  равно 10.4. В то же время в аналогичном выражении (I.64), написанном применительно к ядерной системе (вырожденной), число, заключенное в квадратные скобки, близко к 1.

Кроме обычного механизма испарения сложных частиц, например дейтронов, имеется еще один, напоминающий процесс подхвата нуклона в реакциях прямого взаимодействия. Нуклон, испаряющийся с поверхности ядра, при вылете может подхватить парный себе нуклон и образовать с ним связанную систему — дейтрон. Кикучи [71] на основе общей теории реакций ( $p, d$ ), данной в [72], впервые рассмотрел этот процесс подхвата при испарении. Им было получено выражение для вероятности эмиссии дейтрона при подхвате. Для высоко возбужденных ядер эта вероятность оказалась больше, чем вероятность обычного испарения дейтрона из того же возбужденного ядра, даже без учета обстоятельства, что проникаемость барьера в соответствующих обратных реакциях различна. Последнее связано с тем, что, в то время как формула Вайскопфа для испарения дейтрона

включает сечение образования дейтроном составного ядра, выражение для вероятности эмиссии дейтрона механизмом Кикучи включает соответствующее сечение, отнесенное для одного нуклона, испаряющегося из ядра. Сечение подхвата при испарении, согласно расчетам Кикучи, убывает обратно пропорционально энергии нуклона.

Аналогичный механизм вылета может существовать и для более сложных частиц. Измайлов и Пьянов [73] рассчитали эмиссию трития в результате косвенного процесса испарения возбужденных ядер. В данном случае возможны два канала этой реакции: 1) испарение одного дейтрона и нейтрона с последующим их соединением в тритий; 2) испарение трех нуклонов и образование ими связанной системы. Согласно расчетам [73], отношение вероятностей испарения трития по второму каналу и обычным механизмом составляет около 30% для ядер с  $A \approx 200$  и энергией возбуждения около 100 Мэв. Вклад первого канала оказывается еще более значительным, а соответствующее отношение вероятностей равно примерно 1. Таким образом, учет механизма косвенного испарения повышает теоретический выход трития более чем в два раза.

Относительная вероятность эмиссии многозарядных частиц зависит от высоты кулоновского барьера ядра, а также, хотя и менее резко, от размера ядра. Последнее вытекает из связи сечения обратной реакции (I.33) с массовым числом ядра  $B$ . Высота потенциального барьера растет пропорционально  $Z$  — заряду остаточного ядра  $B$ , в то время как сечение реакции (I.33) зависит от массы ядра по закону  $A^{2/3} \sim Z^{2/3}$ . Таким образом, вероятность испарения заряженных частиц будет уменьшаться с увеличением атомного веса ядра.

Для многозарядных частиц проницаемость барьера будет приближаться к нулю при их кинетических энергиях, меньших  $V$ . Однако существенен вопрос о роли диффузности ядерного потенциала в изменении кулоновского барьера. Обычные рекомендации, даваемые иногда для учета этого влияния, могут оказаться непригодными при расчете барьера для тяжелых частиц. Это видно, например, из работы [74], где производилась экспериментальная проверка правильности расчетов по теории испарения выходов ядер  $N^{13}$  при бомбардировке различных элементов протонами высоких энергий. Оказалось, что при выборе величины параметра  $r_0$ , равной  $1.5 \cdot 10^{-13}$  см, теоретические выходы ядер  $N^{13}$  систематически превышают измеряемые в опыте. Попытки добиться совпадения этих результатов путем видоизменения формулы для радиуса взаимодействия, например, используя выражения

$$R = [1.5(A_1^{1/3} + a^{1/3}) - 1.2] 10^{-13} \text{ см}$$

или

$$R = [1.1(A_1^{1/3} + a^{1/3}) + 2] 10^{-13} \text{ см},$$

были в общем мало успешными.

При расчете испарения сложных частиц, кроме обычных трудностей, связанных с незнанием параметров плотности уровней и величины потенциального барьера возбужденных ядер, возникает еще специфическая неприятность, обусловленная возможностью вылета этих частиц в возбужденном состоянии. В формуле (I.37) для вероятности перехода следует, таким образом, производить суммирование по всем возможным состояниям  $k$  частицы  $a$ :

$$w(E) dE = \sum_k g_k \frac{m\sigma(E)}{\pi^2 \hbar^3} E dE \frac{\omega_B(U - E - Q)}{\omega_A(U)}. \quad (\text{I. 65})$$

К сожалению, за немногими исключениями спины возбужденных уровней легких ядер с  $A > 10$  неизвестны, поэтому в расчетных выходах могут быть систематические ошибки, достигающие сотен процентов. В этом отношении несомненное удобство дают опыты по наблюдению эмиссии ядра  $N^{13}$ , не имеющего возбужденных состояний. Но, с другой стороны, исследование процесса испускания такой многозарядной частицы является трудной экспериментальной задачей, так как выход этой частицы из тяжелых ядер крайне незначителен, использование же ядер среднего атомного веса в качестве мишеней неудобно в том отношении, что нельзя быть уверенным в отсутствии мешающего эффекта образования ядер  $N^{13}$  как остаточных продуктов ядерных расщеплений.

## § 7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Формула Вайскопфа (1.37) описывает энергетический спектр частиц, испаряющихся из ядра, с температурой  $T$  (мы предполагаем для простоты расчетов, что температура исходного и конечного ядер одинакова). Обычно интересуются лишь относительным числом частиц в данном энергетическом интервале ( $E, E+dE$ ), по этой причине целесообразно нормировать (1.41) на единицу:

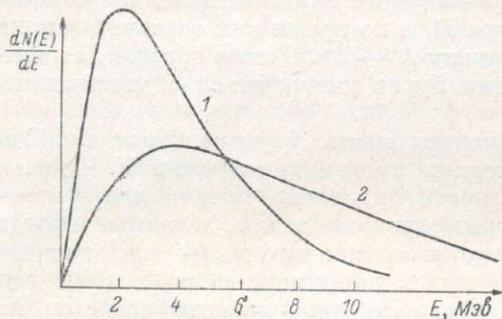


Рис. 26. Энергетический спектр нейтронов, соответствующий температуре ядра 2 Мэв (1) и 4 Мэв (2).

Из (1.66) можно определить, что кинетическая энергия нейтронов, соответствующая максимуму в спектре, будет равна  $T$ . Средняя энергия нейтронов

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} EN(E) dE = 2T.$$

Для того чтобы получить выражение для энергетического спектра заряженных частиц, таким же образом нормируем функцию (1.41); приняв, что сечение обратной реакции может быть представлено в виде (1.46), получим

$$N(E) dE = \frac{E-V}{T^2} e^{-\frac{E-V}{T}} dE. \quad (1.67)$$

Положение максимума спектра определяется соотношением

$$E_m = T + V.$$

Средняя энергия заряженных частиц будет превышать среднюю энергию нейтронов на величину эффективного кулоновского барьера:

$$\bar{E} = 2T + V.$$

$$C \int_0^{\infty} \frac{g m \sigma(E)}{\pi^2 \hbar^3} E dE e^{-\frac{E+Q}{T}} = 1,$$

где  $C$  — нормировочная постоянная. Тогда выражение для спектра нейтронов испарения в приближении (1.39) примет вид

$$N(E) dE = \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}} dE. \quad (1.66)$$

На рис. 26 схематически показано, как меняется энергетическое распределение нейтронов при изменении температуры ядра.

Последовательное испарение многих частиц из возбужденного ядра приводит к непрерывному уменьшению параметра  $T$  в формулах (I.66) и (I.67). Следовательно, измеряемое в эксперименте энергетическое распределение частиц испарения является результатом суммирования энергетических спектров, рассчитанных из (I.66) или (I.67), по всему диапазону изменения температуры. Очевидно, что вследствие этого форма спектра не будет иметь максвелловского вида.

Ле Кутер [5, 21] рассмотрел задачу о последовательном испарении нейтронов и получил выражение для их энергетического распределения:

$$N(E) dE = E^{l-1} \frac{dE}{\Gamma(l) \tau^l} e^{-\frac{E}{\tau}}, \quad (I.68)$$

$\tau = 0.8856$

где  $\tau = \frac{11}{12} T$ ;  $T$  — начальная температура  $l = 16/11$ ;  $\Gamma$  — гамма-функция.

Написанная формула выведена для случая, когда принято соотношение между энергией возбуждения и температурой, вытекающее из модели газа Ферми:

$$U = aAT^2.$$

Формула (I.66) получается из формулы (I.68) как частный случай при  $l=2$ .

Произвести подобный расчет для процесса эмиссии заряженных частиц в последовательном виде не удастся вследствие сильной зависимости вероятности их испарения от потенциального барьера, меняющегося в течение этого процесса. Наличие этой зависимости, обусловленной как уменьшением заряда ядра, так и температурным эффектом снижения барьера, приводит к тому, что положение максимума в энергетическом распределении протонов и  $\alpha$ -частиц, испускаемых высоко возбужденными ядрами, не зависит практически от величины начальной энергии возбуждения [57, 75].

Вопрос о высоте потенциального барьера возбужденных ядер достаточно подробно рассмотрен в § 4 этой главы, и нет необходимости вновь возвращаться к нему. Отметим лишь, что многие из факторов, которые могут способствовать наблюдаемому в опыте снижению кулоновского барьера для испаряющихся частиц и о которых речь шла в § 4, будет оказывать большое влияние и на форму энергетического спектра, который снимается в эксперименте, даже в области энергий выше барьера. К таким факторам относятся эффекты переносной скорости, деформация сферической капли и т. д.

Расчеты Кикучи [76], Хаякавы и других [77], Бернадини и других [78], а также выполненные в [19] показывают, что нуклоны небольших энергий, вылетающие из ядер при реакции прямого взаимодействия, имеют энергетическое распределение, близкое к испарительному спектру. Поэтому не удивительно, что в опытах по взаимодействию с ядрами нуклонов средних энергий температура ядра, вычисленная по форме энергетического спектра, оказывается иногда убывающей функцией энергии возбуждения [79].

Энергетический спектр дейтронов, вылетающих из возбужденных ядер механизмом косвенного подхвата, был вычислен в работе [71]. В отличие от «нормально» испаряющихся дейтронов дейтроны подхвата при испарении имеют большие энергии. Их энергетический спектр имеет вид [71]:

$$N(E) dE \approx E^{3/2} e^{-\frac{3E}{2T}} dE. \quad (I.69)$$

Измайлов и Пьяпов [73] вычислили энергетический спектр тритонов, испаряющихся аналогичным механизмом. Он описывается формулой [80]

$$N(E) dE \approx E^{\frac{3n-1}{2}} e^{-\frac{n+1}{2} \cdot \frac{E}{T}} dE, \quad (I.70)$$

где  $n=1, 2, 3$  означает число ступеней процесса. Испарение дейтрона по механизму Кикучи соответствует случаю  $n=2$ , тогда (I.70) переходит в (I.69). Случай испарения трех нуклонов (двух нейтронов и одного протона) и последующего их соединения вне границ ядра соответствует  $n=3$ . Альтернативная возможность для эмиссии ядра трития — испарение дейтрона и соединение его с нейтроном — описывается формулой (I.70) при  $n=2$ .

Наличие значительного углового момента у ядра вызывает изменение формы энергетического спектра испускаемых частиц. В работе Каммури [81] рассмотрен эффект вращения ядра, влияющий на энергетическое распределение нейтронов испарения. Им была рассчитана конкретная реакция взаимодействия ионов азота с ядрами ванадия. Энергия возбуждения и максимальный угловой момент образующегося составного ядра равны соответственно 60 Мэв и  $28 \hbar$ . Расчет велся для модели ядра, обладающего моментом инерции твердого тела.

Оказалось, что энергетический спектр нейтронов в этом случае сдвигается все правее по оси энергий с увеличением момента ядра, а средняя энергия частиц будет больше  $2T$ . Это смещение связано с тем, что действии закона сохранения моментов приводит к преимущественному вылету частиц с орбитальным угловым моментом, параллельным спину составного ядра, и спин остаточного ядра будет в этом случае минимально возможным, плотность уровней — максимально возможной. Нетрудно заметить из обычной классической картины, что при этом к собственной скорости частицы добавляется линейная скорость вращения ядра и кинетическая энергия частицы в лабораторной системе увеличивается. При заданной начальной энергии возбуждения увеличение средней энергии испаряющихся частиц приведет к снижению общего числа испущенных нуклонов по сравнению с результатом испарения из бесспинового ядра. Как указывает автор [81], подобный эффект в смещении спектра должен быть более заметен для тяжелых частиц, например  $\alpha$ -частиц [82, 83]. К сожалению, трудности расчета для заряженных частиц эффекта вращения ядра весьма велики, ибо необходимо, как указывается в [81], аккуратный учет проникаемости кулоновского барьера. Автор [81] для простоты не учитывал в своем расчете проникаемость центробежного барьера для нейтронов.

Угловое распределение частиц, испаряющихся из вращающегося ядра, рассчитывалось в работе [84]. Соображения, аналогичные приведенным выше при рассмотрении энергетического спектра нейтронов, показывают, что угловое распределение будет симметричным относительно плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка (в системе центра масс), и имеет минимум при угле  $90^\circ$  относительно этого направления. Эта анизотропия будет зависеть от соотношения энергии вращения ядра ( $M\omega^2 R^2$ ) и энергии испаряющейся частицы (в среднем равной  $2T$ ). На основании классических представлений, используя принцип детального равновесия, Эриксон и Струтинский [84] получили формулу углового распределения:

$$w(\theta) d\theta = 1 + \frac{m\omega^2 R^2}{2T} \cos^2 \theta,$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения ядра;  $R$  — его радиус;  $m$  — масса частицы.

Квантовая формула имеет аналогичную зависимость от угла  $0.$   
 Томазини [69] указывает, что при одновременном испускании двух частиц из ядра будет наблюдаться определенная угловая корреляция в направлениях их вылета. Это объясняется тем, что часть общей освобожденной энергии идет на сообщение импульса остаточному ядру, так что энергия возбуждения этого ядра будет максимальной в случае одновременного испускания двух частиц во взаимнопротивоположных направлениях (при прочих равных условиях). Плотность уровней остаточного ядра и, следовательно, вероятность такой коррелированной эмиссии частиц будут больше, чем при вылете тех же частиц в одном направлении.

С другой стороны, можно ожидать угловой корреляции испускаемых частиц, являющихся продуктами самопроизвольного распада в полете тяжелых нестабильных частиц, которые вылетают из возбужденных ядер. К таким частицам относятся ядра  $\text{Be}_4^8 (\text{Be}_4^8 \rightarrow 2\alpha)$ ,  $\text{He}_2^5 (\text{He}_2^5 \rightarrow \alpha + n)$ ,  $\text{Li}_3^5 (\text{Li}_3^5 \rightarrow \alpha + p)$ ,  $\text{B}_3^9 (\text{B}_3^9 \rightarrow 2\alpha + p)$ .

Струтинский [85] рассмотрел вопрос об угловой корреляции двух частиц, последовательно испускаемых возбужденным ядром с большим угловым моментом. Эта корреляция вылета двух частиц не связана с переходами ядра между двумя уровнями, характеризующимися определенными значениями спина и четностью, а возникает в результате того, что процесс испарения носит статистический характер, вследствие этого происходит усреднение направлений по многим состояниям ядра.

#### Литература

1. J. Bardeen, Phys. Rev., 51, 799 (1937).
2. N. Bohr, F. Kalckar, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 14, 10 (1937).
3. Я. И. Френкель, Sov. Phys., 9, 533 (1946).
4. К. Такауагаки, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 5, 894 (1950).
5. К. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., 65A, 718 (1952).
6. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 5, 787 (1950).
7. A. Kind, G. Patergnani, Nuovo Cim., 10, 1375 (1953).
8. T. Ericson, Advances in Phys., 9, № 36, 425 (1960).
9. I. B. Harding, S. Lattimore, D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc., 196, 325 (1949). D. H. Perkins, Phil. Mag., 41, 138 (1950);
10. Экспериментальная ядерная физика, II. Под ред. Э. Серге, ИЛ, М. (1957).
11. V. E. Weisskopf, Phys. Rev., 52, 295 (1937).
12. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., 2, 69 (1937).
13. I. M. B. Lang, K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., 67A, 586 (1954).
14. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, G. Friedlander, Phys. Rev., 116, 683 (1959).
15. K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., 63 A, 259 (1950).
16. С. Девонс. Энергетические уровни ядер. ИЛ, М., 167 (1950).
17. Г. А. Бете. Физика ядра, II. Гостехиздат, М. (1948).
18. L. Colli, M. Pignanelli, A. Rytz, R. Zurmühle, Nuovo Cim., 9, 280 (1958).
19. G. Rudstam. Spallation of medium weight elements. Uppsala (1956).
20. T. Ericson, Nucl. Phys., 11, 481 (1959).
21. K. J. Le Couteur. Nuclear Reactions, I. Edited by P. Endt, M. Demeur, Amsterdam (1959).
22. D. L. Allan, Nucl. Phys., 24, 274 (1961).
23. T. D. Newton, Canad. J. Phys., 34, 804 (1956).
24. I. Dostrovsky, R. Bivins, P. Rabinowitz, Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
25. J. Hudis, J. M. Miller, Phys. Rev., 112, 1322 (1958).
26. M. Bercovitch, H. Camichael, G. C. Hanna, E. P. Hincks, Phys. Rev., 119, 412 (1960).
27. V. E. Weisskopf, D. H. Ewing, Phys. Rev., 57, 472 (1940).
28. H. Hurwitz, H. A. Bethe, Phys. Rev., 81, 898 (1951).
29. M. Nomoto, Progr. Theor. Phys., 18, 483 (1957).
30. R. E. Bullock, R. G. Moore, Phys. Rev., 119, 721 (1960).

31. Д. Блатт, В. Е. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М. (1954).
32. С. Блоск, Phys. Rev., 93, 1094 (1954).
33. P. Fong, Phys. Rev., 102, 426 (1956).
34. М. El-Nadi, М. Wafik, Nucl. Phys., 9, 22 (1958).
35. J. Terrel, Phys. Rev., 113, 527 (1959).
36. R. D. Albert, J. D. Andersen, C. Wong, Phys. Rev., 120, 2149 (1960).
37. R. I. Ewing, T. W. Bonner, Bull. Am. Phys. Soc., 6, 149 (1961).
38. B. G. Whitmore, G. E. Dennis, Phys. Rev., 84, 296 (1951).
39. R. L. Bramblett, T. W. Bonner, Nucl. Phys., 20, 395 (1960).
40. K. G. Porges, Phys. Rev., 101, 225 (1956).
41. R. Fox, R. D. Albert, Phys. Rev., 121, 587 (1961).
42. B. L. Cohen, Phys. Rev., 81, 184 (1954).
43. J. Heidmann, H. A. Bethé, Phys. Rev., 84, 274 (1951).
44. R. M. Eisberg, G. Igo, H. E. Wegner, Phys. Rev., 100, 1309 (1955).
45. J. Beydon, R. Chaminade, M. Crut, H. Faraggi, T. Olkowsky, A. Papineau, Nucl. Phys., 2, 593 (1956).
46. M. M. Shapiro, Phys. Rev., 90, 171 (1953).
47. J. M. C. Scott, Phil. Mag., 45, 441 (1954).
48. J. A. Evans, Proc. Phys. Soc., 73, 33 (1959).
49. K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., 17, 643 (1957).
50. A. M. Lane, K. Parker, Nucl. Phys., 16, 690 (1960).
51. J. Nemeth, Nucl. Phys., 16, 331 (1960).
52. F. Bagge, Ann. d. Phys., 33, 389 (1938).
53. Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 5, 501 (1950).
54. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 5, 76 (1950).
55. C. Süßmann, Zeitschr. Naturforsch., 8a, 404 (1953).
56. В. И. Шамо́в, ЖЭТФ, 35, 316 (1958).
57. F. W. Baker, S. Katcoff, C. P. Baker, Phys. Rev., 117, 1352 (1960).
58. П. А. Ваганов, В. И. Остроумов, ЖЭТФ, 33, 1131, (1957).
59. C. B. Fulmer, C. D. Goodmen, Phys. Rev., 117, 1339 (1960).
60. J. Nemeth, Nucl. Phys., 6, 689 (1958).
61. J. O. Rasmussen, B. Segal, Phys. Rev., 102, 1298 (1956).
62. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Phys. Rev., 75, 1276 (1949).
63. Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 6, 529 (1951).
64. R. Hagedorn, W. Macke. Kosmische Strahlung (ed. W. Heisenberg). Aufl. 2, Berlin, 201 (1953).
65. S. N. Ghoshal, T. N. Dave. Indian J. Phys., 27, 213 (1953).
66. М. З. Макси́мов, ЖЭТФ, 33, 1411 (1957).
67. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, L. Winsberg, Phys. Rev., 118, 781 (1960).
68. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, P. Rabinowitz, Phys. Rev., 118, 791 (1960).
69. A. Tomasini, Nuovo Cim., 6, 404 (1957).
70. B. L. Cohen, Phys. Rev., 120, 925 (1960).
71. K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., 18, 503 (1957).
72. H. Ui, Progr. Theor. Phys., 16, 299 (1956).
73. С. В. Изма́йлов, И. И. Пья́нов, ЖЭТФ, 41, 118 (1961).
74. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, J. Hudis, Phys. Rev., 123, 1452 (1961).
75. В. И. Остроумов, ЖЭТФ, 32, 3 (1957).
76. K. Kikuchi, Nucl. Phys., 20, 601 (1960).
77. S. Hajakawa, M. Kawai, K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., 13, 415 (1955).
78. G. Bernardini, F. T. Booth, S. G. Lindenbaum, Phys. Rev., 88, 1017 (1952).
79. В. Р. Со́лен, Phys. Rev., 92, 1245 (1953).
80. И. И. Пья́нов, ЖЭТФ, 43, вып. 6, (1962).
81. Т. Камму́ри, Progr. Theor. Phys., 25, 235 (1961).
82. S. N. Ghoshal, Phys. Rev., 80, 939 (1950).
83. W. John, Phys. Rev., 103, 704 (1956).
84. Т. Эри́ксон, V. Стру́тинский, Nucl. Phys., 8, 284 (1958).
85. В. М. Стру́тинский, ЖЭТФ, 40, 1794 (1961).

## II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

При изучении ядерных реакций, происходящих при взаимодействии быстрых частиц с ядрами, экспериментаторы сталкиваются с большим кругом вопросов, решение которых требует использования самых различных экспериментальных методов ядерной физики. Так, например, если величины сечений неупругого взаимодействия лучше всего определяются путем измерения ослабления пучка частиц, проходящего через поглотитель, при помощи средств электроники, то изучение свойств остаточных ядер — продуктов ядерных реакций — совершается наиболее успешно с помощью методов радиохимии. Изучение легких частиц, возникающих в ядерных реакциях, производится рядом методов, и здесь большую роль играют методы визуального наблюдения элементарных актов взаимодействия частиц с ядрами: методы ядерных эмульсий и камеры Вильсона. В то же время эти трековые методы оказываются существенными и для проверки наших представлений о протекании ядерных реакций при высоких энергиях. Целый ряд важных данных о различных особенностях ядерных реакций получается при применении методов масс-спектрометрии, магнитных анализаторов и других методов, часто еще недостаточно широко используемых в данной области.

Рассматривая в этом разделе экспериментальные методы изучения ядерных реакций при высокой энергии бомбардирующих частиц, мы ограничимся описанием методов, с помощью которых были получены более или менее существенные результаты, изложению которых посвящен третий раздел книги. При этом в каждом случае основное внимание обращалось на принципиальные особенности использования той или иной методики в данной области исследования и не рассматривались технические стороны описываемых методов.

### Глава 4

#### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ХИМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Методы химического анализа широко используются при изучении ядерных реакций под действием частиц высоких энергий как самостоятельно, так и в сочетании с другими методами. Различные продукты ядерных реакций, происходящих в мишени при облучении ее частицами высоких энергий, в принципе все могут быть выделены из мишени химическим путем. Однако ввиду малых количеств образующихся ядер их выделение и количественное определение представляют большие трудности.

Особенности работы с весьма малыми количествами элементов и обуславливают специфику применяемых методов. Наиболее широко используются методы радиохимии, которые позволяют изучать различные радиоактивные изотопы, образующиеся в ядерных реакциях. Из других методов химического анализа для решения отдельных вопросов используются метод изотопного разведения и газовый метод.

Использование химических методов дает возможность изучать сечения образования определенных изотопов, а также при специальной постановке опыта их угловое и энергетическое распределения.

## § 1. РАДИОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД

Количественные измерения выхода продуктов ядерных реакций значительно облегчаются для радиоактивных изотопов образующихся ядер-продуктов благодаря хорошо развитой в настоящее время технике измерений  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений. При этом только существенные ограничения накладываются на период полураспада определяемых изотопов как вследствие необходимости применять более или менее продолжительную процедуру химического выделения интересующего нас элемента из облученной мишени, так и из-за необходимости иметь определенную активность препарата для количественных измерений.

Рассмотрим основные особенности использования методов радиохимии для изучения реакций под действием частиц высокой энергии. Метод исследования обычно заключается в том, что мишень из изучаемого элемента подвергается облучению на внутреннем пучке частиц в ускорителе. Поскольку задачей является определение сечений образования тех или иных радиоактивных изотопов при взаимодействии частиц с ядрами мишеней, совершенно очевидно, что материал мишеней должен обладать исключительной химической чистотой, так как малые количества посторонних атомов могут вызывать большие ошибки в измеряемых сечениях или в некоторых случаях совершенно исказить результаты. Как правило, используются спектроскопически чистые элементы (содержание примесей порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}\%$ ). Иногда допускается и больший процент примесей, но при этом нужно быть твердо уверенным в том, что данные примеси не могут ни в каком случае дать больших выходов в районе изучаемых ядер-продуктов. Естественно, что при постановке опыта большое внимание обращается и на внешнюю чистоту мишени, которая перед облучением специально очищается от жиров, пыли и т. п.

После облучения мишени определенным потоком частиц, для измерения которого используется одна из так называемых мониторинговых реакций, мишень подвергается химической обработке с целью количественного выделения интересующих нас радиоактивных изотопов. Определение количества образовавшихся атомов данного радиоактивного изотопа по его  $\alpha$ -,  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучению является конечным этапом всей экспериментальной процедуры.

**Определение сечений.** Образование некоторого изотопа, характеризующегося константой радиоактивного распада  $\lambda$ , в облучаемой мишени подчиняется дифференциальному уравнению

$$\frac{dN}{dt} = N_p N_{\text{я}} \sigma - \lambda N, \quad (\text{II. 1})$$

где  $\sigma$  — сечение образования данного изотопа,  $\text{см}^2$ ,  $N_p$  — поток бомбардирующих частиц,  $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек.}$ ;  $N_{\text{я}}$  — число ядер мишени,  $1/\text{см}^2$ ;  $\lambda$  — постоянная радиоактивного распада,  $1/\text{сек.}$ ;  $N$  — число ядер данного изотопа  $1/\text{см}^2$ .

Это уравнение справедливо, если образование данного изотопа в мишени происходит только за счет падающих на мишень частиц (достаточно тонкая мишень, так что влиянием вторичных реакций можно пренебречь). Оно легко решается, если  $N_p$  не зависит от времени в течение всего периода облучения мишени.

В этом случае количество образовавшихся атомов интересующего нас изотопа определяется формулой

$$N(t) = \frac{N_p N_{\pi} \sigma}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t}), \quad (\text{II. 2})$$

где  $t$  — время облучения мишени.

Простой анализ этой формулы дает удобную оценку времени облучения, необходимого для получения максимального количества данного радиоактивного изотопа. Можно видеть, что при времени облучения больше примерно четырех периодов полураспада дальнейшее накопление данного радиоактивного изотопа практически происходить не будет.

В случае, когда поток протонов при облучении мишени меняется во времени (при длительных облучениях или плохой стабильности в работе ускорителя), причем нельзя записать эту функцию в аналитической форме, используют приближенное решение уравнения (II. 1), предложенное Рудстамом<sup>[1]</sup>, разбивая весь период облучения на некоторое число временных интервалов, в пределах каждого из которых поток частиц может рассматриваться меняющимся линейно:

$$N_p = N_{pi}(1 + k_i t).$$

Уравнение (II. 1) для некоторого интервала  $i$  в этом случае приобретает вид

$$\frac{dN_i}{dt} = N_{pi}(1 + k_i t) N_{\pi} \sigma - \lambda N_i. \quad (\text{II. 3})$$

Если время в конце  $i$ -ого интервала обозначить  $t_i$ , а величину интервала  $T_i$ , то решение уравнения (II. 3) запишется в виде

$$N_i(t) = \frac{N_{pi} N_{\pi} \sigma}{\lambda} \cdot \left[ \left(1 - \frac{k_i}{\lambda}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) + k_i T_i \right] e^{-\lambda(t-t_i)}. \quad (\text{II. 4})$$

Полное число ядер данного изотопа, образующихся в течение всей бомбардировки, найдется суммированием

$$N(t) = \sum_i N_i(t) = \frac{N_{p0} N_{\pi} \sigma Q(t)}{\lambda}, \quad (\text{II. 5})$$

где

$$Q(t) = \sum_i \frac{N_{pi}}{N_{p0}} \cdot \left[ \left(1 - \frac{k_i}{\lambda}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot T_i}) + k_i T_i \right] \cdot e^{-\lambda(t-t_i)}.$$

Уравнения (II. 2) и (II. 5) дают по смыслу своего вывода так называемые независимые выходы изотопов с сечением  $\sigma$ , т. е. выходы изотопов только за счет образования непосредственно из ядра-мишени, что в конечном счете и является для нас самым важным при изучении ядерных реакций. Однако в действительности дело осложняется тем, что некоторый рассматриваемый изотоп может образовываться не только непосредственно как продукт расщепления ядра-мишени, но и как продукт распада другого или других радиоактивных изотопов, также образующихся при расщеплении ядер-мишеней и в то же время являющихся родительскими изотопами по отношению к рассматриваемому изотопу. Изложенная

ситуация приводит к тому, что в общем случае мы должны измеряемое число атомов исследуемого изотопа рассматривать как сумму минимум трех членов (в случае одного родительского ядра):

$$N = N^{(1)} + N^{(2)} + N^{(3)}, \quad (\text{II. 6})$$

где  $N^{(1)}$  — число независимо образованных ядер, определяемое по формуле (II.5);  $N^{(2)}$  — число ядер, образовавшихся путем распада родительского ядра в течение периода облучения;  $N^{(3)}$  — число ядер, образуемых в результате распада родительского ядра после конца облучения.

Таким образом, ясно, что мы должны знать сечение образования родительского изотопа  $\sigma_{\text{род}}$ , чтобы можно было определить  $N^{(2)}$  и  $N^{(3)}$ .

Для определения  $N^{(2)}$  для любого интервала времени  $i$ , в котором поток частиц изменяется согласно формуле  $N_p = N_{pi}(1 + k_i t)$ , имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_{i\text{род}}}{dt} &= N_{pi}(1 + k_i t) \cdot N_{\text{я}}\sigma_{\text{род}} - \lambda_{\text{род}}N_{i\text{род}}, \\ \frac{dN_i^{(2)}}{dt} &= \lambda_{\text{род}}N_{i\text{род}} - \lambda N_i^{(2)}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{II. 7})$$

где  $N_{i\text{род}}$ ,  $\sigma_{\text{род}}$ ,  $\lambda_{\text{род}}$  относятся к родительскому изотопу.

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} N_i^{(2)}(t) &= \frac{N_{pi}N_{\text{я}}\sigma_{\text{род}}}{\lambda_i} \cdot \left[ \frac{\lambda e^{-\lambda_{\text{род}}T_i} \left(1 - \frac{k_i}{\lambda_{\text{род}}}\right) - \lambda_{\text{род}} e^{-\lambda \cdot T_i} \left(1 + \frac{k_i}{\lambda}\right)}{i} + \right. \\ &\quad \left. + k_i \left(T_i - \frac{1}{\lambda_{\text{род}}} - \frac{1}{\lambda}\right) + 1 \right] e^{-\lambda(t-T_i)}, \\ N^{(2)}(t) &= \sum_i N_i^{(2)}(t). \end{aligned} \right\} \quad (\text{II. 8})$$

Для определения  $N^{(3)}$  необходимо знать время  $t_0$ , когда родительский изотоп впервые отделяется от дочернего изотопа в процессе химического разделения элементов. В этом случае необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_{i\text{род}}}{dt} &= -\lambda_{\text{род}}N_{i\text{род}}, \\ \frac{dN_i^{(3)}}{dt} &= \lambda_{\text{род}}N_{i\text{род}} - \lambda N_i^{(3)}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II. 9})$$

Причем

$$N_{i\text{род}}(t_i) = \frac{N_{pi}N_{\text{я}}\sigma_{\text{род}}}{\lambda_{\text{род}}} \cdot \left[ \left(1 - \frac{k_i}{\lambda_{\text{род}}}\right) \cdot (1 - e^{-\lambda_{\text{род}}T_i}) + k_i T_i \right].$$

Решение имеет вид

$$\left. \begin{aligned} N_i^{(3)}(t) &= \frac{\lambda_{\text{род}}N_{i\text{род}}(t)}{\lambda_{\text{род}} - \lambda} [e^{-\lambda(t_0-t_i)} - e^{-\lambda_{\text{род}}(t_0-t_i)}] e^{-\lambda(t-t_0)}, \\ N^{(3)}(t) &= \sum_i N_i^{(3)}(t). \end{aligned} \right\} \quad (\text{II. 10})$$

Таким образом, если  $\sigma_{\text{род}}$  известно, то  $N^{(2)}$  и  $N^{(3)}$  можно подсчитать из (II.8) и (II.10). Определяя  $N^{(1)}$  из уравнения (II.6), находим затем  $\sigma$  по формуле (II.5).

Часто оказывается, что  $\sigma_{\text{род}}$  не может быть определено, так как время жизни родительского изотопа очень мало. В этом случае уравнения (II.8) и (II.10) упрощаются:

$$\left. \begin{aligned} N^{(2)} &= \frac{N_{p_0} N_{\pi} \sigma_{\text{род}} Q(t)}{\lambda} \\ N^{(3)} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Таким образом,

$$N(t) = \frac{N_{p_0} N_{\pi} (\sigma_{\text{род}} + \sigma) Q(t)}{\lambda}. \quad (\text{II.11})$$

Если экспериментально определенное значение  $N(t)$  включим в (II.11), то определим сумму  $(\sigma_{\text{род}} + \sigma)$ . Если  $\sigma_{\text{род}}$  неизвестно, то невозможно вычислить независимое сечение дочернего изотопа. Однако в ряде случаев оказывается возможно оценить  $\sigma_{\text{род}}$  путем использования эмпирически найденных закономерностей  $\sigma(A, Z) = f(A, Z)$ , которые будут описаны в главе 9.

С помощью данных формул вычисляется  $\sigma_{\text{род}}$  и в измеренное сечение вносится поправка. Как следует из тех же формул, эта поправка мала, если оба изотопа (родительский и дочерний) расположены по одну сторону от наиболее вероятного заряда кривой распределения зарядов ядер-продуктов. Действительно, для изобар, обозначенных индексами 1 и 2, из формул, приведенных в главе 9, следует

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = e^{-R(Z_1 - Z_2)(Z_1 + Z_2 - 2SA)}.$$

Для соседних изобар  $Z_1 = Z_2 + 1$ , а сделанное выше предположение означает  $Z_2 \geq SA$ . Тогда имеем

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = e^{-R} e^{-2R(Z_2 - SA)} \leq e^{-R}.$$

Для найденных из опыта значений  $R$  это отношение  $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$  меньше 0.2 в случае расщеплений ядер среднего атомного веса и меньше 0.5 при расщеплении тяжелых ядер.

В случае  $Z_1 = Z_2 - 1$  имеем то же самое соотношение сечений  $\frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ .

**Облучение мишеней.** Вследствие необходимости иметь возможно большую интенсивность потока бомбардирующих частиц облучение мишеней производится обычно на внутренних пучках фазотронов или синхрофазотронов. При этом возникают известные трудности в точном определении полного потока частиц, прошедшего через мишень. Эта трудность преодолевается использованием так называемых мониторинговых реакций с известным сечением образования определенных ядер-продуктов (используемые мониторинговые реакции будут описаны далее). Для этого одновременно с изучаемой мишенью тем же потоком частиц облучается и мониторинговая фольга. Особенности такого совместного облучения создают определенную специфику в постановке опыта по облучению. Для изучения выходов отдельных продуктов ядерных реакций для мишеней, которые могут быть изготовлены в виде пластинок или фольги, используется устройство типа, показанного на рис. 27. Все фольги, собираемые в стопку,

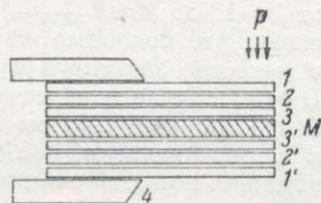


Рис. 27. Устройство для облучения мишеней на внутреннем пучке ускорителя.

M — мишень; 1 и 1' — компенсирующие фольги; 2 и 2' — мониторинговые фольги; 3 и 3' — защитные и компенсирующие фольги, 4 — держатель мишени.

тщательно взвешиваются. Пучок проходит через все фольги стопки перпендикулярно поверхности. Фольга 2 служит монитором. Фольга 3 имеет двойное назначение: она предохраняет мониторную фольгу от попадания ядер-отдачи, возникающих в мишени, и в то же время вместе с фольгой 1 служит для компенсации потери ядер-отдачи из мониторной фольги. Ясно, что размеры мишени и всех указанных фольг в плоскости, перпендикулярной пучку, должны быть строго одинаковыми, чтобы все они пересекались одним и тем же потоком протонов.

Используются и более простые устройства для облучения, либо не содержащие защитных фольг 3 и 3', либо не содержащие второго монитора 2' и фольги 1', однако для энергий частиц в области до 1 Бэв следует предпочесть устройство типа, показанного на рис. 27. В этом случае поток протонов определяется из среднего значения активности обеих фольг 2 и 2' (разница между ними обычно  $< 5\%$ ).

Описанное устройство для облучения мишеней оправдывает себя при исследовании сравнительно тяжелых ядер-продуктов (примерно от  $Z=15$  до  $Z \approx Z_{\text{мишени}}$ ). Для ядер-продуктов с малыми  $Z$  имеется опасность, что подобные же ядра могут образовываться в Al, используемом в качестве защитной и мониторной фольг, и захватываться в мишени. В этом случае в качестве защитных фольг используются фольги из элемента мишени, причем эти защитные фольги имеют толщину, примерно в 10 раз меньшую, чем толщина мишени (обычно мишень имеет толщину около 0.2 мм). При изучении ядер-продуктов, вплотную примыкающих к ядру-мишени или имеющих  $Z > Z_{\text{мишени}}$ , результаты могут сильно искажаться за счет вторичных ядерных реакций при взаимодействии легких продуктов расщепления ( $n, p, \alpha, Li$ ) с ядрами-мишени. В этом случае необходимо иметь более тонкие мишени ( $\sim 0.01$  мм) и минимальное число мониторных и защитных фольг, например комбинацию 2+3+1-мишень. Либо берется только одна мишень, и все выходы определяются по какому-либо внутреннему монитору. Сказанное не относится к случаю, когда интересуются самими вторичными реакциями в мишени, здесь необходимо, наоборот, увеличение толщины мишени.

Описанный метод стопки неприменим, когда мишень может быть изготовлена только в форме порошка. В этом случае используются другие методики. Мишень из тонкого порошка может быть смешана с порошком из Al и облучена в контейнере из подходящего элемента (но не Al). После облучения продукт мониторной реакции  $Na^{24}$  отделяется химическим путем. Ясно, что в этом методе должны делаться поправки на активность  $Na^{24}$ , образовавшуюся из элемента мишени. Чаще порошкообразный образец облучают завернутым в алюминиевую фольгу, являющуюся монитором. В этом случае также необходимо делать поправки вследствие существующей неоднородности облучения мишени и монитора, так как при облучении циркулирующим пучком частиц в ускорителе максимальная активность образуется в переднем крае мишени и монитора.

Описанная методика облучения мишеней используется во всех тех случаях, когда изучаются сечения образования определенных изотопов при расщеплении ядер. При исследовании энергетических или угловых распределений продуктов реакций расщепления методика облучения соответственно усложняется. Рассмотрим основные методы, используемые в данных случаях.

При исследовании импульсных характеристик ядер-продуктов при расщеплении ядер-мишеней широко используется метод захватывающих фольг. Схематически устройство, в котором происходит в этом случае облучение мишеней, показано на рис. 28. Продукты ядерных реакций, испускаемые мишенью, тормозятся и захватываются собирающими фольгами. Собирающие фольги из алюминия толщиной 0.2—4 мг/см<sup>2</sup> в этом

случае выступают на 2 мм за края мишени во все стороны. Фольги сверх толщины  $t$ , на которую проникают ядра-отдачи, служат для оценки загрязнений в самих фольгах. При облучении всего устройства по стрелке  $A$  эксперимент дает пробеги ядер-продуктов по направлению и против направления пучка протонов. При облучении по стрелке  $B$  измеряется пробег ядер-отдачи в перпендикулярном к пучку направлении.

Для упрощения анализа результатов, получаемых с помощью этого метода, мишень при облучении берется «толстой» (т. е. толщиной больше пробега изучаемых ядер-продуктов). Если сделать, кроме того, следующие предположения: 1) ядру в процессе соударения передается скорость  $u$  по пучку протонов (перпендикулярная компонента не влияет на этот анализ), 2) развал ядра происходит изотропно в системе движущегося ядра, причем тяжелое ядро-продукт получает скорость  $v$ , 3) пробег ядер-продуктов пропорционален их начальной скорости, по Бору [2], то в этом случае поглощение ядер-продуктов в собирающих фольгах дается выражением [3]:

$$N(t) = \frac{R_0 \cdot D}{4} \left[ 1 \pm \eta - \frac{t}{R_0'} \right], \quad (\text{II. 12})$$

где  $N(t)$  — число ядер-отдачи, проникающих на толщину  $t$  в поглотителе;  $D$  — число реакций с образованием данного продукта, происходящих в мишени на 1 мг/см<sup>2</sup>;  $R_0$  — пробег ядер-отдачи, который бы они имели в материале мишени, испускаемая со скоростью  $v$  из неподвижного ядра;  $R_0'$  — соответствующий пробег ядер-отдачи в материале собирающих фольг;  $\eta = \frac{u}{v}$ .

Знаки  $+$  и  $-$  соответствуют случаям испускания ядер-отдачи в переднюю и заднюю полусферы по отношению к падающим частицам.

Эта ожидаемая зависимость числа поглощенных ядер-отдачи от толщины собирающих фольг хорошо согласуется с опытом и может служить основой для экспериментов интегрального типа, когда по обе стороны мишени располагается по одной собирающей фольге, достаточно толстой, чтобы улавливать все ядра-отдачи. Экспериментально определяемыми величинами в этом случае являются: 1) активность данного изотопа, собранная в передней собирающей фольге  $A_F$ , 2) активность данного изотопа, собранная в задней собирающей фольге  $A_B$ , 3) активность остающихся в мишени изотопов  $A_M$ , 4) толщина мишени  $W$ , мг/см<sup>2</sup>.

При перпендикулярном облучении аналогично измеряются активность данного ядра-отдачи в любой собирающей фольге  $A_p$ , а также  $A_M$  и  $W$ , причем  $A_p$  — среднее из двух фольг. Эти величины и используются для определения пробега (мг/см<sup>2</sup>) ядер-отдачи в материале мишени, параметра анизотропии  $\frac{b}{a}$  и отношения компоненты скорости ядра-мишени, испытавшего соударение в направлении пучка протонов, к скорости ядра-продукта в системе ядра ( $\eta = \frac{u}{v}$ ).

Если обозначить части от полной активности собирающих фольг через

$$F_F = \frac{A_F}{A_M + A_F + A_B}, \quad F_B = \frac{A_B}{A_M + A_F + A_B}, \quad F_p = \frac{A_p}{A_M + 2A_p},$$

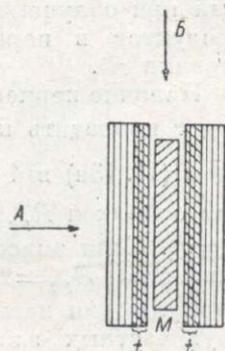


Рис. 28. Схема метода захватывающих фольг.

$M$  — мишень,  $t$  — толщина, на которую проникают ядра-отдачи. Захватывающие фольги толщиной 0.2–4.5 мг/см<sup>2</sup>.

то в случае изотропного испускания ядер-продуктов имеем соотношения [4]:

$$\frac{A_F}{A_B} = \frac{(1 + \eta_i)^2}{(1 - \eta_i)^2}, \quad (\text{II. 13a})$$

$$R_{FB} = \frac{2W(F_F + F_B)}{(1 + \eta_i^2)}, \quad (\text{II. 13б})$$

$$R_p = 4WF_p, \quad (\text{II. 13в})$$

где  $\eta_i$  — значение  $\frac{u}{v}$ , которое соответствует изотропному испусканию ядер-продуктов в системе ядра;  $R_{FB}$  — пробег ядер-продуктов, получаемый при облучении мишени по стрелке  $A$  (рис. 28);  $R_p$  — пробег ядер-продуктов в перпендикулярном к пучку направлении (облучение по стрелке  $B$ ).

Наличие перпендикулярной компоненты  $u_{\perp}$  скорости исходного ядра будет приводить к более низкому значению  $R_p$ , чем даваемое уравнением (II. 13в) в  $(1 + \frac{1}{2} \eta_{\perp}^2)$  раз, где  $\eta_{\perp} = \frac{u_{\perp}}{v}$ . При изотропном испускании осколков  $R_{FB} = R_p = R$  есть пробег ядер-продуктов, а значение  $\eta_i = \eta$ . Если эмиссия осколков анизотропна в системе центра ядра, то равенства  $R_{FB} = R_p = R$  и  $\eta_i = \eta$  не существует. Далее приведены формулы для истинных значений  $R$  и  $\eta$ , полученные в предположении двух частных законов углового распределения фрагментов в системе ядра. Если угловое распределение в форме  $a + b \cos^2 \theta$ , то имеем

$$\frac{A_F}{A_B} = \frac{(1 + \eta)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{b}{a} + \frac{1}{6} \cdot \frac{b}{a} (1 - \eta)^2 \right]}{(1 - \eta)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{b}{a} + \frac{1}{6} \cdot \frac{b}{a} (1 + \eta)^2 \right]}, \quad (\text{II. 14a})$$

$$R = \frac{2W(F_F + F_B) \cdot \left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{b}{a} + \eta^2 \left[ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}, \quad (\text{II. 14б})$$

$$R = \frac{4WF_p \left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}{1 + \frac{1}{4} \cdot \frac{b}{a}}. \quad (\text{II. 14в})$$

Для распределения  $a + b \sin^2 \theta$  имеем

$$\frac{A_F}{A_B} = \frac{(1 + \eta)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{b}{a} - \frac{1}{6} \cdot \frac{b}{a} \cdot (1 - \eta)^2 \right]}{(1 - \eta)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{b}{a} - \frac{1}{6} \cdot \frac{b}{a} \cdot (1 + \eta)^2 \right]}, \quad (\text{II. 15a})$$

$$R = \frac{2W(F_F + F_B) \cdot \left[ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{b}{a} + \eta^2 \left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}, \quad (\text{II. 15б})$$

$$R = \frac{4WF_p \left[ 1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{b}{a} \right]}{1 + \frac{3}{4} \cdot \frac{b}{a}}. \quad (\text{II. 15в})$$

Существование перпендикулярной компоненты скорости приводит к несколько меньшим значениям  $R$ , чем даваемые уравнениями (II. 14в) и (II. 15в).

Таким образом, для любого типа углового распределения мы имеем три независимых уравнения и три неизвестных, поэтому можно определить  $R$ ,  $\eta$  и  $\frac{b}{a}$ . Практически, если ожидаемая величина анизотропии мала, удобнее трактовать экспериментальные данные согласно уравнениям (II. 13), соответствующим изотропному испусканию, и вводить затем необходимые поправки согласно уравнениям (II. 14) или (II. 15).

В описанном эксперименте не могут быть измерены угловые распределения, включающие нечетные степени функции от  $\theta$ . Так, член, содержащий  $\cos \theta$ , будет обнаруживаться лишь в виде добавки к истинному значению  $\eta$ , а поскольку значение  $\eta$  мы не можем определить другим неза-

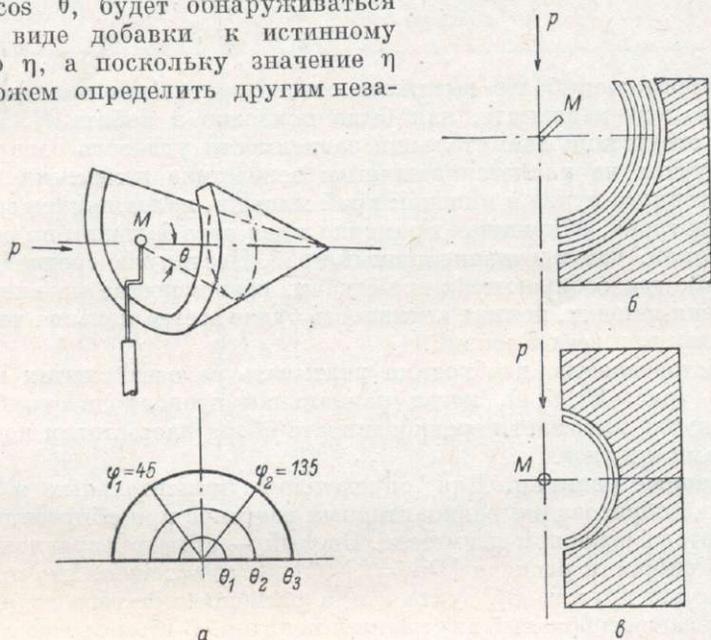


Рис. 29. Устройства для изучения угловых распределений ядер-продуктов.

$M$  — мишени.  
Остальные объяснения см. в тексте.

висимым путем, приходится допускать, что в анализируемом угловом распределении не содержится нечетных функций от  $\theta$ . В этом известное ограничение описанной методики, поэтому она может использоваться лишь при сравнительно небольшой анизотропии в угловом распределении изучаемых ядер-продуктов (например, при изучении осколков деления).

При помощи метода собирающих фольг угловое распределение ядер-продуктов может изучаться непосредственно. В этом случае используется одно из устройств для облучения мишеней, показанных на рис. 29. Собирающий конус с мишенью-бусинкой (рис. 29, а) использовался в работе Вольке и Гутмана [5] для изучения углового распределения осколков деления. Алюминиевый собирающий конус из фольги толщиной 0.2 мм имеет вырез, чтобы пропускать протонный пучок для облучения мишени в виде шарика (около 2 мм диаметром) из латуни, покрытого электролитическим висмутом ( $15 \text{ мг/см}^2$ ). В расправленном состоянии собирающий конус представляет собой полукруг, который разрезается на круговые секции для изучения углового распределения относительно угла  $\theta$ . Так

как часть конуса удалена, то при интерпретации результатов измерений предполагается, что угловое распределение ядер-продуктов не зависит от азимутального угла вокруг оси конуса. При измерении угловых распределений некоторого ядра-продукта в передней и задней полусферах необходимо нормализовать измерения к одному и тому же общему числу реакций в мишени, приводящих к данному ядру-продукту.

Для описанной конструкции со сферической мишенью отношение числа ядер-продуктов, зарегистрированных в передней и задней полусферах (при повороте конуса на  $180^\circ$ ), дается приближенно следующей формулой при изотропном распределении ядер-продуктов в системе ядра [5]:

$$\left(\frac{A_F}{A_B}\right)_{\text{сферы}} = \frac{1 + \frac{3}{2} \eta + \frac{1}{3} \eta^2}{1 - \frac{3}{2} \eta + \frac{1}{3} \eta^2},$$

при пренебрежении более высокими степенями  $\eta$  (так как  $\eta \ll 1$ ).

В данном эксперименте, как было показано в работе [6], предположение об отсутствии азимутальной зависимости углового распределения ядер-продуктов не является законным вследствие изменения интенсивности протонного пучка в мишени: край мишени, находящийся со стороны центра фазотрона, облучается примерно в два раза большим по числу протонов потоком, чем противоположный край. Поэтому в средней  $\phi$ -секции (рис. 29, а), где собираются ядра-отдачи, возникающие на внешней стороне шарика мишени, полная активность будет всегда меньше, чем в крайней  $\phi$ -секции для всех  $\theta$ -секций.

Это обстоятельство необходимо учитывать во всех опытах подобного рода [7, 8] (рис. 29, б, в), когда радиальная неоднородность бомбардирующего пучка вызывает неравноценность сбора ядер-отдачи под различными углами к пучку.

**Мониторные реакции.** Для определения относительных и абсолютных сечений образования радиоактивных изотопов при облучении мишени используются в основном два метода. Первый — это метод сравнения активности или скорости распада  $[D(t) = \lambda N(t)]$  интересующего нас продукта  $a$  с активностью другого продукта  $b$  при расщеплении того же ядра, принимаемого за своеобразный внутренний монитор. В этом случае отношение сечений, согласно уравнению (II.5), выражается формулой

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \frac{D_a(t)}{D_b(t)} \cdot \frac{Q_b(t)}{Q_a(t)},$$

из которой видно, что в этом случае не нужно знать не только абсолютного значения потока частиц, но и производить абсолютных измерений активностей  $D(t)$ . Для определения абсолютных сечений нужно лишь определить величину сечения мониторинговой реакции, что можно сделать, например, на выведенном пучке частиц с определением потока с помощью цилиндра Фарадея. Второй способ определения абсолютных величин сечений заключается в сравнении активностей изучаемых продуктов с активностью продукта некоторой реакции, сечение которой хорошо известно, происходящей в мониторинговой фольге, облучаемой тем же потоком частиц. В этом случае имеем

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \frac{D_a(t)}{D_b(t)} \cdot \frac{n_b}{n_a} \cdot \frac{Q_b(t)}{Q_a(t)},$$

где  $D_b$  и  $Q_b$  — относятся к мониторинговой реакции;  $D_a$  и  $Q_a$  — к изучаемому изотопу;  $n_b$  — число ядер элемента монитора;  $n_a$  — число ядер мишени.

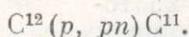
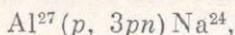
Сечение мониторинговых реакций (мбарн)

Ер, МэВ	Al <sup>27</sup> (p, 3pn)Na <sup>24</sup>	Ер, МэВ	Al <sup>27</sup> (p, 3pn)Na <sup>24</sup>	Ер, МэВ	Al <sup>27</sup> (p, 3pn)Na <sup>24</sup>
32	0.005 ± < 0.00025	135	9.7 ± < 0.49	325	11.3 ± < 0.57
50	1.52 ± < 0.076	150	9.2 ± < 0.46	340	11.5 ± < 0.58
60	5.4 ± < 0.27	175	8.9 ± < 0.45	350	11.2 ± < 0.56
70	8.2 ± < 0.41	200	9.2 ± < 0.46	600	11.0 ± 0.5
80	10.4 ± < 0.52	225	9.3 ± < 0.47	2000	10.4 ± 0.6
90	10.7 ± < 0.54	250	9.9 ± < 0.50	3000	10.0 ± 0.6
110	10.6 ± < 0.53	275	10.4 ± < 0.52	5700	10.5 ± 0.6
125	10.2 ± < 0.51	300	11.2 ± < 0.56	28000	8.6 ± 0.9

Ер, МэВ	C <sup>12</sup> (p, pn)C <sup>11</sup>	Ер, МэВ	C <sup>12</sup> (p, pn)C <sup>11</sup>	Ер, МэВ	C <sup>12</sup> (p, pn)C <sup>11</sup>
45	86	325	35.9 ± 0.8	660	31.0 ± 1.7; 25.5 ± 3.0
93	70.5 ± 3.6	340	41.2 ± 0.6	832	28.7 ± 1.6
144	56.5 ± 1.5	350	36.0 ± 0.7	840	30.0 ± 1.7
150	46.2 ± 1.4	365	37.4 ± 3.1	950	21.7 ± 1.0
170	39.7 ± 0.9	420	31.2 ± 2.8; 33.5 ± 1.7	1000	26.1 ± 2.1
204	37.0 ± 2.0	450	32.0 ± 0.62	1400	24.1 ± 3.0
238	35.8 ± 2.4	461 {	31.1 ± 1.0	1800	22.6 ± 3.8
240	37.2 ± 1.8		32.0 ± 1.7	2000	26.0 ± 0.9
260	38.2 ± 0.5	465	29.4 ± 1.9	2200	23.3 ± 5.0
270	35.9 ± 1.0	522	32.2 ± 1.6	3000	26.6 ± 1.0
290	36.9 ± 0.9	560	30.4 ± 0.5	4100	30.5 ± 4.1
295	37.9 ± 0.4	591	29.9 ± 1.6	4500	27.7 ± 1.7
310	31.9 ± 2.4	600	27.5 ± 1.5	5700	29.0 ± 3.0
320	35.5 ± 0.7	648	23.9 ± 2.8	6000	29.8 ± 1.6
				28000	25.9 ± 1.2

Для такого абсолютного мониторингования используются главным образом две реакции при облучении в пучках протонов:



Обе реакции имеют ту характерную особенность, что в широкой области энергий падающих частиц их сечение почти не зависит от энергии частиц, что является очень удобным свойством для использования этих реакций в качестве монитора. Наибольшее применение получила первая реакция, использование которой облегчается удобством облучения фольг из Al и возможностью определять количество Na<sup>24</sup> без химического выделения его из фольги. Это обусловлено тем, что после 24-часовой выдержки после облучения Na<sup>24</sup> является практически единственной активностью, остающейся в фольге. Некоторый недостаток этой реакции в том, что Na<sup>24</sup> может образовываться еще и в реакции (n, α) на малоэнергичных вторичных нейтронах. Однако специальными исследованиями показано, что для фольг из Al толщиной меньше 1000 мг/см<sup>2</sup> этот эффект пренебрежимо мал [9].

Для толстых мишеней реакция (n, α) сильно затрудняет точные измерения, выгоднее пользоваться, например, реакцией Al (p, 5p5n) F<sup>18</sup> [11].

Реакция образования Na<sup>24</sup> из Al в настоящее время хорошо изучена в очень большой области энергий. Экспериментальные данные по сечению этой реакции при различных энергиях протонов [10-15] приведены в табл. 10

и на рис. 30. Сечение, как видно, независимо от энергий протонов в области 0.3—6 Бэв.

Реакция образования  $C^{11}$  из  $C^{12}$  удобна для мониторингирования пучков протонов тем, что  $C^{11}$  может быть измерен непосредственно в полиэтиленовой или полистироловой пленках. Абсолютные сечения этой реакции при различных энергиях протонов [ $^{16-22}$ ] приведены в табл. 10 и на рис. 30. Кривая зависимости сечения от энергии протонов показывает уменьшение сечения примерно на 30%, от 0.3 до 1 Бэв, а затем слабое возрастание при росте энергии до 6 Бэв.

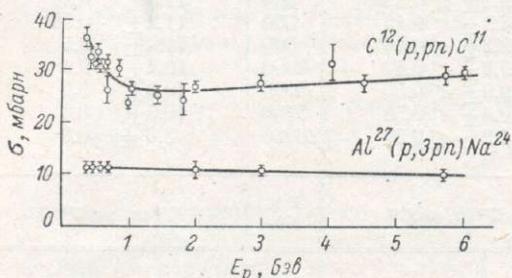


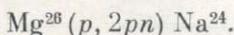
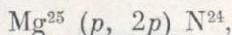
Рис. 30. Зависимость сечений мониторинговых реакций от энергии протонов.

При облучении мишеней протонами с энергией в области нескольких миллиардов электронвольт часто выгодно использовать реакции, имеющие высокий порог для своего образования, с целью исключения влияния малоэнергичных вторичных частиц. Одной из таких реакций является реакция образования  $\alpha$ -радиоактивного изомера  $Tb^{149}$  из  $Au^{197}$ , которая имеет порог около 0.6 Бэв. В этом случае возможно даже непосредственное определение количества  $Tb^{149}$ , образовавшегося в фольге без его выделения, так как остальные ядра-продукты  $\beta$ -радиоактивны. Полученное в работе [25] сечение этой реакции в функции от энергии протонов приведено на рис. 31.

**Выделение исследуемых изотопов из мишени (принципы техники).** Основным химическим методом выделения продуктов ядерных реакций из мишени является метод изотопных носителей, основанный на практической тождественности химических свойств различных изотопов данного элемента. Одним из самых главных условий успешного использования этого метода является обеспечение полного обменного равновесия между присутствующими в мишени радиоактивными атомами и стабильными атомами носителя при растворении мишени в специально подобранном растворителе с введенными в него носителями. Хотя для большинства элементов вопрос о полноте обмена не вызывает сомнений, наличие полного обменного равновесия в некоторых случаях должно контролироваться специальными опытами, так как исследуемый радиоактивный изотоп может находиться в растворе в виде соединений, отличных от тех, в которых присутствует в данном растворе носитель.

В большинстве случаев растворителем является азотная кислота, содержащая необходимые носители, т. е. измеренные количества элементов,

В качестве возможной мониторинговой реакции можно привести реакцию на магнии [ $^{23-24}$ ]:



Однако поведение их сечений не исследовано по всей области доступных в настоящее время энергий.

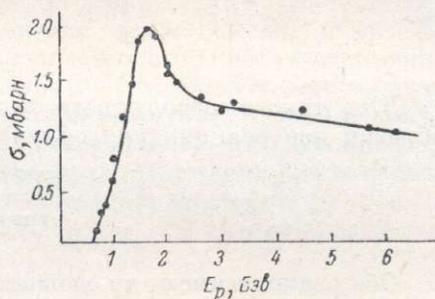


Рис. 31. Зависимость сечения реакции образования  $\alpha$ -радиоактивного изомера  $Tb^{149}$  из  $Au$ .

образование которых изучается в данном эксперименте. Носители, как правило, вводятся в растворитель до растворения в нем мишени, чтобы избежать неконтролируемой адсорбции или улетучивания какой-то части некоторых продуктов ядерных реакций. Количества носителей выгодно брать небольшими ( $\approx 0.1-0.2$  мг) для увеличения удельной активности образцов после выделения элемента. Носители желательно вводить в такой химической форме, которая ожидается для продуктов ядерных реакций после растворения мишени.

После достижения полного обмена между радиоактивными изотопами каждого элемента и атомами носителя различные элементы разделяются и выделяются в весовых количествах при помощи серии химических операций (осаждений, промываний, экстракций, перегонки и т. д.).

При выборе методов выделения тех или иных элементов руководствуются в основном следующими соображениями.

1. Методы должны быть разработаны с учетом малых количеств носителей.

2. Методы отделения от сопутствующих элементов должны обеспечивать высокий фактор очистки; разделенные элементы должны быть радиохимически чистыми, т. е. не содержать радиоактивных атомов посторонних элементов в количествах, обнаруживаемых при измерениях радиоактивности.

3. Окончательное выделение требуемого элемента должно осуществляться в удобной для взвешивания форме, что необходимо для определения химического выхода.

4. Полное время, затрачиваемое на все химические операции, должно быть минимальным.

На рис. 32 приведена типичная принципиальная схема химического анализа, разработанная Ютландовым [26], для выделения некоторых продуктов расщепления меди протонами с энергией 660 Мэв. Схема не отображает только многократного повторения ряда операций или их циклов.

Техника радиохимического анализа в настоящее время хорошо разработана для различных элементов мишени и всевозможных продуктов ядерного расщепления [27-31].

В последние годы при изучении ядерных реакций при высоких энергиях получил широкое применение метод ионообменных колонок. Основная задача радиохимических работ — получение радиохимически чистых препаратов высокой удельной активности — в ряде случаев сравнительно просто решается именно при использовании ионного обмена. Метод ионного обмена идеально подходит для разделения при следовых концентрациях, типичных для радиохимических исследований. Техника такого хроматографического концентрирования при помощи ионообменных колонок небольшой высоты (50—150 мм) и небольшого диаметра (1—3 мм) хорошо развита для многих элементов [32-35]. Материалами для ионообменных колонок служат в большинстве случаев синтетические органические смолы, имеющие высокие обменные емкости, хорошую химическую стабильность и исключительно высокие скорости обмена. Важным качеством применяемых смол является высокая избирательная способность для определенных групп элементов, чтобы получить наибольшие коэффициенты разделения.

**Определение скоростей распада и идентификации изотопов.** Основной величиной, входящей в формулу (II.5), для вычисления сечений образования ядер-продуктов является скорость распада атомов выделенного изотопа  $D(t)$ , определяющая число его атомов, имевшихся в конце бомбардировки. Наиболее частый случай при исследовании продуктов ядерных реакций — это измерение скорости распада  $\beta$ -радиоактивных ядер. Реже приходится иметь дело с  $E$ -захватом,  $\gamma$ -излучением или  $\alpha$ -распадом. Техника приготовления образцов для измерений скорости распада должна обеспечивать воспроизводимость в приготовлении образцов. Обычно при-

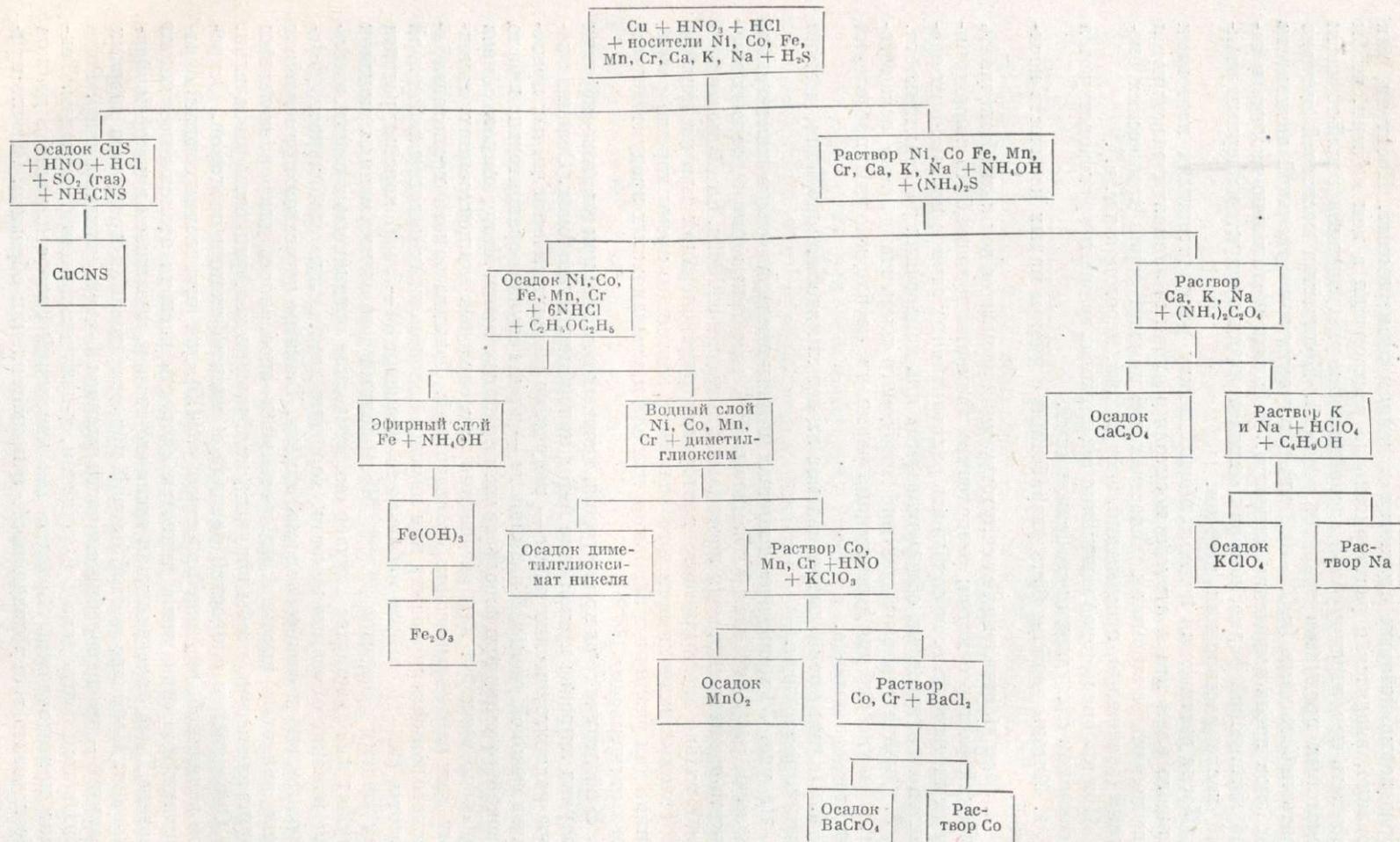


Рис. 32. Принципиальная схема химического анализа для выделения различных продуктов расщепления меди [26].

меняется нанесение определенного количества раствора на стандартную подложку с помощью микропипетки, что дает стандартное отклонение в активности образцов меньше 2%, включая ошибки в отмеривании количества раствора, изменениях размеров активного пятна, неравномерности распределения активного осадка и т. д. Так как некоторые образцы должны измеряться в течение длительного времени, техника приготовления препаратов должна обеспечивать их сохранность.

Обычно каждый элемент, образовавшийся в ядерных реакциях, содержит более одного радиоактивного изотопа, таким образом, необходима идентификация образовавшихся изотопов в условиях иногда весьма сложной смеси излучений. Идентификация изотопов в принципе может быть произведена по периоду их полураспада, энергии  $\alpha$ - или  $\beta$ -спектра и знаку  $\beta$ -частиц.

Для определения периодов полураспада изотопов в случае сложной их смеси кривая распада для образца должна быть проанализирована по одному из известных методов с целью выявления индивидуальных компонент (графически по кривой распада, по методу наименьших квадратов и т. д.).

## § 2. МЕТОДЫ ГАЗОВОГО АНАЛИЗА

При исследовании процесса образования в ядерных реакциях некоторых элементов, находящихся в газовом состоянии (изотопов водорода, гелия, азота и т. д.), применяются методы газового анализа. При облучении мишеней в этом случае нужны специальные предосторожности для уменьшения потерь образовавшихся изотопов из мишени. Как показали специальные исследования по изучению испарения в вакууме, мишень теряет сравнительно малую часть образовавшегося в газовой форме изотопа [36], в большинстве случаев это не создает больших затруднений.

В качестве примера используемой в данных опытах методики рассмотрим схему установки для изучения образования трития, которая применялась в ряде работ [37-40]. На рис. 33 схематически изображена вакуумная установка для определения количества трития, образованного в разных мишенях под действием протонов высокой энергии. Мишени после облучения расплавлялись в вакуумном сосуде и выдерживались при высокой температуре около 10 час., в течение которых газ выходил из материала мишени и откачивался диффузионным насосом через палладиевый фильтр с электронагревателем, предназначенный для отделения водородо-тритиевой смеси от остальных газообразных продуктов реакции. Кроме того, в этом фильтре различные соединения водорода (вода, углеводороды и т. д.) расщеплялись с освобождением водорода. Выделенный тритий перекачивался в специально сконструированный счетчик Гейгера, предварительно наполненный гасящей смесью, и производилось измерение количества трития по его  $\beta$ -активности.

В опытах Кузнецова и Мехедова [39] плавка облученной мишени производилась в атмосфере водорода, употребленного в качестве изотопного носителя, при давлении около 50 мм Hg.

При плавке в течение 1.5—2 час. выделение трития из мишени составляло около 90%. Последующая плавка в тех же условиях дает 8—9%, а третья плавка — 1—2% всей активности трития.

При изучении образования азота (изотопа  $N^{13}$ ) при расщеплении ядер методика существенно осложняется. Так как период полураспада  $N^{13}$  около 10 мин., то химическое разделение в этом случае должно быть быстрым и в то же время обеспечивать требование хорошего выхода и радиохимическую чистоту препарата. Кроме того, необходимо быть уверенным в полном изотопном обмене  $N^{13}$  с атомами носителя, так как существует возможность,

что после растворения мишени образованные атомы азота могут быть во всех возможных состояниях окисления (от  $-3$  до  $+5$ ). Поэтому процедура разделения должна обеспечивать быстрое извлечение азота из раствора независимо от его начального состояния окисления.

В работе Достровского, Френкеля и Худиса [41] определение  $N^{13}$  в мишенях производилось по следующей схеме.

После облучения фольги растворялись в соответствующей кислоте с добавлением ионов носителя  $NH_4^+$ . Использованная аппаратура позволяла собирать выделяющийся из раствора азот в виде трех фракций:  $N_2$

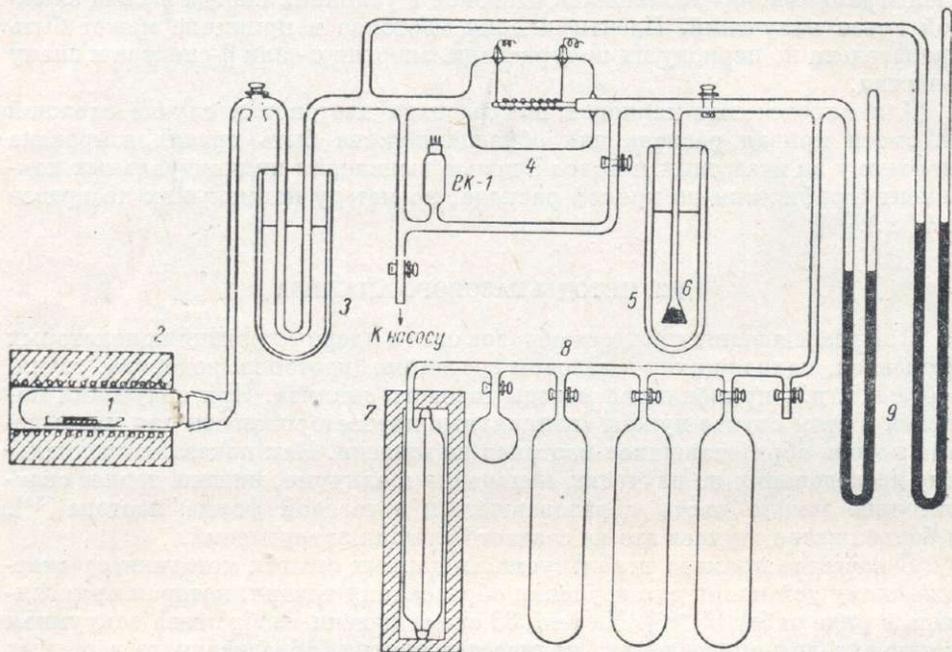


Рис. 33. Схема вакуумной установки для изучения содержания трития в облученной мишени [39].

1 — мишень; 2 — трубчатая печь; 3 и 5 — дюары с азотом; 4 — палладиевая трубка с нагревателем; 6 — активированный уголь; 7 — счетчик Гейгера; 8 — баллоны для наполнения счетчика рабочей смесью; 9 — манометры.

и  $N_2O$  в литиевой ловушке,  $NH_4^+$  и  $NO_3^-$  в отдельных сосудах с насыщенной борной кислотой.

Поскольку было показано, что практически вся активность  $N^{13}$  оказывалась в основной фракции  $NH_4^+$  для мишеней из Zn, In, Pв и U, то это еще более ускоряло процесс определения  $N^{13}$ . Количественные определения  $N^{13}$  в данной работе производились с помощью сцинтилляционного счетчика, измерявшего аннигиляционное  $\gamma$ -излучение, для чего сосуд, содержащий  $N^{13}N_2$ , поглощенный насыщенной борной кислотой, помещался непосредственно на кристалл  $NaI(Tl)$ .

В случае исследования выхода нерадиоактивных газов (например,  $He^3$  и  $He^4$ ) в работе Мартина и других [42] использовался объемный метод. Однако этот метод может быть использован только для больших количеств образующегося гелия при длительном облучении больших мишеней.

Для количественных измерений малых количеств гелия, образующегося в мишени при облучении быстрыми частицами, большим преимуществом

обладает сочетание метода газового анализа с масс-спектрометром с точным определением количества газа.

Применение масс-спектрометра позволяет в то же время определить и соотношение различных изотопов данного элемента, извлеченного из одной мишени. В этом случае на масс-спектрометре должна производиться одновременная регистрация двух или больше ионных пучков. Этот метод с успехом применялся при изучении соотношения  $He^3$  и  $He^4$ , образующихся в ядерных реакциях при высокой энергии [43]. Максимальная чувствительность такой методики около  $10^9$  атомов  $He^3$ . Чувствительность для  $He^4$  обычно ниже (около  $10^{10}$ ) вследствие натекания атмосферного гелия в вакуумную систему масс-спектрометра.

Аналогичный метод широко используется для изучения образования благородных газов (Ne, Ar) в ядерных реакциях при высоких энергиях частиц [44-45].

### § 3. МЕТОД ИЗОТОПНОГО РАЗБАВЛЕНИЯ

Для решения некоторых вопросов исследования ядерных реакций при высоких энергиях частиц, в частности сечений образования стабильных изотопов, выгодным оказывается использование метода изотопного разбавления как метода химического анализа с использованием масс-спектрометра или любого другого метода изотопного анализа. Обычная техника рассматриваемого метода сводится к следующим операциям.

1. В раствор, содержащий известное количество анализируемого образца, добавляется определенное количество изотопного носителя (т. е. некоторого изотопа элемента, подлежащего изучению).

2. Смесь образца и носителя проходит соответствующую химическую обработку для отделения изучаемого элемента с введенным носителем. Обработка должна обеспечивать установление полного обменного равновесия изотопов образца с носителем.

3. Изменение в изотопном составе изучаемого элемента в образце, вызванное добавлением изотопа носителя, определяется масс-спектрометрически. Затем подсчитывается концентрация изотопов данного элемента в анализируемом образце. Расчет производится с помощью уравнений, относящихся к количественным соотношениям изотопов данного элемента в образце, носителе и их смеси. Точность такого измерения определяется просто точностью в определении отношения изотопов на масс-спектрометре.

Идеальным носителем в таком методе является моноизотопный носитель, что, помимо простоты вычислений, упрощает и химическую обработку образца, так как в этом случае можно ввести в исследуемый раствор наибольшее количество носителя.

Преимуществом метода изотопного разбавления является то, что он является абсолютным методом, конечный результат зависит только от изотопных соотношений. В отличие от радиохимического метода результат не зависит от химического выхода изучаемого элемента. В химических операциях выделения может теряться любое количество элемента, так как при этом не происходит преимущественной потери одного из изотопов. Для определения изотопного отношения может быть использован любой промышленный масс-спектрометр, так как важно только измерение отношения изотопов. Наилучшая чувствительность метода для большинства элементов  $10^{-12}$  г., а для некоторых (например, K, Rb, Cs) и  $10^{-14}$  г [46].

Наибольшие ограничения данного метода вызываются загрязнением образца теми элементами, которые изучаются в реакциях. Безусловно, использование метода изотопного разбавления возможно только для

элементов, имеющих более одного изотопа, которые могут быть измерены в масс-спектрометре.

Рассмотрим конкретные случаи применения описанного метода. Пусть в мишени содержится только один изотоп  $A^x$  в неизвестном количестве. К образцу, взятому в количестве 1 г добавили 1 мг изотопа того же элемента  $A^y$ , которого в образце не было. После смешивания и извлечения данного элемента из образца на масс-спектрометре получили массовый спектр с соотношением изотопов  $A^y:A^x$ , равным, например, 5:1. Так как высота пика  $A^y$ , соответствующая носителю, отвечает концентрации  $10^{-6}$ , то соответствующая концентрация  $A^x$  в образце равна, следовательно,  $0,2 \times 10^{-6}$ .

Если образец и носитель содержат более одного изотопа, то для решения задачи можно использовать соотношения количеств любых двух изотопов в образце, носителе и их смеси. Действительно, для двух изотопов, относительное содержание которых есть  $X_1$  и  $X_2$  (в процентах к общему числу атомов данного элемента), после масс-спектрометрических измерений имеем:

$$K_1 = \left(\frac{X_1}{X_2}\right)_{\text{образца}}, \quad K_2 = \left(\frac{X_1}{X_2}\right)_{\text{носителя}}, \quad K_3 = \left(\frac{X_1}{X_2}\right)_{\text{смеси}}.$$

Если  $M_1$  — масса исследуемого элемента в мишени;  $M_2$  — масса этого же элемента, добавленного как носитель, то можно получить соотношение

$$M_1 = \frac{(K_1 + 1) \cdot \left(1 - \frac{K_3}{K_2}\right)}{(K_3 - K_1) \cdot \left(1 + \frac{1}{K_2}\right)} M_2.$$

Наилучший носитель в этом случае, как видно из уравнения, тот, в котором отношение изотопов  $K_2$  максимально возможно отличается от нормального  $K_1$  так, чтобы  $K_3/K_2$  сильно отличалось от 1. Общий случай использования метода изотопного разведения рассмотрен Риком [47].

### Литература

1. G. Rudstam. Spallation of medium weight elements. Uppsala (1956).
2. N. Bohr, Phys. Rev., 59, 270 (1944).
3. N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz, Phys. Rev., 101, 388 (1956).
4. N. T. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., 107, 1410 (1957).
5. R. L. Wolke, J. R. Gutman, Phys. Rev., 107, 850 (1957).
6. M. V. Ramaniah, N. Sugarman, Phys. Rev., 118, 562 (1960).
7. J. W. Meadows, Phys. Rev., 110, 1109 (1958).
8. Н. И. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, В. Н. Мехедов, Л. В. Чистяков, ЖЭТФ 37, 366 (1959).
9. L. Currie, W. Libby, R. Wolfgang, Phys. Rev., 101, 1557 (1956).
10. R. L. Wolfgang, G. Friedlander, Phys. Rev., 96, 190 (1954); 98, 1871 (1955).
11. G. Friedlander, J. Hudis, R. Wolfgang, Phys. Rev., 99, 263 (1955).
12. G. Chackett, K. Chackett, P. Reasbeck, J. L. Symonds, J. Warren, Proc. Phys. Soc., 69A, 43 (1956).
13. H. Hicks, P. Stevenson, W. Nervik, Phys. Rev., 102, 1390 (1956).
14. D. Barr, Report UCRL-3793 (1957).
15. N. M. Hintz, N. F. Ramsey, Phys. Rev., 88, 49 (1952).
16. R. Aamodt, V. Peterson, R. Phillips, Phys. Rev., 88, 739 (1952).
17. W. Burcham, J. Symonds, J. Young, Proc. Phys. Soc., 68 A, 1001 (1955).
18. W. Crandall, G. Milburn, R. Pale, W. Birnbaum, Phys. Rev., 101, 329 (1956).
19. A. Rosenfeld, R. Swanson, S. Warshaw, Phys. Rev., 103, 413 (1956).
20. Ю. Д. Прокошкин, А. А. Тяпкин, ЖЭТФ, 32, 177 (1957).
21. J. Cumming, G. Friedlander, C. Swartz, Phys. Rev., 111, 1386 (1958).
22. N. Horwitz, J. Murray, Report UCRL-884, (1959).

23. J. Meadows, R. Holt, Phys. Rev., 83, 47 (1951).
24. F. Bartell, S. Softky, Phys. Rev., 84, 463 (1951).
25. R. B. Duffield, N. Sugarman, Phys. Rev., 94, 776 (1954).
26. И. А. Ютландов, Автореф. канд. дисс., Изд. ЛГУ, 1956.
27. M. Linder, Report UCRL-4377 (1954).
28. R. Batzel, D. Miller, G. Seaborg, Phys. Rev., 84, 671 (1951.)
29. Радиохимия и химия ядерных процессов. Под ред. А. Н. Мурина, В. Д. Нефедова, В. П. Шведова. Химиздат, М.—Л., (1960).
30. Радиохимический анализ продуктов деления. Сб. статей под ред. Ю. М. Толмачева, Изд. АН СССР, М.—Л. (1960).
31. Б. В. Курчатова, В. Н. Мехедов, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания ОХН. Изд. АН СССР, 120 (1955).
32. K. A. Kraus, F. Nelson, Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 31 (1957).
33. Б. К. Преображенский и др., Радиохимия, 2, 68, 73, 239, 728, 731 (1960).
34. Б. К. Преображенский и др., ЖНХ, 3, 120, 2131 (1958).
35. Ван Фун-дзюц, Гаи Мэн-хуа, В. А. Халкин, Радиохимия, 4, вып. 1, 94 (1962).
36. J. D. Seagrave, Phys. Rev., 84, 1219 (1951).
37. F. L. Fireman, Phys. Rev., 97, 1303 (1955).
38. M. Lefort, C. Simonoff, X. Tarrago, R. Bubron, J. Phys. Radium, 20, 959 (1959).
39. В. В. Кузнецов, В. Н. Мехедов, ЖЭТФ, 35, 587 (1958).
40. K. Goebel, CERN 58-2, Geneve (1958).
41. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, J. Hudis, Phys. Rev., 123, 1452 (1961).
42. G. R. Martin, S. J. Thomson, G. Wardle, K. I. Mayne, Phil. Mag., 45, 410 (1954).
43. J. H. Hoffman, A. O. Nier, Phys. Rev., 112, 2112 (1958).
44. E. L. Fireman, J. Zähringer, Phys. Rev., 107, 1695 (1957).
45. O. A. Schaeffer, J. Zähringer, Phys. Rev. Lett., 2, N 4, 190 (1959).
46. M. G. Inghram, Ann. Rev. Nucl. Sci., 4, 81 (1954).
47. Г. Р. Рик, Тр. РИАН, 7, вып. 1, 122 (1956).

## Глава 5

### МЕТОД ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Использование специальных фотографических эмульсий для ядерных исследований (иначе называемых ядерными, или ионографическими, эмульсиями) при изучении взаимодействий частиц большой энергии с ядрами сыграло значительную роль в развитии существующих представлений о механизме этих взаимодействий.

Возможность визуального наблюдения единичных актов ядерного взаимодействия в виде так называемых «звезд» в ядерной эмульсии позволяет получить большое число непосредственных данных о характеристиках ядерных реакций: о числе и природе образующихся при расщеплении ядра заряженных частиц, об их угловом и энергетическом распределениях, о передаваемых ядру при столкновении энергии и импульса и т. д.

Все эти данные могут непосредственно сравниваться с результатами соответствующих расчетов в существующей теории. Метод ядерных эмульсий хорошо дополняет методы химического анализа, которые дают детальные сведения об остаточных ядрах, но могут дать сравнительно мало сведений о частицах, испускаемых при расщеплении ядра.

Рассмотрим основные особенности метода ядерных эмульсий и отдельные его применения при изучении ядерных реакций.

#### § 1. СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Ядерные эмульсии представляют собой высококонцентрированные и высокодисперсные эмульсии из бромистого серебра. Концентрация AgBr, который находится в форме микрокристаллов почти сферической формы,

в большинстве изготавливаемых в настоящее время ядерных эмульсий составляет около 83% по весу. В качестве среды, в которой распределены микрокристаллы AgBr, наиболее широко используется желатина с пластификатором, но возможна частичная замена желатины поверхностно-активными веществами (типа поливинилового спирта). Средние размеры микрокристаллов бромистого серебра для большинства ядерных эмульсий находятся в пределах 0.12—0.3 мк, эмульсии НИКФИ, Ильфорд, Кодак, АГФА, Истмен и др. [1]. Однако существуют и более мелкозернистые ядерные эмульсии со средним размером микрокристаллов 0.03—0.08 мк, эмульсии Н. А. Перфилова, РИАН СССР [2], и эмульсии Демерса, Канада [2].

Удельная плотность всех эмульсий с нормальным составом (не рассматривая эмульсий, разбавленных желатиной, или эмульсий, загруженных каким-либо посторонним элементом) находится в пределах 3.8—4.0 г/см<sup>3</sup>.

Ядерные эмульсии изготавливаются либо на стеклянной подложке с толщиной эмульсионного слоя от 50 до 400 мк (в принципе могут изготавливаться и более толстые эмульсионные слои на подложке, но существуют большие трудности в их обработке), либо без подложки с толщиной слоя 400—600 мк. Последние предназначаются главным образом для собирания эмульсионных камер любых размеров и толщины.

Анализ элементарного состава ядерных эмульсий показывает, что в эмульсии в основном содержатся две далеко отстоящие по атомному весу группы атомов: H, C, N, O и AgBr при весьма незначительном количестве атомов S, J, Au.

В табл. 11 приведен состав двух наиболее широко используемых эмульсий: НИКФИ—СССР и Ильфорд—Англия. Состав других эмульсий этих же изготовителей практически тот же самый.

Таким образом, элементарный состав различных эмульсий почти один и тот же, что приводит к тому, что в отношении ядерных взаимодействий все эмульсии близки друг к другу. Можно вычислить величину, харак-

Таблица 11

Элементарный состав ядерных эмульсий (при относительной влажности 58%)

Элемент	Ильфорд G-5 [1]		НИКФИ-Бр [1]	
	удельное содержание, г/см <sup>3</sup>	колебание от партии к партии, %	удельное содержание, г/см <sup>3</sup>	колебание от партии к партии, %
Ag . . . . .	1.817	1.6	1.829	2.3
Br . . . . .	1.338	1.5	1.359	2.1
I . . . . .	0.012	1.6	0.005	< 2.0
H . . . . .	0.0534	2.2	0.049	8.1
C . . . . .	0.277	2.1	0.277	7.2
N . . . . .	0.084	2.4	0.087	6.9
O . . . . .	0.249	2.0	0.283	3.1
S . . . . .	0.007	2.8	0.002	< 5.0
Плотность, г/см <sup>3</sup> . . . . .	3.828		3.890	
Полное число атомов в 1 см <sup>3</sup> . . . . .	7.88 · 10 <sup>22</sup>		7.82 · 10 <sup>22</sup>	
Среднее A . . . . .	28.98		29.95	
Среднее Z . . . . .	13.17		13.59	

теризующую ядерные взаимодействия — полное ядерное сечение на 1 г эмульсии:

$$\frac{\sigma_t}{\rho_t} = \frac{N_0 \sum_i \left( \frac{\rho_i}{A_i} \right) \sigma_i}{\sum_i \rho_i}$$

где  $N_0$  — число Авогадро;  $\sigma_t$  — полное сечение всех ядер в 1 см<sup>3</sup> эмульсии;  $\rho_t$  — плотность эмульсии, г/см<sup>3</sup>;  $\sigma_i$  — геометрическое сечение ядра  $i$ -го элемента;  $A_i$  — атомный вес  $i$ -го элемента;  $\rho_i$  — содержание  $i$ -го элемента в 1 см<sup>3</sup> эмульсии, г.

Эта величина оказывается малочувствительной к изменениям в составе эмульсии, причем тяжелые элементы дают около 70% от полного ядерного сечения (геометрического).

По своим фотографическим, лучше сказать, ядерносенситометрическим, характеристикам все ядерные эмульсии разделяются на три основных типа.

1. Эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильно ионизирующих частиц с потерями энергии  $\geq 50$  кэв на 1 мк пробега (осколков деления, многозарядных ионов, медленных  $\alpha$ -частиц).

2. Эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с ионизацией  $\geq 2$  кэв на 1 мк пробега (протоны с энергией до 50—100 Мэв).

3. Эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией (0.55 кэв на 1 мк).

В зависимости от задачи, для решения которой используются ядерные эмульсии, выбирается тип эмульсии, причем в пределах каждого из трех типов возможен выбор из нескольких эмульсий, отличающихся дискриминационной способностью. Дискриминационные способности эмульсии по отношению к частицам с небольшим зарядом ( $z \leq 3$ ) определяются целиком характером зависимости плотности проявленных зерен Ag в следе от удельных потерь энергии частицы, т. е. видом функции  $\frac{\Delta N}{\Delta R} = f\left(\frac{\Delta E}{\Delta R}\right)$ , схематически изображенной на рис. 34.

Степень различения частиц с различными удельными потерями определяется наклоном кривой  $\frac{\Delta N}{\Delta R} = f\left(\frac{\Delta E}{\Delta R}\right)$ , а общая протяженность линейного участка определяет область наилучшей дискриминации [3]. Все это справедливо и по отношению к многозарядным частицам, но только для эмульсий низкой чувствительности.

В чувствительных эмульсиях, где треки многозарядных частиц представляют собой сплошные колонки серебра, дискриминационные способности эмульсии по отношению к многозарядным частицам определяются в основном распределением микрокристаллов по размерам и по чувствительности и оказываются наилучшими для наиболее мелкозернистых высокочувствительных эмульсий [4].

Существенной характеристикой ядерных эмульсий является их торозная способность для исследуемых частиц. Удельные потери энергии

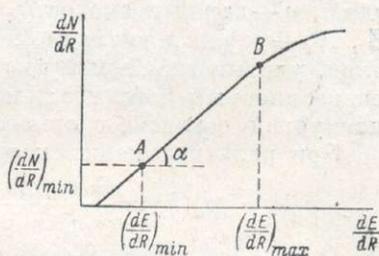


Рис. 34. Зависимость плотности проявленных зерен Ag от удельных потерь энергии частицы.

Точка A характеризует минимальную, хорошо различимую на фоне зерен вуали, плотность зерен в треке. AB — область наилучшей дискриминации.

частиц и их пробег в эмульсии при данной скорости могут быть получены расчетным путем. В этом случае необходимо учитывать, что эмульсия является сложной тормозящей средой, составленной из различных атомов.

При предположении справедливости закона аддитивности атомных тормозных способностей потери энергии частицы на бесконечно малом отрезке пути  $dx$  выражаются уравнением

$$-\frac{dE}{dx} = \sum_i \left( -\frac{dE_i}{dx} \right) = \sum_i N_i p_i(E), \quad (\text{II. 16})$$

где  $N_i$  — число атомов  $i$ -го сорта в  $1 \text{ см}^2$ ;  $p_i$  — атомная тормозная способность, эв/атом.

Для вычисления  $p_i(E)$  при достаточно высоких энергиях частиц ( $> 0.7$  Мэв для протонов) используется формула Бете [5]

$$p_i(E) = \frac{4\pi e^4 z^2 Z_i N_i}{mv^2} \left( \lg \frac{2mv^2}{I_i} - \frac{c_k}{Z_i} \right), \quad (\text{II. 17})$$

где  $z$ ,  $v$  — заряд и скорость частицы;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона;  $Z_i$ ,  $N_i$  — заряд и число атомов тормозящего вещества;  $c_k$  — поправочный член, учитывающий малую эффективность  $K$ -электронов;  $I_i$  — средний ионизационный потенциал, находится по формуле  $I_i = 12 Z_i$  эв, дающей наилучшее согласие с опытом.

При релятивистских скоростях частиц

$$p_i(E) = \frac{4\pi e^4 z^2 Z_i N_i}{mv^2} \cdot \left[ \lg \frac{2mv^2}{I_i} - \lg \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (\text{II. 18})$$

В случае многозарядных частиц для скоростей, меньших  $\frac{ze^2}{h}$ , необходимо учитывать изменение заряда частицы при торможении, что надежнее всего в настоящее время делается путем использования экспериментально определенной зависимости  $z(v)$  [6] (рис. 35).

Пробег частицы с энергией  $E$  определяется из формулы (II. 16) непосредственным интегрированием

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE}{-\frac{dE}{dx}} \quad (\text{II. 19})$$

с точностью до некоторой постоянной. Измерения зависимостей пробег — энергия для протонов подтверждают вычисления по приведенным выше формулам. Таким образом, использование указанных формул дает возможность с хорошей точностью вычислить тормозные характеристики для эмульсий с нестандартным составом. Нет необходимости вычислять подобные зависимости пробег — энергия для всех исследуемых частиц. Достаточно провести вычисление для протонов, чтобы получить возможность определять пробеги любых частиц в эмульсии. Это вытекает из того, что подынтегральное выражение в (II. 19) зависит только от скорости частиц и не зависит от их массы и заряда. Последнее, конечно, справедливо для больших скоростей. Можно вывести следующие соотношения для пробегов частиц по отношению к пробегу протонов: для однозарядных частиц —

$$\left. \begin{aligned} R_M(\beta) &= \frac{M}{M_p} R_{M_p}(\beta), \\ R_M(E) &= \frac{M}{M_p} R_{M_p} \left( \frac{M_p}{M} E \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II. 20})$$

для многозарядных частиц —

$$R_{M, z}(\beta) = \frac{M}{z^2} R_{M_p}(\beta) + R_{\text{доп}}, \quad (\text{II. 21})$$

где  $R_{\text{доп}}$  — поправочный член для учета увеличения пробега положительно заряженного иона благодаря захвату электронов.

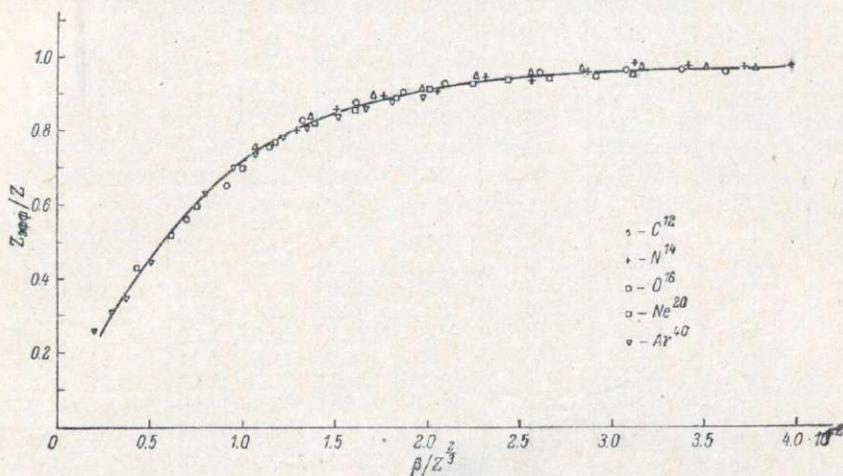


Рис. 35. Зависимость заряда ионов от скорости.

Увеличение пробега многозарядных ионов  $R_{\text{доп}}$  было исследовано в работе [6] и показано, что существует некоторая единая для разных ионов функция  $C_z \equiv \frac{R_{\text{доп}}}{M z^{2/3}}$  от скорости в единицах скорости К-элек-

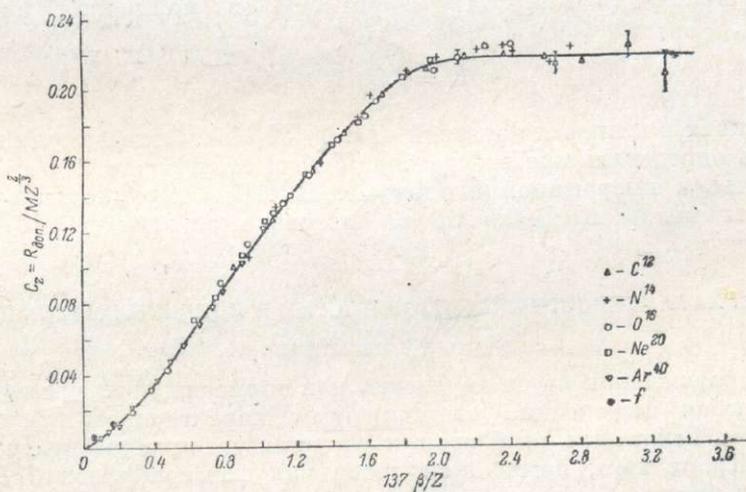


Рис. 36. График функции  $C_z = F\left(\frac{137\beta}{z}\right)$ .

$f$  — осколки деления урана.

тронов, т. е.  $\frac{137\beta}{z}$ . Таким образом, оказывается удобным определять  $R_{\text{доп}} = M z^{2/3} C_z\left(\frac{\beta}{z}\right)$ , пользуясь значениями функции  $C_z$  из графика (рис. 36). При скоростях ионов больше примерно чем две скорости

Пробеги различных ионов в эмульсии Пильфорд G-5, высушенной в вакууме, мк

$E/A$ , Мэв	H <sup>1</sup>	He <sup>4</sup>	Li <sup>7</sup>	B <sup>10</sup>	B <sup>11</sup>	C <sup>12</sup>	N <sup>14</sup>	O <sup>16</sup>	F <sup>19</sup>	Ne <sup>20</sup>
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0.5	—	6.7	6.9	5.0	5.5	5.4	4.7	4.8	5.4	4.9
1.0	13.92	15.3	11.5	10.2	11.3	10.5	9.3	9.5	9.9	9.2
1.5	25.63	26.9	22.8	15.9	17.5	15.6	14.1	14.2	14.1	13.4
2.0	40.01	40.9	33.5	21.7	23.9	21.2	19.1	19.2	18.8	17.6
2.5	—	57.5	45.8	28.6	31.4	27.2	24.5	24.5	23.9	22.2
3.0	76.43	76.6	61.2	36.5	40.2	33.9	30.6	30.2	29.3	27.0
3.5	—	98.3	77.3	45.0	49.5	41.4	37.2	36.0	35.1	32.3
4.0	121.9	122.2	95.8	54.1	59.5	49.6	44.5	42.4	41.5	37.8
4.5	—	147.0	115.3	64.0	70.4	58.3	52.2	49.2	48.4	43.8
5.0	175.9	174.9	130	74.8	82.3	67.5	60.4	56.7	55.8	50.1
5.5	—	204.3	157	86.6	95.3	77.7	68.9	64.5	63.6	56.7
6.0	237.9	235.1	184	99.3	109.3	88.4	78.0	72.6	71.5	63.5
6.5	—	267.9	210.8	122.8	124.1	99.7	87.7	81.2	79.6	70.6
7.0	307.8	302.6	230.8	126.7	139.3	111.5	98.1	90.2	88.0	77.9
7.5	—	339.3	267	141.3	155.5	123.7	108.9	99.7	96.7	85.7
8.0	385.3	377.8	297	156.8	172.5	136.8	119.9	109.5	103.0	93.8
8.5	—	418.4	328	173.1	190.4	150.6	131.3	120.0	115.9	102.1
9.0	470.3	461.4	363	189.9	208.9	164.7	143.0	131.2	126.5	110.9
9.5	—	506.0	398	206.6	227.3	179.1	155.4	142.8	137.5	120.0
10.0	562.5	552.6	429	223.9	246.3	194.0	168.2	154.8	148.7	129.4

$K$ -электрона, когда ионы несут полный ядерный заряд, функция  $C_z$  становится постоянной и  $R_{\text{доп}}$  просто пропорционально  $z^{2/3}$ .

Для протонов существует удобная эмпирическая формула, связывающая пробег (в микронах) и энергию (в миллионах электронов-вольт) [7]:

$$E = 0.251R^{0.581},$$

справедливая в интервале энергий от 8 до 40 Мэв. Эта формула дает возможность определять пробег протонов с точностью около 2% в стандартной эмульсии высушенной в вакууме. В табл. 12 приведены пробеги различных ионов в эмульсии в интервале энергий до 10 Мэв на нуклон [6, 8, 9].

## § 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ И ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

При прохождении через эмульсию, как тормозящую и рассеивающую среду, любая заряженная частица будет характеризоваться средним пробегом с некоторым разбросом и средним углом многократного рассеяния. Кроме того, ядерная эмульсия как фотографический материал позволяет получить еще информацию об удельных потерях энергии частицы. Все эти характеристики могут быть измерены при наблюдении следов частиц в эмульсии после ее проявления, для того чтобы получить сведения об энергии или природе частицы. Для их измерения используются различные методы, основные из которых описаны далее. Наряду с данными о природе и энергии частиц, создающих следы в эмульсии, ядерная эмульсия позволяет определить пространственное распределение частиц, образующихся в расщеплении, для чего используются соответствующие методы определения углов относительно выбранного направления.

Пробег частиц в эмульсии. Измерение пробега частиц в эмульсии производится путем измерения длины проекции следа на фокальную плоскость объектива ( $l$ ) и угла наклона следа к этой плоскости ( $\theta$ ) или вертикальной проекции следа. Вторые измерения должны быть исправлены на эффект усадки эмульсии после ее фиксирования. Если коэффициент усадки эмульсии равен  $k$ , то истинная длина следа определится как

$$R = \sqrt{l^2 + k^2 h^2} = l \sqrt{1 + k^2 \operatorname{tg}^2 \theta}.$$

Пробег частиц данной энергии в эмульсии подвержен довольно значительным флуктуациям благодаря зернистому характеру следа. Разброс пробегов, определяемый по значению полуширины  $2\Delta R$  кривой распределения пробегов, подчиняющейся закону Гаусса, может быть вычислен по формуле [10]

$$\Delta R = \sqrt{\frac{2 \ln 2 \sum_n (R_n - R_0)^2}{N}},$$

где  $R_0$  — средний пробег;  $N$  — общее число измеренных следов.

При определении пробеговых распределений частиц, зарегистрированных в эмульсии, необходимо учитывать, что регистрация частиц происходит в эмульсионном слое конечной толщины, величина которой весьма часто даже меньше среднего пробега изучаемых частиц. Поэтому распределение пробегов, построенное по частицам, закончившим свой пробег в эмульсии, будет отличаться от истинного. Для получения истинного распределения необходимо введение соответствующих поправок в наблюдаемое распределение пробегов. При изотропном распределении исследуемых частиц в пространстве эти поправочные коэффициенты имеют простой вид.

Доля частиц, заканчивающих свой пробег в эмульсии,

$$f = \frac{N_{\text{набл}}}{N_{\text{ист}}}$$

дается выражениями:

$$f = \frac{d}{2R}, \text{ при } R \geq d,$$

$$f = 1 - \frac{R}{2d}, \text{ при } R \leq d.$$

Если при наблюдении ограничиваться некоторым максимальным углом  $\theta$  наклона следов частиц к плоскости эмульсии, то соответствующие поправки имеют вид:

$$f = \frac{d}{2R \sin \theta}, \text{ при } R \geq \frac{d}{\sin \theta},$$

$$f = 1 - \frac{R \sin \theta}{2d}, \text{ при } R \leq \frac{d}{\sin \theta}.$$

Геометрические поправки на число частиц с пробегами больше  $R$ , останавливающихся в слое эмульсии, имеющих угловое распределение, пропорциональное  $\cos^2 \varphi$ , относительно линии, лежащей в плоскости эмульсии, определяются по формуле [11]:

$$f = \frac{2d^2 + R^2 - R \sqrt{R^2 + d^2}}{2d \sqrt{R^2 + d^2}}.$$

В случаях более сложного закона углового распределения частиц геометрические поправки уже не имеют такого простого вида. В общем случае вычисление геометрических поправок было произведено Бене и Агрестом [12-14].

**Угловое распределение частиц.** Наиболее просто измеряются угловые распределения частиц относительно заданного направления в проекции на плоскость эмульсии (рис. 37), что в некоторых случаях оказывается достаточным для решения поставленной задачи. Угол  $\varphi$  в проекции относительно выбранного направления измеряется в этом случае с помощью специального окулярного угломера. Для определения пространственного угла  $\alpha$ , образуемого частицей с выбранным направлением, необходимо, кроме того, определение угла  $\theta$  наклона следа частицы к плоскости эмульсии. Пространственный угол  $\alpha$  находится из соотношения  $\cos \alpha = \cos \varphi \cos \theta$ .

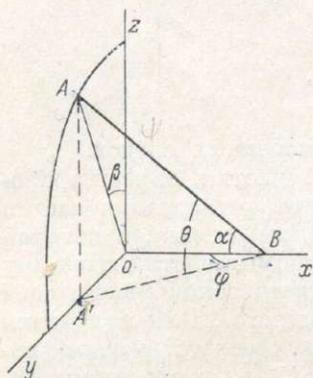


Рис. 37. Схема углов, образуемых частицей.

$xoy$  — плоскость эмульсии;  
 $ox$  — заданное направление;  
 $AB$  — след частицы.

$$N(\varphi) \cos^2 \varphi = \frac{2}{\pi} \int_{\varphi}^{\frac{\pi}{2}} N(\alpha) \frac{d\alpha}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha - \operatorname{tg}^2 \varphi}},$$

решением которого является

$$N(\alpha) = - \frac{d}{d\alpha} \int_{\alpha}^{\frac{\pi}{2}} N(\varphi) \frac{\operatorname{tg} \varphi \cdot d\varphi}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi - \operatorname{tg}^2 \alpha}}.$$

Однако, как правило, на практике функция  $N(\varphi)$  аналитически не задается. Поэтому экспериментальную зависимость  $N(\varphi)$  аппроксимируют подходящей аналитической функцией и решают получающийся интеграл. Как показали Остроумов и Филон [15], существует и более простой, приближенный способ перехода от плоскостного к пространственному распределению, когда вычисляются отдельные пересчетные выражения для всех интервалов углов, на которые разбито распределение. Для интервалов углов по  $15^\circ$  в области  $0-90^\circ$  эти пересчетные выражения имеют вид:

$$N_1 = 1.500n_1,$$

$$N_2 = 2.038n_2 - 0.548n_1,$$

$$N_3 = 2.258n_3 - 1.090n_2 + 0.083n_1,$$

$$N_4 = 2.184n_4 - 1.306n_3 + 0.107n_2 - 0.024n_1,$$

$$N_5 = 1.811n_5 - 1.246n_4 + 0.091n_3 - 0.053n_2 + 0.002n_1,$$

$$N_6 = n_6 - 0.811n_5 + 0.063n_4 - 0.041n_3 - 0.001n_2 - 0.002n_1,$$

где  $n_{1,2,3,4,5,6}$  — число проекций следов в интервале углов  $\varphi$  —  $75-90^\circ$ ,  $60-75^\circ$  и т. д.;  $N_{1,2,3\dots}$  — число треков, имеющих углы  $\alpha$  в интервале  $75-90^\circ$ ,  $60-75^\circ$  и т. д.

Помимо простоты и малой трудоемкости, этот способ получения пространственного распределения имеет еще то преимущество перед непосредственными измерениями углов  $\alpha$ , что на нем не отражаются неточности в определении углов  $\theta$  и пропуск при просмотре сильно наклоненных следов.

Пространственные углы между частицами, для которых произведено определение углов  $\varphi$  относительно некоторого направления и углов наклона  $\theta$ , вычисляются по формуле

$$\cos \alpha = \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2).$$

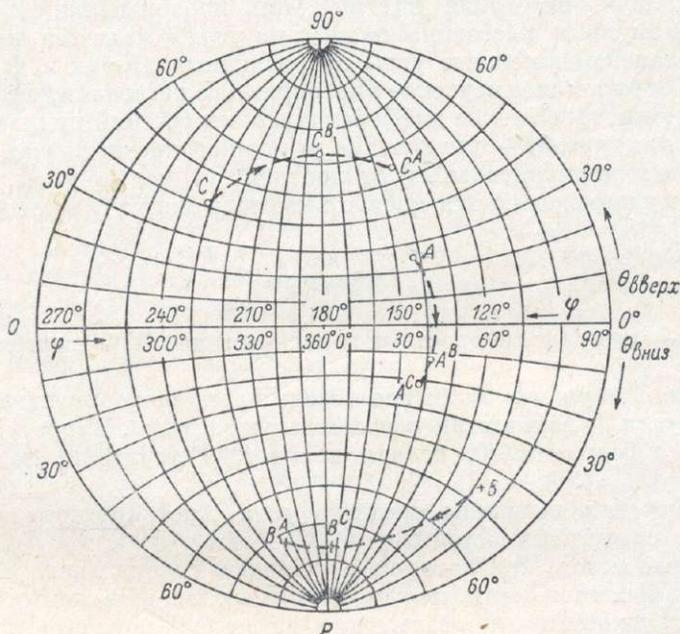


Рис. 38. Схематический чертеж сетки Вульфа.

В случае необходимости производить большое число вычислений пространственных углов между частицами гораздо удобнее пользоваться определением углов по сетке Вульфа (метод стереографической проекции). На рис. 38 схематически показана применяемая в этом случае сетка Вульфа с нанесенными на ней обозначениями.

При использовании этой сетки для определения пространственных углов необходимо измерить углы в проекции  $\varphi$  и углы наклона  $\theta$  частиц. По известным значениям углов на кальке, наложенной на сетку Вульфа и имеющей общий с ней центр вращения, наносятся точки, причем необходимо делать четкое различие в изображении точек, располагающихся на передней и задней полусферах.

Для примера на сетке Вульфа нанесены три точки, соответствующие частицам с углами:  $A - \varphi = 36^\circ, \theta = 24^\circ$ ,  $B - \varphi = 110^\circ, \theta = -46^\circ$ ,  $C - \varphi = 308^\circ, \theta = 40^\circ$ . Точка  $B$ , находящаяся на задней полусфере, изображена крестиком.

Пространственные углы частиц по отношению к нулевому направлению ( $\varphi = 0, \theta = 0$ ) определяются путем поворота кальки вокруг центра до совмещения нанесенных на ней точек с горизонтальной осью сетки, по

которой и отсчитываются пространственные углы. Для точки  $B$  этот угол отсчитывается по верхним цифрам на оси, так как она находится в задней полусфере.

Пространственные углы между частицами ( $\angle AB$ ,  $\angle AC$ ,  $\angle BC$ ) определяются путем поворота кальки таким образом, чтобы соответствующие точки ( $A$  и  $B$ ,  $A$  и  $C$ ,  $B$  и  $C$ ) совместились либо с одной меридианной линией, если обе точки находятся на одной полусфере ( $A$  и  $C$ ), либо с двумя симметрично расположенными меридианными линиями ( $A$  и  $B$ ,  $B$  и  $C$ ). Пространственный угол между частицами отсчитывается по соответствующей меридианной линии:

$$\angle AB = A^B P B^A, \quad \angle AC = A^C C^A, \quad \angle BC = C^B P B^C.$$

**Многократное рассеяние частиц.** При прохождении определенной толщины ( $t$ ) эмульсии рассеяние частицы на угол  $\bar{\alpha}$  является результатом многих отклонений на малые углы на различных атомах в данном слое эмульсии. Теоретическое изучение многократного рассеяния, включающее, с одной стороны, вычисление дифференциальных сечений индивидуальных рассеяний, а с другой, — вычисление многократного рассеяния как суммы многих индивидуальных отклонений на малые углы, приводит к следующему выражению для среднего наблюдаемого угла рассеяния [16]:

$$\bar{\alpha} = \frac{K z t^{1/2}}{p \cdot v}, \quad (\text{II. 22})$$

где  $p$ ,  $v$ ,  $z$  — импульс, скорость и заряд частицы;  $K$  — постоянная рассеяния.

Для данной эмульсии  $K$  обычно определяется экспериментально путем измерения угла  $\bar{\alpha}$  для частиц с известными  $z$ ,  $p$  и  $v$ . Теоретическое вычисление коэффициента  $K$ , исходя из состава эмульсии, недостаточно надежно.

Для измерения величины среднего угла многократного рассеяния существуют следующие методы.

1. Угловой метод, при котором с помощью специального окулярного угломера измеряются углы между двумя последовательными касательными к следу частицы, проведенными на концах каждого из отрезков длиной  $t$ , на которые разбит исследуемый след.

Затем определяется среднее значение угла отклонения на данном отрезке  $t$ , как

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_n \alpha_n}{N}.$$

2. Координатный метод — измерение стрелы прогиба. Этот метод наиболее прост в использовании. Он заключается в измерении координат зерен следа ( $y_i$ ) через интервалы  $t$  с помощью окулярной шкалки. Первые разности координат ( $S_i = y_i - y_{i+1}$ ) дают наклоны последовательных хорд, соединяющих концы отрезков  $t$ , а вторые разности ( $D_i = S_i - S_{i+1}$ ) определяют изменение направлений каждых двух соседних хорд.

Средняя величина  $|\bar{D}|$  непосредственно связана со средним углом многократного рассеяния  $\bar{\alpha} = \frac{|\bar{D}|}{t}$ .

3. Метод постоянной стрелы прогиба. Это видоизмененный координатный метод, применяющийся для следов частиц, останавливающихся в эмульсии. В этом случае величина  $\alpha$  не постоянна по следу, что явля-

ется необходимым условием при использовании верхних двух методов, а быстро возрастает к концу пробега. Поэтому здесь оказывается необходимым разбивать след на отрезки неодинаковой величины, чтобы проводить измерение при некоторых оптимальных условиях. Наиболее широко используются последние два метода, о подробностях см., например, [1, 2, 17].

**Плотность проявленных зерен Ag в треке.** При прохождении заряженной частицы в эмульсии некоторая часть микрокристаллов AgBr, пересеченных либо самой частицей, либо образованными ею быстрыми  $\delta$ -электронами, получает способность к проявлению. Не вдаваясь в теорию образования скрытого изображения, в самом общем случае мы можем ожидать увеличения количества проявленного серебра в треке с увеличением числа микрокристаллов, получающих необходимую для проявления энергию. Таким образом, плотность проявленных зерен серебра в треке частицы будет определяться как первичной, так и вторичной ионизацией и, кроме того, пространственным распределением  $\delta$ -электронов, создающих вторичную ионизацию вдали от линии прохождения частицы. В зависимости от природы частицы, т. е. ее заряда и скорости, относительное значение первичной и вторичной ионизаций в распределении проявленного серебра в следе меняется. Для однозарядных частиц вторичная ионизация сказывается сравнительно мало на характере следа вследствие небольшого числа быстрых  $\delta$ -электронов, способных производить ионизацию за пределами одного микрокристалла. Характер же следов многозарядных частиц при большой скорости целиком определяется именно вторичной ионизацией, производимой  $\delta$ -электронами за пределами микрокристалла пересекаемого самой частицей.

Для определения ионизационных характеристик частиц используются различные методы измерения параметров следов, связанных с плотностью проявленных зерен серебра вдоль следа, с шириной следов и с числом треков быстрых  $\delta$ -электронов вдоль следа. Применение того или иного метода обуславливается как природой частицы, так и типом используемой эмульсии. В настоящее время известны следующие методы измерения: 1) метод счета зерен, 2) метод счета группы зерен [18], 3) метод счета промежутков (разрывов) между зернами [19], 4) измерение распределений по длинам разрывов и суммарной длины разрывов [20], 5) метод счета изолированных зерен [21], 6) метод шкалы [22], 7) методы счета  $\delta$ -электронов [23], 8) методы измерения ширины следов [4, 24-26], 9) фотометрическое измерение полного потемнения, создаваемого треком [27-28].

Методы 1-6 используются для анализа треков частиц, представляющих собой цепочку зерен Ag с различными промежутками между ними. Конечно, даже при постоянстве удельных потерь энергии частицы вдоль какого-либо отрезка пути проявленные зерна Ag не будут равномерно располагаться на этом отрезке, а будут статистически группироваться. При этом вероятность образования группы из  $l$  тесно расположенных проявленных зерен на некотором участке пути, содержащем  $n$  зерен, определяется приближенно выражением

$$W_l = \frac{n P_l}{\sum_{l=1}^n l P_l}, \quad \text{где } P_l = 2^{l-1} \cdot \frac{(n-1)! (N-l)!}{(n-l)! (N-1)!}.$$

Здесь  $N = \frac{1}{d}$ , где  $d$  — средний размер проявленных зерен серебра. Таким образом, видно, что чем больше число  $n$ , тем вероятнее группирование проявленных зерен в треке.

Подсчет полного числа проявленных зерен, совершаемый визуально или с помощью фотометрического прибора, сильно затрудняется уже при

сравнительно не очень большой плотности проявленных зерен. Этого недостатка нет в методах, связанных с измерением либо группировок зерен, либо промежутков между ними. В последнем случае распределение по длинам промежутков в широком диапазоне плотностей проявленных зерен хорошо описывается экспонентой [20]:

$$N(l) = N_0 e^{-\Gamma l},$$

где  $N(l)$  — число разрывов с длиной больше  $l$ ;  $N_0$  — полное число разрывов;  $\Gamma$  — постоянная для данной плотности зерен, дает меру средней длины промежутка  $\bar{l} = \frac{1}{\Gamma}$ .

Измерение длин разрывов между зёрнами и группировками зерен в треке производится либо вручную с помощью специальных окулярных микрометров, либо автоматически на фотометрических приборах. Во всех методах, связанных с плотностью проявленных зерен Ag в треках, необходимо иметь в виду, что плотность зерен может несколько меняться от одной партии эмульсии к другой, даже для одной партии и одной пластинки в зависимости от обработки и места расположения исследуемого трека по глубине слоя. Поэтому все эти ионизационные измерения требуют предварительной калибровки эмульсии по частицам известной природы.

Относительной нечувствительностью к степени проявления и к колебаниям параметров эмульсии обладает метод наблюдения быстрых  $\delta$ -электронов, образуемых при прохождении частицы в эмульсии. Полное число  $\delta$ -электронов с энергией, большей  $W$  на 1 см пути, образуемое частицей с зарядом  $ze$  и скоростью  $v$ , дается выражением [5]:

$$N(W, v) = \frac{2\pi N e^4 z^2}{m v^2} \cdot \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2m v^2} \right).$$

Здесь  $N$  — число электронов на 1 см<sup>3</sup> эмульсии. Для эмульсии нормального состава получим следующее число  $\delta$ -электронов на 100 мк пробега частицы:

$$N(W, v) = \frac{2.7 z^2}{\beta^2} \cdot \left( \frac{1}{W} - \frac{1}{2m \beta^2} \right),$$

где  $W$  и  $m$  — в килоэлектронвольтах.

Рассматривая приведенную формулу, можно заметить следующие характерные особенности распределения  $\delta$ -электронов по следу.

1. Имеется обрыв в этом распределении: ниже скорости  $\beta_1 = \sqrt{\frac{W}{2m}}$  электроны с энергией, большей  $W$ , не образуются.
2. Максимальное значение числа  $\delta$ -электронов соответствует скорости  $\beta_2 = \sqrt{\frac{W}{m}}$ :

$$N_{\max} = 2.7 \cdot 10^{32} \frac{1}{4W^2}.$$

3. Для больших скоростей плотность  $\delta$ -электронов приближается к постоянному значению  $N = \frac{2.7 z^2}{W}$ .

При наблюдении  $\delta$ -электронов в эмульсии обычно учитываются  $\delta$ -лучи, содержащие  $\geq 4$  зерна ( $\geq 15$  кэв) и реже  $\geq 3-2$  зерна. Вследствие малого общего числа  $\delta$ -электронов с необходимой для регистрации энергией (причем это число подвержено еще нормальным статистическим флуктуа-

циям) основным недостатком метода счета  $\delta$ -лучей является малая статистическая надежность.

В случае анализа треков частиц, представляющих собой сплошные колонки проявленного серебра, описанные выше методы оказываются непригодными. Наиболее широко в этом случае используются фотометрические методы анализа треков: измерения оптического потемнения, создаваемого треком, измерения ширины трека и его площади. Для этой цели используются специальные фотометрические приборы, совмещенные с микроскопом. В качестве примера рассмотрим фотометрическую

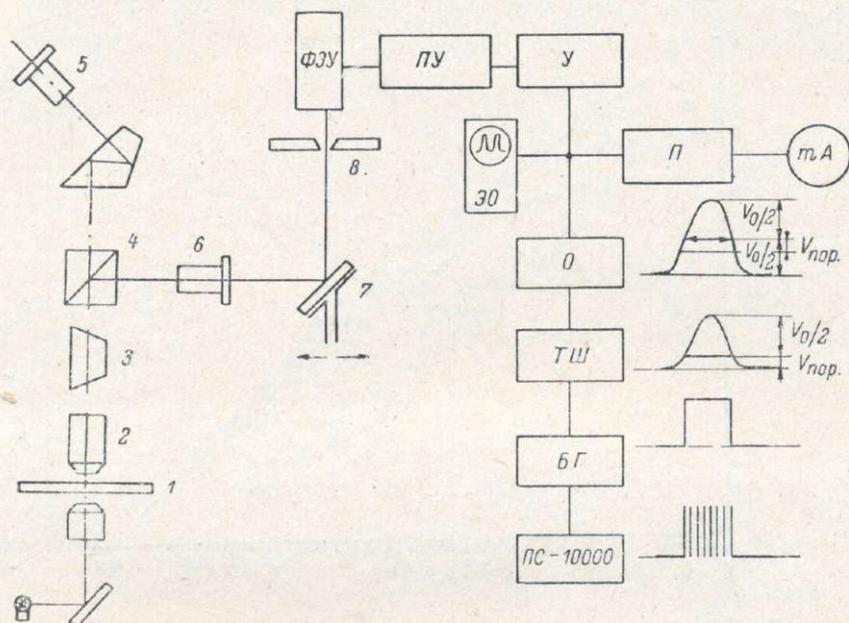


Рис. 39. Схема оптической и радиотехнической частей фотометрического прибора для измерения ширины следов в эмульсии.

1 — ядерная эмульсия; 2 — объектив; 3 — призма Дове; 4 — прямоугольная призма; 5, 6 — окуляры; 7 — зеркальце развертки; 8 — щель; ФЭУ — фотоумножитель; ПУ — предусилитель; У — линейный усилитель; П — устройство памяти; 30 — осциллограф; О — ограничитель; ТШ — триггер Шмидта; БГ — блокинг-генератор; ПС=10000 — пересчетный прибор.

установку для измерения ширины треков [4]. На рис. 39 показаны схематически оптическая и радиотехническая части прибора.

Принцип действия прибора заключается в преобразовании оптического изображения трека в электрические токи, измеряемые с помощью электроники. Оптическая часть прибора, изображенного на рис. 39, дает возможность получить изображение трека в двух сопряженных плоскостях: в фокальной плоскости окуляров бинокулярной насадки и в плоскости щели перед фотоумножителем. Изображение, получаемое в плоскости фотоумножителя, может с частотой 50 гц смещаться относительно щели при колебаниях зеркальца развертки, в результате чего на выходе ФЭУ появится серия электрических импульсов, воспроизводящих поперечный профиль данного участка трека. Длительность импульса от ФЭУ пропорциональна ширине измеряемого участка трека. Радиотехническая схема, показанная на том же рис. 39, производит измерение ширины импульса на полувысоте, для чего импульс от ФЭУ преобразуется

в прямоугольный импульс, длительность которого, равная ширине импульса от ФЭУ, измеряется числом стандартных импульсов от блокинг-генератора, подсчитываемых пересчетной схемой.

### § 3. МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ В ЭМУЛЬСИИ

Одним из самых важных вопросов любого метода, используемого при изучении ядерных реакций, является вопрос точной идентификации продуктов расщепления. В методе ядерных эмульсий для решения этого вопроса используются все наблюдаемые характеристики треков заряженных частиц, проходящих через эмульсию, которые были описаны выше.

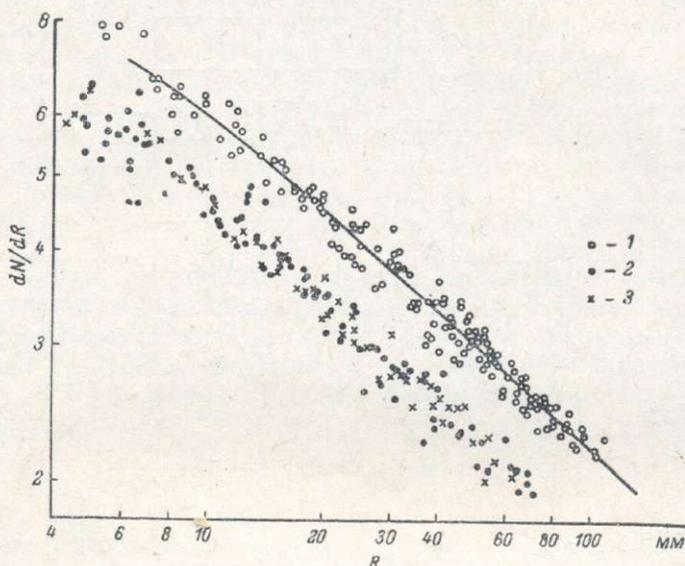


Рис. 40. Пример применения метода  $\left(\frac{dN}{dR}, R\right)$  для определения массы частицы.

1 — протоны; 2 — K-частицы; 3 —  $\tau$ -частицы.

Рассмотрим основные методы определения массы частиц по трекам в эмульсии.

**Измерение плотности зерен и пробега  $\left(\frac{dN}{dR}, R\right)$ .** Метод основан на том, что пробеги двух частиц с одинаковым  $z$  и одной скорости пропорциональны их массам (II. 20). Измерение массы заключается в том, что зависимость плотности зерен от пробега неизвестной частицы сравнивается с аналогичной зависимостью для протонов. Остаточные пробеги, соответствующие одинаковой плотности зерен, будут определять массу неизвестной частицы. Для получения достаточной точности в этом методе необходимы длинные треки, так как плотность зерен не очень чувствительна к скорости частицы. Счет зерен нужно производить на больших участках трека для обеспечения статистической точности результатов. На рис. 40 в качестве примера приведен график из работы [29].

В этом методе определения массы частицы можно также сравнивать функции суммы числа зерен от конца пробега неизвестной частицы и протона (или любой другой частицы с известной массой). Метод счета зерен от конца пробега частиц может быть использован естественно только для сравнительно малочувствительных эмульсий. Если известно,

что для протона с пробегом  $R$  в треке содержится  $N$  зерен, то для частицы с массой  $Mm_p$  на пробеге  $MR$  будет содержаться  $MN$  зерен. Таким образом, можно для данной эмульсии построить заранее серию кривых для частиц с разными массами.

В чувствительных эмульсиях сравнение удельных ионизаций производят путем измерения средней величины промежутков между зернами.

Точность в определении массы частиц при длине трека около 1 см составляет 30%. Измерение плотностей зерен может быть произведено и с помощью фотометрической установки [30]. Наибольшая достигнутая точность в этом случае при длине трека 1 см и больше около 7%.

**Измерение рассеяния и пробега ( $\bar{\alpha}$ ,  $R$ ).** Отношение масс двух частиц в этом методе определяется путем сравнения углов многократного рассеяния при одном пробеге. Удобнее всего этот метод иллюстри-

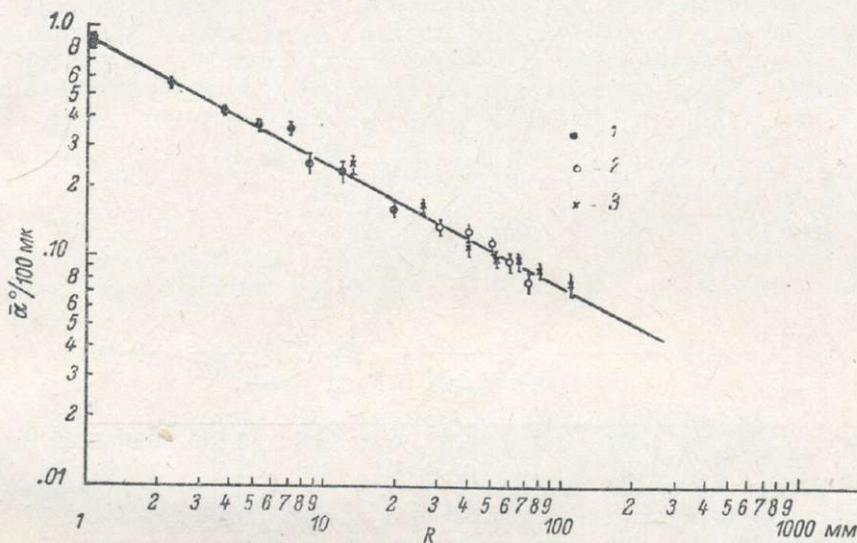


Рис. 41. Пример применения метода ( $\bar{\alpha}$ ,  $R$ ) для определения массы частиц. 1 — протоны; 2 и 3 — эквивалентные значения для  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов соответственно.

рировать на примере частиц со сравнительно малыми скоростями, для которых справедливо соотношение

$$E_M = AM^{1-n}R_M^n, \text{ где } M = \frac{m_x}{m_p}.$$

Из уравнения (II.22) для среднего угла многократного рассеяния можно найти

$$\frac{B}{\bar{\alpha}} = p\beta = \frac{mv^2}{c} = CM^{1-n}R^n.$$

Отсюда следует, что для двух частиц одного пробега, но с массами  $M_1m_p$  и  $M_2m_p$ , будет соотношение

$$\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{1-n} = \frac{\bar{\alpha}_2}{\bar{\alpha}_1}.$$

Используя значение для  $n = 0.581$ , найдем, что

$$\frac{M_1}{M_2} = \left(\frac{\bar{\alpha}_2}{\bar{\alpha}_1}\right)^{2.39}.$$

На рис. 41 приведены характерные кривые, получаемые в этом методе [31]. Недостаток метода состоит в том, что значение  $\bar{\alpha}$  изменяется

медленно с изменением массы, а преимущество — в его независимости от степени проявления эмульсии и от чувствительности данной партии эмульсий. Точность в определении массы частиц может быть получена около 15% при длине треков 8 мм (при длине треков около 2 мм точность 50%).

**Измерение плотности зерен и рассеяния** ( $\frac{dN}{dR}$ ,  $\bar{\alpha}$ ). Этот метод оказывается незаменимым, когда пробег частицы неизвестен (частица не останавливается в эмульсионном слое). В этом случае используют то обстоятельство, что отношение параметров рассеяния для двух частиц одного заряда при одной скорости обратно пропорционально отношению их масс. Плотность же проявленных зерен, как неоднократно упоминалось, зависит только от скорости частицы и ее заряда и не зависит от массы.

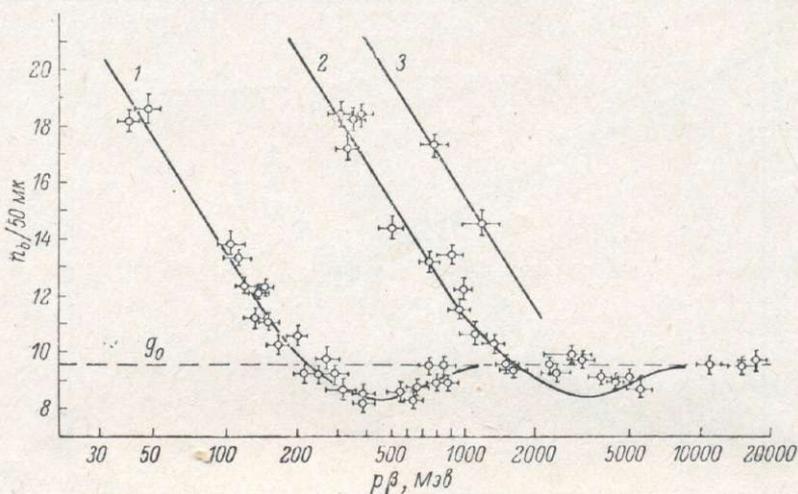


Рис. 42. Пример применения метода ( $\bar{\alpha}$ ,  $\frac{dN}{dR}$ ) для определения массы частицы.

1 —  $\pi$ -мезоны; 2 — протоны; 3 — дейтроны;  $g_0$  — плотность сгустков при минимальной ионизации.

Поэтому отношение средних углов многократного рассеяния двух частиц, образующих треки с одной плотностью зерен, будет обратно пропорционально отношению их масс, независимо от вида функции  $\frac{dN}{dR} = f(v)$ .

На рис. 42 приведен один из примеров употребления данного метода определения массы частиц [32].

Наилучшая достигнутая точность в определении массы частиц путем измерения плотности группировок зерен и рассеяния на пробеге около 5 см примерно 10%.

Описанные методы определения массы частиц относились к случаю, когда заряд частицы считался известным. Поэтому при определении массы некоторой частицы необходимо сначала идентифицировать ее заряд. Используя только измерения плотности зерен и рассеяния, не всегда можно надежно установить заряд частицы. Так, например, изменения с пробегом значений  $\frac{dN}{dR}$  и  $\bar{\alpha}$  вдоль треков трития и  $\alpha$ -частиц оказываются подобными. В этом случае необходимо прибегать к исследованию вторичной ионизации, т. е. частоты  $\delta$ -лучей вдоль треков. Так как плотность  $\delta$ -лучей пропорциональна  $z^2$  частицы, то такие две частицы,

как тритий и  $\alpha$ -частица, хорошо дискриминируются по счету  $\delta$ -лучей. При длине трека около 2 мм число  $\delta$ -лучей позволяет надежно решить вопрос о заряде частицы.

Как было видно из описания приведенных выше методов идентификации частиц, все они требуют довольно значительных пробегов частиц. При расщеплении ядер под действием частиц с энергией больше 50 Мэв значительная часть образующихся в расщеплении частиц имеет сравнительно малые энергии, следовательно, малые пробеги в эмульсии (основная часть протонов имеет энергию меньше 30 Мэв). Идентификация частиц, имеющих сравнительно небольшой пробег в эмульсии, значительно затруднена. Наилучшими методами в этом случае оказываются фотометрические методы измерения характеристик треков: определение ширины треков или полных оптических потемнений, создаваемых треками в эмульсии.

Для идентификации частиц в ядерной эмульсии могут быть также использованы в отдельных случаях характеристики упругого рассеяния исследуемых частиц на ядрах элементов, входящих в состав эмульсии (чаще всего на водороде). При упругом рассеянии двух частиц с массами  $M_1$  и  $M_2$  имеем хорошо известное соотношение [5]:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\sin(2\varphi + \theta)}{\sin \theta},$$

где  $\varphi$  — угол отдачи;  $\theta$  — угол рассеяния.

Кроме того, при идентификации частицы иногда может помочь исследование характеристик ее распада в случае нестабильности частицы.

#### § 4. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ РАСЩЕПЛЕНИЙ ЯДЕР ОПРЕДЕЛЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

При использовании основного преимущества метода ядерных эмульсий — возможности изучения элементарных актов расщепления ядер — мы вынуждены иметь дело с ядрами элементов, находящимися в эмульсии. И здесь мы сталкиваемся с известной ограниченностью фотографического метода, связанной с тем, что химический состав эмульсии является сложным и не легко поддается изменениям. Это вызывает, с одной стороны, трудности в идентификации ядра, претерпевшего взаимодействие с бомбардирующей частицей, с другой — трудности введения в эмульсию интересующих нас ядер элементов.

В эмульсии стандартного состава, содержащей в основном две группы элементов, далеко отстоящих друг от друга по атомному весу Ag, Вг и С, N, O, оказывается возможным классифицировать расщепления также на две группы. Присутствие в эмульсии в незначительном количестве ядер S, J и Au не оказывает практически никакого влияния на выход реакций для верхних двух групп элементов в силу того, что для реакций при большой энергии частиц нет резонансного поведения функций возбуждения и резкой зависимости сечений от атомного веса ядра мишени.

Для разделения взаимодействий падающих частиц с легкой или тяжелой группой атомов используются следующие методы.

**Метод потенциального барьера.** Этот метод основан на том, что при средних энергиях возбуждения ядер Ag и Вг имеется очень малая вероятность испускания  $\alpha$ -частиц с энергией меньше 9 Мэв, так как номинальный потенциальный барьер для  $\alpha$ -частиц соответственно равен 14 и 12 Мэв для ядер Ag и Вг.

Экспериментальные наблюдения  $\alpha$ -спектров при расщеплении ядер Ag, Вг действительно показывают, что спектр довольно резко обрывается вблизи энергии  $\alpha$ -частиц около 9 Мэв. Однако метод потенциального барьера для отделения расщепления на ядрах Ag и Вг от расщеплений

ядер С, N, O оправдывает себя при энергии падающих частиц меньше примерно 100 Мэв.

При больших энергиях бомбардирующих частиц применение данного метода приводит к значительным ошибкам, так как начинает сказываться снижение эффективного барьера ядра при больших возбуждениях, а распад легких ядер пачинает все в большем проценте случаев происходить без испускания медленных частиц.

**Метод разбавленных эмульсий.** Метод заключается в сравнении среднего свободного пробега для определенного типа взаимодействия в эмульсиях нормального состава и разбавленной определенным количеством желатины.

Если  $\lambda_n$  есть средний свободный пробег для образования звезды с  $n$  лучами, то для нормальной и разбавленной эмульсии можно написать уравнение

$$N_H \sigma_{Hn} + N_L \sigma_{Ln} = \frac{1}{\lambda_n},$$

где  $N_H$  — число атомов Ag и Br в 1 см<sup>3</sup>;  $N_L$  — число атомов С, N, O в 1 см<sup>3</sup>;  $\sigma_{Hn}$  — среднее сечение для образования звезд с  $n$  лучами на ядрах Ag и Br;  $\sigma_{Ln}$  — среднее сечение для образования звезд с  $n$  лучами на ядрах С, N, O.

Зная из опыта  $\lambda_n$  для обеих эмульсий, можно из системы уравнений найти искомые величины  $\sigma_{Hn}$  и  $\sigma_{Ln}$ . Преимущество данного метода в его объективности, а основной недостаток — в невозможности получения характеристик отдельных расщеплений.

Для изучения расщеплений ядер, не присутствующих в эмульсии, или для облегчения идентификации ядра, претерпевшего взаимодействие с падающей частицей, используются следующие методы работы с ядерными эмульсиями.

1. Введение исследуемых элементов в эмульсию посредством адсорбции при пропитывании ее в растворе соли данного элемента [33-35]. Этот метод позволяет вводить в эмульсию  $10^{19}$ — $10^{20}$  атомов/см<sup>3</sup>, что составляет всего несколько процентов от общего числа атомов эмульсии. Ясно, что при этом невозможно отличить расщепления введенных ядер от расщеплений ядер эмульсии, если только они не обладают какими-либо характерными особенностями. Так, метод с успехом используется при изучении процесса деления тяжелых элементов.

2. Введение исследуемых элементов в эмульсию в процессе ее изготовления. Позволяя вводить большие количества элемента, этот метод обладает известными преимуществами перед первым методом [36, 37].

3. Введение мелко диспергированных нерастворимых элементов или их соединений в эмульсию [38-40]. Сюда же можно отнести и введение в эмульсию тонких проволочек исследуемого элемента [41].

4. Изготовление трехслойных эмульсий со средним слоем, содержащим исследуемый элемент [42, 43].

5. Изготовление эмульсионных камер с тонкими фольгами исследуемых элементов [44, 45].

### Литература

1. А. Бонетти, С. Дилворз, С. Р. Пелк, Л. Скарси. Ядерные эмульсии. Физматгиз, М. (1961).
2. P. Demers. Ionographie. Les Presses Universitaires de Montréal (1958).
3. Н. А. Перфилов, Е. И. Прокофьева, Н. Р. Новикова, О. В. Ложкин, В. Ф. Даровских, Г. Ф. Денисенко, ЖН и ПФИ К, 5, 262 (1960).
4. П. А. Горичев, О. В. Ложкин, ПТЭ, № 6 (1962).
5. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. ИЛ, М., 144 (1955).
6. Н. Н. Нескман, В. L. Perkins, F. M. Smith, W. H. Barkas, Phys. Rev., 117, 544 (1960).

7. H. Bradner, F. Smith, W. Barkas, A. Bishop, Phys. Rev., 77, 462 (1950).
8. P. G. Roll, F. E. Steigert, Bull. Am. Phys. Soc., 4, 51, 109, 270 (1959).
9. J. P. Lonchamp, Comp. Rend., 244, 1486 (1957).
10. R. A. Peck, Phys. Rev., 72, 1121 (1947).
11. П. А. Ваганов, В. И. Остроумов, ЖЭТФ, 33, 1131 (1957).
12. А. А. Бене, М. М. Агрест, ЖЭТФ, 27, 557 (1954).
13. А. А. Бене, ЖЭТФ, 28, 706 (1955).
14. М. М. Агрест, ЖЭТФ, 29, 249 (1955).
15. В. И. Остроумов, Р. А. Филов, ПТЭ, 2, 44 (1957).
16. K. Gottstein, M. Menon, J. Mulvey, C. O'Ceallaigh, O. Rochat, Phil. Mag., 42, 708 (1951).
17. C. F. Powell, P. H. Fowler, D. H. Perkins. The study of elementary particles by the photographic method. Pergamon Press, London (1959).
18. L. Vouvodic, Proc. Bristol Conf. on V-particles, 16 (1951).
19. P. Hodgson, Phil. Mag., 41, 725 (1950).
20. O'Ceallaigh, Padova Conf. Report, Suppl., Nuovo Cim., 12, ser. 9, 412 (1953).
21. В. J. O'Brien, Nuovo Cim., 7, 314 (1958).
22. А. А. Римский-Корсаков, О. В. Ложкин, ПТЭ, 5, 20 (1960).
23. S. O. C. Sørensen, Phil. Mag., 40, 947 (1949).
24. C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, F. Lepri, G. Pizzella, Nucl. Instr. and Meth., 5, 101 (1959).
25. M. Della-Corte, Nuovo Cim., 4, 1565 (1956).
26. Б. А. Войковский, А. П. Галактионов, М. И. Третьякова, А. Е. Чудаков, ПТЭ, 6, 38 (1957).
27. S. Friesen, K. Kristiansson, Ark. Fys., 4, 505 (1952).
28. R. Mathieu, P. Demers, Canad. J. of Phys., 31, 78 (1953).
29. V. Dahanayake, P. François, Y. Fujimoto, P. Iredale, C. Waddington, M. Yasin, Nuovo Cim., 1, 888 (1955).
30. L. Van Rossum, Nuovo Cim. Suppl., 11, 212 (1954).
31. K. Gottstein, J. H. Mulvey, Phil. Mag., 42, 1089 (1951).
32. R. Daniel, D. Perkins, Proc. Roy. Soc., A221, 351 (1954).
33. Радиография. Сб. статей. ИЛ, М., 197 (1952).
34. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов, В. П. Шамоу, Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания ОХН. Изд. АН СССР, 79 (1955).
35. В. П. Шамоу, Тр. РИАН, 9, 279 (1959).
36. C. Waller, J. Phot. Sci., 1, 53 (1953).
37. Н. А. Перфилов, В. С. Быченков, В. И. Захаров, Н. Р. Новикова, Тр. III Междунардн. коллоквиума по ядерной фотографии, 173, Изд. АН СССР, М. (1962).
38. Н. А. Перфилов, Н. Н. Герлинг, Е. И. Прокофьева, З. И. Соловьева, Тр. РИАН, 7, вып. I, 265 (1956).
39. А. П. Жданов, П. И. Федотов, ПТЭ, 3, 133 (1959).
40. С. С. Васильев, В. В. Комаров, А. М. Понов, ПТЭ, 1, 48, (1959).
41. M. Danysz, G. Yekutieli, Phil. Mag., 42, 1185 (1951).
42. М. Менон, Н. Муирхейт, О. Рочат, Phil. Mag., 41, 583 (1950).
43. P. Hodgson, D. Perkins, Nature, 163, 439 (1949).
44. I. Barbour, Phys. Rev., 93, 535 (1954).
45. Cl. Zangger, J. Rösser, Helv. Phys. Acta, 29, 507 (1956).

## Глава 6

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СЧЕТЧИКОВ И СРЕДСТВ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Использование средств радиоэлектроники в сочетании с различными счетчиками быстрых частиц при изучении ядерных взаимодействий частиц высокой энергии дает возможность изучать вопросы неупругих взаимодействий частиц с ядрами: полные сечения неупругого взаимодействия, сечение образования определенных ядер-продуктов, энергетические и угловые распределения быстрых вторичных частиц и т. д.

Для решения различных вопросов применяются как телескопы из счетчиков и ионизационных камер, так и отдельные счетчики ядерных

излучений. Возможность регистрации частиц определенной природы, даваемая либо особенностями самих счетчиков, либо использованной схемой совпадений, является большим преимуществом данного метода исследования ядерных реакций. Рассмотрим основные применения метода счетчиков и средств радиоэлектроники при изучении ядерных реакций.

## § 1. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

Полное сечение неупругого взаимодействия частиц высокой энергии со сложными ядрами наиболее точно определяется с помощью телескопов счетчиков путем измерения ослабления пучка частиц в результате неупругих взаимодействий после прохождения определенной толщины рассеивателя. Основная трудность, которую приходится преодолевать при этом, — это выделение эффекта ослабления пучка частиц в результате неупругих столкновений из общего ослабления, вызываемого как упругими, так и неупругими соударениями. При низких энергиях относительно большая разница энергий упруго и неупруго рассеянных частиц позволяет сравнительно легко разделять их. При высоких энергиях такая дифференциация сильно затруднена, так как часть неупругих соударений происходит с малой передачей энергии, следовательно, приводит к малому изменению энергии частиц. Поэтому гораздо выгоднее использовать различие в угловых распределениях при упругом и неупругом рассеянии. При энергиях частиц больше примерно 100 Мэв упругое рассеяние обладает резкой направленностью вперед: основная доля упругого рассеяния происходит под углами меньше  $\lambda/R$  ( $\lambda$  — длина волны частицы,  $R$  — радиус ядра). При взаимодействии заряженных частиц с тяжелыми ядрами значительная часть этого дифракционного рассеяния происходит, следовательно, в той области углов, где весьма велико сечение кулоновского рассеяния.

Существует два возможных метода определения неупругих сечений: по ослаблению пучка частиц тонким рассеивателем и по поглощению пучка частиц в толстом поглотителе.

**Метод ослабления пучка частиц.** Большое распространение получил метод измерения неупругих сечений с помощью телескопа счетчиков, в котором в условиях «плохой геометрии» производится измерение ослабления коллимированного пучка частиц, проходящего через тонкую мишень.

Необходимость «плохой геометрии» при регистрации частиц телескопом счетчиков (т. е. такого их расположения, при котором в счетчик, стоящий после поглотителя, попадает большое число рассеянных частиц) в случае измерения сечений неупругого взаимодействия вытекает из условия, чтобы на измеряемую величину (т. е.  $\sigma$  неупруг.) не влияли такие явления, как упругое ядерное и кулоновское рассеяние. Действительно, в условиях «плохой геометрии», когда угол, охватываемый последним счетчиком, позволяет регистрировать все упруго рассеянные частицы, ослабление пучка будет определяться лишь неупругими взаимодействиями частиц в поглотителе.

Рассмотрим схему опыта для определения сечений неупругого взаимодействия заряженных частиц в этом методе.

Схема, приведенная на рис. 43, была использована в работах Джеллепова, Москалева и Гавриловского [1, 2]. Образцы имели толщину около  $6 \text{ г/см}^2$ , ослабление пучка протонов в этом случае 5—10%. В опыте измерялось число тройных и четверных совпадений с образцом и без образца в пучке. Телескоп из трех пропорциональных счетчиков, включен-



легко определяется в схеме, приведенной на рис. 43, при измерении числа задержанных четверных совпадений  $N_4^{\text{зад}}$  в канале с задержкой  $t$ . Тогда число случайных четверных совпадений будет

$$N_{\text{сл}} = \left(1 - \frac{N_3^0 N_4^0}{N_4^0 N_3^0}\right) N_4^{\text{зад}}.$$

Измеряемое неупругое сечение  $\sigma(\theta)$  для данной геометрии  $\theta$  определяется выражением

$$\frac{\varepsilon(\theta)}{\varepsilon_0} = \exp \left[ -\sigma(\theta) \rho x \frac{N}{A} \right],$$

где  $\rho$  — плотность рассеивателя, г/см<sup>3</sup>;  $x$  — толщина рассеивателя, см.;  $A$  — средний атомный вес;  $N$  — число Авогадро;  $\varepsilon(\theta)$  — эффективность для геометрии  $\theta$ .

Величина  $\varepsilon_0$ , вообще говоря, не равна единице ( $\varepsilon_0$  — отношение  $N_4^0/N_3^0$  без образца) по разным причинам. Однако вычисление  $\sigma(\theta)$  является законным, если  $\varepsilon_0$  остается постоянным в течение эксперимента. На опыте оно от опыта к опыту меняется обычно в пределах от 0.91 до 0.99. Поэтому измерение  $\varepsilon_0$  нужно делать в течение самого опыта не один раз.

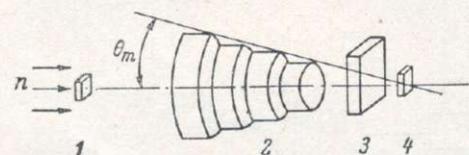


Рис. 44. Схема расположения детектора и поглотителя при измерении неупругих сечений при взаимодействии нейтронов с ядрами.

1 — монитор; 2 — мишень; 3 — поглотитель из свинца для устранения заряженных частиц из пучка; 4 — детектор нейтронов.

В случае определений неупругих сечений взаимодействия нейтронов высокой энергии с ядрами измерения также проводятся в условиях «плохой геометрии». При этом в силу особенностей работы с быстрыми нейтронами постановка эксперимента обладает известной спецификой. На рис. 44 показана схема расположения детектора и поглотителя для измерения сечений неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами [3, 5]. Детектор нейтронов — висутовая камера деления — помещается в вершине конуса, образуемого поглотителем. Экран из свинца устраняет из пучка вторичные заряженные частицы.

Ослабление потока нейтронов при прохождении через поглотитель, измеряемое висутовой камерой деления, дает сечение для удаления регистрируемых детектором нейтронов из конуса, простирающегося до максимального угла  $\theta_m$ . Этот угол выбирается таким, чтобы все упруго рассеянные нейтроны могли попасть в детектор. При конической форме поглотителя число упруго рассеянных нейтронов во внешний угол  $\leq \theta_m$  достаточно близко к числу нейтронов, рассеиваемых внутри этого угла. Неупруго рассеянные нейтроны имеют меньшую энергию и не регистрируются детектором, так как порог регистрации высок. Таким образом, если  $\theta_m$  включает все упруго рассеянные нейтроны, то ослабление происходит лишь благодаря неупругим взаимодействиям. Полная толщина поглотителей ограничивается условием, чтобы поток нейтронов был неизменным по всей площади первого диска, наибольшего по площади. В опыте де Юрена и Кнабля [4] при энергии нейтронов 90 Мэв (угол  $\theta_m$  был взят в 45°) было установлено, что ослабление пучка происходит экспоненциально в области толщины поглотителей от нуля до двух свободных пробегов на неупругое ядерное взаимодействие.

Сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами могут измеряться также и в схемах с телескопом счетчиков. Для примера рассмот-

рим схему измерений сечений неупругого взаимодействия нейтронов с энергией 1.4 Бэв с ядрами, использованную Куром и другими [6]. Особенностью устройства, показанного на рис. 45, является отсутствие в нем счетчиков, способных регистрировать нейтроны. Определение потока нейтронов производится телескопом из четырех сцинтилляционных счетчиков (4, 5, 7, 8), стоящим позади радиатора из Al, в котором быстрые нейтроны индуцируют заряженные частицы. Счетчик 2, включенный на антисовпадение с телескопом, служит для исключения заряженных частиц в пучке нейтронов после прохождения рассеивателя. Свинцовый поглотитель, находящийся между счетчиками 5 и 7, ограничивает энергии про-

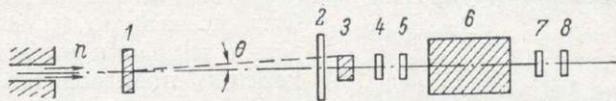


Рис. 45. Схема телескопа счетчика для измерений неупругих сечений при энергии нейтронов 1.4 Бэв [6]. 1 — мишень; 2 — счетчик антисовпадений; 3 — радиатор из алюминия; 4, 5, 7, 8 — телескоп счетчиков; 6 — поглотитель из свинца.

тонов и мезонов, регистрируемых телескопом: для протонов  $E_{\min} = 400$  Мэв, для  $\pi$ -мезонов 240 Мэв. Четвертый счетчик охватывает угол  $4^{\circ}.3$  относительно центра радиатора.

Толщина рассеивателей бралась около половины длины пробега нейтронов на неупругое взаимодействие из условий уменьшения многократного рассеяния и увеличения статистической точности измерений сечения.

Для углов  $\theta \geq 6^{\circ}$  число регистрируемых четверных совпадений становится постоянным, что свидетельствует о том, что ослабление пучка определяется целиком неупругим рассеянием нейтронов.

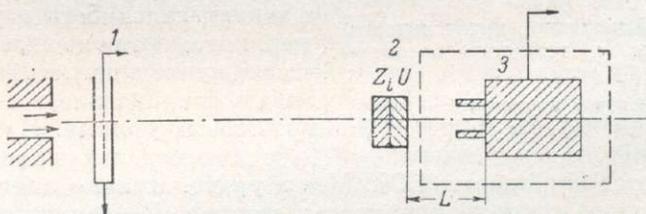


Рис. 46. Схема устройства для измерения сечений по методу полного поглощения пучка.

1 — плоская ионизационная камера; 2 — поглотитель, составленный из элемента с зарядом  $Z_i$  и урана; 3 — цилиндр Фарадея.

**Метод полного поглощения пучка частиц.** Определение случаев неупругого рассеяния в этом методе основано на измерении пробега частиц. Условно принимают, что частица претерпевает неупругое рассеяние, если ее пробег в тормозящей среде укорачивается на измеримую величину.

Изменение пробега легко обнаруживается, когда оно приблизительно больше 4%. Поскольку пробег частиц для энергий в области сотен миллионов электронвольт приблизительно пропорционален квадрату энергии, то неупругими могут считаться взаимодействия, приводящие к уменьшению энергии на величину, большую 2% от энергии частиц.

Экспериментальное устройство, предназначенное для измерения сечений по этому методу, показано на рис. 46 [7].

Начальная интенсивность пучка  $I_0$  определяется плоскопараллельной ионизационной камерой, наполненной до давления 750 мм рт. ст. Затем пучок частиц проходит через поглотитель из данного элемента, и его интенсивность  $I$  измеряется цилиндром Фарадея. В опыте для расчетов используются отношения показаний электрометров камеры и цилиндра, что дает возможность обойтись без абсолютной калибровки электрометров.

Измерения заключаются в нахождении зависимости отношения  $I/I_0$  от толщины поглотителя. Для больших толщин поглотителей, используемых в данном опыте, необходимо учитывать упругое рассеяние частиц, не претерпевающих неупругих взаимодействий, вклад которого может

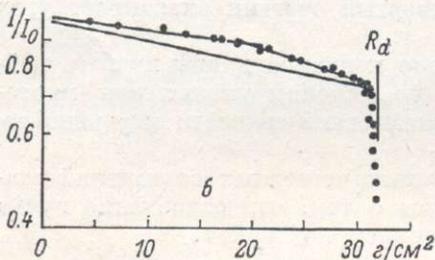
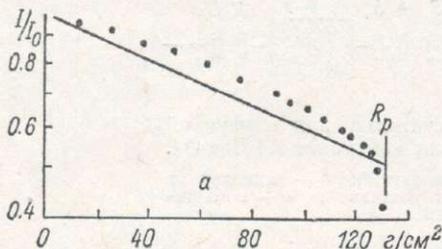


Рис. 47. Изменение интенсивности пучка частиц с толщиной поглотителя.

а — торможение пучка протонов; б — торможение пучка дейтронов;  $R_p$ ,  $R_d$  — пробеги.

быть достаточно большим. Для введения поправки на этот эффект измерения производятся при различных расстояниях  $L$ , что позволяет сделать экстраполяцию отношения  $I/I_0$  к точке  $L=0$ . Поправки на многократное кулоновское рассеяние пренебрежимо малы благодаря большому диаметру цилиндра Фарадея даже при толщинах поглотителя, составляющих около 98% полного пробега падающих частиц.

Существенной особенностью описанного метода снятия интегральных пробеговых кривых является то, что на измерения оказывают влияние вторичные заряженные частицы, образующиеся в поглотителе в результате неупругих взаимодействий. Присутствие таких вторичных частиц, а также зависимость неупругого сечения от энергии по мере торможения частиц пучка в поглотителе будут вызывать искривление в интегральных пробеговых кривых. На рис. 47 показана интегральная пробеговая кривая для протонов с энергией 340 Мэв в уране. Прямая линия проведена для определения среднего неупругого сечения. Поскольку нет простого выражения для описания образования вторичных заряженных частиц при прохождении быстрых протонов через поглотитель, обычно в случае протонов пренебрегают числом вторичных заряженных частиц, испускаемых из поглотителя, для толщины  $t$ , вплоть до полного пробега протонов. В этом случае отношение  $I/I_0$  для  $t=R_p$  может быть записано как

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\sigma_p R_p},$$

которое позволяет подсчитать  $\sigma_p$  — среднее сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами.

В случае измерения сечений неупругого взаимодействия для таких частиц, как  $H^2$ ,  $H^3$ ,  $He^3$ , числом вторичных заряженных частиц пренебрегать уже нельзя вследствие существования процесса стриппинга. Теория метода для данных случаев была развита Мильбурном и другими [7].

Рассмотрим теорию метода для определения сечений неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами. Пусть пучок дейтронов с интенсив-

ностью  $I_0$  падает на поглотитель и его интенсивность ослабляется до значения  $I$ . Если сделать следующие упрощающие предположения: 1) все сечения не зависят от начальной энергии дейтронов до 20 Мэв, 2) вторичные заряженные частицы являются протонами от стриппинга, 3) число вторичных заряженных частиц другой природы пренебрежимо мало для элементов с высоким  $Z$ , то значение  $I$  будет определяться выражением

$$I = I_0 e^{-\sigma_d t} + \int_{t-\tau}^t I_0 e^{-\sigma_d x} \sigma_{dsp} e^{-\sigma_p(t-x)} dx, \quad (\text{II. 23})$$

где  $t$  — толщина поглотителя;  $\sigma_d$  — полное неупругое сечение или сечение ослабления для дейтронов;  $\sigma_p$  — эффективное сечение ослабления для протонов;  $\sigma_{dsp}$  — сечение образования протонов стриппинга для падающих дейтронов;  $x$  — расстояние, проходимое дейтроном в ослабителе перед неупругим соударением;  $t - \tau$  — максимальная глубина в ослабителе, из которой могут освобождаться вторичные протоны.

$\tau = t$ , если  $t < R_p(\bar{T}_p)$ ;  $\tau = R_d(T_d) - t$ , если  $t > R_p(\bar{T}_p)$ , где  $R_p(\bar{T}_p)$  и  $R_d(T_d)$  — средние пробеги протонов и дейтронов в поглотителе с энергиями  $\bar{T}_p$  и  $T_p$  соответственно.

Наиболее вероятное значение кинетической энергии протонов стриппинга  $\bar{T}_p$  в первом приближении равно

$$\bar{T}_p = \frac{1}{2} \left( T_d + \frac{Z e^2}{r} - \varepsilon_d \right), \quad (\text{II. 24})$$

где  $\varepsilon_d$  — энергия связи дейтрона;  $\frac{Z e^2}{r}$  — электростатическая энергия отталкивания протона кулоновским полем ядра.

Интегрируя уравнение (II. 23), получим

$$I = I_0 e^{-\sigma_d t} \left[ 1 + \frac{\sigma_{dsp}}{\sigma_p - \sigma_d} \cdot (1 - e^{-(\sigma_p - \sigma_d)\tau}) \right]. \quad (\text{II. 25})$$

В это уравнение входит сечение образования протонов стриппинга  $\sigma_{dsp}$ . Можно показать, что оно может быть записано как  $\sigma_{dsp} = \sigma_d - \sigma_p$ . Действительно, если число дейтронов, удаляемых на единицу толщины поглотителя из падающего пучка путем неупругих соударений, есть  $\sigma_d N_d$  и каждый дейтрон содержит один протон, то число удаляемых протонов есть также  $\sigma_d N_d = \sigma_p N_p$ .

В то же время число протонов, удаляемых из пучка неупругими соударениями, дается выражением  $\sigma_p N_p = \sigma_p N_d$ , если предполагать, что протон, связанный в дейтроне, действует как свободная частица вследствие малой энергии связи. Полное число протонов стриппинга, покидающих поглотитель, есть

$$\sigma_{dsp} N_d = \sigma_d N_d - \sigma_p N_p,$$

отсюда получаем, что  $\sigma_{dsp} = \sigma_d - \sigma_p$ . Подставляя значение  $\sigma_{dsp}$  в уравнение (II. 25), получим

$$I = I_0 \exp(-\sigma_d t + \sigma_{dsp} \tau). \quad (\text{II. 26})$$

Отсюда видно, что

$$I = I_0 e^{-\sigma_p t} \quad \text{для } t < R_p(\bar{T}_p)$$

$$\begin{aligned} I &= I_0 \exp[-(\sigma_d + \sigma_{dsp})t + \sigma_{dsp} R_d(T_d)] = \\ &= I_0' \exp[-(\sigma_d + \sigma_{dsp})t] \quad \text{для } t > R_p(\bar{T}_p). \end{aligned}$$

и

Таким образом, для элементов с большими  $Z$ , если справедливы сделанные предположения, зависимость  $\frac{I}{I_0}$  от  $t$  в полулогарифмических координатах представляет кривую интегрального пробега, составленную из двух прямых линий с изменением в наклоне в точке  $t = R_p(\bar{T}_p)$  (рис. 47, б).

Для элементов с малыми  $Z$  третье из сделанных выше предположений не является законным. Интерпретация кривых интегральных пробегов затрудняется наличием большого числа каскадных заряженных частиц. Для уменьшения этого эффекта использовалась следующая методика. После поглотителя из элемента  $Z_i$  с толщиной около  $1/2$  пробега ставились поглотители из урана (рис. 46) и снималась интегральная пробеговая кривая для различных комбинаций  $Z_i + U$ . В этом случае большинство вторичных частиц, образованных в первичном поглотителе, эффективно удаляется из пучка урановым поглотителем.

Число дейтронов, покидающих поглотитель  $Z_i$ , есть

$$I'_i = I_0 e^{-\sigma_i t_i},$$

а число покидающих уран —

$$I_i = I_0 \exp(-\sigma_i t_i + \sigma_U t_U),$$

где  $t_i$  и  $t_U$  — соответствующие толщины первичного  $Z_i$  и вторичного  $U$  поглотителей;  $\sigma_i$  — полное сечение поглощения дейтронов для  $i$ -го элемента.

Сравнение значений относительного изменения интенсивности пучка  $\frac{I_i}{I_0}$  в конце кривой интегрального пробега для комбинации поглотителей  $Z_i + U$  со значением  $\frac{I_U}{I_0}$  для поглотителя из урана позволяет определить  $\sigma_i$  через  $\sigma_U$ :

$$\frac{\frac{I_i}{I_0}}{\frac{I_U}{I_0}} = \frac{\exp(-\sigma_i \cdot t_i)}{\exp[-\sigma_U (R_U - t_U)]}. \quad (\text{II. 27})$$

$t_i$  и  $t_U$  — известные из эксперимента параметры.  $\frac{I_i}{I_0}$ ,  $\frac{I_U}{I_0}$  и  $R_U$  (полный пробег в уране) непосредственно измеряются. Поэтому соотношение (II. 27) легко разрешается для  $\sigma_i$  как функции  $\sigma_U$ .

Аналогичные расчеты могут быть проведены и для таких частиц, как  $\text{He}^3$ ,  $\text{H}^3$ , которые с большой вероятностью расщепляются на составляющие их нуклоны в случае неупругого соударения. Так как в описываемом эксперименте на измерения влияют только заряженные частицы, то существенным оказывается учет в расчете лишь протонов и дейтронов, образующихся в таких взаимодействиях.

Для  $\alpha$ -частиц из-за значительно большей связи нуклонов применение приведенных выше расчетов уже не является надежным. Кроме того, в этом случае для протонов, образующихся в процессе стриппинга из  $\alpha$ -частиц, остаточные пробеги равны остаточным пробегам  $\alpha$ -частиц. Поэтому наличие протонов с подобным энергетическим распределением должно уширать конец интегральной пробеговой кривой  $\alpha$ -частиц. Однако, несмотря на сказанное, среднее неупругое поперечное сечение  $\sigma_{\text{He}^3}$  может быть определено по изменению характера кривой интенсивности тока пучка в конце пробега  $\alpha$ -частиц.

## § 2. ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В некоторых случаях оказывается возможным непосредственное использование техники счетчиков ядерных излучений при изучении ядерных реакций при высоких энергиях, без использования радиохимических методов разделения и очистки исследуемых изотопов. Это возможно в случаях: 1) когда при облучении мишени возникает малое количество радиоактивных изотопов с сильно различающимися периодами полураспада или обладающих различным типом излучения, а следовательно, возможно их разделение по радиоактивным характеристикам; 2) когда результат может быть достигнут путем измерения общей наведенной активности.

В качестве примера первого случая рассмотрим изучение различных ядер-продуктов при облучении  $\text{Al}$  протонами с энергией 5.7 Бэв, проведенное Бениофом [8]. После облучения в фольге образовывались радиоактивные изотопы  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Ne}^{24}$ ,  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{F}^{18}$ ,  $\text{O}^{15}$ ,  $\text{N}^{13}$ ,  $\text{C}^{11}$ ,  $\text{Be}^7$ . Раздельное определение сечений образования данных продуктов было произведено следующим образом. Для определения сечений образования  $\text{O}^{15}$ ,  $\text{N}^{13}$  и  $\text{C}^{11}$  мишень облучалась короткое время (несколько минут). При этом в мишени не образовывалось измеримых количеств  $\text{Na}^{22}$  и  $\text{Be}^7$  и единственной долгоживущей компонентой был  $\text{Na}^{24}$ . Эта группа короткоживущих изотопов анализировалась по кривой распада, снятой по аннигиляционному  $\gamma$ -излучению.

Долгоживущие изотопы определялись в мишени, облученной в течение большого промежутка времени после примерно 15-часовой выдержки. Скорость распада  $\text{Na}^{24}$  определялась по  $\gamma$ -излучению 1.84 Мэв. Активность  $\text{Na}^{22}$  и  $\text{Be}^7$  находилась путем измерения  $\gamma$ -излучения 1.28 Мэв и аннигиляционного излучения 0.51 Мэв. Вклад в  $\gamma$ -излучение 0.51 Мэв от  $\text{Na}^{22}$  оценивался по отдельно снятому спектру излучения чистого препарата  $\text{Na}^{22}$ .

Подобным образом производится анализ ядер-продуктов при расщеплении таких ядер, как  $\text{Be}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{F}$ ,  $\text{Na}$ , без помощи химического выделения исследуемых продуктов.

Использование торцовых счетчиков Гейгера для определения суммарной активности ядер-отдачи в методе собирающих фольг (см. главу 4, § 1) иногда оказывается достаточным для решения поставленной задачи. В опыте Медоуза [9] по исследованию углового распределения осколков деления урана и тория в качестве собирающих фольг использовались пленки из полистирола. Было показано, что через 8 час. после облучения практически вся радиоактивность собирающих пленок обусловлена осколками деления, что позволяло измерять зависимость выхода осколков деления от угла по отношению к пучку протонов путем прямого определения активности собирающих пленок.

Рассмотрим еще два примера использования пропорциональных счетчиков для измерения сечений образования отдельных продуктов реакций расщепления ядер. Оригинальный метод был использован в работе Райта [10] для изучения образования  $\text{Li}^8$  при облучении различных ядер быстрыми частицами ( $p$  и  $d$ ). В качестве мишени использовался газ пропорционального счетчика, что дало следующие преимущества по сравнению с твердой мишенью: 1) увеличение геометрической эффективности при определении радиоактивности мишени примерно в четыре раза по сравнению с толстой твердой мишенью; 2) отсутствие самопоглощения; 3) толщина мишени лимитируется только размерами счетчика; 4) высокая степень чистоты элементов, особенно редких газов, используемых в качестве мишени.

Наряду с этим данная методика имеет свои недостатки: 1) число возможных элементов мишени сильно ограничено, так как используемый элемент должен быть в газовой фазе и в то же время должен обладать удовлетворительными характеристиками как рабочий газ для пропорционального счетчика; 2) изменение характеристик счетчика при перемене газа.

Эксперимент в работе [10] проводился следующим образом. Пропорциональный счетчик, наполненный исследуемым газом, облучался вдоль оси пучком частиц. Когда достигалось равновесное количество  $\text{Li}^8$ , ускоритель выключался, после короткой выдержки производился счет  $\alpha$ -частиц от распада  $\text{Be}^8$  в течение 9 периодов полураспада  $\text{Li}^8$ . Этот про-

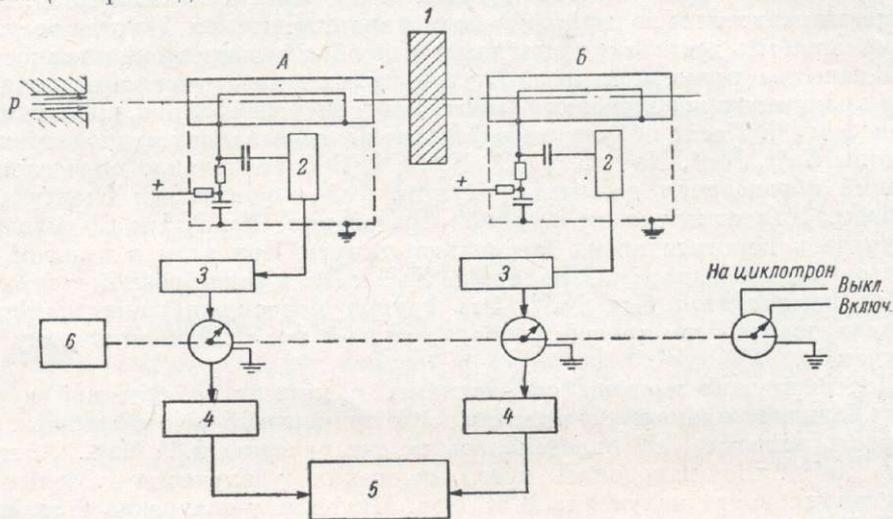


Рис. 48. Схема устройства для изучения образования  $\text{Li}^8$  [10].

1 — поглотитель из меди; 2 — предусилители; 3 — усилители; 4 — пересчетные приборы; 5 — самописец; 6 — мотор с переключателями.

цесс периодически повторялся. Число атомов  $\text{Li}^8$  в конце бомбардировки пропорционально интегралу:

$$\int I(t) e^{-\lambda t} dt,$$

где  $I(t)$  — поток протонов;  $\lambda$  — постоянная распада.

Величина этого интеграла могла непосредственно измеряться в опыте или вычисляться при независимом измерении потока протонов. Во втором случае возможно определение абсолютных сечений. В эксперименте абсолютные измерения сечений были сделаны только для образования  $\text{Li}^8$  из углерода при заполнении счетчика  $\text{CH}_4$  и при измерении потока протонов ионизационной камерой. Для остальных элементов определялись относительные выходы  $\text{Li}^8$ . Экспериментальное устройство схематически изображено на рис. 48. Счетчик А, сохраняющий постоянные свойства (наполнение  $\text{CH}_4$ ) при всех бомбардировках, служит исключительно для целей интегрирования потока (как монитор) и облучается всегда протонами полной энергии. Счетчик В наполняется исследуемым газом.

Облучения и измерения производятся периодически посредством вращения выключателя: облучение 10 сек., затем выключение пучка, через 0.2 сек. включение счета счетчиков. После 8 сек., в течение которых снимается кривая распада  $\text{Li}^8$ , счетчики выключаются, а после короткой

выдержки цикл повторяется. Полный цикл занимает 20 сек. Медный поглотитель между счетчиками служит для снятия функций возбуждения, т. е. зависимости сечения образования  $\text{Li}^8$  от энергии частиц. Относительные функции возбуждения были получены путем сравнения счета  $\text{Li}^8$  в счетчике *B* со счетом в счетчике *A*. Счетчик *B* имеет большой диаметр, чтобы не было влияния от расхождения пучка после поглотителя.

Другой остроумный метод измерения короткоживущего изотопа был применен в работе Роуланда [11, 12]. В ней изучалось образование изотопа  $\text{He}^6$  при расщеплении ядер быстрыми протонами.  $\text{He}^6$  необходимо выделять из мишени перед измерением на счетчике, так как в мишени после облучения образуется большое число других радиоактивных атомов. Период полураспада  $\text{He}^6$  равен 0.82 сек., поэтому выделение его из мишени, очистка и введение в счетчик должны совершаться в пределах 1 сек. В устройстве [12], состоящем из рабочего объема с мишенью, заполненного газом, используется кинетическая энергия ядер-отдачи для выделения  $\text{He}^6$  из мишени. Ядра-отдачи тормозились в инертном собирающем газе (обычно  $\text{He}$ ), который затем пропусклся в счетчик, после чего исследовался распад  $\text{He}^6$ . В то время как инертный газ уносил выделенные из мишени газы с собой, остальные ядра-отдачи осаждались на стенки, тем самым автоматически достигалось эффективное разделение. Добавочная очистка производилась в большинстве экспериментов путем пропускания газа-носителя через ловушку с жидким азотом.

Если слой захватывающего газа «тонкий», а сама мишень «толстая» по сравнению с пробегом ядер-отдачи, такое устройство может легко давать абсолютные (так же как и относительные) значения сечений. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим две пластины элемента мишени, толстые по сравнению с пробегом интересующих нас ядер-отдачи, между которыми проложена тонкая фольга из того же самого материала. При облучении пучком быстрых частиц выход данного продукта только в тонкой центральной фольге дается обычным выражением

$$N = \sigma N_p N_m,$$

где  $N$  — число атомов изотопа, образованное в единицу времени (причем единица времени достаточно короткая по сравнению с периодом полураспада продукта);  $\sigma$  — сечение,  $\text{см}^2$ ;  $N_p$  — число бомбардирующих частиц в единицу времени;  $N_m$  — число атомов мишени на  $1 \text{ см}^2$ .

Теперь, если эта фольга достаточно тонка, все ядра-продукты, образованные в фольге, будут испускаться из нее в соседние пластины, и точно эквивалентное их число будет входить и останавливаться в ней из этих пластин. Таким образом, эта фольга может и не состоять из элемента мишени, так как выход ядер-продуктов, найденный в ней, является характеристикой материала окружающих ее пластин. Соответственно  $\text{He}$  (или другой газ) может быть применен вместо центральной фольги и использован как собирающий газ для изотопов, образующихся в окружающих пластинах.

Уравнение в этом случае должно быть модифицировано следующим образом:

$$RN = \sigma N_p N'_m,$$

Здесь  $N'_m$  — число атомов собирающего газа на  $1 \text{ см}^2$ ;  $R = \frac{p_m}{p_H}$ ,

где  $p_m$  — атомная тормозная способность атомов мишени;  $p_H$  — атомная тормозная способность атомов собирающего газа.

Для увеличения выхода захваченных в газе ядер-отдачи используется высокое давление. Выход также может быть сильно увеличен при использовании газа с большой тормозной способностью (по в этом случае нужно

либо знать образование  $\text{He}^6$  из этих атомов, либо обеспечить условие, чтобы все ядра-отдачи из газа уходили в соседние пластины).

Использованная в опыте компактная камера мишеней содержала несколько пластин-мишеней, промежутки между которыми (0.2 см) заполнял газ с давлением до 10 атм. Непосредственно после облучения газ переводился в счетчик с помощью автоматически управляемого клапана и производились измерения его радиоактивности.

Кривые распада после анализа позволяли выделить активность, обусловленную  $\text{He}^6$ , и определить его количество.

### § 3. ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Метод телескопа счетчиков используется с успехом для определения энергий и углов испускания быстрых частиц, образующихся при расщеплении ядер. Свобода выбора мишеней, возможность определения природы таких частиц, как  $\text{H}^1$ ,  $\text{H}^2$ ,  $\text{H}^3$ ,  $\text{He}^3$ ,  $\text{He}^4$ , хорошее угловое и энергетическое разрешение и возможность детектирования нейтронов делают этот метод весьма перспективным при изучении ядерных реакций.

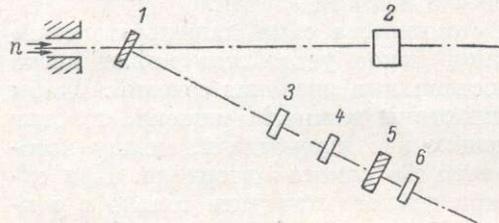


Рис. 49. Схема телескопа для изучения энергетического спектра нейтронов.

1 — водородсодержащий радиатор; 2 — монитор; 3, 4, 6 — телескоп счетчиков, 5 — поглотитель.

Для исключения фона протонов от взаимодействия нейтронов с ядрами углерода вместо полиэтилена в пучок помещался графит (с тем же числом атомов  $\text{C}$  на  $1 \text{ см}^2$ ) путем поворота вращающегося колеса, и измерялось число тройных совпадений, обуславливаемых взаимодействиями  $n + \text{C}$ .

Та же методика использовалась Нельсоном и другими<sup>[15]</sup>. Телескоп состоял из четырех счетчиков. Четвертый счетчик — пропорциональный, кристаллический сцинтилляционный — служил для снятия спектра амплитуд импульсов от протонов.

Спектр амплитуд импульсов, являющийся разностью спектров для  $\text{CH}_2$  и  $\text{C}$ , служил для расчета нейтронного спектра. Схема расчета обычно следующая.

С помощью телескопов счетчиков было проведено много исследований энергетических спектров нейтронов при бомбардировке ядер протонами<sup>[13-16]</sup>. В качестве одной из возможных в этом случае схем телескопов счетчиков на рис. 49 показана схема, использованная в работе<sup>[13]</sup>.

Нейтроны создают протоны-отдачи в полиэтиленовом блоке. Протоны регистрируются с помощью тройных совпадений телескопом из стильбеновых счетчиков.

Пробег протонов-отдачи измеряется с помощью медных фильтров, устанавливаемых между счетчиками 4 и 6 телескопа. Энергетический спектр нейтронов определяется из спектра пробегов протонов. При этом необходимо учитывать потери энергии протонов в радиаторе и влияние упругого и неупругого взаимодействия протонов с ядрами поглотителя.

Для нахождения энергетического спектра нейтронов использовалась зависимость от энергии дифференциального сечения рассеяния нейтрон-протон для угла  $45^\circ$ .

Для исключения фона протонов от взаимодействия нейтронов с ядрами углерода вместо полиэтилена в пучок помещался графит (с тем же числом атомов  $\text{C}$  на  $1 \text{ см}^2$ ) путем поворота вращающегося колеса, и измерялось число тройных совпадений, обуславливаемых взаимодействиями  $n + \text{C}$ .

Та же методика использовалась Нельсоном и другими<sup>[15]</sup>. Телескоп состоял из четырех счетчиков. Четвертый счетчик — пропорциональный, кристаллический сцинтилляционный — служил для снятия спектра амплитуд импульсов от протонов.

Спектр амплитуд импульсов, являющийся разностью спектров для  $\text{CH}_2$  и  $\text{C}$ , служил для расчета нейтронного спектра. Схема расчета обычно следующая.

1. По исправленному на конечную разрешающую способность спектру амплитуд импульсов строится спектр энергий протонов с помощью калибровочной кривой «амплитуда импульса—энергия протона»

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dh} \cdot \frac{\partial h}{\partial E}.$$

2. В этот спектр энергий протонов вводятся поправки на потери энергии в радиаторе и в первых трех кристаллах телескопа.

3. Вводится поправка на конечную угловую разрешающую способность телескопа.

4. По полученному спектру  $\frac{dN_p}{dE_p}$  рассчитывается спектр протонов на единичный интервал энергии нейтрона, при этом связь  $E_p$  и  $E_n$  выражается с помощью релятивистского соотношения

$$E_p = \frac{E_n}{1 + \operatorname{tg}^2 \theta \left( 1 + \frac{E_n}{2mc^2} \right)}.$$

Затем нейтронный спектр рассчитывается по формуле

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN_p}{dE} \cdot \frac{1}{k\sigma_{np}(E, \theta)},$$

где  $k$ —равно произведению числа атомов  $N$  в радиаторе на телесный угол, под которым виден телескоп из местонахождения каждого ядра.

Заряженные вторичные частицы, образующиеся в ядерных реакциях, могут быть изучены с помощью телескопа счетчиков в устройстве, аналогичном использованному в работе Шектера и других [17].

В данной работе изучался спектр энергий протонов ( $E \geq 26$  Мэв) и дейтронов ( $E \geq 35$  Мэв) при расщеплении ядер  $\text{Be}$ ,  $\text{C}$  и  $\text{U}$  с помощью телескопа счетчиков, изображенного на рис. 50. Телескоп состоит из четырех газовых пропорциональных счетчиков (96%  $\text{Ag} + 4\%$   $\text{CO}_2$  при давлении 1 атм). Счетчики 4–6 включены на совпадения, счетчик 8 — в схеме антисовпадений с первыми тремя. Между счетчиками 6 и 8 помещаются фольги из тяжелого элемента  $\text{Ta}$  для торможения исследуемых частиц. Тяжелый элемент выбирается из соображений лучшего соотношения между торможением и ядерными взаимодействиями. Энергия вторичных частиц измерялась путем изменения толщины  $\text{Al}$  поглотителя 2. Затем определялось число тройных и четверных совпадений. Таким образом, данное устройство служит для измерения дифференциальных пробегов. При высоких энергиях вторичных частиц толщина поглотителя столь велика, что некоторые частицы будут удаляться из пучка не торможением, а рассеянием на большие углы или неупругими ядерными взаимодействиями. Максимальная поправка на эти эффекты может достигать 25%.

Число частиц, зарегистрированных в детекторе, может быть выражено следующей формулой, если частицы в результате неупругого взаимодействия испускаются под данным средним углом  $\theta$  со сплошным спектром энергий:

$$N(\theta, E_0, E'_0) = \iiint I(E') N_{\text{я}} \frac{d^2\sigma(\theta, E, E')}{d\Omega dE} \cdot p(E, \Omega) d\Omega dE dE', \quad (\text{II. 28})$$

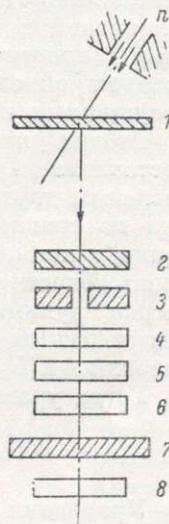


Рис. 50. Схема телескопа для изучения спектра вторичных заряженных частиц.

1 — мишень;  
2 — фильтр из алюминия;  
3 — коллиматор;  
4, 5, 6, 8 — телескоп счетчиков;  
7 — фольга.

где  $N(\theta, E_0, E'_0)$  — число отсчетов, наблюдаемое в детекторе, когда он настраивается так, чтобы регистрировать частицы со средней энергией  $E_0$  при среднем угле  $\theta$ , когда частицы со средней энергией  $E'_0$  бомбардируют мишень.  $I(E')$  — число падающих частиц, энергии которых лежат между  $E'$  и  $E' + dE'$ , интегрирование по всем  $E'$  дает  $\int I(E') dE' = I$  — полное число частиц, падающих на мишень.  $N_{\text{я}}$  — число ядер-мишеней на  $1 \text{ см}^2$  в направлении пучка.  $\frac{d^2\sigma(\theta, E, E')}{d\Omega \cdot dE}$  — дифференциальное сечение в лабораторной системе для образования частиц с энергией  $E$  под углом  $\theta$ , когда ядра-мишени бомбардируются частицами с энергией  $E'$ .  $p(E, \Omega)$  — разрешающая способность детектора, которая описывает эффективность регистрации частиц с энергией  $E$ , испущенных в телесном угле  $\Omega$ .

Введем упрощающие предположения: а) число ядер-мишеней остается постоянным в течение бомбардировки; б) частицы падающего пучка независимы друг от друга; в) разброс в энергии частиц падающего пучка мал по сравнению со средним значением  $E'_0$ ; г) дифференциальное сечение изменяется медленно вдоль области энергий падающего пучка и вдоль области углов и энергий частиц, регистрируемых детектором; д) интеграл функции разрешающей способности может быть определен через телесный угол захвата  $\Delta\Omega_0$  и ширину интервала захватываемых энергий  $\Delta E(E_0)$ .

Тогда уравнение (II. 28) может быть записано:

$$N(\theta_0, E_0, E'_0) = I(E'_0) N \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E'_0, E_0) \Delta\Omega_0 \Delta E(E_0). \quad (\text{II. 29})$$

Уравнения (II.28) и (II.29) могут быть записаны для любого типа частиц, испускаемых в расщеплениях. Полное число отсчетов детектора с учетом детектирования всех типов частиц выражается уравнением

$$N(\theta_0, E_0^j, E'_0) = I(E'_0) N \Delta\Omega_0 \sum_j \frac{d^2\sigma^j}{d\Omega dE^j}(\theta_0, E_0^j, E'_0) \times \Delta E(E_0^j),$$

где произведено суммирование по всем возможным в данных реакциях типам частиц.

### Л и т е р а т у р а

1. В. П. Джелепов, В. И. Москалев, ДАН СССР, **110**, 539 (1956).
2. В. И. Москалев, Б. В. Гавриловский, ДАН СССР, **110**, 972 (1956).
3. S. Fernbach, R. Serber, T. V. Taylor, Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
4. J. De Juren, N. Knable, Phys. Rev., **77**, 606 (1950).
5. A. Bratenahl, S. Fernbach, R. H. Hildebrand, Phys. Rev., **77**, 597 (1950).
6. T. Coor, D. A. Hill, W. F. Hornyak, L. W. Smith, G. Snow, Phys. Rev., **98**, 1369 (1955).
7. G. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Crandall, L. Schecter, Phys. Rev., **95**, 1268 (1954).
8. P. A. Benioff, Phys. Rev., **119**, 316 (1960).
9. J. W. Meadows, Phys. Rev., **110**, 1109 (1958).
10. S. Wright, Phys. Rev., **79**, 838 (1950).
11. F. S. Rowland, R. L. Wolfgang, Phys. Rev., **110**, 175 (1958).
12. F. S. Rowland, R. L. Wolfgang, Rev. Sci., Instr., **29**, 210 (1958).
13. J. Cassels, T. Randle, T. Pickavance, A. Taylor, Phil. Mag., **42**, 215 (1951).
14. W. Goodell, H. Loar, R. Durbin, W. Havens, Phys. Rev., **89**, 724 (1953).
15. B. K. Nelson, G. Guernsey, G. Mott, Phys. Rev., **88**, 1 (1952).
16. J. Hoffman, K. Stranch, Phys. Rev., **90**, 449 (1953).
17. L. Schecter, W. E. Crandall, G. P. Millburn, D. A. Hicks, A. V. Shalton, Phys. Rev., **90**, 633 (1953).

## ДРУГИЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Рассмотрим теперь еще ряд существенных, с точки зрения открываемых возможностей, методов, использовавшихся при изучении ядерных реакций при большой энергии бомбардирующих частиц.

### § 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНИКИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

Большие перспективы в изучении ядерных реакций открывает масс-спектрометрическое изучение продуктов реакций. Метод позволяет с большой легкостью проанализировать сложную смесь многих изотопов, как радиоактивных, так и стабильных. В ряде случаев масс-спектрометрическое определение может быть более быстрым по времени по сравнению с радиохимическим методом, так как отсутствуют длительные измерения радиоактивности образцов и иногда могут быть устранены химические операции выделения изучаемого продукта. Кроме того, масс-спектрометр позволяет попутно получать тонкие мишени для измерений радиоактивности изотопа.

Однако здесь мы сталкиваемся как с трудностями работы на масс-спектрометре при исключительно малых количествах исследуемых элементов (порядка  $10^8$  атомов), так и с трудностью выделения их из мишени, которая к тому же должна обладать исключительной чистотой по отношению к содержанию в ней данных элементов.

По этим причинам первое, практически оправдавшее себя применение метода масс-спектрометрии к изучению продуктов ядерного расщепления под действием частиц высоких энергий — это исследование образования изотопов цезия при расщеплении ядер золота протонами с энергией 3 Бэв [1]. Исключительно малое содержание природного цезия в мишени, большая летучесть цезиевых солей и хорошая эффективность ионизации атомов цезия в ионном источнике масс-спектрометра позволили решить данную задачу.

Использовался стандартный 6-дюймовый 60-градусный секторный масс-спектрометр. Детектором ионов служил ФЭУ, чувствительность для  $Cs^+$  ионов достигала  $3 \cdot 10^{-18}$  а на одно деление шкалы самописца. Ионный источник обеспечивал эффективную поверхностную ионизацию атомов цезия. Спектр масс снимался путем изменения магнитного поля, причем массы идентифицировались по значению ускоряющего ионы напряжения при данной напряженности магнитного поля и независимым образом по периоду полураспада  $Cs^{129}$ . Отношение пиков в массовом спектре дает непосредственно отношение количеств различных изотопов Cs, выделенного из образца.

В процессе приготвления образцов для масс-спектрометрии при изучении полного спектра масс естественно нельзя пользоваться методом носителей. Наилучшим методом является хроматографическое концентрирование.

В ряде работ разделение изотопов, образующихся в реакциях при высокой энергии частиц, с помощью масс-спектрометра производилось для установления массовых чисел изучаемых радиоактивных изотопов.

В работе [2] использовался для разделения изотопов Cs спектрометр по времени пролета, обладающий большой светосилой (примерно в 10 раз большей, чем магнитные масс-спектрометры).

В работе Крижанского, Мурина и других [3] для изучения массовых чисел нейтроно-дефицитных изотопов диспрозия применялся промыш-

ленный образец масс-спектрометра МС-2, в котором для получения большей светосилы были увеличены щели и применено платинирование вольфрамовой нити источника. Собираение изотопов производилось на фольгу, которая затем разрезалась на полоски, соответствующие одной массе (примерно по 1.5 мм).

Муриным и другими [4] с помощью масс-спектрометра изучался также массовый состав некоторых продуктов процесса деления под действием частиц высоких энергий.

В работе Градштайна [5] масс-спектрометрическим методом было изучено образование фрагментов  $Li^6$  и  $Be^7$  при расщеплении ядер кислорода протонами с энергией 155 Мэв. Термоионный источник позволял работать с количествами данных элементов  $10^{-12}$ — $10^{-14}$  г.

С помощью масс-спектрометрического метода изучался изотопный состав редких газов (Ne, Ar), образуемых частицами высоких энергий в железе и метеоритах [6, 7].

## § 2. МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

Обычной задачей при изучении ядерных реакций является определение природы и энергии частиц, образующихся при расщеплении ядра. При использовании магнитного поля для анализа частиц эта задача сильно упрощается. Техника магнитного анализа частиц в применении к легким продуктам ядерного расщепления является одним из весьма

перспективных методов, дающих возможность получить полное разрешение по типам частиц при использовании в качестве детектора частиц детектора  $dE/dx$ .

В качестве одного из примеров рассмотрим схему устройства, использованного Хадлеем и Йорком [8] и показанного на рис. 51. В данном устройстве применялись газовые пропорциональные счетчики (97% Ar + 3% CO<sub>2</sub>, при давлении 1.1 атм).

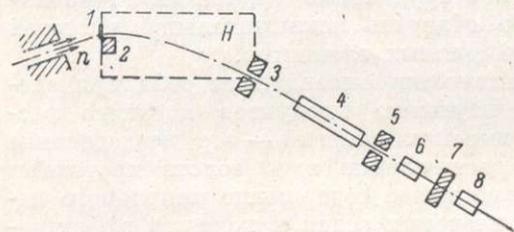


Рис. 51. Схема устройства для магнитного анализа вторичных частиц.

1 — мишень; 2, 3, 5 — коллиматоры; 4, 6, 8 — телескоп счетчиков; 7 — поглотитель.

Счетчик 4 используется для определения  $dE/dx$  частиц. Магнитное поле напряженностью 15 000 э имело размеры  $76 \times 30 \times 4$  см<sup>3</sup>, радиус кривизны частиц, выделяемых коллиматорами, был равен 1.5 м.

Для идентификации частиц производилось измерение их удельной ионизации, что в комбинации со значением  $H\rho$  позволяло получить хорошую дискриминацию между типами частиц ( $p$ ,  $d$  и  $t$  в данном случае). Для контроля в данном устройстве может быть произведено измерение пробега частиц посредством помещения поглотителя между счетчиками 6 и 8.

Описанное экспериментальное устройство позволяло измерять энергетические и угловые распределения протонов, дейтронов и ядер трития в области энергий 20—100 Мэв, образующихся при расщеплении ядер.

Аналогичная схема измерений с использованием однородного магнитного поля была описана в работах Мещерякова и других [9, 10] для исследования вторичных заряженных частиц при взаимодействии протонов с легкими ядрами.

На рис. 52 изображена схема экспериментального устройства, использовавшегося в их опытах. Вторичные частицы, испущенные из мишени I

под углом  $7^{\circ}6'$  к направлению первичного пучка, пройдя коллиматоры 3 и 4, анализирующее магнитное поле 5 и коллиматор 6, попадали в телескоп, составленный из четырех сцинтилляционных счетчиков (счетчики 7—9 из кристаллов толана, счетчик 10 — жидкостный). Весь путь от входа в коллиматор 3 до телескопа частицы проходили в вакууме. Угол расходимости пучка вторичных частиц составлял около  $0^{\circ}.3$ , при этом разрешающая способность спектрометра  $\frac{\Delta P}{P}$  около 3%.

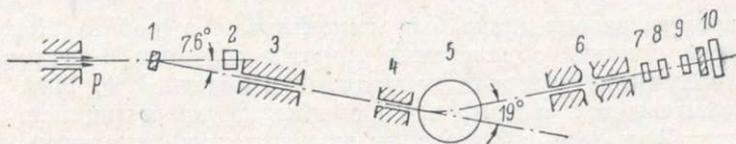


Рис. 52. Схема магнитного спектрометра в опытах Мещерякова и других [9].

1 — мишень; 2 — монитор; 3, 4, 6 — коллиматоры; 5 — магнит; 7, 8, 9, 10 — телескоп счетчиков.

В работах Баркаса [11, 12] и Дейча [13] для анализа импульсов продуктов ядерного расщепления использовалось магнитное поле самого фазотрона. Детектирование частиц в этом случае производилось с помощью ядерных эмульсий, расположенных ниже средней плоскости ва-

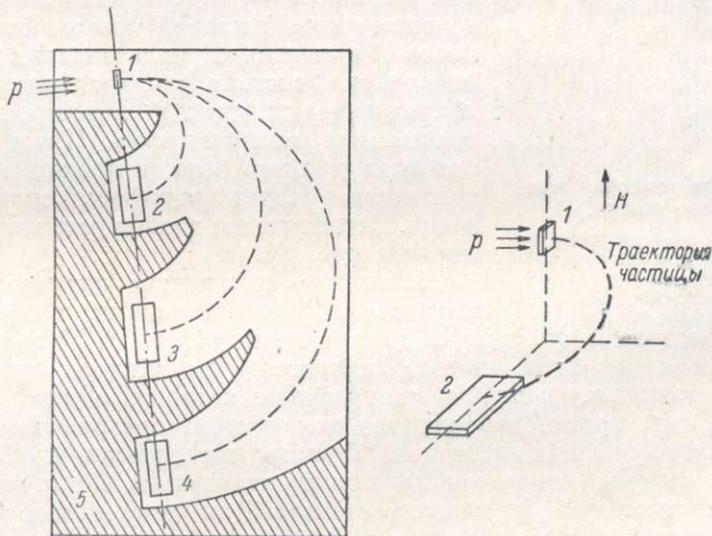


Рис. 53. Устройство для измерения относительных выходов вторичных частиц, испускаемых из мишени под углом  $0 \pm 10^{\circ}$ , для трех интервалов радиусов кривизны.

1 — мишень; 2, 3, 4 — ядерные эмульсии; 5 — экран из меди.

кумной камеры фазотрона. На рис. 53 схематически показано устройство для анализа продуктов ядерного расщепления, испускаемых под углом  $0^{\circ}$  по отношению к пучку падающих протонов.

Зарегистрированные в эмульсии частицы идентифицируются при определенном значении  $H\rho$  по их пробегу в эмульсии и удельной ионизации, что позволяет легко дискриминировать изотопы водорода, гелия и лития.

Большие возможности открывает использование магнитных спектрометров с двойной фокусировкой для изучения легких продуктов ядерного расщепления. Основными трудностями в создании подобных спектрометров являются необходимость большой светосилы и неизбежность больших размеров для обеспечения возможности анализа высокоимпульсной компоненты продуктов расщепления.

### § 3. МЕТОД ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

Метод вращающегося диска был использован в работе Келлога [14] для изучения сечений образования короткоживущих  $\beta$ -активных изотопов при облучении углерода нейтронами с энергией 90 Мэв.

Метод заключается в том, что равномерно вращающийся диск из полиэтилена облучается с одного из краев хорошо сфокусированным пучком нейтронов. Облучение быстро приводит к равновесным концентрациям каждого из короткоживущих изотопов ( $T^{1/2} = 0.025 \div 0.9$  сек.).

При постоянной скорости вращения диска с неизменной по окружности толщиной и при неизменной во времени интенсивности пучка эти концентрации имеют определенное стабильное значение в каждой точке диска, когда данная точка достигает определенного углового положения при вращении. В этом случае зависимость «наведенная активность—угловое положение» эквивалентна обычной кривой «активность—время после облучения». Используемая в опыте аппаратура состоит из взаимозаменяемых полиэтиленовых дисков диаметром 53 см, вращаемых электромотором. Пучок нейтронов имел диаметр 8 см и проходил перпендикулярно через периферическую часть диска. Схематически данное устройство показано на рис. 54.

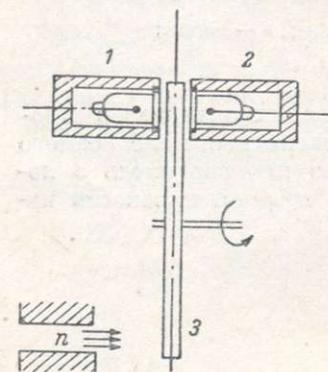


Рис. 54. Схема метода вращающегося диска.

1, 2 — торцевые счетчики Гейгера;  
3 — диск из полиэтилена.

Измерение наведенной активности производилось парой торцевых счетчиков 1, 2, расположенных вплотную с двух сторон диска 3. Усложняющим обстоятельством в этом методе является постоянное накопление активности изотопов, периоды полураспада которых одного порядка или больше, чем время, необходимое для достижения равновесия изучаемых короткоживущих изотопов. Однако практически необходимым оказывается введение поправок на накопление только  $C^{11}$  и вычитание величины активности  $C^{11}$  из каждого отсчета. Для учета самопоглощения  $\beta$ -излучения в материале диска измерения велись с использованием дисков разной толщины и делалась экстраполяция к нулевой толщине.

Разделение образующихся короткоживущих активностей производится в этом методе путем подбора скорости вращения диска так, чтобы активность изучаемого изотопа была преобладающей над остальными при некотором определенном угловом расположении счетчиков. Это будет в случае, когда скорость вращения устанавливается примерно равной среднему времени жизни изучаемого изотопа. Более долгоживущие активности могут определяться после прекращения облучения. Для идентификации изотопов может использоваться и различие в спектре  $\beta$ -частиц.

Для оценки соотношения активностей короткоживущего изотопа  $B$ , достигшего равновесия (в течение  $\leq 1$  мин.), и долгоживущего изотопа  $C$ ,

далекого от равновесного количества, можно написать следующее выражение для определенного угла  $\varphi$  по отношению к пучку частиц:

$$\frac{A_B(\varphi)}{A_C(\varphi)} \approx \frac{\sigma_B \varepsilon_B}{\sigma_C \varepsilon_C} \cdot \left( \frac{\lambda_B}{2\pi\omega} \right) \cdot \left( \frac{1 - e^{-\lambda_C t}}{1 - e^{-\frac{2\pi\lambda_B}{\omega} t}} \right) e^{-\frac{\lambda_B \varphi}{\omega}},$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения диска;  $\sigma$  — сечения образования рассматриваемых изотопов;  $\lambda$  — постоянные распада;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации  $\beta$ -излучения.

#### § 4. МЕТОД КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

Для изучения ядерных реакций при высоких энергиях камера Вильсона с магнитным полем использовалась в следующих вариантах: 1) когда газ в камере являлся одновременно и мишенью [15, 16]; 2) когда в качестве мишени использовались пластины из исследуемых элементов, введенные в рабочий объем камеры [17].

В первом случае изучаются расщепления ядер, входящих в состав газа, наполняющего камеру ( $C^{12}$ ,  $He^4$  и т. п.). Наблюдение расщеплений ядер газа в камере позволяет исследовать многие характеристики индивидуального расщепления: число и направление вылета заряженных частиц, их природу и энергию. Исследования частиц производятся по радиусу кривизны их треков в магнитном поле, по удельной ионизации и пробегу.

Аналогичным образом для изучения ядерных реакций под действием частиц высоких энергий могут быть использованы пузырьковые камеры с самыми различными рабочими жидкостями. Хотя до настоящего времени подобные исследования почти не проводились, можно ожидать больших перспектив при применении этого метода для изучения взаимодействий быстрых частиц со сложными ядрами.

#### Литература

1. В. М. Gordon, L. Friedman, Phys. Rev., 108, 1053 (1957).
2. Н. В. Mathur, E. K. Hyde, Phys. Rev., 95, 708 (1954).
3. А. Н. Добропорова, Л. М. Крижанский, А. Н. Мурин, В. Н. Покровский, Изв. АН СССР, серия физ., 22, 815 (1958).
4. А. Н. Мурин, Л. М. Крижанский и др., Тезисы докладов на совещании по физике деления атомных ядер. 18—24 апреля 1961 года, Изд. АН СССР, Л. (1961).
5. E. Gradstajn, J. Phys. et Radium, 21, 54 (1960).
6. O. A. Schaeffer, J. Z. Zähringer, Naturforsch., 13a, 346 (1958).
7. O. A. Schaeffer, J. Zähringer, Phys. Rev. Lett., 2, 190 (1959).
8. J. Hadley, N. York, Phys. Rev., 80, 345 (1950).
9. Л. С. Ажгирей, Н. К. Взорев, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
10. М. Г. Мещеряков, Б. С. Неганов, И. К. Взорев, В. П. Зрелов, А. Ф. Шабудин, ДАН СССР, 109, 499 (1956).
11. W. Barkas, Phys. Rev., 87, 205 (1952).
12. W. Barkas, H. Turen, Phys. Rev., 89, 1 (1953).
13. R. Deutsch, Phys. Rev., 97, 1110 (1955).
14. D. A. Kellog, Phys. Rev., 90, 224 (1953).
15. М. С. Козодаев, М. М. Кулюкин, Р. М. Суляев, И. А. Филиппов, Ю. А. Щербаков, ЖЭТФ, 38, 708 (1960).
16. I. K. Vogtild, F. H. Tenney, Phys. Rev., 84, 1070 (1951).
17. K. Bruesckner, W. M. Powell, Phys. Rev., 75, 1274 (1949).