

2
Ф. РАЗЕТТИ

ОСНОВЫ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

53
Р17

Ф. РАЗЕТТИ

ОБЩЕСТВЕННАЯ
Депозитарий
1956 г.

1956 г.

ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

53482
71392316

ПЕРЕВОД
К. И. АЛЕКСЕЕВОЙ
и Н. А. ДОБРОТИНА



БИБЛИОТЕКА БДУ

71392316

ПРОВЕРЕНО
1956 г.

Республиканская
научно-техническая
библиотека

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1940 ЛЕНИНГРАД

Редактор Г. Н. Колаченко.

Техн. редактор Е. Г. Шмак.

Т 47-5-4. Прот. ТКК № 27
Сделано в производстве 17/1 1989 г.
Подписано к печати 20/XI 1989 г.
Тираж 5000. Тип. эк. в 1 бум. л. 120400.
Печ. л. 15. Уч. азт. л. 17,9.

Формат 60 × 92 1/4.
Изд. № 10.
Учетный № 4807.
Уполном. Глаз лита № А-1633.
Бумага Камской ф-ки. Заказ № 3811

4-я типография ОГПЗ РСФСР треста "Полиграфизмат" имени Евг. Соколовой.
Ленинград, пр. Красных Командиров, 29

ПРЕДИСЛОВИЕ ПЕРЕВОДЧИКОВ

Предлагаемый советскому читателю перевод книги Разетти „Elements of nuclear physics“ сделан с английского дополненного издания этой книги. Несмотря на большой интерес к физике атомного ядра со стороны самых широких кругов читателей, литература на русском языке по этому вопросу все еще очень скудна. В частности совсем нет книги, которая могла бы служить пособием для студентов по курсу атомного ядра, читаемому теперь во многих вузах. Книга Разетти, по крайней мере отчасти, восполняет этот пробел. Небольшой ее объем привел к конспективности изложения. В некоторых случаях краткость является чрезмерной.

Со времени написания книги прошло около трех лет. За это время ядерная физика развивалась очень быстро. Поэтому естественно, что в книге не рассматривается ряд весьма важных вопросов. В частности в ней отсутствует изложение так называемой статистической теории ядер. Однако, книга представляет собою большую ценность и сейчас, так как в ней изложены *основы* ядерной физики.

Несколько устарела последняя глава, посвященная космическим лучам; вообще следует отметить, что эта глава непропорционально сжата. Однако, как раз по космическим лучам в русской литературе дело обстоит относительно благополучно, так как, помимо популярной книги А. К. Вальтера „Космические лучи“, на русском языке имеется обстоятельная монография Д. В. Скобельцына и переводная брошюра П. М. С. Блеккетта. Поэтому последняя глава книги Разетти для советского читателя представляет меньший интерес, чем остальные главы.

В отдельных местах, для которых работы последних лет особенно существенны, нами сделаны краткие примечания.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Предлагаемая работа является английским изданием книги ¹⁾, написанной для итальянского Государственного научно-исследовательского совета и составляющей часть общего курса по физике.

Вследствие чрезвычайно быстрого развития ядерной физики в течение последних полутора лет, оказалось необходимым, после того, как был написан итальянский текст, включить в книгу последние открытия в этой области. Поэтому в настоящее издание были внесены существенные изменения.

Цель „Основ ядерной физики“ — представить в сжатом виде состояние исследования ядерных явлений как с экспериментальной так и с теоретической точек зрения. В пределах этой книги нельзя было поместить обширный теоретический разбор всех проблем, рассматриваемых в физике атомного ядра. Обычно приводились только результаты; они даны в форме, легко понятной для читателя, не владеющего математическим аппаратом. В некоторых случаях были сделаны исключения: например, в вопросе о внутренней конверсии γ -лучей, об α -распаде, обменных силах протон-нейтрон и общей задаче о столкновениях. Касаясь более подробно этих тем, автор близко придерживается трактовки, данной проф. Ферми в его лекциях в Мичиганском университете летом 1933 г.

Так как не только невозможно, но также и совершенно непрактично давать полную библиографию по ядерной физике, то при отборе литературы было решено ссылаться только на самые поздние и исчерпывающие работы по каждому отдельному вопросу. Ссылки на эксперименты, выполненные до 1930 г., вообще были опущены, так как на них всегда имеются указания в классических работах по радиоактивности, перечень которых включен в библиографию в конце этой книги.

Ф. Расетти

¹⁾ F. Rasetti, *Il Nucleo Atomico*, Zanichelli, Bologna (1936).

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие переводчиков	3
Предисловие автора	4
Введение	7
1. Атом и ядро	7
2. Радиоактивность	9
3. Строение ядер	11
4. Характеристические константы и единицы в ядерной физике	14
I. Обнаружение и измерение излучений радиоактивных веществ	17
1. Ионизационные камеры	17
2. Фотографические методы	18
3. Сцинтилляции	19
4. Счетчики с острым и тупым краем	20
5. Измерение ионизации, произведенной отдельной частицей	23
6. Камера Вильсона	24
II. Основные законы радиоактивного распада	27
1. Средняя продолжительность жизни и связанные с нею проблемы	27
2. Статистические флуктуации в радиоактивных явлениях	31
3. Законы смещения и радиоактивные ряды	33
III. Альфа-, бета- и гамма-излучение и их взаимодействие с веществом	37
1. Взаимодействие α -частицы с электронами: пробег, ионизация и потеря энергии	37
2. Разброс пробегов α -частиц	43
3. Первичная и вторичная ионизация: захват и потеря электронов	44
4. Рассеяние α -частицы	46
5. Теории торможения тяжелых заряженных частиц	49
6. Общие замечания о β -лучах	53
7. Торможение быстрых электронов вследствие ионизации	55
8. Столкновения быстрых электронов с ядрами, сопровождающиеся излучением	59
9. Рассеяние электронов ядрами	61
10. Явление резонанса при столкновении двух одинаковых частиц	62
11. Общие замечания о γ -лучах	63
12. Рассеяние γ -лучей	65
13. Фотоэлектрический эффект и поглощение γ -лучей	69
14. Образование и аннигиляция пар позитрон-электрон	71
15. Возникновение вторичного излучения	77

IV. Спектры альфа-, бета- и гамма-лучей естественных радиоактивных элементов	80
1. Закон Гейгера-Нэттола	80
2. Теория α -распада	81
3. Спектры α -лучей	91
4. Спектры γ -лучей и внутренние конверсии	95
5. Нерелятивистская теория внутренней конверсии	106
6. Квантовые уровни радиоактивных ядер	110
7. Спектры первичных β -лучей	113
V. Основные свойства и теория строения ядер	119
1. Состав элементов из изотопов	119
2. Дефекты масс	127
3. Спин, магнитный момент и статистики ядер	129
4. Элементарные частицы, составляющие ядра; гипотеза о строении ядер из протонов и электронов	134
5. Гипотеза о строении ядра из протонов и нейтронов и теория обменных сил	137
6. Теория β -распада	148
VI. Искусственное расщепление ядер	157
1. Теория столкновений: борновское приближение	157
2. Точная теория столкновений	161
3. Проникновение заряженных частиц в ядро	164
4. Аномальное рассеяние α -частиц и протонов	166
5. Общие замечания об искусственных расщеплениях	169
6. Превращения с захватом α -частицы и испусканием протона	172
7. Превращения с захватом α -частицы и испусканием нейтрона: свойства нейтрона	178
8. Превращения, вызываемые протонами и дейтронами	183
9. Фоторасщепление ядер	192
10. Расщепления, вызываемые нейтронами: свойства медленных нейтронов	194
11. Новые радиоактивные изотопы, получающиеся при ядерных превращениях	204
VII. Космические лучи	212
1. История вопроса и общие замечания	212
2. Зависимость интенсивности от высоты, широты и направления	216
3. Вторичные эффекты, вызываемые космическими лучами	222
Библиография	287
Указатель	238

ВВЕДЕНИЕ

1. Атом и ядро. Одним из основных достижений химии и физики XVIII и XIX столетий является доказательство того, что вещество состоит из некоторого числа *элементов*, сохраняющих свои свойства при всевозможных химических и физических превращениях. Каждый элемент был охарактеризован *атомным весом*, определяющим, в какой пропорции он может соединяться с другими элементами при образовании химических соединений. Менделеев показал, что элементы, расположенные в порядке возрастания атомного веса, обнаруживают характерную периодичность физических и химических свойств. Эта периодичность наиболее ясно обнаруживается при группировке элементов в *периодическую систему*.

В конце XIX и начале XX столетий много новых данных было получено при исследовании электрических свойств вещества. Изучение разряда в разреженных газах и открытие катодных, положительных и рентгеновских лучей показало, что вещество тесно связано с положительными и отрицательными электрическими зарядами. К этому времени, благодаря изучению брауновского движения, радиоактивности и многих других явлений была окончательно подтверждена атомистическая гипотеза. С другой же стороны, оказалось, что атомы не являются первичными, неделимыми частицами вещества, а состоят из положительно и отрицательно заряженных частиц, которые в определенных условиях могут быть отделены друг от друга.

При разделении отрицательное и положительное электричества ведут себя существенно различным образом. Отрицательное электричество оказалось связанным с частицами очень малой массы — в тысячи раз меньшей массы атомов — и всегда тождественными в отношении массы и заряда, независимо от элемента, от которого они были отделены. Такая частица была названа *электроном*. С другой стороны, положительное электричество всегда оказывалось связанным с частицами, имевшими массу порядка массы атомов. Эти частицы характерны для того элемента, из которого они получают.

Все эти проблемы получили полное объяснение на основе резерфордской *ядерной модели атома* и последующих работ первой четверти XX столетия. В настоящее время известно, что атом состоит из центральной тяжелой частицы, или *ядра*, в которой сконцентрирована почти вся масса и весь положительный электрический заряд атома. Вокруг ядра движется некоторое число электронов, общий отрицательный электрический заряд которых в точности компенсирует заряд ядра, так что атом в целом нейтрален. Таким образом, заряд

ядра, равный сумме Z электронных зарядов и определяющий число электронов, является существенным фактором, отличающим один элемент от другого. Заряд ядра возрастает на одну единицу при переходе от одного элемента к другому, ближайшему в периодической системе, и принимает значения от единицы (водород) до девяносто двух (уран). Z называется *атомным номером*.

Для объяснения поведения электрона в атоме принципы классической механики и электродинамики пришлось заменить новыми идеями *квантовой теории*. Применение квантовой теории к атому началось с боровской теории водородного атома (1913); оно достигло весьма совершенной формы в новой квантовой механике, созданной фундаментальными работами Бора, Гейзенберга, Паули, де-Бройля, Шредингера, Дирака и др. (1913—1927).

Основой для этого развития теории являлся экспериментальный факт, заключающийся в том, что атом может существовать только в определенных дискретных состояниях, называемых *квантовыми* или *стационарными состояниями*; эти состояния обладают характеристическими энергиями или *энергиями уровней* E_i . Переход от одного состояния к другому может происходить путем испускания или поглощения монохроматического излучения в форме *кванта света* или *фотона*, энергия которого равна $E_i - E_k$ и связана с частотой ν_{ik} , так называемым *условием частот Бора*:

$$E_i - E_k = h\nu_{ik},$$

где h есть постоянная Планка.

В пределах этой книги мы не имеем возможности сделать хотя бы краткий обзор широкой области применения и результатов квантовой теории атома. Достаточно будет напомнить, что с помощью этой теории мы имеем в настоящее время последовательную математическую схему, которая объясняет все спектроскопические явления в оптике и в области рентгеновских лучей. Кроме того, по крайней мере в принципе (если отвлечься от математических трудностей) она объясняет поведение элементов при образовании молекул и кристаллов.

В частности, следует отметить, что расположение элементов в периодической системе легко получается из рассмотрения возможных квантовых состояний электронов в атоме с учетом *принципа Паули* („запрет“ Паули), согласно которому в определенном квантовом состоянии не может находиться более одного электрона. Как было показано Дираком, собственный момент количества движения (*intrinsic angular momentum*) или *спин* электрона, введенный Уленбеком и Гудсмитом для получения правильного числа квантовых состояний электронов в атоме, также является необходимым следствием релятивистского волнового уравнения.

В указанном процессе развития атомной физики ядро играло второстепенную роль, так как его внутренняя структура не оказывает влияния на все обычные физические и химические процессы. Достаточно было рассматривать ядро как точечную частицу, обладающую некоторым электрическим зарядом и массой. Тем не менее было обна-

ружено, что для особого класса явлений — явлений *радиоактивности* — имеют место изменения внутренней структуры ядра. Однако эти явления оставались мало доступными для экспериментальных исследований, и только в самые последние годы они подверглись теоретической обработке. Поэтому они не оказали влияния на основную линию развития квантовой теории атома. Но так как явления радиоактивности составляют основное содержание этой книги, то мы должны теперь же обратить наше внимание на главные факты из области этих явлений.

2. Радиоактивность. Радиоактивные явления были открыты Беккерелем (1896), обнаружившим, что соли урана испускают особого рода лучи, способные проникать через слои вещества, совершенно непрозрачные для света. Эти лучи могли быть обнаружены по их способности вызывать ионизацию газа и почернение фотографической пластинки. Весьма значительное продвижение вперед в этой области было обязано знаменитым исследованиям П. и М. Кюри, которые нашли, что большая часть активности урана принадлежит другим элементам, присутствующим в чрезвычайно малых количествах. После выделения в чистом виде, эти элементы обнаружили явления радиоактивности с очень большой интенсивностью. Наиболее исследованный из этих элементов был радий (Кюри, 1898).

Дальнейшее исследование этих лучей привело к разделению их на три четко разграниченные группы, называемые α -, β - и γ -лучами. Их характерные особенности описаны в следующих параграфах.

α -лучи. Сильно ионизирующее и слабо проникающее излучение (полностью поглощается листом бумаги), отклоняющееся магнитным и электрическим полями подобно положительно заряженным частицам. Дальнейший анализ показал, что эти частицы являются дважды заряженными атомами гелия (ионы).

β -лучи. Более проникающее (способное проходить через несколько миллиметров алюминия), чем α -лучи, но менее ионизирующее излучение, отклоняемое электрическим и магнитным полями подобно отрицательно заряженным частицам. Эти частицы являются быстрыми электронами; они подобны электронам катодных лучей.

γ -лучи. Сильно проникающее и слабо ионизирующее излучение, не отклоняемое электрическим и магнитным полями. Эти лучи представляют собой электромагнитное излучение высокой частоты, т. е. они имеют ту же природу, что и рентгеновские лучи.

Полная неудача попыток повлиять на радиоактивный распад какими-либо физическими или химическими методами показала, что эти явления происходят не в тех областях атома, которые затрагиваются обыкновенными физическими и химическими явлениями. Поэтому, когда Резерфорд опытами над рассеянием α -частиц (1911) обнаружил ядерную структуру вещества, радиоактивность стали рассматривать как процесс, происходящий в самом ядре.

До этого связь между испускаемым излучением и изменениями, происходящими в излучающем атоме, была частично объяснена фундаментальными работами Резерфорда и Содди (1908). Теперь мы можем эти результаты выразить в простой форме с помощью следующего

закон смещения: При испускании ядром α -частицы (заряд 2, масса 4), атомный номер элемента понижается на две единицы и атомный вес — на четыре; при испускании β -частицы (заряд —1, очень малая масса), атомный номер возрастает на одну единицу, а атомный вес практически не меняется. Таким образом, радиоактивность, в отличие от других явлений, имеет следствием самопроизвольное превращение одного элемента в другой.

Обычно превращения происходят одно за другим (*радиоактивный ряд*) до тех пор, пока в конечном счете не образуется устойчивый продукт. Иногда, в результате следования друг за другом одного α -превращения и двух β -превращений, элемент возвращается в своему первоначальному положению в периодической системе; однако, его атомный вес теперь меньше на четыре единицы. Эти два элемента, занимающие одно и то же место в периодической системе, но различающиеся по массе и радиоактивным свойствам, называются *изотопами*. Было показано, что большинство обычных неактивных элементов состоит из смеси изотопов.

Если мы теперь будем рассматривать зависимость процесса ядерного распада от времени, мы снова найдем характерные особенности, которые подчеркивают отличие радиоактивных от других физических явлений. Факты могут быть суммированы в следующий простой закон: число атомов радиоактивного вещества, которые распадаются в очень малый промежуток времени dt , пропорционально числу N имеющихся атомов и не зависит от каких-либо физических и химических условий и от возраста вещества. Это число может быть представлено выражением λN , где λ — характерная постоянная вещества (*постоянная распада*). Если мы через $N(t)$ обозначим число атомов, имеющихся в момент времени t , то мы сможем написать дифференциальное уравнение

$$dN = -\lambda N dt.$$

Интегрируя его, получаем:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

Таким образом, количество радиоактивного вещества уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Обратная величина постоянной распада, $\tau = 1/\lambda$, как легко заметить, является *средней продолжительностью жизни* атомов данного типа. Она может принимать значения от 10^{10} лет (торий) до 10^{-9} секунды (ThC').

Экспоненциальный закон при распаде выполняется только статистически, для очень большого числа распадающихся атомов. С другой стороны, его можно, однако, интерпретировать, как вероятностный закон. При наблюдении над отдельным элементарным процессом мы находим, что отдельные распады происходят случайно, т. е. они не зависят один от другого.

К изучению радиоактивности можно подойти, исходя из двух различных точек зрения. С одной стороны, мы можем исследовать свойства α -, β - и γ -излучений и, в особенности, явления, происходящие при их взаимодействии с веществом. С другой стороны, для получе-

ния сведений о ядерной структуре, мы можем пытаться анализировать связь между этими лучами и испускающим их ядром. К этому нас приводит аналогия с оптическими и рентгеновскими спектрами, которые оказались наиболее мощным средством исследования внешней структуры атома.

Изучение взаимодействия трех типов лучей с веществом ведет к открытию новых важных явлений. Исследование рассеяния α -частиц показало, что масса и положительный электрический заряд атома сконцентрированы в объеме, много меньшем объема самого атома. Это привело Резерфорда к созданию его ядерной модели атома, являющейся фундаментом новой физики. При взаимодействии γ -лучей с веществом происходит много интересных явлений. Наиболее замечательным из них является „материализация“ γ -кванта, или фотона, в пару частиц, одна из которых есть обыкновенный электрон, тогда как другая представляет собой частицу нового типа с массой, равной массе электрона, но обладающую положительным зарядом. Эта частица называется *позитроном*. Пара позитрон-электрон может снова аннигилировать; ее энергия при этом снова выделяется в форме излучения.

При взаимодействии быстрых частиц (α -частиц, ядер водорода и т. д.) с атомными ядрами происходит также ряд чрезвычайно важных явлений. Иногда столкновение бывает неупругим; тогда ударяющая частица проникает внутрь ядра, вызывая изменение природы бомбардируемого атома. Мы имеем в этом случае так называемое *искусственное расщепление*, впервые полученное Резерфордом (1919) при бомбардировке азота α -частицами.

В последние годы были расщеплены ядра почти всех существующих элементов. Таким образом, ядерная физика, подобно астрономии, бывшая раньше скорее наблюдательной наукой, чем наукой экспериментальной, полностью потеряла свой начальный характер, так как искусственное расщепление дает большие возможности для эксперимента. В настоящее время расщепление ядер можно легко производить с помощью искусственно ускоренных положительных ионов или даже облучением достаточно жесткими рентгеновскими лучами. Кроме того, в большом числе случаев превращений мы получаем новые изотопы известных элементов, которые являются неустойчивыми и распадаются подобно естественным радиоактивным элементам с испусканием частицы из ядра. Таким образом, мы можем получить *искусственную радиоактивность*.

Чрезвычайно важным результатом изучения искусственного расщепления было открытие *нейтрона*, новой элементарной частицы с массой, приблизительно равной массе атома водорода и не обладающей электрическим зарядом. В настоящее время эта частица рассматривается как одна из универсальных составных частей вещества; эта частица не существует в свободном состоянии вследствие того, что она взаимодействует со всеми известными ядрами, вызывая различные типы превращений.

3. Строение ядер. Факты, которые мы кратко резюмировали в предыдущем параграфе, ясно показывают, что атомное ядро не

является простой частицей; оно, несомненно, построено из некоторого числа первичных единиц или элементарных частиц, природу которых мы постараемся определить. Но, прежде чем сделать это, мы должны более детально рассмотреть те данные о свойствах ядер, которые могут быть получены помимо области радиоактивных явлений.

Масс-спектрографический анализ, разработанный фундаментальными исследованиями Дж. Дж. Томсона и Астона, показал нам, что большинство устойчивых элементов состоит из смеси изотопов. Он обнаружил также существенный факт, что все атомные веса являются числами приблизительно кратными основной единице, равной $1/16$ атомного веса кислорода и поэтому несколько меньшей атомного веса водорода. Этот вывод наводит на мысль, что все ядра построены из элементарных составляющих, обладающих одинаковыми массами. То обстоятельство, что закон целых чисел выполняется только приближенно, не является аргументом против этого предположения. Согласно общему принципу относительности, масса и энергия должны быть эквивалентны, в соответствии с уравнением Эйнштейна

$$E = mc^2.$$

Поэтому, если элементарные частицы собраны вместе в устойчиво связанное ядро, то мы должны ожидать, что в процессе образования ядра будет освобождаться энергия — соответственно некоторой потере массы; таким образом, вес ядра будет меньше суммы весов составляющих его частиц. Измеримость потери в весе, или *дефекта масс*, показывает, что энергия связи ядра должна быть значительно больше энергий, встречающихся в обыкновенных атомных процессах. Этот вывод находится в полном согласии с большими энергиями, освобождаемыми при радиоактивных распадах.

Другие свойства ядер, например, *момент количества движения*, или *спин*, могут быть определены из наблюдения оптических спектров. Они подтверждают предположение, что ядро построено из элементарных частиц.

Поэтому основная задача ядерной физики заключается в том, чтобы обнаружить, какие частицы являются этими элементарными составляющими ядра, и установить законы, по которым происходит взаимодействие между ними. Это необходимо для того, чтобы хотя бы в принципе иметь возможность предсказать все возможные свойства и поведение данной системы этих частиц из существующей схемы элементарных основных законов.

Однако с самого начала необходимо подчеркнуть, что мы пока еще очень далеки от решения этой задачи. Но, с другой стороны, если мы учтем, как недавно началось развитие ядерной физики, то мы должны скорее удивиться громадному количеству фактов, обогативших наши знания, чем отсутствию удовлетворительной теории всех ядерных явлений.

При попытках исследовать структуру ядра сразу возникает следующая проблема. Вскоре после того как впервые была сделана попытка выяснить строение атома, обнаружилось, что классические

законы физики, установленные из наблюдения физических явлений макроскопического мира, не выполняются в мире атома. Эти законы были подвергнуты чрезвычайно далеко идущему и глубокому пересмотру, в результате которого была произведена коренная ломка понятий, казавшихся прежде наиболее очевидными, как, например, чисто кинематического описания движения. Основным результатом этого пересмотра явилась формулировка законов атомной физики с помощью последовательной и простой математической схемы, — так называемой *квантовой механики*.

Обращение к истории науки показывает нам, что каждая теория является только приближением, справедливым в строго ограниченной области. Когда мы пытаемся применять теорию вне круга явлений, для которых она была разработана, то в большинстве случаев теория оказывается недостаточной. Таким образом, будет законно спросить себя: квантово-механическое описание явлений годится для внешней оболочки атома и было разработано для этой области, — будет ли оно применимо для объяснения поведения элементарных частиц в ядре, где линейные размеры в сотни тысяч раз меньше и энергия связи в миллион раз больше, чем в атоме?

В настоящее время невозможно дать окончательный ответ на этот вопрос. Тем не менее, как мы увидим при рассмотрении строения ядер, оказывается, что большинство явлений ядерной физики можно удовлетворительно описать с помощью общей схемы квантовой механики. Это возможно лишь потому, что, согласно новым воззрениям, ядро состоит только из *тяжелых* частиц (*нейтронов* и ядер водорода, т. е. *протонов*). Если бы мы допустили существование легких частиц в ядре (*электронов* и *позитронов*), то квантово-механическое описание не было бы возможным.

Ядро, состоящее из нейтронов и протонов, будет обладать, подобно атому, квантовыми уровнями энергии. Существование этих уровней доказано большим числом экспериментальных данных, из которых наиболее важным является испускание ядром резких спектральных линий (γ -лучи). Тем не менее это предположение о строении ядра и гипотеза о существовании определенных квантовых уровней оказываются трудно примиримыми прежде всего с испусканием электронов из ядра (β -распад) и их непрерывным спектром. Согласно Паули и Ферми, эти трудности можно устранить, предположив, что: (а) электрон не существует в ядре, но возникает в акте его испускания; закон сохранения электрического заряда требует, чтобы этот процесс был связан с превращением нейтрона в протон; (б) часть энергии уносится гипотетической частицей *нейтрино*, которая, вследствие своей ничтожной массы и нулевого заряда, до сих пор ускользает от наблюдений.

Таким образом, оказывается возможным создать последовательную теорию ядра, построенного из нейтронов и протонов. Тем не менее, так как мы допускаем возможность взаимных превращений нейтронов и протонов, то мы должны сказать, что эти обе частицы скорее представляют собой два различных квантовых состояния одной и той же

элементарной частицы. Как показали Гейзенберг и Майорана, особый тип сил между нейтроном и протоном, возникающих вследствие обменных явлений, качественно объясняет наблюдаемые свойства ядер. Из этих свойств наиболее характерным оказывается то, что объем ядра и полная энергия связи пропорциональны числу частиц, составляющих ядро. Таким образом, свойства ядер, в противоположность свойствам электронной оболочки атома, оказываются сходными с поведением макроскопических количеств вещества в жидком состоянии.

При исследовании космических лучей встречаются энергии более высокого порядка, чем в обыкновенных ядерных явлениях, т. е. энергии выше 10^{11} электрон-вольт ($\approx 10^{-1}$ эрга). Мы имеем указания на то, что существующие теории становятся недостаточными, когда мы имеем дело с явлениями этого порядка величины*). Кроме этих крайних случаев, недостаточность существующих теорий обнаруживается, когда мы пытаемся понять природу самих элементарных частиц, например, при рассмотрении проблемы собственной энергии точечной частицы, которая при этом оказывается бесконечно большой. Однако эта проблема находится вне пределов, которыми мы ограничиваем наше описание ядерных явлений.

4. **Характеристические константы и единицы в ядерной физике.** Некоторые величины играют чрезвычайно важную роль в атомной и ядерной физике. Среди тех величин, которые мы будем употреблять в этой книге, находятся следующие:

Длина. Так как единицей длины является сантиметр, то для измерения расстояний атомного порядка величины употребляются некоторые из его кратных значений. Так, длины волн линий рентгеновских или γ -лучей обыкновенно выражают в X-единицах (X-ед.):

$$1 \text{ X-ед.} = 10^{-11} \text{ см.}$$

Некоторые характеристические длины играют чрезвычайно важную роль в атомной и ядерной физике. Для случая атома характеристической длиной является *боровский радиус*:

$$\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m e^2} = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

В ядерной физике важные характеристические длины — это *комптоновская длина волны*:

$$\frac{h}{mc} = 24,17 \text{ X-ед.} = 2,417 \cdot 10^{-10} \text{ см}$$

и *классический радиус электрона*:

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2,807 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

*) В самое последнее время в работах Гайтлера, Гейзенберга и др. в этом направлении достигнуты известные успехи. (Прим. перев.)

Интересно отметить, что оба отношения этих трех единиц равны (пренебрегая несущественным множителем порядка единицы)

$$\frac{2\pi e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,37}$$

или постоянной тонкой структуры. Эта величина важна для целого ряда проблем.

Масса. Наиболее важная константа есть масса электрона:

$$m = 9,028 \cdot 10^{-28} \text{ г.}$$

Массы атомов часто выражают в единицах атомного веса. Одной единице атомного веса соответствует

$$M_1 = 1,646 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Электрический заряд. Важнейшей константой является заряд электрона¹⁾:

$$e = 4,767 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE.}$$

Момент количества движения. Каждая компонента момента количества движения системы имеет величину, равную четному или нечетному числу половинных значений основной константы

$$\frac{\hbar}{2\pi} = 1,042 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек.}$$

Энергия. Несмотря на то, что абсолютной единицей энергии является эрг, в атомной и ядерной физике предпочитают употреблять различные другие единицы. В спектроскопии нормальной единицей является *ридберг*, или энергия ионизации водородного атома. Тем не менее, чаще энергия измеряется в электрон-вольтах (eV), причем электрон-вольт связан с эргом следующим соотношением:

$$1 \text{ eV} = \frac{e}{300} \text{ эргов} = 1,589 \cdot 10^{-12} \text{ эргов.}$$

В ядерной физике энергия часто выражается в keV или MeV, так как eV для практических целей слишком мал:

$$1 \text{ keV} = 1000 \text{ eV,}$$

$$1 \text{ MeV} = 1\,000\,000 \text{ eV.}$$

Однако естественной единицей энергии в ядерной физике является *собственная энергия электрона*:

$$mc^2 = 0,5107 \text{ MeV.}$$

¹⁾ Дискуссию о величине заряда электрона см. у Birge, *Nature*, 137, 187 (1936).

Длина волны фотона с энергией $h\nu$, равной собственной энергии электрона, равна комптоновской длине волны. Длины волн могут быть переведены на электрон-вольты или, наоборот, при помощи соотношения:

$$\lambda (\text{X-ед.}) = \frac{12,348}{\text{энергия (MeV)}}.$$

Вследствие общего соотношения между массой и энергией, согласно уравнению Эйнштейна $E = mc^2$, часто бывает необходимо переводить единицы массы в электрон-вольты или наоборот. Одной единице атомного веса соответствует:

$$M_1 c^2 = 931 \text{ MeV}.$$

ОБНАРУЖЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Методы, разработанные для обнаружения и измерения излучений, испускаемых радиоактивными веществами, можно разделить на два различных класса: (а) методы, в которых наблюдаемый эффект вызывается достаточно большим числом частиц (например, α -частиц, электронов или протонов); в этом случае флуктуации, вызванные отдельными частицами, сглаживаются; (б) методы, в которых наблюдаются отдельные элементарные процессы.

В первую очередь нами будут разобраны методы, принадлежащие классу (а). Большинство из них основано либо на ионизации, либо на фотографическом действии, производимых излучениями.

1. Ионизационные камеры. Наиболее часто употребляют ионизационный метод. Чувствительность его можно сделать очень большой и его легко можно применить для количественных измерений интенсивности радиации.

Ионизационная камера в основном состоит из наполненного газом сосуда, внутри которого создается электрическое поле. Произведенные излучением ионы одного знака собираются на изолированном электроде, связанном с электрометром. Интенсивность радиации измеряется электрическим зарядом, собранным на электроде за определенное время.

Необходимо, чтобы электрическое поле было достаточно сильным для того, чтобы приблизительно достигалось насыщение. В этих условиях большинство возникающих ионов успевает достигать электрода до рекомбинации.

Размеры ионизационной камеры, природа и давление газа, которым она наполнена, и чувствительность электрометра должны определяться типом измеряемого излучения и особенностями исследования. Для α -частиц, которые полностью поглощаются в нескольких сантиметрах воздуха, камера обычно наполняется воздухом при атмосферном давлении. Ее линейные размеры не должны быть больше пробега частиц, так как дальнейшее увеличение размеров не увеличивает производимую ионизацию. Часто бывает проще употреблять электроскоп как ионизационную камеру. Источник α -частиц обыкновенно помещается внутри прибора, так как даже тонкие стенки поглощали бы частицы (в лучшем случае частично).

Для более проникающих β - и γ -лучей можно употреблять камеры большего размера. Источник обычно помещается вне камеры. Для того чтобы увеличить ионизацию в случае γ -лучей, удобно заменять воздух в камере более поглощающим газом (например, CH_3J) или увеличивать давление (практически, до тридцати или пятидесяти атмосфер). Однако следует отметить, что чувствительность не возрастает пропорционально плотности, так как при больших давлениях возрастает рекомбинация ионов. В большой мере это можно устранить, если употребить очень чистые инертные газы (аргон), в которых эффект рекомбинации остается малым вплоть до чрезвычайно больших давлений.

Чувствительность можно довести до высокого предела либо увеличением вольтовой чувствительности электрометра, либо понижением емкости системы. В случае α -частиц легко обнаруживается ионизация, производимая одной частицей (около 10^5 пар ионов или $4,8 \cdot 10^{-6}$ электростатических единиц). В случае β -или γ -лучей предел при измерении очень слабого излучения устанавливается остаточной ионизацией прибора или, вернее, ее статистическими флуктуациями. Эта ионизация вызывается: (а) слабой активностью материала прибора, вызванной загрязнением радиоактивными веществами; (б) γ -излучением радиоактивных веществ, содержащихся в почве и стенах лаборатории; (в) космическими лучами.

Металлическая поверхность, даже насколько возможно тщательно очищенная от загрязнений радиоактивными веществами, все-таки испускает от одной до пяти α -частиц в час на см^2 ; космические лучи и γ -лучи вместе образуют от двух до десяти пар ионов в секунду в одном см^3 воздуха при нормальном давлении. Это дает представление о порядке величины остаточной ионизации в камере. Остаточная ионизация может быть несколько уменьшена экранированием несколькими сантиметрами свинца, поглощающего большую часть γ -лучей.

Если ионизационная камера предназначена для измерения β -или γ -лучей, то применение больших давлений имеет преимущество не только вследствие общего возрастания чувствительности, но также и вследствие относительного уменьшения остаточной ионизации. Этот эффект объясняется тем, что часть ионизации вызывается α -частицами от загрязнений стенок камеры. Если, как обычно бывает, линейные размеры камеры имеют порядок величины пробега α -частиц или больше, то ионизация, производимая частицами, с увеличением давления не возрастает.

Для многих целей чувствительный электроскоп (например, с кварцевой нитью) является таким же хорошим прибором, как и ионизационная камера, связанная с электрометром. Вместе с тем он значительно более прост. Однако, в тех случаях, когда требуется очень высокая чувствительность, электроскоп не употребляют.

2. Фотографические методы. Фотографические методы менее чувствительны, чем метод ионизационной камеры. Кроме того, они с трудом применимы к измерению интенсивностей. Но, с другой стороны, они имеют и много явных преимуществ.

Фотографическая эмульсия в большей или меньшей степени чувствительна ко всем излучениям, испускаемым радиоактивными веществами. α -лучи, которые полностью поглощаются чувствительным слоем, вызывают очень плотное почернение. В некоторых случаях, при рассматривании фотографической пластинки в микроскоп, можно видеть след отдельной ионизирующей частицы (α -частицы или протона), состоящий из ряда проявленных зерен серебра¹⁾. Эти следы подобны следам, получающимся в камере Вильсона (см. § 6 этой главы); однако, вследствие очень малого проникновения частиц в фотографическую эмульсию, общая длина следов равна лишь нескольким сотым миллиметра. Этот метод недавно был применен к изучению некоторых случаев искусственного расщепления элементов.

β -лучи также производят сильное действие на фотографическую пластинку. Поэтому она часто употребляется в магнитных спектрографах в качестве индикатора β -лучей. С другой стороны, фотографическое действие γ -лучей, особенно в случае больших частот, очень слабо. Это вытекает из того, что только небольшая часть их энергии поглощается чувствительным слоем. Действие γ -лучей можно значительно увеличить, если употреблять усиливающие экраны (например, из вольфрамата кальция). Эти экраны под действием γ -лучей флуоресцируют с испусканием фиолетового и ультрафиолетового света.

Теперь мы кратко опишем методы, позволяющие наблюдать элементарные процессы.

3. Сцинтилляции. Излучение радиоактивных веществ производит видимую флуоресценцию во многих веществах, например, в платино-синеродистом барии, вольфрамите кальция и сернистом цинке.

Если поместить слабый источник α -лучей около экрана из сернистого цинка, то в темноте под микроскопом можно ясно наблюдать вспышки света, производимые отдельными частицами. Такая вспышка называется *сцинтилляцией*.

Измерение количества света, испускаемого при каждой сцинтилляции, показало, что в некоторых случаях до 25% энергии, ударяющей α -частицы, превращается в энергию люминесценции. Для того чтобы эффект был ясно видим, необходимо, чтобы на сетину глаза попадало около трехсот световых квантов. Продолжительность сцинтилляции — порядка 10^{-4} секунды. Наилучшие экспериментальные условия получаются при употреблении микроскопов с большой апертурой, дающих увеличение от 20 до 50 раз.

При достаточном внимании этот метод позволяет наблюдателю считать число частиц, падающих на определенную площадь. Опытный наблюдатель может считать от 90 до 95% падающих α -частиц. Быстрые протоны также вызывают сцинтилляции и могут быть сосчитаны таким же способом.

Метод сцинтилляций в прошлом имел чрезвычайно большое значение. Благодаря ему оказалось возможным выполнение классической

¹⁾ Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, 150, 382 (1935); Myssowsky and Tschishow, *Z. Phys.*, 44, 408 (1927); Blau, *Z. Phys.*, 34, 285 (1925); *ibid.*, 48, 751 (1928).

работы Резерфорда по рассеянию α -частиц и открытие искусственного расщепления элементов.

В настоящее время для счета частиц предпочитают использовать автоматические электрические методы. Тем не менее, метод сцинтилляций, вследствие его чрезвычайной простоты, можно успешно применять для качественных работ.

4. Счетчики с острием и нитью. Если ионизационный ток, получающийся при прохождении частицы через камеру, оказывается слишком слабым для того, чтобы его можно было непосредственно обнаружить, его можно значительно усилить при помощи эффектов, происходящих при ударной ионизации и вторичной эмиссии ионов из поверхности электродов. На этом принципе основаны счетчики, называемые *счетчиками с автоматическим усилением*.

Эти счетчики в основном состоят из ионизационной камеры, в которой электрическое поле таково, что разряд самопроизвольно не происходит, а начинается лишь при наличии ионов, образованных какой-либо частицей. Существенно, чтобы этот разряд не мог стать непрерывным; он должен автоматически прерываться по истечении очень короткого промежутка времени. Это нужно для того, чтобы прибор мог вернуться к нормальному состоянию, необходимому для регистрации следующей частицы.

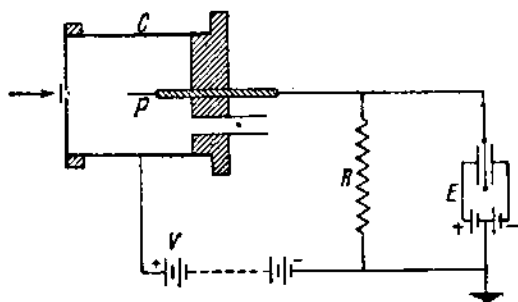


Рис. 1. Устройство счетчика Гейгера.

В *счетчике Гейгера с острием* эти условия создаются при помощи схемы, приведенной на рис. 1. Цилиндрическая камера C является одним из электродов. В передней стенке ее имеется круглое отверстие, через которое частицы могут проникать в счетчик. Если прибор употребляется не при атмосферном давлении, это окно можно закрыть тонкой фольгой. Другим электродом должна быть острая игла или маленький шарик на конце тонкой проволоки. Он вводится в счетчик при помощи изолирующего стержня.

Внутренний электрод заземлен через очень высокое сопротивление утечки R (от 10^7 до 10^{10} ом); стенки камеры присоединены к источнику высокого положительного или отрицательного потенциала (от 1000 до 5000 В). Внутренний электрод присоединен также к электрометру, обладающему коротким периодом. Электрометр дает возможность экспериментатору наблюдать внезапное изменение потенциала при разряде в счетчике.

При хороших рабочих условиях почти каждая частица, образующая ионы внутри конического пространства, определяемого острием и круглым окном, вызывает разряд. Продолжительность этого разряда — порядка 10^{-3} секунды. Максимальная величина тока сильно

меняется в зависимости от величины приложенного напряжения и легко может быть доведена до порядка величины 10^{-5} А.

Отношение общего тока разряда к первичному ионизационному току, вызываемому частицей, называется *коэффициентом усиления*.

Большое значение имеет изучение поведения счетчика при изменении потенциала. До некоторого значения этого потенциала вторичная ионизация отсутствует. Тогда, если к внешнему электроду приложен отрицательный потенциал, имеется область, в которой общее число произведенных ионов пропорционально начальному числу ионов (*область пропорциональности*). В этой области импульсы все еще очень малы (коэффициент усиления имеет значения от 10^3 до 10^4).

Таким образом, мы имеем пропорциональный счетчик, который с большим успехом применяется для счета только тяжелых ионизующих частиц (α -частиц или протонов) в присутствии β - или γ -лучей. Так как число ионов, образованное α -частицей на сантиметре пути, приблизительно в 100 раз больше, чем число ионов, образованное электроном, то оказывается, легко подобрать чувствительность регистрирующей системы так, чтобы регистрировались импульсы, вызываемые только α -частицами.

При дальнейшем возрастании потенциала достигается область, где величина импульсов перестает зависеть от величины начальной ионизации и является функцией только потенциала, природы газа, сопротивления R и геометрических данных прибора. В этом случае нельзя больше отличать друг от друга импульсы, вызванные сильно или слабо ионизующими частицами (α или β). Коэффициент усиления в этой области достигает значений от 10^5 до 10^6 .*.

Вследствие существования области насыщения (область напряжений, имеющая ширину до нескольких сотен вольт) при помощи этого метода возможен количественный счет частиц. В области насыщения при облучении каким-либо источником, число импульсов в единицу времени остается приблизительно постоянным. Найдено, что в этих условиях практически все частицы, попадающие в чувствительную область счетчика, вызывают импульсы. При дальнейшем возрастании напряжения появляются самопроизвольные разряды.

На рис. 2 приведена характеристика счетчика, снятая в хороших рабочих условиях.

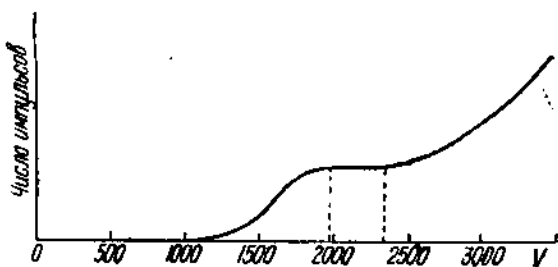


Рис. 2. Кривая чувствительности счетчика.

*) В рассматриваемом случае счетчиков с самостоятельным разрядом само понятие коэффициента усиления до известной степени теряет свой смысл. (Прим. перев.)

Для регистрации импульсов может быть использован электрометр, снабженный приспособлением для фотографической записи. Однако значительно более удобный метод счета импульсов заключается в соединении при помощи малой емкости контура счетчика с ламповым усилителем, который приводит в действие механический регистратор (например, счетчик телефонных разговоров). Газонаполненная трехэлектродная лампа (тиратрон) особенно удобна для приведения в действие механического счетчика. Если инерция механического счетчика слишком велика для осуществления желаемой скорости счета, то можно употреблять специальные тиратронные схемы (например, схемы Винн-Вильямса с двумя, четырьмя и т. д. тиратронами). С помощью этих схем только один импульс из двух, четырех или больше регистрируется механическим счетчиком¹⁾. Вероятность того, что два импульса будут приходить к механическому счетчику так быстро друг за другом, что не будут зарегистрированы отдельно, оказывается таким образом значительно уменьшенной.

Однако предел для скорости счета определяется временем возвращения счетчика к нормальному состоянию после разряда. Вследствие этого работа счетчиков становится ненадежной, если скорость счета превышает несколько сотен импульсов в минуту.



Рис. 3. Счетчик Гейгера-Мюллера.

Счетчик с нитью (Zählrohr) Гейгера - Мюллера отличается от счетчика

с острием только формой электродов (см. рис. 3). Катод цилиндрический; анод состоит из проволоки (обычно употребляется стальная, алюминиевая или вольфрамовая проволока диаметром от 0,1 до 0,5 мм), натянутой по оси цилиндра. Для того чтобы избежать необходимости брать очень высокие напряжения, счетчик обычно наполняется воздухом или другим каким-либо газом при пониженном давлении (от 2 до 10 см ртутного столба). Электроды обычно запаиваются в стеклянную трубку, если счетчик предназначен для счета β -излучения, то она должна иметь тонкие стенки. Для того чтобы в счетчик могли проникнуть α -частицы или мягкие β -лучи, делают окно из тонкого стекла, алюминия или слюды.

Характеристика этого счетчика подобна характеристике счетчика с острием. Чувствительная область занимает все пространство между электродами. Здесь также существует область напряжений, для которой имеет место пропорциональность.

Любой тип счетчика всегда регистрирует некоторое число импульсов — даже в отсутствии радиоактивного источника — вследствие тех же причин, которые вызывают остаточную ионизацию и которые рассматривались уже в § 1 этой главы. Некоторые представления о порядке величины этого фона могут быть получены из следующих дан-

¹⁾ Wynn-Williams, *Proc. Roy. Soc.*, 186, 312 (1932).

ных: счетчик с нитью диаметром в 1 см и длиной 4 см дает, как минимум, от 10 до 20 импульсов в минуту; это число импульсов можно уменьшить приблизительно в два раза экранированием несколькими сантиметрами свинца.

Вследствие меньшего размера чувствительной области счетчики с острием имеют меньший фон. Иногда их предпочитают употреблять для измерений с α - или β -частицами, тогда как счетчики с нитью, вследствие их высокой чувствительности, обычно употребляются для измерения γ -лучей.

γ -лучи действуют на счетчик через вторичные электроны, вырванные из стенок счетчика или из газа. γ -лучи от одного миллиграмма радия, помещенного на расстоянии пяти метров от счетчика, имеющего указанные выше размеры, вызывают около 10 импульсов в минуту.

При работе со счетчиками важно, чтобы разряд происходил в течение очень короткого промежутка времени. Это необходимо для получения высокой разрешающей силы, т. е. способности разделять друг от друга частицы, попадающие в счетчик очень быстро друг за другом. Причина обрывания разряда в счетчике до сих пор еще окончательно не установлена. Долгое время эффект обрывания приписывался наличию изолирующего оксидного слоя на электродах. В настоящее время выяснено, что этот фактор не имеет существенного значения, хотя все же может влиять на работу счетчика. Продолжительность импульса зависит от емкости и сопротивления утечки, которые должны быть взяты по возможности малыми, но без ущерба для удовлетворительной работы счетчика. Согласно некоторым авторам, сопротивление утечки с успехом можно заменить фотоэлементом или другим прибором, который имеет не омическое сопротивление и обладает током насыщения порядка 10^{-8} А. Этим путем горизонтальный участок характеристики счетчика может быть сделан много длиннее.

Здесь важно упомянуть о *методе совпадений*, который особенно удобен для изучения космических лучей или жестких γ -лучей. Ламповый усилитель ¹⁾ регистрирует только одновременные или совпадающие импульсы в двух или более счетчиках (Боте, Росси). Эти совпадающие импульсы возникают тогда, когда отдельная частица или несколько частиц, образовавшихся в одном и том же элементарном процессе, проходят через различные счетчики. Очевидно, для этого метода очень важно получать высокую разрешающую силу для уменьшения числа кажущихся или случайных совпадений. Не представляет особых затруднений разделять импульсы, следующие друг за другом через интервалы времени меньше 10^{-4} секунды.

б. Измерение ионизации, произведенной отдельной частицей. Первичная ионизация, вызванная отдельной частицей, была измерена только для случая тяжелых ионизирующих частиц (α -частиц или протонов). Изменение потенциала электрода, на котором собираются ионы, можно измерить двумя различными методами: или непосредствен-

¹⁾ Bothe, Z. Phys., 59, 1 (1929); Rossi, Nature, 125. 636 (1930).

по, с помощью очень чувствительного электрометра, или с помощью усиления.

Первый метод был разработан главным образом Гофманом. Отклонения электрометра (электрометр Гофмана или Линдемана) обыкновенно фотографируются на движущейся пленке. Каждая ионизующая частица дает скачок, размеры которого указывают на число образовавшихся ионов.

Метод усиления, впервые примененный Грейнахером, недавно был доведен до высокой степени совершенства главным образом работами Винн-Вильямса. Применяют пять или шесть усиливающих каскадов ¹⁾, первый из которых тщательно защищен от внешних помех. Коэффициент усиления напряжения имеет порядок величины 10^6 или 10^7 . Усиление является линейным, что дает возможность измерять первичную ионизацию. Этим методом можно измерять первичную ионизацию в 500 ионов (т. е. $2,4 \cdot 10^{-7}$ (эл.-ст. ед.)). Таким образом здесь можно обнаружить тяжелые ионизующие частицы в присутствии β - и γ -излучения. Это возможно потому, что в этом случае β - и γ -излучение вызывает не отдельные измеримые импульсы, а дает только общий фон ионизации, колеблющийся вследствие флуктуаций. Величина этих колебаний меньше, если разрешающая сила больше. Поэтому в ионизационной камере следует прилагать сильное электрическое поле для того, чтобы устранять большие скопления ионов.

6. Камера Вильсона. Этот метод основан на открытии, сделанном Вильсоном, заключающемся в том, что ионы являются центрами конденсации для пересыщенных паров воды.

Пересыщение получается при адиабатическом расширении газа, уже насыщенного парами воды. Расширение осуществляется резким движением поршня. Расширение понижает температуру согласно уравнению:

$$Tv^{\gamma-1} = \text{const},$$

где T — абсолютная температура, v — объем и γ — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и при постоянном объеме. Если мы имеем смесь воздуха с водяными парами, то охлаждение получается больше, чем это требуется для компенсации увеличения объема; вследствие этого и достигается пересыщение. Если в этот момент через газ проходит ионизующая частица, то каждый ион становится центром водяной капельки: путь частицы делается видимым в виде тонкой полоски тумана.

На практике, для удовлетворительной работы камеры, необходимо принимать некоторые предосторожности. Для того чтобы можно было наблюдать отчетливые следы, *расширение* (отношение конечного и начального объемов) должно иметь строго определенное значение для каждой смеси газа и паров. Например, для воздуха при начальном давлении 76 см ртутного столба, насыщенного водяными парами, значение этого отношения должно быть равно 1,31. При этих условиях

¹⁾ См. Dunning, *Rev. Sci. Instr.*, 5. 387 (1934).

так называемый фактор пересыщения приблизительно равен 6, т. е. в конце расширения плотность паров в шесть раз больше плотности, соответствующей состоянию насыщения.

Расширение, конечно, меньше, если брать газ с большим значением γ . Например, для смеси гелия ($\gamma = 1,66$) и водяных паров требуется расширение, равное приблизительно 1,2. Часто вместо водяных паров употребляют пары спирта. Однако лучше брать смесь паров этилового спирта и воды, которая требует меньшей величины расширения, чем каждая из составляющих смеси; для воздуха и этой смеси величина расширения имеет значение около 1,15. В некоторых случаях, когда камера должна быть наполнена газом, реагирующим с водой или спиртом, употребляют другие пары (например, четыреххлористый углерод).

Для того чтобы убирать самопроизвольно образующиеся ионы, которые могли бы вызвать общий туман, к камере прикладывается электрическое поле. Непосредственно перед расширением, когда частицы впускаются в камеру с помощью специального щитка, электрическое поле обычно выключается.

Для фотографирования следов камера сильно освещается горизонтальным пучком света от вольтовой дуги или от разряда в парах ртути. Фотографирование производится через стеклянную крышку камеры светом, рассеянным капельками под прямым углом. Обычно одновременно делают два стереоскопических снимка следа для того, чтобы можно было воспроизвести путь частицы в пространстве. Иногда, при фотографировании слабых следов (β -частиц), используют свет, рассеянный вперед, так как он обладает значительно большей интенсивностью, чем свет, рассеянный под прямым углом.

Следы α - и β -частиц имеют совершенно различный вид вследствие различного числа ионов, образуемых на единице пути; поэтому их можно непосредственно отличать друг от друга. Число капелек в следе α -частицы имеет величину порядка 10 000 на сантиметр. Электронные следы, имеющие только около 100 капелек на сантиметр, оказываются значительно тоньше. В них можно различить отдельные капельки, неравномерно расположенные по длине следа. На фотографиях следов (см. стр. 229, 230 и 233—236) это различие видно совершенно ясно.

Камеру Вильсона можно приводить в действие рукой или автоматически. В последнем случае расширения происходят через равные промежутки времени (от 10 до 30 сек.), после каждого из которых автоматически действующий механизм возвращает поршень в начальное положение, а также управляет освещением и фотографическим аппаратом. Так как обычно снимки делаются на кинолентку, то, регулировав однажды установку, можно в короткое время получить тысячи снимков. Это необходимо при наблюдении таких редких явлений, как, например, искусственное расщепление элементов.

Для некоторых проблем (главным образом связанных с космическими лучами) рекомендуется производить расширение не через регулярные промежутки времени, а только тогда, когда частица проходит через камеру. Для этой цели расширение управляется совпадающими раз-

рядами в счетчиках, помещенных вблизи камеры, например выше и ниже камеры. Только тогда, когда проникающая частица проходит через счетчики и камеру, последняя приводится в действие. В этом случае частица проходит через камеру до расширения, в то время как при обычной работе камеры она проходит через камеру после расширения. Однако, если промежуток времени между действием на счетчики и расширением имеет порядок величины 0,01 сек., то ионы не успевают продиффундировать на заметные расстояния и следы получаются четкими. Для такой работы камера Вильсона успешно была использована Блеккетом и Оккалини и Андерсоном.

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

1. Средняя продолжительность жизни и связанные с нею проблемы. Как было отмечено во введении к этой книге, закон, определяющий скорость превращения радиоактивного вещества, заключается в следующем: количество вещества, распадающееся в течение очень короткого промежутка времени dt , пропорционально имеющемуся в наличии количеству вещества. Если мы обозначим количество вещества через $N(t)$, то можно написать

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (\text{II}, 1)$$

где λ — характеристическая постоянная вещества, называемая *постоянной распада*. При интегрировании, уравнение (II, 1) дает:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (\text{II}, 2)$$

где N_0 — количество вещества в начальный момент времени. $N(t)$ может представлять число атомов вещества. Так как это число есть целое число, то все рассуждения, в которых оно рассматривается как непрерывная переменная величина, справедливы только при очень большом числе атомов. Относительно изменений, которые должны быть введены в случае, если это условие не выполнено, см. § 2 этой главы.

Средняя продолжительность жизни τ радиоактивного вещества может быть вычислена непосредственно. Определяем число атомов $N(t)$ в момент времени t . Из них между моментами времени t и $t+dt$ распадается $\lambda N(t) dt$ атомов. Время жизни этих атомов было t . Поэтому среднюю продолжительность жизни мы получим интегрированием от нуля до бесконечности выражения:

$$\frac{t \lambda N(t) dt}{N_0}.$$

Интегрируя, мы получаем:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (\text{II}, 3)$$

Таким образом, средняя продолжительность жизни оказывается обратной величиной постоянной распада. Иногда, вместо средней продолжи-

тельности жизни, более удобно употреблять *период полураспада*, т. е. время T , в течение которого распадается половина начального количества вещества. Период полураспада связан со средней продолжительностью жизни соотношением:

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau.$$

Практически чрезвычайно важно бывает вычислять изменения во времени количества дочернего вещества, постоянно возникающего при распаде материнского вещества. Последнее или остается в неизменном количестве, или изменяется со временем.

Обозначим через N_1 количество материнского вещества и через λ_1 — его постоянную распада. N_2 и λ_2 будут представлять те же величины для дочернего вещества. Мы можем написать два уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 4)$$

Первое из этих уравнений выражает экспоненциальный распад материнского вещества. Второе уравнение учитывает то обстоятельство, что скорость изменения числа атомов дочернего вещества определяется разностью между числом возникающих и числом распадающихся его атомов.

Линейные дифференциальные уравнения (II, 4) имеют общее решение:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N_1^0 e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \left(N_2^0 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \right) e^{-\lambda_2 t}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{II}, 5)$$

где произвольная постоянная интегрирования выражена через начальные количества обоих веществ N_1^0 и N_2^0 .

Теперь мы рассмотрим более детально решение уравнения (II, 5) для нескольких особенно важных случаев.

Случай 1. Средняя продолжительность жизни материнского вещества настолько велика, что имеющееся количество его можно рассматривать постоянным ($\lambda_2 \gg \lambda_1$). В этом случае, если $N_2^0 = 0$, приближенно получаем:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 \{ 1 - e^{-\lambda_2 t} \}. \quad (\text{II}, 6)$$

По истечении времени t , которое по величине сравнимо с $1/\lambda_2$, достигаются условия, при которых количество дочернего вещества практически остается постоянным; количество его равно:

$$\frac{N_1^0 \lambda_1}{\lambda_2}.$$

В этом случае можно сказать, что дочернее вещество находится в *секунлярном (всковом) равновесии* с материнским веществом. Имею-

щиеся в наличии количества обоих веществ прямо пропорциональны, соответственно, их средним продолжительностям жизни, или обратно пропорциональны их постоянным распада.

Такое же равновесие достигается и в случае нескольких веществ в радиоактивных рядах, в которых материнское вещество имеет значительно большую среднюю продолжительность жизни, чем любое из следующих за ним веществ. Так, в урановых ($T = 4,5 \cdot 10^9$ лет) рудах найдены все его последующие продукты распада (поний, радий, эманация и т. д.). За время геологического возраста минерала эти элементы достигли состояния секулярного равновесия, т. е. каждый элемент находится в количестве, пропорциональном его средней продолжительности жизни. Например, количество радия ($T = 1,6 \cdot 10^3$ лет), связанное с одним граммом урана, равно:

$$\frac{226}{238} \cdot \frac{1,6 \cdot 10^3}{4,5 \cdot 10^9} = 3,38 \cdot 10^{-7} \text{ г.}$$

Типичным случаем, на котором легко можно проверить формулу (II, 6), является образование эманации радия или радона ($T = 3,84$ дня) из радия. Экспоненциальный распад радона и его нарастание представлены двумя кривыми на рис. 4.

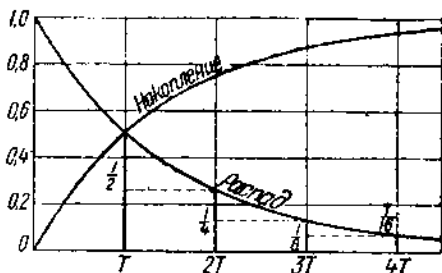


Рис. 4. Распад и нарастание радона.

Соотношение между кривыми распада и нарастания легко можно понять из следующего. По истечении времени, которое велико по сравнению со средней продолжительностью жизни радона, он будет находиться в равновесии с радием. Вследствие этого, количество его будет оставаться постоянным. Предположим, что в это время мы отделили весь радон от радия. Отделенный от радия радон распадается пропорционально $e^{-\lambda_2 t}$. Но так как общее количество его все же должно при этом остаться постоянным, то количество радона, образующееся в радии, должно возрастать пропорционально $1 - e^{-\lambda_2 t}$.

Случай 2. Средние продолжительности жизни элементов имеют один и тот же порядок величины, но в начальный момент имеется только материнское вещество ($N_2^0 = 0$). Из уравнений (II, 5) мы получаем:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \{ e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \}. \quad (\text{II, 7})$$

Количество дочернего вещества достигает максимального значения и для больших значений t убывает с периодом, равным или периоду материнского вещества, если λ_1 меньше λ_2 , или периоду дочернего вещества, если λ_1 больше λ_2 . При больших значениях t становится доминирующим тот экспоненциальный член, у которого постоянная λ меньше.

Случай 3. Когда $\lambda_2 > \lambda_1$ и начальные количества материнского и дочернего вещества удовлетворяют уравнению

$$N_2^0 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 = 0$$

тогда, согласно формуле (II, 5), исчезает член, содержащий $e^{-\lambda_1 t}$. Оба вещества распадаются с периодом материнского вещества, и отношение их количеств

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

остаётся постоянным. Такое состояние называется *переходным равновесием*. В том случае, если λ_1 настолько мало, что $e^{-\lambda_1 t}$ можно рассматривать как постоянную величину, переходное равновесие переходит в секулярное равновесие.

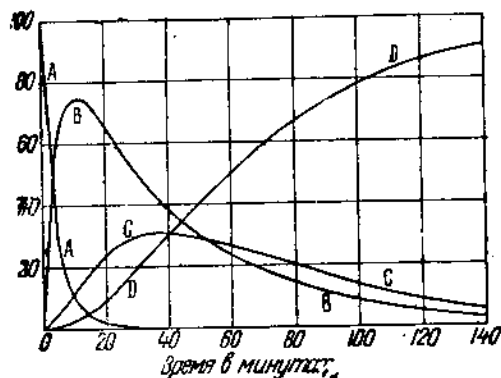


Рис. 5. Распад активного осадка радия.

RaB ($\lambda = 4,31 \cdot 10^{-4}$), RaC ($\lambda = 5,86 \cdot 10^{-4}$) и RaD (практически $\lambda = 0$) в предположении, что в начальный момент времени существовал только RaA.

Теория для случая, когда имеются не два вещества, а больше, совершенно аналогична разобранным случаям и не представляет никаких трудностей.

Активность вещества, т. е. число атомов, распадающихся в единицу времени, пропорциональна λN . В радиоактивности эта величина играет значительно большую роль, чем количество вещества, определяемое по весу или по числу атомов. В связи с этим вводят единицу активности; она называется *кюри* и равна активности одного грамма радия. Точные измерения показали, что в одном грамме радия ежесекундно распадается

$$3,71 \cdot 10^{10} \text{ атомов.}$$

На практике чаще употребляют *милликюри* — единицу активности, в тысячу раз меньшую кюри. Один милликюри радиоактивного веще-

Переходное равновесие наступает по истечении достаточно долгого времени для начальных условий, рассмотренных в случае 2, и при $\lambda_2 > \lambda_1$. В противоположном случае (т. е. если $\lambda_2 < \lambda_1$), по истечении некоторого времени материнское вещество практически распадается и остается только дочернее вещество, распадающееся со своим собственным периодом.

На рис. 5 представлены изменения во времени количеств RaA ($\lambda = 3,79 \cdot 10^{-3}$),

ства одинакового атомного веса с радием и с постоянной распада λ по весу соответствует

$$\frac{\lambda_{\text{радия}}}{\lambda} \text{ миллиграммам.}$$

В рядах элементов, находящихся в секулярном равновесии с материнским веществом, активности всех элементов равны.

2. Статистические флуктуации в радиоактивных явлениях. Рассмотрим теперь вопрос о числе частиц, испускаемых радиоактивным веществом в равные промежутки времени. При этом для простоты мы будем принимать, что распадом вещества за время эксперимента можно пренебречь. Оказывается, что число частиц, испускаемых в одинаковые промежутки времени, непостоянно; оно подвержено статистическим колебаниям, законы которых могут быть легко получены из рассмотрения вероятности испускания частиц.

Для этой цели положим, что N представляет собой число атомов вещества. Оно практически остается постоянным в течение эксперимента. Обозначим через λ постоянную распада. Тогда среднее число атомов, распадающихся в течение времени t , равно:

$$M = N \lambda t. \quad (\text{II}, 8)$$

Вычислим, как будет флуктуировать около этого среднего значения, число атомов m , в действительности распадающихся в течение времени t .

Рассмотрим отдельный атом. Формулу:

$$-dN = \lambda N dt$$

можно применить и к этому случаю, если $-dN$ интерпретировать как вероятность того, что данный атом распадется в течение очень короткого промежутка времени dt . Тогда вероятность того, что атом будет существовать, не распадаясь, в течение времени t , будет равна $e^{-\lambda t}$, и, следовательно, вероятность того, что атом распадется в течение этого промежутка времени, будет равна $1 - e^{-\lambda t}$. Если теперь мы будем рассматривать N атомов, то вероятность того, что в течение времени t m произвольно выбранных из них атомов распадутся и, следовательно, остальные $N - m$ останутся неизменными, будет состояться из произведения m множителей, равных $1 - e^{-\lambda t}$, и $N - m$ множителей, равных $e^{-\lambda t}$.

Теперь мы должны учесть то обстоятельство, что распадающиеся атомы могут быть выбраны из общего числа атомов N $\frac{N!}{(N-m)! m!}$ различными путями. Следовательно, вероятность $W(m)$ того, что в течение времени t будут иметь место m случаев распада, будет дана выражением:

$$W(m) = \frac{N!}{m! (N-m)!} (1 - e^{-\lambda t})^m (e^{-\lambda t})^{N-m}. \quad (\text{II}, 9)$$

Для получения более простого выражения мы воспользуемся тем, что при наших предположениях N можно считать очень большим числом и λt исчезающе малой величиной, в то время как M , пред-

ставляющее собой произведение $N \lambda t$, имеет конечное значение. Тогда, выражая $N!$ и $(N-m)!$ при помощи формулы Стирлинга¹⁾ и вспоминая, что

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{m}{N}\right)^N = e^{-m},$$

мы находим:

$$W(m) = \frac{M^m}{m!} e^{-M}. \quad (\text{II}, 10)$$

Это — хорошо известная формула Пуассона. Если мы возьмем большое число равных отрезков времени, то эта формула показывает, для какого числа этих отрезков времени мы должны ожидать появления нуля, одной, двух или более частиц. При сравнении этих результатов с экспериментом, получается полное совпадение: таким образом, опыт показывает, что в радиоактивных явлениях отдельные элементарные процессы происходят независимо друг от друга.

Если число частиц m , испускаемое в данном отрезке времени, очень велико, то видоизменением формулы (II, 10) можно показать, что вероятность $W(m)$ имеет очень острый максимум для $m = M$ и что около этого максимума она может быть представлена гауссовым распределением:

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi M}} e^{-\frac{(M-m)^2}{2M}}. \quad (\text{II}, 11)$$

Это — очень важный результат для учения о радиоактивности, так как часто интенсивность радиоактивного источника измеряется по числу частиц, испускаемых в данный отрезок времени. Поэтому существенно знать, как зависит вероятность того, что при этом делается определенная ошибка, от величины самой ошибки. Если мы назовем ошибкой величину

$$\varepsilon = |M - m|$$

и вместо M будем употреблять m , то формулу (II, 11) можно будет написать следующим образом:

$$W(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2}{\pi m}} e^{-\frac{1}{2}(\varepsilon/\sqrt{m})^2}.$$

Отсюда видно, что порядок величины вероятной ошибки пропорционален $\sqrt{m}$ (т. е. квадратному корню из числа сосчитанных частиц) и что, следовательно, достигнутая относительная точность возрастает

¹⁾ Формула Стирлинга является приближенным выражением для факториала большого числа:

$$x! \approx \sqrt{2\pi} \cdot e^{-(x+1)} (x+1)^{x+\frac{1}{2}}.$$

пропорционально этому квадратному корню. Более точно, вероятность того, что ошибка будет больше чем $K\sqrt{m}$, равна:

$$\sqrt{\frac{2}{\pi m}} \int_{K\sqrt{m}}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\varepsilon/\sqrt{m})^2} d\varepsilon = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_K^{\infty} e^{-\frac{\xi^2}{2}} d\xi,$$

где

$$\xi = \frac{\varepsilon}{\sqrt{m}}.$$

Вычислив определенный интеграл, мы найдем значения для вероятности того, что ошибка будет в один, два и т. д. раз больше $\sqrt{m}$. Значения этих вероятностей даны в табл. 1.

3. Законы смещения и радиоактивные ряды. При всех известных самопроизвольных распадах элементов ядром испускаются или α -или β -частицы. В первом случае атомный вес понижается на четыре, а атомный номер — на две единицы. Во втором случае атомный вес практически не изменяется, в то время как атомный номер возрастает на одну единицу. В этом параграфе мы не будем касаться небольших отклонений атомного веса от целых чисел (дефект масс); подробно они будут рассмотрены в последних разделах книги.

С помощью упомянутых простых законов смещения мы можем определять атомный вес и атомный номер каждого члена радиоактивного ряда, если эти величины были измерены для одного из элементов ряда, например, для первого элемента, который всегда обладает очень большим периодом распада и поэтому может быть получен в больших количествах.

Известны три радиоактивных ряда, которые называются, соответственно, рядами урана-радия, тория и актиния. Уже сравнительно давно было установлено, что ряд урана-радия происходит от U ($Z=92$, $A=238$, $T=4,4 \cdot 10^9$ лет), а ряд тория — от Th ($Z=90$, $A=232$, $T=1,6 \cdot 10^{10}$ лет). Относительно же происхождения ряда актиния было много дискуссий. Произведенное недавно определение ¹⁾ атомного веса протактиния, оказавшегося равным 231, и открытие изотопа с массой 235 (актино-уран) в уране ²⁾, показало, что родоначальником ряда актиния является актино-уран. Следовательно, конечным продуктом этого ряда является изотоп свинца с массой 207. Он всегда находится (в небольшом процентном отношении) в свинце, полученном из урановых руд. Учитывая количество этого изотопа, а также отноше-

Таблица 1

Вероятность ошибки с гауссовским распределением

K	Вероятность для $\varepsilon > K\sqrt{m}$
0	1,00
0,674	0,50
1	0,32
2	0,046
3	0,002
4	0,00006
5	0,0000006

¹⁾ Grosser, *Proc. Roy. Soc.*, 150, 363, (1935).

²⁾ Dempster, *Nature*, 186, 180 (1935).

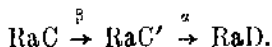
ние актиний/радий, найденное в настоящее время (3—4%), и возраст рассматриваемых урановых руд (определяемый из отношения свинец/уран), оказывается возможным сделать грубую оценку периода полураспада актино-урана. Этот период получается приблизительно равным $4 \cdot 10^8$ лет.

Атомы трех радиоактивных рядов имеют атомные номера, лежащие между 81 и 92. В то время как атомным номерам от 84 до 92 соответствуют только радиоактивные элементы, радиоактивные вещества с более низким атомным весом являются изотонами трех обычных устойчивых элементов: Tl ($Z=81$), Pb ($Z=82$) и Bi ($Z=83$). Устойчивыми конечными продуктами всех трех рядов являются изотопы свинца: Pb^{206} для ряда урана-радия, Pb^{208} для ряда тория и Pb^{207} для ряда актиния. Эти три изотопа являются главными составными частями обыкновенного неактивного свинца.

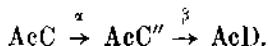
Некоторые радиоэлементы являются изотопами других радиоэлементов. Обыкновенно они обозначаются соответствующими названиями. Все так называемые A- и C'-продукты являются изотопами полония; B- и D-продукты — изотопы свинца; C-продукты — изотопы висмута; C''-продукты — изотопы таллия.

Радиоактивные ряды хорошо иллюстрируются графиком рис. 6 (см. стр. 35). Здесь на оси абсцисс нанесены атомные номера элементов, по оси ординат — разности $A-Z$ между атомным весом и атомным номером. (Детальное рассмотрение протон-нейтронной схемы см. в гл. VI.)

Начиная с трех веществ: Ra, ThX и AcX, являющихся изотопами радия, все три ряда оказываются в значительной мере аналогичными. Для всех трех рядов C-продукты распадаются двумя различными путями: они могут испускать или α - или β -частицы. Образовавшиеся при этом вещества в дальнейшем распадаются таким путем, что при этом образуется один и тот же D-продукт. В ряду радия почти все атомы (99,96%) распадаются по схеме:



В ряду актиния преобладающим процессом (99,70%) является:



В ряду тория 65% атомов распадаются соответственно первой схеме и 35% — соответственно второй схеме.

Другое разветвление в радиоактивных рядах имеется у UX₁. Здесь около 0,3% атомов, вместо того чтобы следовать схеме распада, указанной в диаграмме (рис. 6), превращаются с испусканием β -частиц в так называемый UX₂, который является поэтому и изотопом и изобаром UX₂. Эти два вещества превращаются затем в UII с испусканием другой β -частицы. (О теоретических трудностях, связанных с этим случаем, см. в гл. V.)

Во всех трех радиоактивных рядах имеется элемент с атомным номером 86, который имеет химические свойства инертного газа

и называется *эманацией*. Так как газ легко можно отделить от материнского вещества, особенно в растворе, то мы можем получать следующие члены рядов в чистом виде. Эти вещества составляют так называемый *активный осадок*, состоящий из А-, В-, С-, С' и С"-ве-

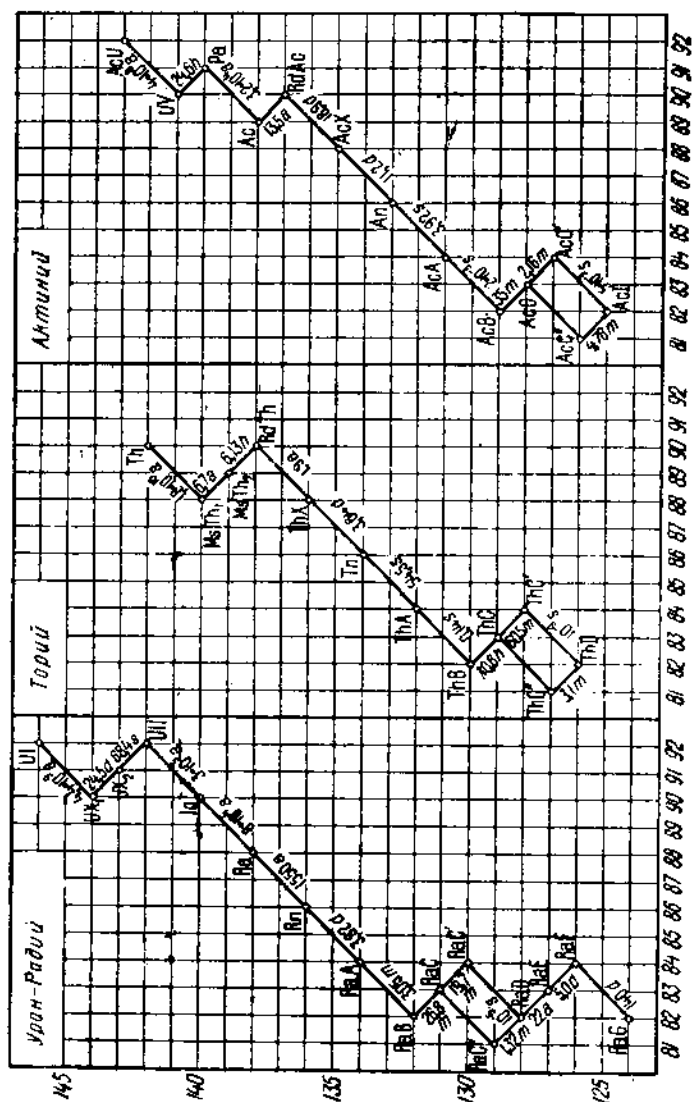


Рис. 6. Три радиоактивных ряда в схеме протон-нейтрон.

В этом схеме элемент в результате α-превращения превращается на две клетки влево и на две клетки вниз; в результате β-превращения он смещается на одну клетку влево и на одну клетку вниз. Период $T = 0,693/\lambda$; λ — секунды, m — минуты, h — часы, d — дни, a — годы.

ществ, обладающих большой активностью (и малой средней продолжительностью жизни). В ряду радия этот активный осадок превращается в устойчивый свинец не непосредственно, но через долго живущие элементы RaD и RaF (полоний).

В ряду радия период полураспада эманации (3,84 дня) много больше, чем у активного осадка. Поэтому по истечении нескольких часов этот активный осадок будет находиться в равновесии с эманацией и будет медленно распадаться с периодом в несколько дней. Вследствие этого, для исследования излучения активного осадка, обыкновенно используют радон, находящийся в равновесии с продуктами распада.

Упомянем кратко теперь о радиоактивных элементах, не принадлежащих ни одному из трех главных радиоактивных рядов.

Все вещества обнаруживают очень слабую радиоактивность. Однако в большинстве случаев она объясняется не активностью данного элемента, но наличием в нем чрезвычайно малых количеств хорошо известных радиоэлементов. Так, например, грамм обыкновенного металла содержит количество радиоэлементов, по активности эквивалентное 10^{-14} — 10^{-15} г радия.

Однако, было найдено три случая, для которых радиоактивность оказалась принадлежащей самому элементу, а не вызывалась загрязнением обычными радиоэлементами. Этими элементами являются: калий, рубидий и самарий. Калий и рубидий испускают β -частицы. Распад калия сопровождается испусканием довольно жестких γ -лучей. Самарий распадается с испусканием α -частиц¹⁾.

Активность всех этих элементов, однако, очень слаба, и период полураспада чрезвычайно велик. Предполагая, что все изотопы каждого из указанных элементов радиоактивны, из числа испускаемых при распаде частиц мы находим следующие периоды:

Элемент	Период
K	$1,3 \cdot 10^{13}$ лет
Rb	$4,3 \cdot 10^{11}$ лет
Sm	$1,3 \cdot 10^{12}$ лет

Однако, имеются определенные указания²⁾ (по крайней мере для случая калия) на то, что активность принадлежит наименее распространенному изотопу, K^{40} (имеющемуся в количестве одной части на 8000); в этом случае период полураспада был бы соответственно короче. Радиоактивность калия и рубидия с длинным периодом представляет собой загадку для теории β -распада (см. гл. IV), так как она не удовлетворяет соотношению между энергией и периодом, даваемому теорией: период полураспада слишком велик для соответствующей энергии распада*). С другой стороны, период и энергия распада самария (α -частицы с пробегом 11,6 мм) удовлетворяют требованиям теории α -распада (см. гл. IV).

Большое число радиоактивных элементов, не существующих в природе, можно получить с помощью искусственного расщепления. О получении их и свойствах см. гл. VI.

1) Rosemann, Z. Phys., 99, 405 (1936).

2) Hevesy, Nature., 23, 583 (1935).

*) Это несоответствие можно объяснить, если рассматривать β -распад калия и рубидия как так называемые „запрещенные“ переходы, сопровождающиеся большим изменением моментов количеств движения ядер. (Прим. перев.)

ГЛАВА III

АЛЬФА-, БЕТА- И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ

1. Взаимодействие α -частицы с электронами: пробег, ионизация и потеря энергии. α -частица есть ядро гелия (т. е. атом гелия, потерявший оба электрона и поэтому несущий двойной положительный заряд), выбрасываемое из радиоактивного ядра. Начальная скорость α -частиц, испускаемых радиоактивными телами, имеет порядок величины 10^9 см/сек; это соответствует энергиям порядка 10^{-6} эрга или 10^6 eV.

Обычно каждый радиоэлемент испускает однородные α -частицы, т. е. частицы с одной и той же начальной скоростью. Скорость можно измерить по отклонению пучка частиц в магнитном или электрическом поле. Более поздние и точные измерения скоростей α -частиц были сделаны с помощью отклонения в магнитном поле. Эти эксперименты были выполнены Розенблумом и Резерфордом с сотрудниками.

α -частицы, испускаемые радиоактивным телом, очень удобны для исследования взаимодействия частиц определенной скорости с веществом.

Характерен закон поглощения α -частиц в веществе. Если считать число α -частиц, испускаемых данным источником, помещенным в воздухе, то оказывается, что число частиц остается более или менее постоянным вплоть до некоторого расстояния R от источника и затем почти сразу падает до нуля. Это значит, что частицы с одной и той же начальной скоростью имеют вполне определенную длину пути или *пробег* в воздухе. После того как они проходят это расстояние, они теряют практически всю свою энергию и больше не могут быть обнаружены.

Этот тип поглощения резко отличается от более обычной формы поглощения по экспоненциальному закону, имеющему место, например, для света или рентгеновских лучей. Причиной этого является то, что световой или рентгеновский квант исчезает в отдельном элементарном процессе поглощения; при этих условиях поглощение пучка происходит экспоненциально.

Для случая α -частиц поглощение в веществе вызывается главным образом упругими столкновениями с электронами. Так как масса α -частицы приблизительно в семь тысяч раз больше массы электрона, то энергия, теряемая частицей при отдельном столкновении, составляет только очень малую часть ее полной кинетической энергии. Поэтому необходимо очень большое число столкновений для того,

чтобы полностью остановить α -частицу. При таких обстоятельствах для всех α -частиц одной и той же начальной скорости пробег будет одинаковым с точностью до очень малых флуктуаций. Так как столкновения с электроном недостаточно для заметного отклонения α -частицы, то последняя будет двигаться почти по прямой линии. Эти характерные особенности следов α -частиц иллюстрируются рядом фотографий, полученных с камерой Вильсона и воспроизведенных на снимках в конце книги.

Иногда на следах α -частиц получаются резкие отклонения. Эти случаи не относятся к взаимодействию с электронами; здесь мы имеем столкновение α -частицы с ядром. Эти столкновения (явление рассеяния α -частиц ядрами) будут рассмотрены в § 4 настоящей главы. Теперь же мы ограничимся лишь разбором наиболее часто встречающегося случая — взаимодействия только с электронами.

Потеря энергии или торможение α -частицы в веществе сопровождается ионизацией. Так как на ионизацию атома должно быть затрачено некоторое определенное количество энергии, то и в крайней мере часть энергии, потерянной α -частицей, будет затрачена на образование пар ионов.

Определим удельную ионизацию как число пар ионов, образованных частицей на единице пути (обычно на сантиметре или миллиметре пути); в то же время *полной ионизацией* мы будем называть число пар ионов, образованных частицей на всем ее пути. Удельная ионизация η является функцией скорости v (или кинетической энергии T). Тормозную способность F вещества (для частиц данной скорости) мы определяем как энергию, потерянную частицей на единицу пути в этом веществе. Поэтому мы можем написать:

$$F = - \frac{dT}{dx}.$$

Пробег R частицы, обладающей начальной энергией T_0 , будет определяться выражением:

$$R = \int_0^{T_0} \frac{dT}{F(T)}. \quad (\text{III}, 1)$$

Тормозную способность $F(T)$ некоторого вещества экспериментально можно определить измерением энергии частиц (например, по отклонению в магнитном поле), прошедших через определенную толщину вещества. Поскольку эта потеря энергии установлена для различных начальных скоростей, формула (III,1) дает возможность вывести пробег в функции от начальной энергии.

Мы можем также идти обратным путем, т. е. сначала экспериментально определить пробег $R(T)$ в зависимости от энергии и затем вывести тормозную способность из отношения:

$$\frac{dR}{dT} = \frac{1}{F(T)}. \quad (\text{III}, 2)$$

Удельную ионизацию можно непосредственно измерить с помощью следующего простого эксперимента. Узкий пучок частиц впускают в маленькую ионизационную камеру, которую захватывается лишь малая часть полного пробега. Измеряется или ионизационный ток, создаваемый большим числом частиц, или ионизация, производимая отдельной частицей (с помощью линейного усилителя). Изменяя расстояние от источника или помещая между источником и камерой фильтры, уменьшающие пробег, мы можем измерить зависимость удельной ионизации от пробега.

Кривая, дающая эту зависимость, приведенная на рис. 7, обычно называется *кривой Брегга*. С уменьшением скорости удельная ионизация возрастает, достигая очень острого максимума. Для α -частиц в воздухе при атмосферном давлении этот максимум находится на расстоянии

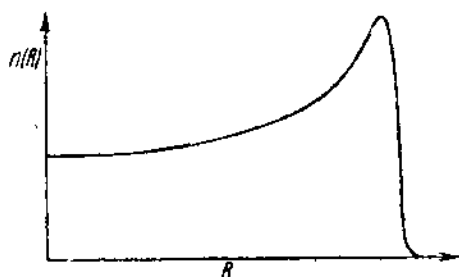


Рис. 7. Удельная ионизация α -частицы

примерно шести миллиметров от конца пробега. После достижения максимума ионизационная кривая быстро падает до нуля. Однако, если эффект наблюдается от большого числа частиц, то это падение получается менее резким, чем в опытах с отдельной частицей. Это различие можно объяснить тем, что не все частицы, обладающие одной и той же начальной скоростью, имеют в точности один и тот же пробег (о разбросе пробегов см. § 2 этой главы).

Табл. 2 дает зависимость удельной ионизации α -частицы от пробега в воздухе при атмосферном давлении и 15°C .

Таблица 2

Удельная ионизация α -частицы в воздухе при нормальных условиях

Пробег в см	Число пар ионов на мм	Пробег в см	Число пар ионов на мм
7,0	2440	2,0	3440
6,0	2480	1,5	3960
5,0	2540	1,0	4800
4,0	2680	0,47	6000
3,0	2880	0,21	4500

Если мы сравниваем потерю энергии α -частицы при прохождении ее через некоторую толщу вещества с числом пар ионов, образованных в этих же условиях, то мы находим, что отношение этих двух

величин приближенно не зависит от скорости и является характерным для данного вещества. Мы можем написать:

$$F = - \frac{dT}{dx} = wn(T)$$

и, по крайней мере формально, можем рассматривать w как среднюю энергию, затрачиваемую на образование одной пары ионов. В действительности на ионизацию затрачивается не вся энергия и w значительно больше ионизационного потенциала рассматриваемого атома или молекулы. Это частично объясняется тем, что после выбивания из атомов электроны обладают некоторой кинетической энергией, а также отчасти и наличием процессов возбуждения атомов и молекул, не связанных с ионизацией.

Тем не менее, так как w почти не зависит от скорости, а также от природы ионизирующей частицы, то эта величина является важной характеристической постоянной вещества. Табл. 3 дает значения w для некоторых газов.

Таблица 3

Средняя энергия
ионизации

Газ	w в eV
H ₂	33,0
He	27,8
N ₂	35,0
O ₂	32,3
Ne	27,4
Ar	25,4

Очевидно общая ионизация, произведенная частицей вдоль всего пути, получается делением начальной энергии частицы на w ; следовательно, ионизация обратно пропорциональна w .

Рассмотрим теперь зависимость пробега и удельной ионизации* от скорости α -частицы. В некоторой области скоростей, соответствующей пробегам от 3 до 7 см, зависимость между пробегом и скоростью приблизительно выражается формулой Гейгера

$$R = av^3 \approx bT^{3/2}, \quad (\text{III}, 3)$$

тогда как при меньших скоростях пробег изменяется пропорционально $v^{1/2}$ и при очень больших скоростях — пропорционально v^4 .

Для сравнения формулы Гейгера с опытом, в табл. 4 даны вычисленные и наблюдаемые значения пробега α -частиц некоторых радиоактивных веществ. При этом постоянная a принималась равной $9,67 \cdot 10^{-28}$.

Таблица 4

Вычисленный и наблюдаемый пробег α -частиц

Вещество	$v \cdot 10^{-9}$	$T \cdot 10^{-6}$ eV	Наблюдаемый пробег	Вычисленный пробег
RaF	1,597	5,300	3,90	3,93
ThEm	1,739	6,283	4,97	5,07
RaC'	1,922	7,683	6,87	6,87
ThC'	2,054	8,778	8,53	8,40

Однако, ни одна простая формула не дает точной зависимости между пробегом и скоростью для всех значений скоростей. Поэтому

на рис. 8 приведена кривая энергия — пробег для α -частиц с пробегами от 1 до 10 см, полученная экспериментально при наиболее поздних и точных измерениях¹⁾. (Числа для построения кривой энергия — пробег могут быть взяты также из табл. 7 в гл. IV.) Пробег на рис. 8 есть средний пробег (см. § 2 этой главы).

Протоны поглощаются подобно α -частицам. Удельная ионизация их приблизительно равна одной четверти ионизации, производимой α -частицей той же скорости; это объясняется тем, что ионизация зависит от квадрата электрического заряда (см. § 5). Для изучения

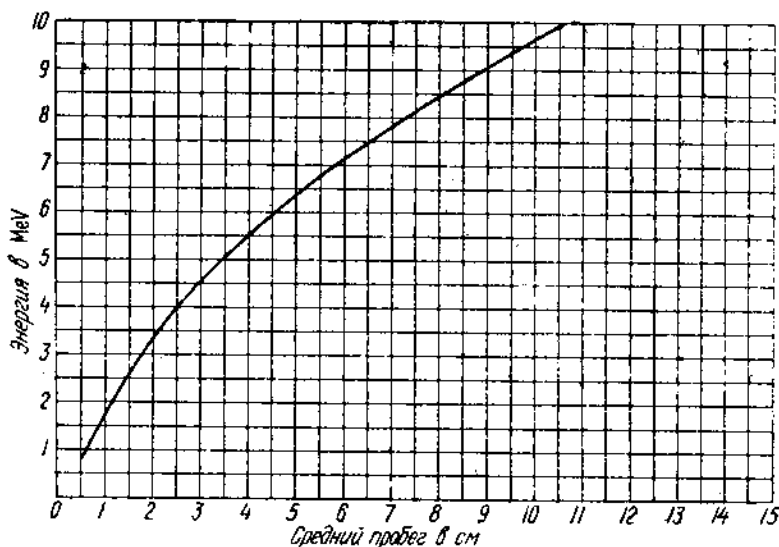


Рис. 8. Кривая энергия — пробег для α -частицы.

искусственного расщепления и других проблем, возникающих при изучении столкновений частиц, особенно важно знать зависимость между энергией и пробегом для протонов. Кривая энергия — пробег для протонов дана на рис. 9.

В пределах выполнимости формулы Гейгера потеря энергии, а следовательно, и удельная ионизация, обратно пропорциональна скорости. Эта зависимость легко может быть выведена из формулы (III, 2), которая дает:

$$\frac{1}{F(v)} = \frac{dR}{dv} = \frac{3}{2} b \sqrt{v} = \text{const} \cdot v.$$

В том же приближении полное число ионов, образованных α -частицей, пропорционально $R^{3/2}$.

Рассмотрим теперь зависимость тормозной способности от рода вещества. Так как потеря энергии является функцией скорости частицы,

¹⁾ Mano, *Annales de Phys.*, 1, 407 (1934); *Journ. de Phys.*, 5, 628 (1934).

то отношение тормозной способности данного вещества к тормозной способности стандартного вещества мы должны рассматривать как величину, приблизительно не зависящую от скорости. Таким стандартным веществом обычно принимается воздух при нормальных условиях. Толщина слоя воздуха, вызывающего равную потерю энергии, называется *воздушным эквивалентом* данного слоя вещества.

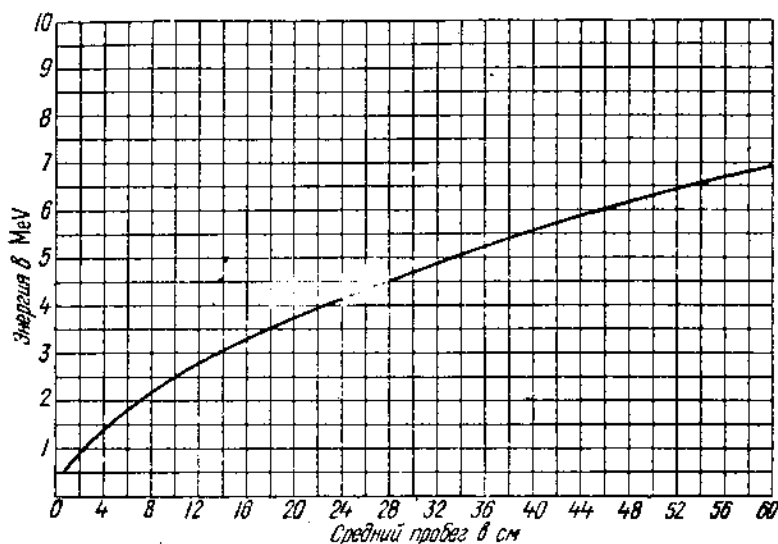


Рис. 9. Кривая энергия — пробег для протонов.

В табл. 5 даны значения тормозных способностей для некоторых веществ, отнесенные к воздуху. Числа для газов взяты при атмосферном давлении.

Таблица 5
Тормозные способности некоторых веществ

Вещество	Относительная тормозная способность	Пробег в веществе пробег в воздухе
Воздух	1	1
O ₂	1,07	0,98
H ₂	0,21	4,77
He	0,17	5,88
Ne	0,62	1,61
Ar	0,98	1,02
Kr	1,52	0,66
Xe	1,98	0,50
Al	1700	$5,85 \cdot 10^{-4}$

Иногда вводят так называемую *атомную тормозную способность* (тормозная способность, деленная на число атомов в см^3). Брэгг дал следующее приближенное эмпирическое правило: атомная тормозная способность пропорциональна квадратному корню из атомного веса. В § 5 эта зависимость подробно разобрана теоретически.

Другая часто употребляемая величина, это — *массовая тормозная способность*, т. е. тормозная способность, деленная на плотность вещества. Согласно правилу Брэгга, массовая тормозная способность обратно пропорциональна квадратному корню из атомного веса.

2. Разброс пробегов α -частиц. Если однородный пучок α -частиц проходит через некоторую толщину вещества, то можно показать (например, с помощью магнитного анализа), что при этом он становится неоднородным. Иначе, потеря энергии неодинакова для всех частиц. Следствием этого является то, что пробег частиц в веществе не представляет собой строго определенную величину; величины пробегов отдельных частиц колеблются около некоторого среднего значения. Этот эффект известен под названием разброса (straggling) пробегов.

Это обстоятельство легко можно понять, если вспомнить, что потеря энергии обуславливается числом элементарных процессов ионизации, а оно несколько колеблется вследствие статистических флуктуаций. Если α -частица, обладающая определенным пробегом, пронизывает в среднем n ионов, то вероятное отклонение от значения n будет порядка $\sqrt{n}$. Например, если среднее число ионов, образованных частицей на миллиметре пути в воздухе, равно 3000, то средняя флуктуация будет порядка $\sqrt{3000}$, т. е. 55 ионов. Так как на образование пары ионов затрачивается 35 eV, то общая потеря энергии будет испытывать флуктуации, среднее значение которых равно $35 \cdot 55$ или 1925 eV. В действительности явление гораздо сложнее: кроме флуктуаций в числе ионов встречаются также флуктуации в величине энергии, необходимой для образования пары ионов. Если все это учесть, то наблюдаемые флуктуации в потере энергии оказываются приблизительно соответствующими предсказаниям теории.

Разброс пробегов был точно измерен как с помощью камеры Вильсона, так и с помощью линейного усилителя. Было найдено, что пробеги отдельных частиц распределяются около среднего значения по закону Гаусса, с средним значением флуктуаций, равным $1-2\%$. В настоящее время обычно употребляется величина R , называемая *средним пробегом*, хотя часто, особенно в старой литературе, встречаются и другие определения пробега (например, так называемый „экстраполированный пробег“).

Если мы будем откладывать на диаграмме по оси ординат число α -частиц, имеющих пробеги больше соответствующего данной абсциссе, то вследствие разброса мы получим кривую, подобную кривой *a* на рис. 10 (интегральное распределение по пробегам). Кривая полученная дифференцированием этой кривой, очевидно дает число частиц, имеющих пробеги между R и $R + dR$. Эта кривая, подобная кривой *b*

на рис. 10 (дифференциальное распределение по пробегам), приблизительно представляет собой кривую Гаусса. Пробег, получаемый экстраполяцией почти прямолинейной части интегральной кривой (вблизи от ее конца) до оси абсцисс, называется *экстраполированным пробегом*.

3. Первичная и вторичная ионизация: захват и потеря электронов. Часть ионов, образовавшихся под действием α -частицы, получается в результате не непосредственного действия α -частицы, а при вторичных процессах. Некоторые электроны, оторванные от атомов при столкновении с α -частицами, обладают достаточной энергией для того, чтобы в свою очередь произвести ионизацию определенного

числа атомов. Определить, какая часть от общей ионизации обязана первичной ионизации, довольно трудно; результаты, полученные различными методами, оказались не согласующимися друг с другом. Обычно считают, что первичная ионизация составляет одну треть полной ионизации.

Электроны, ускоренные при столкновении с α -частицей, могут при этом приобретать довольно большие скорости; теоретически максимальная

скорость электронов равна удвоенной скорости α -частицы. Это значение для электронов соответствует энергиям порядка 10^3 eV. Следы вторичных электронов, так называемые δ -лучи, можно легко наблюдать в камере Вильсона. В газах, подобных гелию, в которых ионизация невелика, и при пониженных давлениях, вследствие увеличения пробега, эти следы заметны особенно хорошо.

Несколько более сложные эффекты наблюдаются при изучении захвата и потери электронов α -частицей при прохождении ее через вещество.

Если после прохождения практически однородного пучка α -частиц через тонкую металлическую фольгу, мы проанализируем пучок с помощью магнитного поля, то мы найдем, что не все частицы являются дважды заряженными ионами гелия (He^{++}). Имеется также пучок, составленный из однократно заряженных ионов гелия (He^+), и, наконец, пучок нейтральных атомов гелия. Это обстоятельство показывает, что α -частица может захватывать один или два электрона при прохождении через вещество.

Предположим, что α -частица, обладающая скоростью v , в определенном веществе имеет среднюю длину свободного пробега для захвата

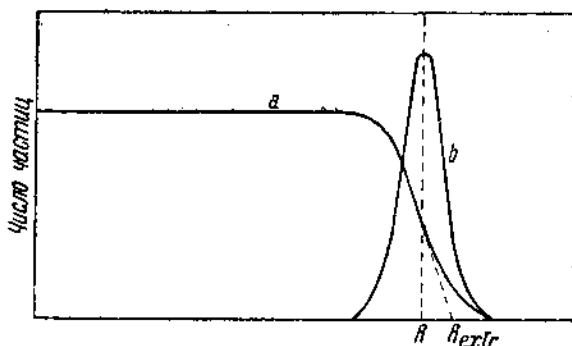


Рис. 10. Распределение по пробегам однородных вначале α -частиц:

a — интегральное распределение,

b — дифференциальное распределение.

электрона, равную λ_1 , и что после захвата электрона она имеет среднюю длину свободного пробега для потери этого электрона, равную λ_2 . Очевидно, что если частица на части S_1 своего пути существует в виде дважды заряженного иона, а на части S_2 — в виде иона, обладающего одним зарядом, то имеется следующее соотношение:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

Точно так же, если мы с помощью магнитного спектрографа проанализируем пучок частиц со скоростью v , выходящих из исследуемого вещества, то отношение чисел ионов будет равно отношению отрезков пути S_1 и S_2 :

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{He}^{+}} = \frac{S_1}{S_2}$$

и, следовательно, дает отношение двух средних свободных пробегов λ_1 и λ_2 .

Следующий эксперимент дает возможность непосредственно измерить λ_2 . В магнитный спектрограф вводится газ. Когда давление его достигает определенной величины, пучок He^{+} -ионов исчезает, так как последние теряют электрон при столкновении с молекулами газа. Это вызывает изменение радиуса траектории частиц и, как следствие, рассеяние пучка. Когда давление достигает величины, при которой интенсивность пучка He^{+} -ионов понижается до $1/e$ начального значения, тогда полный путь ионов в газе равен среднему свободному пробегу λ_2 в данных условиях.

Результаты этих экспериментов дают следующее. Отношение λ_1/λ_2 быстро меняется в зависимости от скорости — пропорционально четвертой или пятой степени v . Следовательно, очень быстрые частицы большую часть времени существуют в виде He^{++} -ионов. Для иллюстрации приведем следующий пример. Для α -частиц RaC' , обладающих полной энергией,

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \approx 200.$$

Если скорость частиц падает до половинного значения, то

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 8.$$

В воздухе (приятном за стандарт) в первом случае $\lambda_1 = 2,2$ мм, во втором случае $\lambda_1 = 0,037$ мм.

Из определения λ_1 и λ_2 для различных скоростей легко вывести, сколько раз α -частица меняет свой заряд на всем пути и на какой части пути она существует как He^{+} -ион и как He^{++} -ион. Оказывается, что на всем пути α -частица меняет величину заряда несколько тысяч раз, причем почти только на последних нескольких миллиметрах пути; больше чем на 90% своего пути частица существует в виде дважды заряженного иона.

Эти явления сильно усложняют зависимость между пробегом и скоростью.

4. Рассеяние α -частицы. В этом параграфе мы ограничимся разбором с классической точки зрения явления рассеяния, происходящего при упругом соударении α -частицы с ядром; ядро при этом рассматривается как центр кулоновских сил. Отклонения от классического закона Резерфорда, вызываемые конечными размерами ядра, будут рассмотрены в гл. VI; в § 10 этой главы будут рассмотрены отклонения, происходящие вследствие резонансного явления Гейзенберга, имеющего место при столкновении двух одинаковых частиц. Изучение

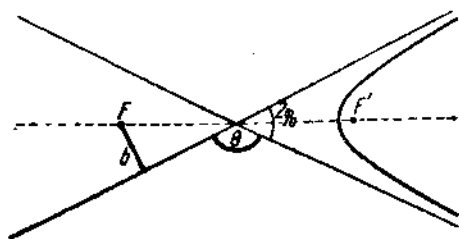


Рис. 11. Столкновение с центром кулоновских сил.

явления рассеяния α -частиц привело к фундаментальным результатам, которые явились базисом, на котором была развита ядерная гипотеза атома.

Рассмотрим в главных чертах теорию рассеяния пучка заряженных частиц центром кулоновских сил. Обозначим через m массу и через v — скорость частицы, находящейся на большом расстоянии от ядра; Ze и $Z'e$ — соответствующие заряды; b —

параметр удара (кратчайшее расстояние от ядра до продолжения начального прямолинейного пути частицы) (см. рис. 11).

Принципы сохранения энергии и момента количества движения дают в полярных координатах следующие уравнения:

$$\frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{e^2 Z Z'}{r} = W = \frac{1}{2}mv^2,$$

$$r^2\dot{\varphi} = h\nu.$$

Принимая во внимание, что

$$\dot{r} = \dot{\varphi} \frac{dr}{d\varphi},$$

и исключая время из обоих уравнений, мы получаем дифференциальное уравнение орбиты, решение которого, при соответствующем выборе постоянной интегрирования, можно написать следующим образом:

$$r = \frac{a}{\varepsilon \cos \varphi - 1}, \quad (\text{III, 4})$$

где

$$a = \frac{mb^2v^2}{e^2 Z Z'},$$

$$\varepsilon^2 = 1 + \frac{m W e^2 b^2}{A^2 Z^2 Z'^2}.$$

Формула (III, 4) представляет собой уравнение гиперболы, в одном из фокусов которой находится центр сил. Угол между двумя асимптотами равен $2\varphi_0$, где

$$\varepsilon \cos \varphi_0 = 1.$$

Так как полное угловое отклонение частицы равно

$$\theta = \pi - 2\varphi_0,$$

то из предыдущих соотношений мы получаем:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{e^2 Z Z'}{m v^2 b}, \quad (\text{III}, 5)$$

т. е. формулу, которая связывает отклонение с параметром удара.

Рассмотрим теперь пучок из n частиц, падающих на единицу поверхности в 1 секунду. Обозначим через N число центров сил, приходящихся на единицу поверхности. Тогда число частиц, для которых параметр удара имеет значения, лежащие между b и $b + db$, равно $2\pi N n_0 b db$. После соударения эти частицы будут отклонены на угол, лежащий между θ и $\theta + d\theta$. db и $d\theta$ связаны между собой уравнением:

$$b db = - \frac{e^4 Z^2 Z'^2}{m^2 v^4} \frac{1}{2 \operatorname{tg}^3 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} d\theta.$$

Это уравнение легко было получено дифференцированием выражения (III, 5).

Число частиц, отклоненных на углы, лежащие между θ и $\theta + d\theta$, будет пропорционально последнему выражению. Телесный угол, заключающийся между θ и $\theta + d\theta$, равен $2\pi \sin \theta d\theta$. Следовательно, число частиц $n(\theta)$, отклоненных в единице телесного угла в направлении θ , равно

$$n(\theta) = \left| \frac{2\pi n_0 N b db}{2\pi \sin \theta d\theta} \right| = \frac{1}{4} n_0 N \left(\frac{e^2 Z Z'}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (\text{III}, 6)$$

Это — хорошо известная формула Резерфорда. Ее можно применить непосредственно к рассеянию α -частиц элементом с атомным номером Z . Полагая $Z' = 2$, мы получаем:

$$n(\theta) = n_0 N \left(\frac{Ze^2}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (\text{III}, 7)$$

В основание формулы (III, 7) положена гипотеза о том, что силами, действующими между частицей и ядром, являются кулоновские силы. Кроме того, ядро предполагается настолько тяжелым, что его движением при соударении можно пренебречь.

Если последнее условие не выполнено, то соответствующие формулы, вместо (III, 6) и (III, 7), легко могут быть получены путем подобных же рассуждений, проведенных в системе координат, в которой центр масс двух частиц покоится.

Формула, соответствующая (III, 6) и дающая число частиц с зарядом Ze и массой M , рассеянных в единице телесного угла под углом θ

ядрами, обладающими зарядом $Z'e$ и массой m , имеет следующий вид:

$$n(\theta) = n_0 N \left(\frac{e^2 Z Z'}{m v^2} \right)^2 \operatorname{cosec}^3 \theta \frac{\left[\operatorname{ctg} \theta \pm \sqrt{\operatorname{cosec}^2 \theta - \left(\frac{M}{m} \right)^2} \right]^2}{\sqrt{\operatorname{cosec}^2 \theta - \left(\frac{M}{m} \right)^2}},$$

где знак $+$ или $-$ определяется соотношением $M \leq m$.

Теперь мы кратко опишем опыты по рассеянию. Обычно они проводились следующим образом: тонкая металлическая фольга помещалась на пути приблизительно параллельного пучка α -частиц и определялось число частиц, отклоненных под определенным углом. При исследовании отклонений свыше 90° , рассеянные частицы наблюдались с той же стороны фольги, с которой приходили падающие. Рассеяние было также исследовано и в камере Вильсона. Первым фундаментальным исследованием явления рассеяния является работа Гейгера и Марсдена.

Главный результат этих экспериментов заключается в следующем. Для тяжелых ядер выводы классической теории, сделанные на основе учета кулоновских сил, подтверждаются с высокой степенью точности. Это относится не только к зависимости числа частиц от угла, но также и к абсолютному числу рассеянных частиц. Определение этого числа было использовано Резерфордом для измерения электрического заряда ядер. Полученные этим способом значения оказались чрезвычайно близкими к действительным значениям. Для легких элементов и очень быстрых α -частиц (в этом случае α -частицы могут очень близко подходить к ядру) найдены значительные отклонения от формулы Резерфорда или, точнее, от соответствующей формулы для легких ядер. Эти отклонения указывают на то, что на очень малых расстояниях закон сил не является кулоновским. Мы можем сказать, что в этом случае частица проникает в самое ядро.

Эти случаи будут детально рассмотрены в гл. VI. Здесь же мы будем просто принимать, что формула Резерфорда, а следовательно, и закон Кулона всегда выполняются, если расстояние наибольшего приближения к ядру больше, чем 10^{-12} см. Это значение мы будем рассматривать как порядок величин линейных размеров ядра.

Метод камеры Вильсона дает нам возможность проследить все детали процесса соударения. Если α -частица сталкивается с легким ядром, то последнее при этом может получить энергию, достаточную для пробега заметного расстояния. В этом случае мы имеем возможность измерить все величины, необходимые для проверки выполнения законов сохранения кинетической энергии и импульса. Сохранение импульса было подтверждено во всех случаях. Однако, закон сохранения кинетической энергии оказался применимым не всегда. В некоторых случаях столкновения оказались неупругими, т. е. часть кинетической энергии затрачивалась на изменения во внутренней структуре ядра.

Эти случаи мы разберем в гл. VI, где мы рассматриваем проблемы столкновения с точки зрения квантовой механики. Здесь же мы просто примем, что в случае кулоновских сил закон рассеяния Резерфорда может быть выведен и с помощью квантовой механики.

При столкновении с α -частицей легкое ядро может получить значительное количество энергии. Пожалуй наиболее важным из исследованных случаев является случай водородных ядер, или протонов, выбиваемых при столкновениях с α -частицами и образующих так называемые Н-лучи. Максимальный пробег их при лобовом ударе с α -частицей приблизительно равен четырехкратному пробегу последней.

5. Теории торможения тяжелых заряженных частиц. В этом параграфе мы дадим теоретические обоснования эмпирических результатов, относящихся к потере энергии и ионизации, создаваемой быстрыми заряженными частицами при прохождении их через вещество. Благодаря достигнутым в последнее время успехам в изучении поведения электронов в атоме, теория взаимодействия α -частиц с электронами в настоящий момент находится в удовлетворительном состоянии.

В первом приближении мы можем предположить, что электроны, взаимодействующие с α -частицами, являются свободными. Упругие столкновения между α -частицей и свободными электронами можно исследовать тем же способом, который используется для решения задачи о рассеянии.

Вообще, если частица массы M и скорости V испытывает упругое столкновение с частицей массы m (вначале покоившейся), то законы сохранения энергии и импульса непосредственно приводят к следующей зависимости между скоростью v , полученной выбитой частицей, и углом θ , образуемым направлением ее движения с направлением движения падающей частицы:

$$v = 2V \frac{M}{M+m} \cos \theta. \quad (\text{III}, 8)$$

Если мы введем теперь предположение о существовании кулоновских сил между двумя частицами с зарядами Ze и $Z'e$, то мы найдем следующую зависимость между параметром удара b и углом θ — в полной аналогии с уравнением (III,5):

$$\operatorname{ctg} \theta = \frac{ZZ'e^2}{V^2 b} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right).$$

Применим теперь эти формулы к столкновению α -частицы с электроном, вначале находившимся в покое. Полагая $Z = 2$ и $Z' = 1$ и пренебрегая m по сравнению с M , мы находим выражение для энергии, полученной электроном:

$$w = \frac{1}{2} m v^2 = 2m V^2 \frac{1}{1 + b^2/\lambda^2}, \quad (\text{III}, 9)$$

где

$$\lambda = \frac{2e^2}{m V^2}.$$

Теперь обозначим через $N dx$ число электронов на квадратный сантиметр в толщине dx . Так как число электронов, для которых значение параметра удара лежит между b и $b + db$, равно $2\pi N b db dx$, то потеря энергии в слое dx будет выражаться интегралом:

$$-\frac{dT}{dx} = 4\pi N m V^2 \int_0^{\infty} \frac{b db}{1 + b^2/\lambda^2}. \quad (\text{III}, 10)$$

Однако это выражение логарифмически расходится для $b \rightarrow \infty$. Другими словами, при суммировании энергий, теряемых в очень большом числе соударений с большими параметрами удара (в каждом из которых электрону передается очень малая энергия) получается бесконечно большая величина. Для получения конечной тормозной способности мы должны взять конечный верхний предел интегрирования: это эквивалентно заданию нижнего предела для энергии, которая может быть потеряна частицей при отдельном столкновении.

Нам известно, что в действительности электроны в веществе не свободны: они связаны с атомами. Рассмотрим теперь, как учитывается это обстоятельство.

В классической теории, развитой Бором, электроны рассматриваются как частицы, упруго связанные с атомом, которым может быть приписана определенная собственная частота ν_i . Тогда в случае соударений с очень малыми параметрами удара, для которых время соударения b/V мало по сравнению с периодом движения электрона $1/\nu_i$, потерю энергии можно вычислить с помощью той же формулы, которая была выведена для случая свободных электронов. В то же время для столкновений с большими параметрами удара, при которых b/V велико по сравнению с $1/\nu_i$, потеря энергии дается иным выражением, не расходящимся при интегрировании вплоть до больших значений b .

При некоторых условиях, хорошо выполняющихся по крайней мере для легких атомов, значение интеграла в большей или меньшей степени не зависит от значения b ; в этом случае одно выражение может быть заменено другим. Этим путем Бор получил следующую формулу для тормозной способности:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2 N}{m V^2} \sum_1^{Z_0} \ln \frac{1,123 V^3 m}{2\pi \nu_i Z e^2}, \quad (\text{III}, 11)$$

где N — число атомов в 1 см^3 , Z — атомный номер частицы и Z_0 — атомный номер вещества.

Для того чтобы сравнить экспериментальные значения dT/dx с выводами теории, необходимо знать собственные частоты ν_i различных электронов в атоме. Очевидно, эти частоты по порядку величины должны соответствовать ионизационному потенциалу или потенциалу возбуждения для различных электронных слоев.

Вычисленные таким способом значения для тормозной способности оказываются в хорошем согласии с экспериментально полученными

значениями. Например, в случае водорода формула Бора дает для тормозной способности значение, с точностью до 20% совпадающее с экспериментальным значением при предположении, что собственная частота соответствует потенциалу возбуждения в 14 V.

С помощью классической теории мы можем также вычислить и удельную ионизацию, производимую α -частицей. Для этого мы должны с помощью формулы (III, 9) определить число столкновений на единице пути, при которых энергия w , полученная электроном, выше его ионизационного потенциала. Мы можем считать, что этот результат дает число первичных ионов. Вычисляя по этому же принципу ионизацию, произведенную первичными электронами, можно оценить общую ионизацию.

Легко найти выражение для первичной удельной ионизации:

$$n_p = \frac{8\pi N e^4}{m V^2} \sum_{i=1}^{Z_0} \int_0^{2mV^2 - w_i} \frac{dw}{(w + w_i)^2}, \quad (\text{III, 12})$$

где w_i — энергия, необходимая для отделения i -го электрона от атома. Общая ионизация дается аналогичным выражением, отличающимся лишь множителем

$$\frac{\frac{3}{4}(w + w_i)}{w_i},$$

дополнительно вводимым под знак интеграла.

Значения ионизации для различных газов, вычисленные с помощью этих формул (пользуясь значениями ионизационных потенциалов, полученными из спектроскопических данных), имеют правильный порядок величины, хотя могут отличаться множителем, доходящим до значения 2.

Квантово-механическое рассмотрение вопроса о потере энергии быстрыми заряженными частицами проведено Бете¹⁾ и Блохом²⁾. Последний получил формулу, остающуюся в силе и при более общих предположениях, которая имеет следующий вид:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2 N}{m V^2} \sum_n f_n \left[\ln \frac{2m V^2}{\hbar \nu_n} + \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + i \frac{2\pi e^2 Z}{\hbar V} \right) \right], \quad (\text{III, 13})$$

где ψ — логарифмическая производная гамма-функции и $\text{Re} \psi$ — ее действительная часть. Для больших значений выражения

$$\frac{2\pi e^2 Z}{\hbar V}$$

эта формула переходит в классическую формулу Бора; при этом каждый квантовый переход надо рассматривать соответствующим f_n классическим осцилляторам надлежащей частоты.

¹⁾ Bethe, *Handbuch der Physik*, XXIV—1, 519 (Berlin, 1933).

²⁾ См. Bethe, *ит. вымс.*

Формула Блоха справедлива при условии, что скорость падающих частиц велика по сравнению со скоростями электронов в атоме; поэтому мы можем ожидать, что для более легких элементов она будет выполняться наиболее точно.

Для сравнения теории с экспериментом необходимо было бы знать значения частот ν_n и соответствующие им вероятности переходов f_n . Блох решил эту проблему с помощью остроумного приема, в котором электронная оболочка атома рассматривается с помощью статистического метода Ферми и Томаса.

Из уравнения состояния вырожденного газа мы можем вывести зависимость между давлением и плотностью n , следовательно, гидродинамическими методами вычислить колебания электронной оболочки, возбужденной прохождением частицы. Этим путем мы находим асимптотическое распределение частот поглощения и соответствующих вероятностей перехода, которые необходимы для пользования формулой (III,13).

Видоизменяя последнюю формулу с помощью этих соображений и полагая для простоты, что $\frac{2\pi e^2 Z}{hV}$ мало, получаем (для $Z=2$):

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{16\pi e^4 N}{mV^2} Z_0 \ln \frac{4\pi m V^2}{kZ_0 R h}, \quad (\text{III}, 14)$$

где Z_0 — атомный номер элемента, R — ридберговская частота и k — численная постоянная.

Формула (III,14) дает зависимость тормозной способности от атомного номера; она находится в очень хорошем согласии с экспериментом.

Она подтверждает также приближенное эмпирическое правило, согласно которому атомная тормозная способность пропорциональна квадратному корню из атомного веса.

Рис. 12 дает для α -частиц RaC' ($V = 1,922 \cdot 10^9$) значения

$$F = -\frac{mV^2}{16\pi e^4 N} \frac{dT}{dx},$$

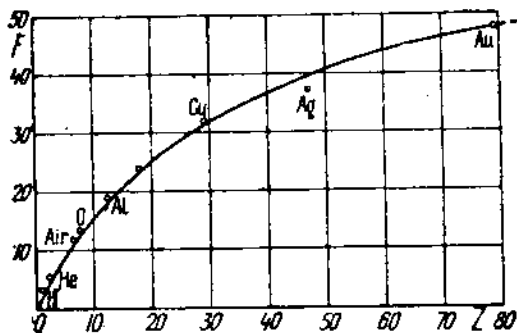


Рис. 12. Тормозная способность для быстрых α -частиц.

как наблюдаемые, так и вычисленные по формуле Блоха.

Формула Бора, так же как и другие формулы, выведенные на основе квантовой механики, дает значение для потери энергии приблизительно обратно пропорциональное V^2 при больших скоростях. Эта зависимость соответствует тому, что пробег пропорционален четвертой степени скорости. Как мы видели в § 1 этой главы, этот закон находится в согласии с экспериментальными данными. Для небольших

скоростей нельзя ожидать очень хорошего совпадения наблюдаемых и вычисленных пробегов. Это объясняется тем, что в теории частица всегда принимается заряженной двумя элементарными зарядами, в то время как в действительности она существует часть времени в виде однократно заряженного иона и часть времени — в виде нейтрального атома.

6. Общие замечания о β -лучах. β -лучи состоят из электронов, испускаемых атомом в процессе радиоактивного распада. Энергия их меняется в широких пределах — от малых, с трудом измеряемых значений, до нескольких миллионов электрон-вольт.

Так как скорости электронов легко могут достигать по порядку величины скорости света, то в этом случае необходимо пользоваться релятивистским выражением для импульса p и кинетической энергии T . Эти последние, а также и скорость v , связаны между собой формулами:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{eV}{300} = mc^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right\}, \\ p &= \frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{c} \sqrt{T^2 + 2mc^2T}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III}, 15)$$

где

$$\beta = \frac{v}{c}.$$

Часто вместо энергии или скорости электрона употребляется произведение $H\rho$, где ρ — радиус круговой орбиты электрона, движущегося в магнитном поле H . Из релятивистской динамики вытекают следующие зависимости:

$$H\rho = \frac{c}{e} p = \frac{1}{e} \sqrt{T^2 + 2mc^2T}. \quad (\text{III}, 16)$$

Из вышесказанного следует, что если кинетическая энергия мала по сравнению с собственной энергией mc^2 ($mc^2 = 5,11 \cdot 10^5$ eV), то $H\rho$ приблизительно пропорционально $\sqrt{T}$; если же $T \gg mc^2$, то $H\rho$ примерно пропорционально T . Если энергия измеряется в единицах mc^2 , а $H\rho$ — в единицах mc^2/c , т. е. если мы напомним:

$$H\rho \frac{c}{mc^2} = \eta,$$

$$\frac{T}{mc^2} = \omega,$$

то зависимость между энергией и магнитным отклонением принимает простой вид:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \sqrt{2\omega + \omega^2}, \\ \omega &= \sqrt{1 + \eta^2} - 1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III}, 17)$$

Импульс или величину $H\rho$ очень удобно употреблять потому, что эта величина обычно непосредственно измеряется или с помощью камеры Вильсона или магнитным спектрографом, принцип устройства которого дан на рис. 13.

Электроны, испускаемые источником S , отклоняются по круговому пути однородным магнитным полем, перпендикулярным к плоскости чертежа. После прохождения полукруглости они регистрируются фотографической пластинкой или счетчиком. Электроны, падающие на каждую точку пластинки, имеют строго определенную энергию (даже при достаточно широкой щели), так как в первом приближении все окружности одного и того же радиуса, проходящие через S , пересекают пластинку EP в одной и той же точке, т. е. имеет место не-

которая фокусировка. Прибор откачивается для избежания рассеяния и потерь энергии.

Этот принцип был применен к магнитному анализу α -частиц Розенблумом и Резерфордом с сотрудниками; однако этот эксперимент требует чрезвычайно сильных и протяженных магнитных полей.

Как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения изучение прохождения электронов через вещество значительно более

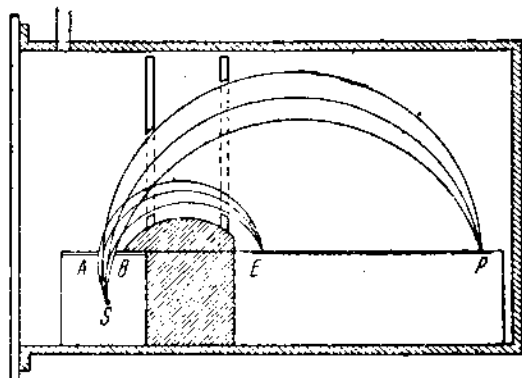


Рис. 13. Магнитный спектрограф с полукруговой фокусировкой.

сложно, чем соответствующая проблема для α -частиц. В то время как для случая α -частиц поглощение в веществе можно рассматривать как явление, полностью отделимое от рассеяния, в настоящем случае нельзя резко разграничить оба эти эффекта. Это различие обусловливается малым значением массы электрона, в результате чего электрон рассеивается ядром гораздо легче, чем α -частица. Поэтому рассеяние не является редким явлением. Так, α -частица может быть отклонена от прямолинейного пути только при столкновении с ядром, в то время как электрон может передавать большую часть своей энергии и импульса имеющимся в веществе электронам. Следствием этого является то, что электроны, за исключением тех, которые обладают очень большими энергиями, обычно движутся не прямолинейно, но часто рассеиваются при столкновениях с ядрами или электронами. Более того, влияние разброса становится настолько большим, что для электронов мы не имеем больше столь определенного пробега как для α -частиц. Эти особенности прохождения электронов через вещество можно легко наблюдать в камере Вильсона.

Мы будем принимать во внимание также излучение, возникающее вследствие врезанного ускорения электрона при столкновении, —

эффект, которым можно пренебречь в случае α -частиц. Этим явлением объясняется возникновение непрерывного рентгеновского спектра при торможении катодных лучей.

Экспериментальные трудности при изучении свойств β -лучей возникают вследствие того, что радиоактивные вещества обычно испускают не однородные β -лучи, а обладающие более сложным спектром энергий. Он может или состоять из однородных линий или обладать непрерывным распределением энергий, а иногда из того и другого вместе. Интересно отметить, что весьма неоднородные по скоростям электроны, получающиеся при распаде радиоактивных веществ (см. гл. IV, § 7), поглощаются до некоторой определенной толщины вещества почти точно по экспоненциальному закону. Однако это является лишь случайным. результатом начального распределения энергии, эффекта рассеяния и истинной зависимости пробега от энергии.

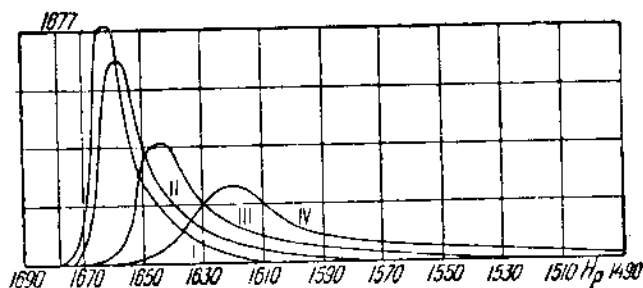


Рис. 14. Потеря энергии электронами в веществе.

7. Торможение быстрых электронов вследствие ионизации. В связи с искажающими явлениями, отмеченными в предыдущем параграфе, экспериментальные значения для величины потери энергии в веществе для электронов не так точны, как соответствующие значения для α -частиц. В некоторых случаях величины потерь нелегко поддаются интерпретации. Если измеряется кривая поглощения β -лучей в веществе, то результаты так сильно зависят от геометрических условий эксперимента, что трудно бывает выделить существенные особенности явления.

Если однородный вначале пучок β -лучей проходит определенную толщину вещества, то, выходя, он обладает более или менее сложным распределением частиц по энергиям. Максимум этого распределения с возрастанием толщины смещается в сторону малых энергий. Некоторое представление о порядке величины разброса по энергиям, происходящего при этих условиях, можно получить из рис. 14, на котором приведены результаты измерений, сделанных Уайтом и Миллингтоном.

Однородный вначале пучок β -лучей ($H_p = 1677$, $v/c = 0,708$) после прохождения через пластинки слюды в 2,25, 2,65, 3,95 и 5,72 mg/cm^2 соответственно исследовался с помощью магнитного спектрографа.

При этом оказалось, что после прохождения распределение электронов по энергиям выражается кривыми I, II, III и IV. Так как понятие потери энергии нуждается в дополнительных уточнениях, то мы будем в дальнейшем употреблять более определенные величины, например, *наивероятнейшую* или *среднюю* потерю энергии.

Частично наличие разброса величины потери энергии, как и в случае α -частиц, объясняется статистическими флуктуациями в числе столкновений и в потере энергии при каждом столкновении. Однако большая часть разброса является следствием того, что пути электронов не являются прямыми линиями; поэтому пути электронов, выходящих из слоя вещества, оказываются различными.

Следующие эмпирические формулы дают приближенные значения для наивероятнейшей величины потери энергии в алюминии (в настоящее время наиболее тщательно исследованное вещество):

Для $0,1 < \beta < 0,6$:

$$-\frac{d\beta}{dx} = \frac{2,2}{\beta^3}. \quad (\text{III}, 18)$$

Для $\beta > 0,7$:

$$-\frac{dV}{dx} = -\frac{300 \text{ мс}^2}{e} \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \frac{d\beta}{dx} = \text{const} = 4,56 \cdot 10^6. \quad (\text{III}, 19)$$

Принимая во внимание соображения, приведенные в § 1 этой главы, из этих формул мы можем получить пробег как функцию энергии. Для интервала энергий, в котором выполняется формула (III, 18), пробег пропорционален четвертой степени скорости; в то же время для очень больших энергий формула (III, 19) дает пробег, пропорциональный энергии.

На рис. 15 и 16 дан пробег в алюминии для медленных и быстрых электронов, полученный таким же путем, как и экстраполированный пробег для α -частиц.

Как и для α -частиц оказывается, что тормозная способность, рассчитанная на единицу массы, несколько больше для легких элементов, чем для тяжелых.

Если мы предположим, что средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов имеет постоянное значение для каждого вещества, то из величины потери энергии можно приблизительно определить число пар ионов, образуемых электронами. При малых скоростях удельная ионизация обратно пропорциональна квадрату скорости. Этот закон выполняется очень точно для значений $H\rho$, лежащих между 1000 и 6000; соответствующие числа пар ионов на сантиметр пути в принятом за стандарт воздухе меняются между 200 и 45. Энергия, затрачиваемая на образование пары ионов, приблизительно та же, что и для случая α -частицы.

Можно также определить и первичную ионизацию, которая с изменением скорости меняется медленнее, чем общая ионизация. Для $v/c > 0,9$ она приближается к постоянному значению, которое приблизительно равно 25 ионам на сантиметр пути в воздухе, принятом за стандарт.

Теперь мы кратко рассмотрим поглощение электронов в веществе с точки зрения теории. Большая часть соображений, относящихся к α -частице, выполняется и здесь; главные различия возникают при

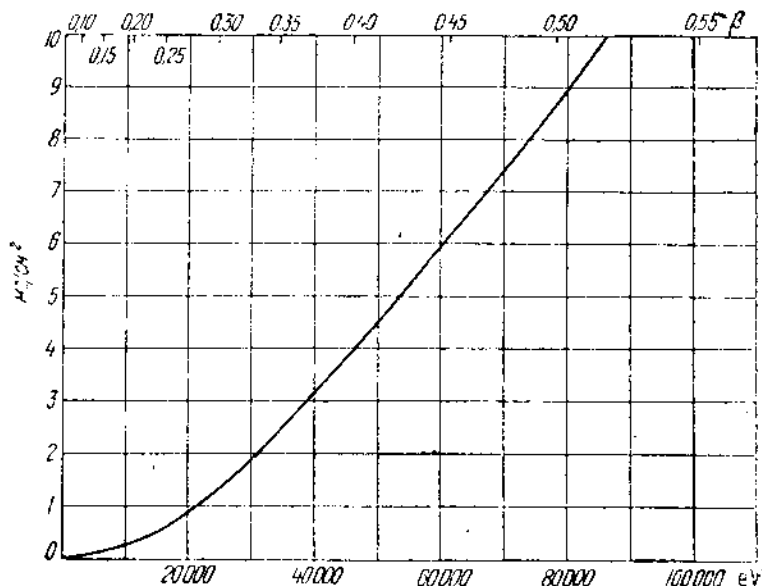


Рис. 15. Пробег медленных электронов в алюминии.

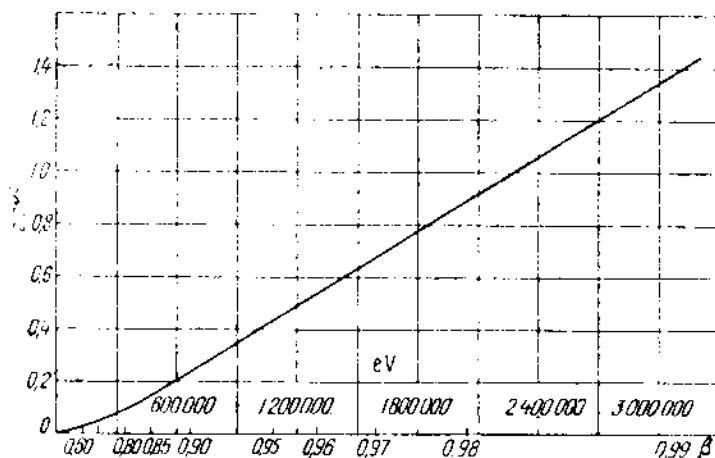


Рис. 16. Пробег быстрых электронов в алюминии.

приближения скорости электрона к скорости света. Так как поле движущейся частицы зависит только от электрического заряда и скорости (последняя при возрастании энергии стремится к постоянному

значению), то отсюда следует, что для электронов с энергиями порядка mc^2 удельная ионизация больше не уменьшается; мало того, вследствие релятивистского эффекта она достигает довольно размытого минимума и затем снова увеличивается с возрастанием энергии.

Полная релятивистская формула была дана Бете¹⁾; она является обобщением нерелятивистской формулы (III, 14). Здесь, как и в последнем случае, влияние связи электронов в атомах выражается суммированием по всем возможным переходам. Эту сумму можно оценить при помощи метода Блоха, как уже указывалось в § 5 этой главы.

Конечный результат для вероятной потери энергии может быть выражен следующим образом:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{иониз.}} = \frac{2\pi e^4 NZ}{mv^2} \left[2 \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (\text{III, 20})$$

где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атома, который можно принять равным $13,5 Z \text{ eV}$ и Z — атомный номер элемента.

Формула (III, 20) удовлетворительно выражает зависимость потери энергии от энергии электрона и атомного номера элемента. Из нее можно вывести эмпирические приближенные формулы (III, 18) и (III, 19), выполняющиеся в определенных интервалах энергии. Для очень больших энергий ($T \gg mc^2$) Бете дает несколько иную и более простую формулу:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{иониз.}} = \frac{2\pi e^4 NZ}{mc^2} \ln \frac{T^2}{2mc^2 T^2}. \quad (\text{III, 21})$$

Рис. 17 дает среднюю потерю энергии быстрых электронов в воде и свинце, вычисленную из формулы (III, 20) для значений энергии от 10^5 до 10^{10} eV . Мы видим, что для больших энергий тормозная способность возрастает очень медленно и является линейной функцией логарифма энергии. Средняя потеря энергии на излучение (см. § 8 этой главы), так же как и потеря энергии в воде для быстрых протонов, нанесена для сравнения в одном и том же масштабе.

Эксперименты Андерсона и Неддермейера²⁾ (см. § 8), в которых определялась потеря энергии быстрыми частицами из космических лучей при прохождении их через свинец, в общем согласуются с формулой Бете вплоть до энергий в несколько сотен MeV . При этом, однако, трудно установить, какая часть от общей потери энергии обусловлена ионизацией и какая — излучением, возникающим при столкновениях*).

Таким образом, для этих больших энергий тормозная способность, рассчитанная на единицу массы, не очень чувствительна к атомному весу вещества. Это можно видеть из двух кривых на рисунке, отно-

¹⁾ Bethe, *цит. выше*.

²⁾ Anderson and Neddermeyer, Internat. Conf. on Phys., London (1934).

*) Последние опыты по измерению потери энергии быстрыми частицами из космических лучей приводят к резким противоречиям с теорией. Это указывает на то, что либо в космических лучах имеются частицы, масса покоя которых больше массы электрона и меньше массы протона, либо на непригодность теории к частицам с большой энергией. (Прим. перес.)

сящихся к воде и свинцу (рис. 17). Таким образом, тормозная способность на единицу массы в некоторых пределах может считаться не зависящей от поглощающего вещества. Это замечание не относится к потерям энергии на излучение при столкновениях.

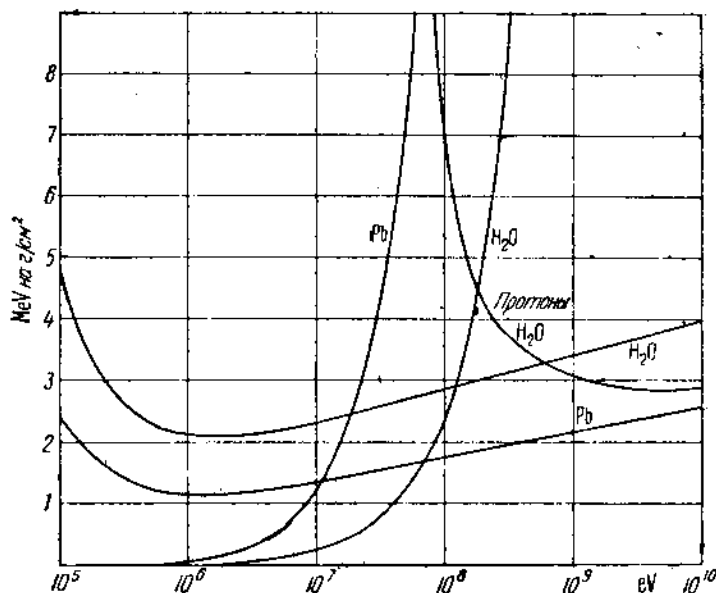


Рис. 17. Потери энергии быстрыми электронами на ионизацию и излучение.

8. Столкновения быстрых электронов с ядрами, сопровождающиеся излучением. Потеря энергии электронами вследствие излучения при прохождении через электрическое поле ядра составляет заметную часть общей потери энергии только для энергий в несколько MeV или выше. Однако, это явление легко можно наблюдать и для значительно меньших скоростей (испускание непрерывного рентгеновского спектра или излучение торможения).

Истолкование этих процессов на основе квантовой электродинамики недавно было дано Бете и Гайтлером¹⁾. Основные результаты их вычислений сводятся к следующему.

Если электрон с начальной энергией T проходит через вещество с атомным номером Z , содержащее N атомов в единице объема, то средняя потеря энергии на единице пути вследствие излучения при столкновениях дается выражением:

$$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{изл.}} = NTZ^2\Phi(T), \quad (\text{III, 22})$$

¹⁾ Bethe and Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 83 (1934); Nordheim, *Phys. Rev.*, **49**, 189 (1936).

где $\Phi(T)$ — функция не зависящая от Z (без учета экранирующего влияния внешних электронов на заряд ядра). Эта функция может быть оценена численно. Так как Φ меняется очень мало при изменении аргумента (она является линейной функцией логарифма энергии), то потеря энергии на излучение приблизительно пропорциональна начальной энергии и квадрату атомного номера. Таким образом, отношение потери энергии на излучение к общей потере энергии при столкновении быстро возрастает с возрастанием атомного номера и для учета потерь на излучение даже в первом приближении мы не можем вводить универсальный массовый коэффициент поглощения. Для очень больших энергий эффект экранирования уменьшает значение функции Φ ; для тяжелых элементов это влияние больше, чем для легких.

Отношение потери энергии на излучение к потере энергии на ионизацию приближенно дается простой формулой:

$$\frac{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{излуч.}}}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{иониз.}}} = \frac{TZ}{1600 mc^2}.$$

На рис. 17 мы приводим вычисленную среднюю потерю энергии на излучение для воды и свинца, так что можно провести сравнение ее с потерей энергии на ионизацию. Потеря энергии на излучение обуславливается главным образом малым числом столкновений, при каждом из которых излучается значительная часть полной энергии электрона. Поэтому действительная потеря энергии может сильно отличаться от средней, приведенной на рисунке. Этот эффект разброса также был вычислен Бете и Гайтлером.

Возможное в настоящее время сравнение с экспериментом было произведено на материале опытов Андерсона и Неддермейера по торможению в свинце электронов излившей космических лучей (см. гл. VII). Начальная энергия этих частиц оказалась порядка 100—300 MeV. Было обнаружено, что величины потерь энергии в сантиметре свинца весьма неодинаковы. Они достигают иногда значений до 100 MeV, тогда как потеря энергии на ионизацию составляет только 15—20 MeV. Избыточная потеря, вероятно, связана со столкновениями, сопровождающимися излучением. Однако вероятность этих столкновений много меньше, чем это следует по теории Бете-Гайтлера, которая в тех же условиях дает среднее значение для потери энергии, равное около 500 MeV.

Теперь обычно считают, что релятивистская теория Дирака перестает быть справедливой, если кинетическая энергия электрона достигает порядка величины $137 mc^2$ (mc^2 — собственная энергия электрона). В описанном выше случае столкновений, сопровождающихся излучением, мы имеем один из ярких примеров этого нарушения. Общие данные, полученные из изучения частиц космических лучей (см. гл. VII), заставляют считать, что данная теория столкновений, сопровождающихся излучением, выполняется лишь для не слишком больших энергий. Потеря энергии на излучение становится меньше, чем это следует

по теории, как только энергия приближается к значению $137 mc^2$ и, в конце концов, вместо неограниченного возрастания, достигает максимума и затем снова уменьшается. В противном случае оказалось бы невозможно объяснить большие пробоги, наблюдаемые для частиц космических лучей *).

Имеется также другой механизм, посредством которого быстрые электроны могут взаимодействовать с веществом, — образование пар позитрон-электрон в поле ядра. До настоящего времени этот процесс изучен слишком мало; он имеет значение только для области очень больших энергий.

9. Рассеяние электронов ядрами. Для того чтобы отметить значение рассеяния для электронов, достаточно сказать, что если пучок β -лучей падает на толстый слой металла, то часть электронов (для легких элементов $1/6$, для тяжелых $1/2$) диффузно отражается от поверхности. Другими словами они испытывают отклонение больше чем на 90° , сопровождаемое меньшей или большей потерей энергии.

Для того, чтобы исследовать процесс рассеяния в строго определенных условиях, мы должны быть уверены в том, что имеет место только *единичное рассеяние*. Это выполняется в том случае, когда рассеивающий слой настолько тонок, что вероятность для электрона быть рассеянным под данным углом при нескольких элементарных процессах мала по сравнению с вероятностью отклонения вследствие одного столкновения.

Венцель дает следующий критерий для единичного рассеяния. Рассмотрим такой угол θ_m , что частица в данной толщине материала Δx в среднем подвергается двум отклонениям, большим чем угол θ_m . Тогда мы с уверенностью можем считать, что для углов, больших чем $4\theta_m$, будет иметь место только единичное рассеяние.

Рассеяние β -лучей может происходить при столкновении как с ядрами, так и с электронами. Для нерелятивистских скоростей выполняется формула Резерфорда. Для релятивистского случая теория была дана Моттом. Окончательная формула, заменяющая формулу (III, 6) в случае столкновения электрона с ядром, обладающим зарядом Ze , имеет вид:

$$n(\theta) = \frac{1}{4} n_0 N \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 (1 - \beta^2) \left[\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} - \frac{\beta^2}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} + \pi \beta Z \alpha \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} \right], \quad (\text{III, 23})$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

*) Однако в последнее время появился ряд возражений против этого заключения о неприменимости теории для частиц с энергиями больше $137 mc^2$. В частности, результаты измерений рассеяния частиц с большими энергиями согласуются с выводами теории. Для объяснения же указанного выше расхождения можно предположить, как уже отмечалось, что в космических лучах имеются частицы, масса которых больше массы электрона, но меньше массы протона. На наличие таких частиц указывают опыты Андерсона, Стрита и Стивенсона и др. (Прим. перев.)

есть постоянная тонкой структуры. В этой формуле мы пренебрегли членами, содержащими более высокие степени α , не имеющими большого значения для легких ядер, но которыми нельзя пренебречь в случае тяжелых ядер.

Экспериментальная проверка формулы (III, 23) встречает затруднения в связи с наличием многократного рассеяния, экранирующего влияния электронов, уменьшающего действительное значение заряда ядра, и рассеяния, вызываемого столкновениями с электронами. Вследствие этого экспериментальные данные не очень точны. Мало известно также о столкновениях, при которых рассеяние сопровождается излучением.

10. Явление резонанса при столкновении двух одинаковых частиц. Если мы рассматриваем рассеяние на электронах, то мы получаем результаты, меняющиеся в зависимости от того, рассматривается ли эта проблема с точки зрения классической или квантовой механики. Так как с классической точки зрения невозможно отличить падающий электрон от электрона, находившегося до соударения в покое, то для получения полного числа электронов, рассеянных под некоторым углом θ , мы должны к числу падающих электронов, рассеянных под этим углом θ , прибавить число электронов отдачи, идущих под тем же углом. Таким образом, мы получаем формулу:

$$n(\theta) = n_0 ZN \left(\frac{2e^2}{mv^2} \right)^2 \cos \theta \left(\frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} \right). \quad (\text{III, 24})$$

Квантовая механика дает другой результат, так как резонансное явление Гейзенберга, имеющее место при взаимодействии двух одинаковых частиц, меняет распределение рассеянных электронов. Волны Шредингера, соответствующие падающему и рассеиваемому электронам, интерферируют между собой. Следовательно, квадрат амплитуды вероятности (который дает для частицы вероятность быть рассеянной под определенным углом) не равен сумме квадратов амплитуд вероятностей обеих волн. В этом случае в нерелятивистском приближении формула (III, 24) заменяется формулой, данной Моттом¹⁾:

$$n(\theta) = n_0 ZN \left(\frac{2e^2}{mv^2} \right)^2 \cos \theta \times \\ \times \left[\frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} - \frac{1}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \cos(u \ln \operatorname{tg}^2 \theta) \right], \quad (\text{III, 25})$$

где

$$u = \frac{2\pi e^2}{\hbar v} = \frac{c}{137v}.$$

Отличие от классического выражения состоит в добавлении последнего члена в квадратных скобках. Например, при угле рассеяния 45° этот член уменьшает интенсивность рассеяния до половины классического значения.

¹⁾ Mott, *Proc. Roy. Soc.*, 125, 222; 126, 259 (1929).

Вследствие некоторых трудностей, о которых уже упоминалось в настоящей главе, экспериментальная проверка этой квантово-механической поправки сделана не была. Однако эффект резонанса при столкновении двух тождественных частиц был проверен для случая столкновения между α -частицами и ядрами гелия. Соответствующая квантово-механическая формула несколько отличается от формулы для электронов, так как α -частицы подчиняются статистике Бозе, а не статистике Ферми, и не имеют спина. Эта формула имеет вид:

$$n(\theta) = n_0 N \left(\frac{8e^2}{Mc^2} \right)^2 \cos \theta \times \\ \times \left[\frac{1}{\sin^4 \theta} + \frac{1}{\cos^4 \theta} + \frac{2}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \cos(u \ln \operatorname{tg}^2 \theta) \right], \quad (\text{III}, 26) \\ u = \frac{2\pi (2e)^2}{h\nu} = \frac{4c}{137\nu}.$$

Для этого случая рассеяния, например, под углом в 45° интенсивность в два раза больше классического значения. Этот результат экспериментально был подтвержден исследованиями Чадвика с электрическим счетчиком и Блеккета и Чемпиона с камерой Вильсона. О рассеянии α -частиц в гелии см. также гл. VI, § 4*).

II. Общие замечания о γ -лучах. Термин γ -лучи мы употребляем по отношению ко всему электромагнитному излучению, испускаемому радиоактивными веществами.

Спектральная область, занимаемая этим излучением, простирается от мягких рентгеновских лучей до волн очень короткой длины, порядка нескольких $\text{\AA}$. γ -лучи характеризуются: или частотой ν , или энергией кванта $h\nu$, которая может быть выражена в эргах, в электрон-вольтах или в единицах mc^2 , или длиной волны, которая обычно выражается в X-единицах ($1\text{\AA} = 10^{-11} \text{ см}$).

γ -спектры радиоактивных элементов всегда состоят из резких линий. Они будут описаны в гл. IV.

γ -лучи взаимодействуют с веществом, приводя к различным явлениям, многие из которых можно исследовать с помощью искусственно получаемых рентгеновских лучей. Мы ограничимся детальным описанием только тех результатов, которые считаются особенно важными в области весьма больших частот.

Взаимодействие γ -лучей с веществом — это преимущественно взаимодействие их с электронами; при этом мы различаем три существенно различных типа явлений: фотоэлектрический эффект, рассеяние и образование пар позитрон-электрон.

* Справедливость аналогичной формулы для частиц, обладающих спином, была проверена также и для соударения протона с протоном Гертсеном (до энергий протонов в 100 keV) и в последнее время Тьювом, Гейденбургом и Гафштадом (до энергий протонов в 900 keV). Последние авторы для больших энергий протонов (начиная с 600 keV) нашли значительное отклонение от теоретической формулы. (Прим. перев.)

При фотоэлектрическом эффекте, который может быть истолкован только на языке квантовой теории, квант $h\nu$ передает всю свою энергию одному из электронов внешней оболочки атома. Этот электрон выбрасывается с кинетической энергией T , даваемой выражением:

$$T = h\nu - W_i,$$

где W_i — энергия, необходимая для того, чтобы произвести ионизацию атома с соответствующего квантового уровня. Для различных электронных оболочек энергия W_i непосредственно дается границами поглощения — K , L_1 , L_2 , L_3 , ... — рентгеновских лучей.

Важно отметить, что одним из необходимых условий для фотоэлектрического эффекта является следующее: электроны должны быть связаны с ядром, которое принимает на себя импульс, что необходимо для выполнения закона сохранения импульса и энергии. Фотоэффект не может иметь места на свободных электронах, так как в этом случае не выполнялись бы законы сохранения. Это непосредственно следует из того, что соотношение $T = h\nu$ полностью определяет скорость электрона, так что закон сохранения импульса уже не может выполняться.

Между тем явление рассеяния может происходить также и на свободных электронах; оно представляет собой классический эффект, описание которого несколько видоизменено квантовой теорией. По классической теории свободный электрон приводится в движение электрическим полем падающего излучения, становясь центром испускания сферических волн с частотой, равной частоте падающих волн. Это явление рассеяния можно описать и на языке квантовой теории.

Фотон, обладающий энергией $h\nu$, сталкивается с электроном, вначале находившимся в покое. В результате этого столкновения фотон отклоняется от своего первоначального направления. Так как в этом процессе он передает электрону некоторый импульс, а следовательно, и некоторое количество энергии, то рассеянный квант будет обладать меньшей энергией, чем падающий. Поэтому рассеяние всегда будет связано с изменением частоты (эффект Комптона). Кроме описанного рассеяния с изменением частоты, на связанных электронах происходит также и рассеяние без изменения частоты, дающее интерференцию рентгеновских лучей в кристаллах. Интерференция не имеет места в том случае, если рассеянное излучение некогерентно. С возрастанием частоты излучение, рассеянное без изменения частоты, начинает играть меньшую роль и обнаруживается только под очень малыми углами.

Поглощение γ -лучей в веществе происходит отчасти вследствие фотоэлектрического эффекта, отчасти вследствие рассеяния и отчасти вследствие образования пар (см. § 14 настоящей главы). Относительная роль этих трех процессов зависит от энергии кванта и атомного номера поглощающего элемента.

Исследование γ -лучей в отношении их спектрального состава почти всегда производится по вызываемым ими вторичным электронам. Эти электроны часто выбиваются из того самого атома, который испускает

γ -лучи. (Разбор явления внутренней конверсии см. в гл. IV, § 4.) Полученные таким способом значения частот γ -лучей гораздо точнее значений, которые можно было бы получить из дифракции γ -лучей в кристаллах.

Исследование поглощения и рассеяния γ -лучей усложняется тем, что эти два явления очень трудно изучать отдельно. Если мы пытаемся измерить коэффициент поглощения γ -лучей в данном веществе, то мы получаем значения, которые, особенно для больших частот, в сильной степени зависят от геометрических условий опыта. Это объясняется тем, что от геометрических условий зависит регистрируемая доля рассеянного излучения. Поглощение монохроматического излучения в веществе экспоненциально; коэффициент поглощения зависит от частоты и вещества. Однако, этот результат выполняется экспериментально только в том случае, если рассеяние излучения сказывается мало. Последнее условие выполняется только в том случае, если первичный пучок приблизительно параллелен.

12. Рассеяние γ -лучей. Изменение частоты, происходящее при рассеянии фотона свободным электроном, можно непосредственно вычислить из уравнений, выражающих законы сохранения энергии и импульса.

Пусть $h\nu$ будет энергия падающего кванта, $h\nu'$ — энергия рассеянного кванта, θ — угол рассеяния фотона, Φ — угол рассеяния электрона (рис. 18). Тогда мы можем написать уравнения:

$$h\nu = h\nu' + mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right),$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \frac{m\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos \Phi,$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta + \frac{m\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin \Phi,$$

из которых для данного значения θ мы можем найти значения ν' , Φ и β .

Из этих же соотношений следует, что длина волны λ' рассеянного кванта связана с длиной волны λ падающего кванта и с углом θ хорошо известной формулой Дебая и Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = 24,17 (1 - \cos \theta) \text{ \AA-ед.} \quad (\text{III, 27})$$

Это соотношение показывает, что для излучения, рассеянного под данным углом, увеличение длины волны не зависит от начальной

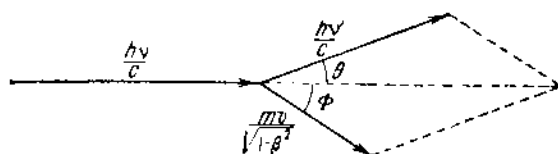


Рис. 18. Сохранение импульса в эффекте Комптона.

длины волны. Универсальная постоянная $h/mc = 24,17 \text{ \AA}$ называется комптоновской длиной волны.

Эта теория рассеяния была проверена экспериментально не только в отношении изменения частоты, но также и в отношении одновременности появления рассеянного кванта и электрона отдачи. Эти эксперименты были выполнены Боте и Гейгером со счетчиками, регистрировавшими совпадения, и Комптоном и Симоном — с камерой Вильсона¹⁾.

Для измерения интенсивности рассеяния удобно пользоваться коэффициентом рассеяния $\mu_{\text{расс.}}$ материала, определяемым формулой:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_{\text{расс.}} dx,$$

где I — интенсивность параллельного пучка, распространяющегося в среде в направлении x . В случае эффекта Комптона коэффициент $\mu_{\text{расс.}}$ зависит от истинного поглощения (часть энергии, полученная электронами) и от рассеяния.

С помощью классической теории можно очень просто вычислить коэффициент рассеяния. Рассмотрим свободный электрон в переменном поле электромагнитной волны. Пусть электрическое поле поляризовано в направлении x и величина его определяется выражением

$$E \sin \omega t.$$

Тогда уравнение движения электрона имеет следующий вид:

$$m\ddot{x} = eE \sin \omega t.$$

Энергия, испускаемая в единицу времени, дается основной формулой электромагнитной теории, которую можно написать следующим образом:

$$\frac{2c^2}{3c^3} \ddot{x}^2 = \frac{2}{3c^3} \frac{e^4 E^2}{m^2} \sin^2 \omega t.$$

Среднее значение по времени будет

$$\overline{W}_{\text{расс.}} = \frac{1}{3c^3} \frac{e^4 E^2}{m^2}.$$

Если среда содержит N электронов в 1 см^3 , то рассеянная в единицу времени в единице объема энергия будет равна $N\overline{W}_{\text{расс.}}$. Средняя энергия, падающая на единицу поверхности, дается выражением:

$$\overline{W}_{\text{пад.}} = \frac{cE^2}{8\pi}.$$

Коэффициент рассеяния равен отношению $\overline{W}_{\text{расс.}}/\overline{W}_{\text{пад.}}$ и, следовательно, имеет вид:

$$\mu_{\text{расс.}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} N. \quad (\text{III, 28})$$

¹⁾ См. Bohr, *Nature*, 138, 25 (1936).

Это — классическая формула Томсона. Отметим, что коэффициент рассеяния не зависит от частоты.

Отнесем коэффициент рассеяния к одному электрону, написав:

$$\sigma_{\text{расс.}} = \frac{r_{\text{расс.}}^2}{N}.$$

В классической теории $\sigma_{\text{расс.}}$ является универсальной постоянной:

$$\sigma_{\text{расс.}} = 6,62 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Можно охарактеризовать это соотношение говоря, что $\sigma_{\text{расс.}}$ есть эффективное поперечное сечение для столкновения между фотоном и электроном. По классической теории рассеянное излучение имеет ту же частоту, что и падающее. Поэтому мы должны ожидать, что формула Томсона будет хорошо выполняться для малых частот, для которых относительное изменение частоты при рассеянии очень мало. Мы должны ожидать, что классическая формула с увеличением частоты все больше и больше будет отклоняться от результатов эксперимента и совсем перестанет выполняться, когда изменение частоты достигнет по порядку величины самой частоты. Это происходит в том случае, когда скорость, полученная электроном отдачи, сравнима со скоростью света.

Удовлетворительная квантово-механическая формула была дана Клейном и Нишиной на основе дираковской релятивистской теории электрона. Так как это вычисление коэффициента рассеяния довольно сложно, то мы дадим лишь окончательные результаты его и наметим только общую картину процесса рассеяния, даваемую квантовой теорией.

Рассеивающая система, находящаяся вначале в определенном квантовом состоянии i , после процесса рассеяния находится или в том же квантовом состоянии (рассеяние без изменения частоты) или в ином квантовом состоянии k (рассеяние с изменением частоты; эффект Комптона или эффект Рамана). Этот переход от состояния i к состоянию k формально можно рассматривать как двойной процесс, состоящий в переходе из начального состояния i в некоторое промежуточное состояние l и, затем, из состояния l в состояние k . Такое рассмотрение оправдывается тем, что вероятность процесса рассеяния, переводящего систему из состояния i в состояние k , выражается произведением вероятностей для переходов (i, l) и (l, k) . Поэтому, если не существует третьего состояния l , комбинирующегося в спектроскопическом смысле и с состоянием i и с состоянием k , то при рассеянии переход от i к k невозможен.

Если мы теперь обратимся к специальному случаю рассеяния кванта релятивистским электроном, то мы найдем следующее: гамильтоновская функция в теории Дирака такова, что рассеяние фотона, связанное с переходом свободного электрона между двумя квантовыми состояниями, возможно только путем промежуточных переходов через состояния с отрицательной энергией. Поэтому эти уровни, которые

некоторое время рассматривались как совершенно лишние физического смысла, теперь считаются существенными для наличия рассеяния (см. § 14 этой главы).

По формуле Клейна-Нишины коэффициент рассеяния $\sigma_{\text{расc.}}$ на электрон дается выражением:

$$\sigma_{\text{расc.}} = \frac{2\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{1+\omega}{\omega^2} \left\{ \frac{2(1+\omega)}{1+2\omega} - \frac{1}{\omega} \ln(1+2\omega) \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\omega} \ln(1+2\omega) - \frac{1+3\omega}{(1+2\omega)^2} \right], \quad (\text{III}, 29)$$

где

$$\omega = \frac{h\nu}{mc^2}.$$

В предельном случае, когда $\omega \rightarrow 0$, эта формула превращается в классическую формулу Томсона; в то же время для энергий, больших по

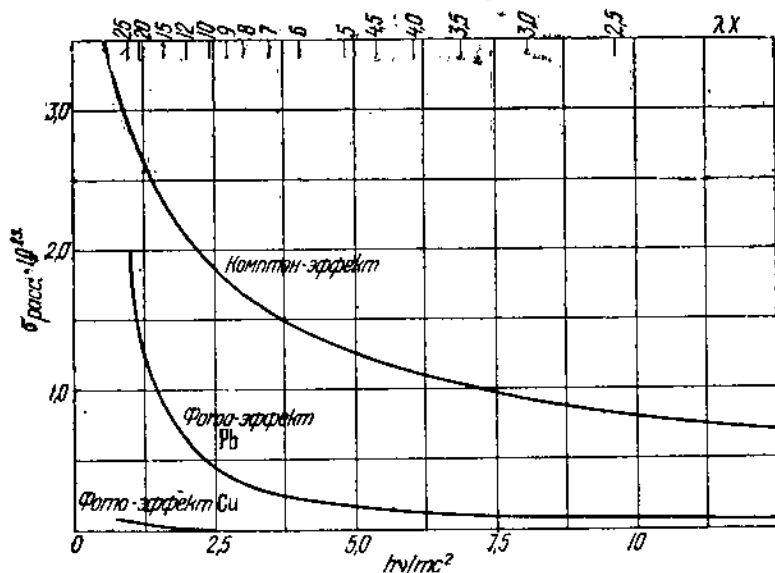


Рис. 19. Коэффициент рассеяния на электрон по Клейну-Нишине.

Для сравнения приведем также фотоэлектрический коэффициент поглощения в меди и свинце.

сравнению с собственной энергией электрона, она приводится к простому виду:

$$\sigma_{\text{расc.}} = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} \left[\frac{1}{2\omega} + \frac{1}{\omega} \ln 2\omega \right]. \quad (\text{III}, 30)$$

В этом приближении коэффициент рассеяния приблизительно обратно пропорционален частоте.

Коэффициент рассеяния по Клейну и Нишине представлен кривой рис. 19.

Угловое распределение рассеянного излучения дается следующим выражением:

$$I = I_0 \frac{e^4}{2m^2c^4} \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \omega(1 - \cos \theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{\pi^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \omega[1 - \cos \theta])} \right\},$$

где I — энергия, рассеянная в единице телесного угла под углом θ и I_0 — интенсивность падающего пучка. Соотношения, полученные из закона сохранения энергии и импульса, позволяют вычислить число рассеянных квантов и электронов отдачи в зависимости от угла.

Для сравнения экспериментальных результатов с формулой Клейна-Нишине мы должны быть уверены в том, что электроны, имеющиеся в веществе, практически можно рассматривать как свободные и что поглощение, обусловленное другими процессами, мало (или, в противном случае, может быть учтено). Эти условия выполняются для легких элементов и γ -лучей с энергией порядка одного MeV. В этом случае энергия связи электрона ничтожна по сравнению с энергией падающего кванта, и поглощением вследствие фотоэффекта можно пренебречь (см. § 13 этой главы). Наиболее точные измерения¹⁾ были сделаны с γ -линией 4,67 X "ThC", соответствующей 2,62 MeV. Для легких элементов (например, для C, N и O) был получен коэффициент рассеяния, очень близкий к теоретическому значению для соответствующей частоты; его значение оказалось равным $1,23 \cdot 10^{-25}$ см².

Однако коэффициент поглощения γ -лучей той же частоты в тяжелых элементах оказался на 50% больше, чем коэффициент рассеяния по формуле Клейна-Нишине. Вместе с тем общее влияние фотоэлектрического эффекта и когерентного рассеяния, происходящих на связанных электронах, не может быть больше 15% от поглощения по Клейну-Нишине. Поэтому добавочное поглощение должно быть объяснено наличием другого процесса. (По вопросу об образовании пар см. § 14 этой главы.)

Рассеянное излучение было исследовано непосредственно; однако, вследствие экспериментальных трудностей, результаты, полученные различными экспериментаторами, не дали хорошего совпадения. Для случая тяжелых элементов рассеянное излучение, несомненно, содержит компоненты более жесткие, чем комптоновское излучение. Это добавочное рассеянное излучение, вероятно, является вторичным излучением, возникающим при аннигиляции пар (см. § 14).

13. Фотоэлектрический эффект и поглощение γ -лучей. В предыдущем параграфе мы видели, что для легких элементов и больших частот, поглощение γ -лучей почти полностью вызвано рассеянием. В противоположном случае, т. е. для тяжелых элементов и мягкого излучения, почти все поглощение обусловлено фотоэлектрическим эффектом. В промежуточной области интенсивности обоих явлений сравнимы между собой. Следовательно, полный коэффициент поглощения для всех веществ и частот невозможно выразить простой формулой.

¹⁾ Meitner and Hupfeld. *Z. Phys.*, **67**, 147 (1931); Gentner, *Journ. de Phys.*, **6**, 274 (1935); Gentner et Starkiewicz, *ibid.*, **6**, 340 (1935).

Фотоэлектрический коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, который мы будем обозначать через $\tau_{\text{фот.}}$, можно выразить суммой коэффициентов поглощения $\tau_K, \tau_L, \dots$, являющихся частями коэффициентов поглощения атома и соответственно принадлежащих различным электронным оболочкам $K, L, \dots$ и т. д. Каждый из этих коэффициентов равен нулю для частот, меньших предельной частоты, соответствующей ионизационному потенциалу для данного слоя; для частот, лежащих выше этого предела, каждый из них убывает приблизительно пропорционально $1/\nu^3$. Для частот, лежащих выше предельной частоты для ионизации K -слоя, приближенное значение фотоэлектрического коэффициента поглощения дается формулой:

Таблица 6

Полный коэффициент поглощения на единицу массы $\frac{\mu}{\rho}$ в различных элементах в $\text{см}^2/\text{г}$

$\lambda, \text{\AA}$	C	Al	Cu	Ag	Pb
0,1	0,15	0,16	0,36	1,4	3,8
0,2	0,16	0,28	1,5	5,6	4,9
0,3	0,19	0,47	4,3	17	14
0,4	0,25	1,1	9,8	38	31
0,5	0,35	2,0	19	11	54

$$\tau_{\text{фот.}} = 48,5 \cdot \lambda^{-3} Z^5.$$

Табл. 6 дает экспериментальные значения полного коэффициента поглощения, рассчитанного на единицу массы, в области рентгеновских лучей, для которой эти данные были точно определены.

Для более коротких длин волн данные для фотоэлектрического поглощения не очень точны, так как большая часть поглощения объясняется рассеянием. Теоретическая обработка ¹⁾ релятивистского случая была дана Заутером и Хельмом. Формула для коэффициента поглощения в этом случае имеет вид:

$$\tau_{\text{фот.}} = \frac{ka^0}{\pi mc} \lambda Z^5 = 1,16 \cdot 10^{-23} \lambda Z^5. \quad (\text{III}, 31)$$

Здесь учитывается только поглощение в K -оболочке. Поглощение в L -оболочке составляет около одной пятой поглощения в K -оболочке.

Согласно формуле (III, 31) фотоэлектрическое поглощение уменьшается с увеличением частоты не очень быстро; для тяжелых элементов оно играет значительную роль вплоть до очень больших энергий. Например, для γ -излучения ThC'' в 2,62 MeV фотоэлектрическое поглощение в свинце еще составляет около 15% поглощения, вызываемого рассеянием (см. рис. 19).

Дальнейшие заключения о фотоэффекте можно сделать на основании исследования фотоэлектронов магнитным спектрографом или камерой Вильсона. Измерение относительного числа электронов, испускаемых различными электронными оболочками, позволяет определить

¹⁾ См. Hulme, McDougall, Buckingham and Fowler, *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 131 (1935).

распределение полного коэффициента поглощения по различным электронным оболочкам.

Другим процессом, связанным с фотоэлектрическим эффектом, является вторичное испускание характеристических рентгеновских лучей. Например, если фотоионизация атома произошла в K -оболочке, то образовавшееся пустое место сразу заполняется электроном из более удаленных оболочек (L , M и т. д.); этот процесс сопровождается испусканием кванта характеристического K -излучения. Подобным образом фотоэлектрический эффект в L -оболочке сопровождается испусканием характеристического L -излучения. В таких случаях мы имеем *излучение флуоресценции*. Квант рентгеновских лучей может испытать в другой электронной оболочке того же атома конверсию, ведущую к испусканию нового фотоэлектрона (эффект Оже).

Измерение интенсивности этих рентгеновских линий флуоресценции дает другой метод определения вероятности фотоэлектрического процесса в различных оболочках атома.

Исследование углового распределения фотоэлектронов производилось главным образом при помощи камеры Вильсона. Наиболее интересным из найденных результатов является следующий: для малых энергий падающих квантов распределение фотоэлектронов симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к пучку. С увеличением частоты направление вперед становится преобладающим.

Так как эксперименты всегда проводились с неполяризованными γ -лучами, то азимутальное распределение фотоэлектронов (распределение по различным плоскостям, проходящим через первичный пучок) оказалось равномерным; в то же время для поляризованного излучения теория предсказывает предпочтительное испускание по азимуту электрического вектора. Если мы через φ обозначим азимут фотоэлектрона относительно электрического вектора и через θ — угол с направлением падающего пучка, то приближенная релятивистская формула для числа фотоэлектронов, испускаемых в единице телесного угла, будет иметь вид:

$$\frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \theta)^4}. \quad (\text{III, } 32)$$

Количественное сравнение с экспериментом трудно осуществить вследствие наличия комптоновских электронов; однако предсказываемое теорией распределение качественно оказывается вполне правильным.

Внутренний фотоэлектрический эффект (конверсия γ -кванта в электронной оболочке излучающего этот γ -квант атома) будет подробно рассматриваться в § 4 и 5 гл. IV.

14. Образование и аннигиляция пар позитрон-электрон. γ -лучи взаимодействуют с веществом также посредством типично квантово-механического явления, не имеющего аналогии в классической механике — образования пар позитрон-электрон. Прежде чем описывать экспериментальные факты, полезно вспомнить некоторые следствия дираковской релятивистской теории электрона ¹⁾.

¹⁾ См. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford (1936). В настоящее время готовится русский перевод этой книги.

Дираку удалось показать, что релятивистское волновое уравнение для электрона можно получить только в том случае, если предположить, что электрон может существовать в двух различных группах квантовых состояний; одна из них — группа положительной энергии (с учетом и собственной энергии электрона), другая — группа отрицательной энергии. Точнее, было найдено, что энергия свободного электрона может быть или выше mc^2 или ниже $-mc^2$. Энергия электрона не может лежать между этими двумя пределами. Это положение иллюстрируется рис. 20, на котором заштрихованные области являются областями, в которых существуют собственные значения для энергии.

Электроны, находящиеся в состояниях с положительной энергией, являются обыкновенными электронами, которые мы постоянно наблюдаем, тогда как электроны в состояниях с отрицательной энергией должны были бы обладать совершенно необычными свойствами, не соответствующими никаким экспериментальным фактам. Поэтому было сделано много попыток рассматривать состояния электронов с отрицательной энергией как математическую фикцию и приписывать физический смысл только состояниям с положительной энергией. Однако такое заключение можно было бы сделать лишь в том случае, если бы не существовало переходов между

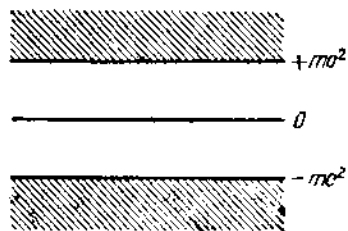


Рис. 20. Уровни энергии релятивистского электрона.

состояниями с положительными и состояниями с отрицательными энергиями. Между тем предположение об отсутствии этих переходов по теории Дирака оказывается неверным.

Мы уже видели, что рассеяние фотонов свободными электронами связано с существованием состояний с отрицательной энергией, которые играют роль промежуточных состояний. Дальше, свободный электрон, вначале находившийся в состоянии с положительной энергией, при испускании двух квантов излучения может перейти в состояние с отрицательной энергией. (Процесс с испусканием одного кванта не может иметь места, так как при этом не выполняется закон сохранения энергии и импульса.) Теория Дирака дает сравнительно большую вероятность перехода для этого процесса; следовательно, электроны в состояниях с положительной энергией вообще не могли бы существовать.

Дирак устранил это затруднение предположением, что состояния с отрицательной энергией имеют физический смысл, но что обычно все они заняты, т. е. что в этих состояниях имеется максимальное, с точки зрения принципа Паули, число частиц. Так как по теории даже в ограниченном объеме существует бесконечное число состояний отрицательной энергии, то мы должны допустить во всем пространстве бесконечную плотность электронов, находящихся в состояниях отрицательной энергии. Предположим, что число электронов, суще-

ствующих во вселенной, несколько больше числа состояний с отрицательной энергией. (Несомненно, что это рассуждение нуждается еще в существенном уточнении, так как в действительности оба числа бесконечно велики.) Тогда электроны, для которых не нашлось места среди состояний с отрицательной энергией, будут занимать состояния с положительной энергией; но Дираку это — те электроны, которые мы обычно наблюдаем.

Следует отметить, что предположение о существовании электронов, распределенных в пространстве с бесконечной плотностью, является довольно неудовлетворительной гипотезой, так как приходится вводить специальные предположения для того, чтобы объяснить, каким образом это распределение не сказывается на определенных физических явлениях. Вероятно, введение бесконечной плотности связано с несовершенством формы релятивистской теории.

Теперь предположим, что в распределении состояний с отрицательной энергией один электрон отсутствует. Незанятое состояние будет проявлять себя как частица с положительной энергией и с положительным зарядом, так как частица с отрицательной энергией и зарядом отсутствует. Следовательно, это незанятое место или *дырка* Дирака будет вести себя как нормальная частица. Дирак сначала выдвинул гипотезу, что эта дырка является протоном. Однако это предположение было отброшено, так как оно не могло объяснить ни различия в массах протона и электрона, ни устойчивого существования протона. После экспериментального открытия позитрона, последний был отождествлен с дыркой Дирака.

При исследовании космических лучей с помощью камеры Вильсона, Андерсон ¹⁾ первый заметил следы частиц, обладающих положительным электрическим зарядом и массой, равной массе электрона. Дальнейшими экспериментами Блеккет и Оккиалини ²⁾ показали, что космические лучи взаимодействуют с веществом, вызывая образование *ливней* частиц, которые состоят из приблизительно равного числа электронов и позитронов. Позже различные исследователи [Андерсон и Неддермейер ³⁾, Мейтнер и Филлип ⁴⁾, Блеккет и Оккиалини ⁵⁾] независимо друг от друга заметили, что позитроны могут также возникать при облучении тяжелых элементов жесткими γ -лучами радиоактивных веществ.

На языке теории Дирака образование позитрона объясняется следующим образом. Фотон, обладающий энергией выше $2mc^2$, может перевести электроны из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией. Это явление и будет представлять собой образование пары частиц или „материализацию“ γ -кванта. Такой процесс, являющийся особым типом фотоэлектрического эф-

¹⁾ Anderson, *Phys. Rev.*, **43**, 491 (1933).

²⁾ Blackett and Occhialini, *Proc. Roy. Soc.*, **139**, 699 (1933).

³⁾ Anderson, *Science*, **77**, 432 (1933).

⁴⁾ Meitner und Philipp, *Naturw.*, **21**, 286 (1933).

⁵⁾ Chadwick, Blackett, and Occhialini, *Proc. Roy. Soc.*, **114**, 235 (1934); Curie et Joliot, *C. R.*, **196**, 1581 (1933).

фекта, не может происходить в пустом пространстве, так как в этом случае не могут выполняться законы сохранения энергии и импульса; но он может происходить в электрическом поле вблизи ядра, которое принимает на себя дополнительный импульс.

Следует отметить, что число образовавшихся позитронов быстро возрастает с увеличением заряда ядра, а также с увеличением частоты γ -кванта. Для γ -лучей в 5 MeV отношение числа позитронов к числу комптоновских электронов, испускаемых тяжелыми элементами (например, свинцом), достигает значения, приблизительно равного одной трети.

На основании теории Дирака Оппенгеймером и Плессетом¹⁾, а также Бете и Гайтлером²⁾ была вычислена вероятность процесса образования пары. Было найдено, что эффективное сечение $\tau_{\text{пар.}}$ для образования пар γ -квантом и ядром не может быть выражено простой формулой, выполняющейся для всего диапазона энергий, так как для этого необходимо ввести различные приближения. Поэтому мы даем кривую для эффективного сечения $\tau_{\text{пар.}}$, вычисленную Бете и Гайтлером (рис. 21).

Так как эффективное сечение пропорционально Z^2 , то мы вычленили отношение $\tau_{\text{пар.}}/Z^2$, которое является универсальной функцией частоты. Эффективное сечение сначала быстро возрастает с увеличением избытка энергии фотона над $2mc^2$; затем, для больших энергий, оно возрастает более медленно (возрастает линейно в зависимости от логарифма энергии). Однако следует отметить, что если $h\nu \approx 137 mc^2$, то можно ожидать, что эта теория не будет выполняться, так же как и теория столкновений быстрых электронов, сопровождающихся излучением *).

Эффективное сечение для образования пары, рассчитанное на один атом, пропорционально Z^2 и возрастает с увеличением энергии, в то время как эффективное сечение комптоновского рассеяния пропорционально числу электронов, т. е. Z , и уменьшается с увеличением энергии. Вследствие этого, полное эффективное сечение для кванта с определенной частотой достигает минимума и затем опять возрастает с увеличением частоты. Этот минимум для легких элементов лежит при больших частотах, чем для тяжелых элементов.

Это видно на рис. 21, где приведены эффективные сечения для комптоновского рассеяния, образования пар, а также полные эффективные сечения³⁾ для трех элементов: Al ($Z=13$), Sn ($Z=29$) и Pb ($Z=82$). Мы видим, что минимум коэффициента поглощения в свинце соответствует γ -лучам с энергией около $6mc^2$ или 3 MeV. С другой стороны, в алюминии минимум поглощения лежит около

¹⁾ Oppenheimer and Plesset, *Phys. Rev.*, **41**, 53 (1933).

²⁾ Bethe and Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 83 (1934). Jaeger and Hulme, *ibid.*, **153**, 443 (1935).

³⁾ См. по этому поводу сноску на стр. 61. (Прим. перев.)

⁴⁾ Все эффективные сечения отнесены к одному атому, т. е. эффективное сечение рассеяния на электрон умножается на Z ; $\rho_0 = e^2/mc^2$ есть классический радиус электрона.

20 MeV. То обстоятельство, что $\tau_{\text{пар}}$ зависит от Z^2 , означает также, что для γ -лучей с очень большой энергией, для которых образование пар в процессе поглощения преобладает, не существует универсального массового коэффициента поглощения.

Бете и Гайтлер также исследовали, как распределяется между обеими частицами, составляющими пару, получаемая ими энергия

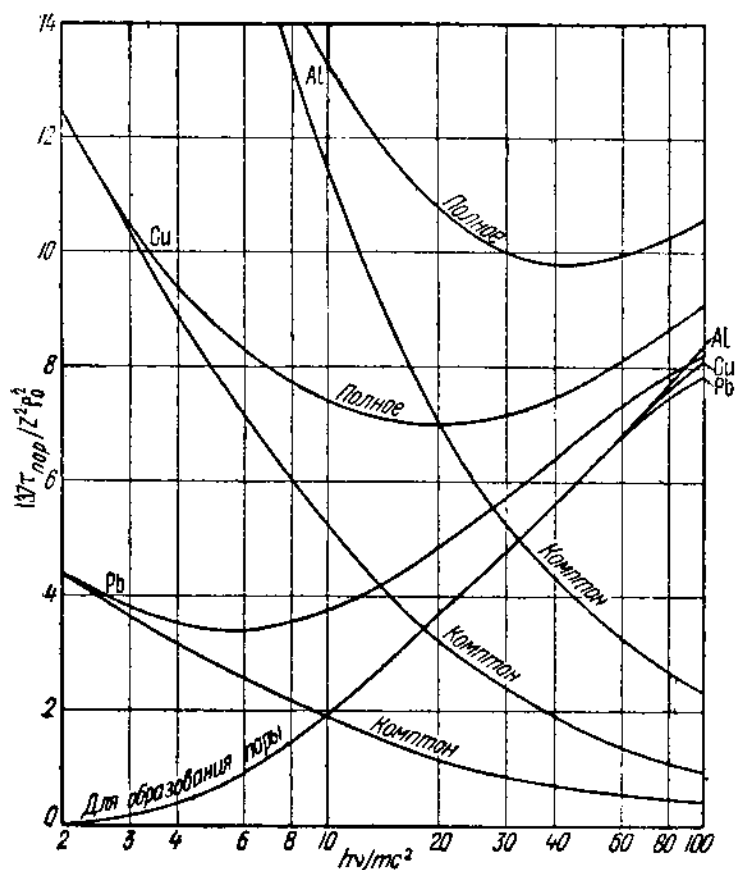


Рис. 21. Эффективное сечение рассеяния и образования пар для γ -лучей.

$h\nu - 2mc^2$. Оказалось, что энергия распределялась бы между позитроном и электроном поровну, если бы не сказывалось то, что позитрон отталкивается, а электрон притягивается ядром. Поэтому первый имеет несколько большую энергию, чем последний. Теоретически наиболее вероятное распределение для предельного случая малого Z соответствует равным энергиям для электрона и позитрона. Этот максимум вероятности распределения энергии между обеими частицами в случае очень больших энергий становится более плоским.

Эти следствия теории, по крайней мере качественно, находятся в согласии с экспериментом, но точная проверка их еще не была произведена.

Наилучшие экспериментальные результаты относятся к поглощению жестких γ -лучей в тяжелых элементах. Работы Чао, Мейтнер и Гунфельда, Грея и Тэрранта, Якобсена и др. показали ¹⁾, что коэффициент поглощения жестких γ -лучей (2,6 MeV или $4,7 \times \text{ThC}''$) в тяжелых элементах больше коэффициента поглощения, который получался бы, если бы все поглощение объяснялось комптоновским рассеянием и фотоэлектрическим поглощением. Кроме того, оказалось, что это добавочное поглощение пропорционально Z . Например, в свинце коэффициент поглощения, рассчитанный на электрон, равен $1,75 \cdot 10^{-25}$, в то время как коэффициент рассеяния, получающийся из формулы Клейва-Нишине, равен $1,23 \cdot 10^{-25}$, и доля, приходящаяся на фотоэлектрический эффект, может составлять только около 15% последнего. Если же прибавить теоретическое эффективное сечение для образования пар, то мы почти точно получим наблюдаемый полный коэффициент поглощения ²⁾.

Несомненно, может существовать также и процесс, обратный процессу образования пары. Этот процесс состоит в уничтожении пары позитрон-электрон вблизи ядра и в образовании γ -кванта, энергия которого равна $2mc^2$ плюс сумма кинетических энергий обеих частиц.

Теория также предсказывает и другой тип процесса аннигиляции, заключающийся в исчезновении пары позитрон-электрон в пустом пространстве с испусканием двух γ -квантов.

Теория этих процессов была дана Ферми и Уленбеком ²⁾, вычислившими их относительную вероятность. Существование аннигиляционных процессов с испусканием двух квантов определяет среднюю продолжительность жизни позитрона, обладающего малой скоростью, в среде с плотностью электронов N :

$$\tau = \frac{1,3 \cdot 10^{14}}{N} \text{ с.} \quad (\text{III, 33})$$

Возможен также процесс, происходящий между позитроном и электроном, сильно связанным с ядром (например, электроном из K -оболочки). Однако вероятность его, особенно для небольших скоростей, очень мала.

γ -излучение, возникающее при аннигиляции пары, можно наблюдать при использовании в качестве источника излучения радиоэлементов, испускающих позитроны (см. гл. V, § 6). Это излучение состоит главным образом из компоненты с энергией кванта, приблизительно равной mc^2 .

¹⁾ См. Gentner, *Journ. de Phys.*, **6**, 274 et 340 (1935).

²⁾ Последние работы также показали, что упомянутая теория образования пар находится в хорошем согласии с результатами экспериментов. (*Прим. перев.*)

²⁾ Fermi and Uhlenbeck, *Phys. Rev.*, **44**, 510 (1933).

15. Возникновение вторичного излучения. γ -лучи, взаимодействующие с веществом, являются примером излучения, которое мы можем назвать *первичным*, создающим при прохождении через вещество *вторичное* излучение различной природы. (В этом случае вторичное излучение является β -излучением, состоящим из фотоэлектронов, комптоновских электронов и пар позитрон-электрон.) Все приборы, которые употребляются для обнаружения или измерения интенсивности γ -излучения, чувствительны не к γ -излучению как таковому, но к вызываемым им вторичным β -лучам. Это справедливо как по отношению к счетчику Гейгера-Мюллера, так и к камере Вильсона; в каждом из этих случаев мы считаем число вторичных ионизирующих частиц, проходящих через определенный объем газа в течение данного интервала времени.

В следующих главах будут разобраны другие примеры излучений, обнаруживаемых только по вызываемому ими вторичному излучению. Например, быстрые нейтроны обычно обнаруживаются по протонам отдачи, выбиваемым ими из веществ, содержащих водород; медленные нейтроны можно обнаружить с помощью тяжелых ионизирующих частиц, возникающих под действием этих нейтронов в результате ядерных реакций (например, α -частицы из бора).

Для того чтобы определить наилучшие условия для обнаружения какого-либо излучения по вторичному излучению, а также и эффективность детектора (долю от общего числа падающих первичных частиц, регистрируемую данным детектором), необходимо выяснить, как интенсивность вторичного излучения зависит от толщины материала, в котором это излучение возникает. Мы детально рассмотрим два упрощенных случая.

Случай 1. Первичное излучение, обладающее коэффициентом поглощения μ_1 , превращается в веществе во вторичное излучение, которое также поглощается экспоненциально с коэффициентом поглощения $\mu_2 > \mu_1$. Для простоты мы будем считать, что вторичное излучение испускается по направлению первичного.

Обозначим через l толщину поглощающего слоя. Первичное излучение с начальной интенсивностью I_0 на глубине x будет ослаблено до интенсивности I_1

$$I_1 = I_0 e^{-\mu_1 x}.$$

Между x и $x + dx$ будет поглощено

$$\mu_1 I_1 dx = \mu_1 I_0 e^{-\mu_1 x} dx.$$

Согласно нашей гипотезе, этому поглощенному излучению соответствует равное число вторичных частиц, также испускаемых по направлению x . Отсюда число частиц, оставшихся после прохождения их через остальную толщину $l - x$ вещества, будет:

$$\mu_1 I_0 e^{-\mu_1 x} e^{-\mu_2 (l-x)} dx.$$

Интегрируя по x (от 0 до l), мы найдем для интенсивности I_2 вторичного излучения выражение

$$I_2 = I_0 \frac{\mu_1}{\mu_2 - \mu_1} (e^{-\mu_2 l} - e^{-\mu_1 l}). \quad (\text{III, 34})$$

Это выражение с увеличением толщины сначала возрастает, достигает максимума и затем уменьшается. После того как пройдена достаточная толщина вещества, второй экспоненциальный член становится малым по сравнению с первым и интенсивность вторичного излучения начинает уменьшаться с коэффициентом поглощения μ_1 первичного излучения; другими словами, состав выходящего из вещества излучения делается постоянным и отношение интенсивностей вторичного и первичного излучений становится равным

$$\frac{\mu_1}{\mu_2 - \mu_1}.$$

При этом достигается *равновесие* между первичным и вызываемым им вторичным излучением.

Если излучение переходит из одной среды в другую, в которой отношение коэффициентов поглощения μ_2/μ_1 имеет другое значение, то состав излучения меняется до тех пор, пока отношение интенсивности вторичного излучения к интенсивности первичного не достигает нового значения, характерного для второй среды. Этот переход от одного состояния равновесия к другому называется *переходным эффектом*.

Интересно отметить аналогию между соотношением вторичного и первичного излучений в пучке и проблемой образования дочернего вещества из материнского, уже разобранный в §1 гл. II.

Важным примером применения приведенных сейчас рассуждений является возникновение комптоновских электронов от γ -лучей. Электроны поглощаются приблизительно по экспоненциальному закону и не имеют определенного пробега. Такой характер поглощения объясняется наличием рассеяния и зависимостью энергии электронов от угла рассеяния. Мы видим, что толщина вещества, дающего максимальное число электронов, по порядку величины равна обратному значению коэффициента поглощения вторичных β -лучей. Выход же электронов в разных веществах, дающий возможность обнаруживать γ -лучи, приблизительно равен отношению обоих коэффициентов поглощения.

Так, γ -лучи 4,7 X имеют μ_{Al} , равный 0,1; вызываемые ими вторичные электроны имеют коэффициент поглощения в алюминии порядка 10. Отсюда, максимальная „эффективность обнаружения“ этих γ -лучей с помощью алюминиевого счетчика имеет величину порядка одного процента; оптимальная толщина стенок — около 5 мм. При использовании тяжелых элементов эффективность больше, так как для них коэффициенты поглощения γ -лучей и электронов не так сильно отличаются друг от друга, как для легких элементов.

Таким образом, при переходе γ -излучения из легкого в тяжелый элемент мы будем иметь переходный эффект, так как интенсивность β -излучения при равновесии с γ -лучами в тяжелой среде больше, чем в легкой.

Случай 2. Первичное излучение, поглощаемое экспоненциально с коэффициентом поглощения μ , вызывает появление вторичных ионизующих частиц с постоянным пробегом R . Средняя свободная длина пути $1/\mu$ первичного излучения велика по сравнению с R .

Этот случай соответствует образованию медленными нейтронами тяжелых ионизующих частиц в литии или боре, или расщеплению дейтрона γ -лучами (см. гл. VI).

Если излучение обнаруживается по вторичным частицам, то очевидно нет оснований брать слой вещества с толщиной, большей R ; поэтому мы будем полагать l равным R . Рассуждения, аналогичные приведенным для случая 1, показывают, что число вторичных частиц, образующихся между x и $x + dx$, равно

$$\mu I_0 e^{-\mu x} dx.$$

Из них только те частицы выйдут из вещества, которые проходят в нем расстояния, меньшие R . Если мы предположим, что распределение по углам равномерно, то часть, выходящая из материала, будет определяться выражением $x/2R$. Полное число выходящих частиц равно:

$$I_2 = \frac{\mu I_0}{2R} \int_0^R x e^{-\mu x} dx = \frac{I_0}{2} \left[\frac{1}{\mu R} (1 - e^{-\mu R}) - e^{-\mu R} \right].$$

В рассматриваемом случае, для которого $\mu R \ll 1$, эта формула приводится к следующему виду:

$$I_2 = \frac{\mu R I_0}{4}.$$

Например, средний свободный пробег $1/\mu$ медленных нейтронов в литии равен 3 мм; пробег (в литии) образующихся H^3 -частиц равен 0,1 мм. Отсюда эффективность покрытой литием ионизационной камеры для счета медленных нейтронов приблизительно равна 0,8%.

Если пробег или средний свободный путь вторичных частиц больше соответствующих значений для первичного излучения, то, очевидно, эффективность может приближаться к единице. Если обнаруживать можно только те частицы, которые испускаются в половине полного телесного угла, то и эффективность будет равна половине.

СПЕКТРЫ АЛЬФА-, БЕТА- И ГАММА-ЛУЧЕЙ ЕСТЕСТВЕННЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1. Закон Гейгера-Нэттола. Одним из наиболее поразительных фактов в радиоактивности является высокая степень однородности α -излучения, испускаемого данным радиоактивным элементом. Эта особенность вытекает уже из приблизительного постоянства пробегов частиц. Но, так как даже однородные частицы все же имеют слегка

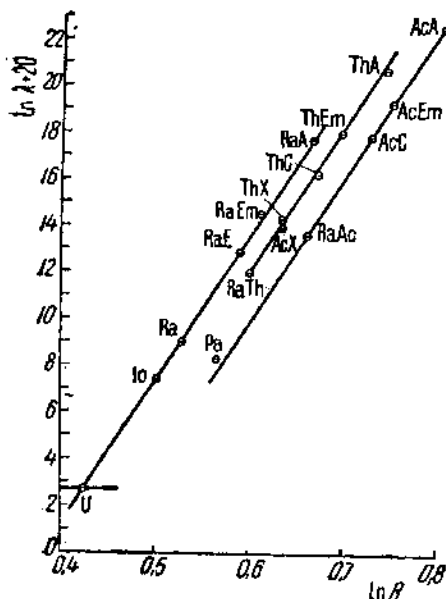


Рис. 22. Закон Гейгера-Нэттола.

различные пробеги вследствие эффекта разброса, то высокую степень однородности α -частиц можно обнаружить особенно отчетливо в опытах с магнитным отклонением. В действительности, в большом числе случаев энергетический спектр радиоактивного элемента состоит не из одной линии, а из большого числа линий, каждая из которых в высокой степени монохроматична. Вследствие разброса пробегов это обстоятельство долгое время ускользало от наблюдения. Следующие параграфы этой главы касаются сложности α -излучения.

Рассмотрим сейчас энергию главной группы α -частиц, испускаемой определенным радиоактивным элементом; при этом будем пренебрегать наличием упомянутой выше структуры. При измерении этой энергии для раз-

личных радиоактивных элементов одного и того же радиоактивного ряда сразу обнаруживается существование определенной зависимости между энергией или пробегом α -частицы и средней продолжительностью жизни вещества. Эта зависимость, впервые установленная Гейгером и Нэттолом, представлена графически на рис. 22. Здесь на оси абсцисс отложен логарифм постоянной распада, на оси ординат — логарифм пробега α -частицы. Так как экспериментальные точки

для каждого радиоактивного ряда лежат приблизительно на прямой линии, то мы можем написать следующее соотношение:

$$\ln R = A \ln \lambda + B, \quad (IV,1)$$

где A и B — две постоянные; первая из них практически одинакова для всех трех радиоактивных рядов. Подобное соотношение имеет место также и между логарифмом постоянной распада и логарифмом энергии.

2. Теория α -распада. Рассмотрим сначала серьезные трудности, возникающие в том случае, если мы будем пытаться объяснить явление α -распада с точки зрения классической теории. Эти трудности

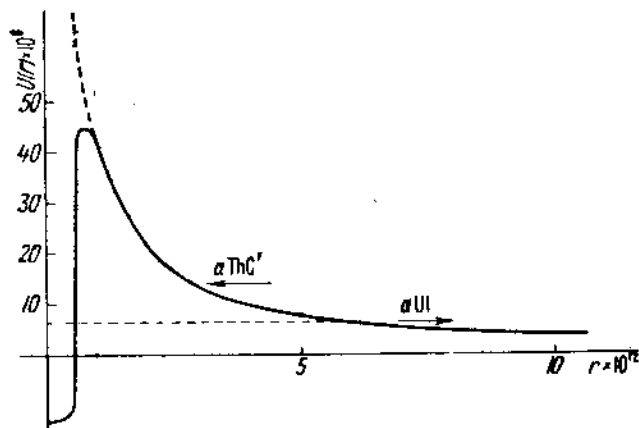


Рис. 23. Потенциальное поле ядра для α -частицы.

рельефно выделяются при сравнении самопроизвольного испускания ядром α -частиц с рассеянием α -частиц этим же ядром.

Опыты Резерфорда по рассеянию показали, что даже наиболее быстрые из имеющихся в нашем распоряжении α -частиц (например, α -частицы ThC' , энергия каждой из которых равна $14 \cdot 10^{-6}$ эрг) не могут приблизиться достаточно близко к ядру (даже при лобовом ударе) для того, чтобы обнаружились отступления от закона Кулона (см. гл. III, § 4). Это наблюдение показывает, что по крайней мере до расстояния $3 \cdot 10^{-12}$ см от центра ядра, где потенциальная энергия $U(r)$ α -частицы равна $14 \cdot 10^{-6}$ эрг, эта потенциальная энергия все еще выражается кулоновской формулой:

$$U(r) = \frac{2Ze^2}{r}.$$

На меньших расстояниях, куда α -частицы проникать не могут, мы, без сомнения, будем находить отклонения от кулоновского потенциала, так как почти устойчивая связь α -частиц в ядре означает, что в центре ядра имеется потенциальная яма. Поэтому общий вид функции $U(r)$ должен быть подобен указанному на рис. 23, где пунктир-

ная линия представляет кулоновский потенциал, а сплошная линия — потенциал, имеющийся в действительности. Внутренняя часть кривой проведена произвольно; но опыты по рассеянию показывают, что для $r > 3 \cdot 10^{-12}$ см нет заметного отклонения от кулоновского потенциала.

Ядро урана самопроизвольно испускает частицы, энергия которых равна $6,6 \cdot 10^{-6}$ эрг (эта энергия указана на диаграмме рис. 23). Поэтому трудно понять, как частицы, находящиеся внутри ядра, могут переходить потенциальный барьер, который по крайней мере в два раза выше их полной энергии. По классической теории частицы такой энергии могли бы выходить только из точек, лежащих на расстоянии $6 \cdot 10^{-12}$ см от центра ядра, для которых кулоновская потенциальная энергия имеет значение $6,6 \cdot 10^{-6}$ эрг. Однако, в этой области не существует возможностей для устойчивой связи α -частицы. Другими словами, можно сказать, что в классической модели α -частица, испускаемая ядром, должна была бы обладать кинетической энергией, соответствующей по крайней мере верхушке потенциального барьера. Например, для урана эта энергия должна была бы быть выше чем $14 \cdot 10^{-6}$ эрг.

Эта трудность исчезает, если мы рассматриваем проблему с точки зрения квантовой механики, как это было сделано, независимо друг от друга, Гэрни и Кондоном ¹⁾ и Гамовым ²⁾.

В квантовой механике α -распад относится к общему классу явлений, примеры которых часто можно найти и не в области ядерной физики. Возможность для частицы проходить через потенциальный барьер связана с волновой природой вещества или, более точно, с волновой природой функции ψ Шредингера, квадрат модуля которой дает плотность вероятности нахождения частицы в определенной области. Функция Шредингера в общем случае не исчезает в области, для которой потенциальная энергия U больше полной энергии E и в которой частица по классической модели имела бы отрицательную кинетическую энергию; напротив, функция имеет конечное значение, хотя и убывает с расстоянием по экспоненциальному закону. Это дает частице возможность просачиваться сквозь потенциальный барьер.

Для того чтобы вычислить вероятность испускания α -частицы ядром, мы должны взять простую потенциальную модель в качестве приближения к действительному потенциалу, который все еще недостаточно известен. Для этой цели мы воспользуемся следующим видом потенциала. Для расстояний от центра ядра, больших чем ρ — радиус ядра, мы примем кулоновский потенциал $2Ze^2/r$, а для $r < \rho$ — постоянный отрицательный потенциал, как показаво на рис. 24.

Горизонтальная пунктирная линия дает предполагаемое значение для энергии α -частицы; G , g и γ дают значение выражения $\frac{8\pi^2 m (E - U)}{h^2}$, которое всегда берется с положительным знаком, для трех различных

¹⁾ Gurney and Condon, *Nature*, 122, 439 (1928).

²⁾ Gamow, *Z. Phys.*, 51, 204 (1928).

областей, т. е. для $r < \rho$, $\rho < r < b$, $r > b$, соответственно. В первом и третьем из этих интервалов $E - U$ положительно и, следовательно, волновая функция, как функция от r , имеет колебательный характер; с другой стороны, для значений r между ρ и b волновая функция имеет экспоненциальный вид с вещественным показателем.

Строго говоря, мы не имеем квантовых состояний с положительной энергией для α -частиц в ядре, так как в этих условиях всегда имеется определенная вероятность проникновения частицы сквозь потенциальный барьер. Тем не менее практически мы все же можем говорить о них как о квантовых состояниях (которые при этом называются *виртуальными*), так как в этом случае энергия частицы в ядре заключена в чрезвычайно узком интервале. Для оценки ширины уровня энергии в практическом случае α -распада мы можем применить принцип неопределенности в следующей форме:

$$\tau \Delta E \approx \hbar, \quad (\text{IV}, 2)$$

где τ — средняя продолжительность жизни для испускания α -частицы, вначале находившейся в виртуальном квантовом состоянии. Даже если мы возьмем наиболее неблагоприятный случай, с наименьшей известной средней продолжительностью жизни (ThC' , $\tau \approx 10^{-9}$ сек.), мы найдем

$$\Delta E \approx 10^{-17}$$

или

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-12}.$$

Последнее соотношение указывает на то, что виртуальные квантовые состояния α -частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, обладают чрезвычайно резко определенными значениями энергий.

Вычислим теперь вероятность того, что α -частица, вначале находившаяся в виртуальном квантовом состоянии внутри ядра, через данное время будет находиться вне ядра. При этом мы будем следовать наиболее естественному пути, указанному ниже.

Окружим ядро бесконечно высоким потенциальным барьером очень большого радиуса. Тогда будут существовать истинные квантовые состояния или стационарные состояния; как внутри, так и вне ядра их собственные функции будут отличны от нуля. Тем не менее при этом окажется, что для вполне определенных значений энергии, соответствующих описанным выше виртуальным квантовым состояниям, амплитуда волновой функции внутри ядра чрезвычайно велика по сравнению с амплитудой вне ядра. С помощью линейной комбинации

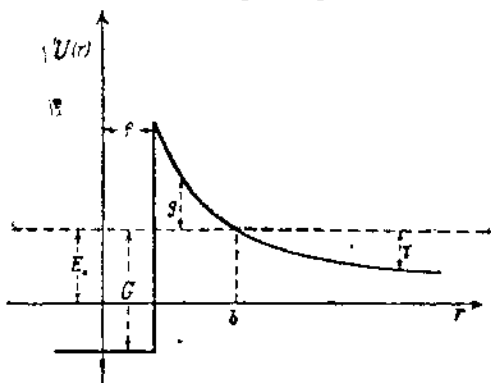


Рис. 24. Схематизированное потенциальное поле ядра.

этих состояний мы можем получить начальное состояние (не являющееся, однако, стационарным), для которого волновая функция отличается от нуля только внутри ядра и для которого, таким образом, выполнено начальное условие — частица находится внутри ядра. Уравнение Шредингера для изменения во времени волновой функции позволяет нам определить волновую функцию в некоторый данный момент и, следовательно, вычислить для частицы вероятность находиться вне ядра по истечении определенного промежутка времени.

Чем шире интервал энергии, соответствующий собственным функциям, комбинация которых дает начальное состояние, тем больше вероятность перехода из начального состояния, в котором α -частица была в ядре, в состояние, в котором частица обладает некоторой вероятностью оказаться вне ядра. При количественном описании этого факта, мы снова находим зависимость (IV, 2) между средней продолжительностью жизни и шириной виртуальных уровней.

Вычисления будут выполнены нами полностью для наиболее простого случая, при котором частица всегда находится в s -состоянии. Эффект, связанный с существованием частиц в состояниях с моментом количества движения, отличным от нуля, будет оценен нами позже.

По нашей гипотезе, функция Шредингера ψ является функцией только r ; поэтому удобно рассматривать произведение $r\psi = \varphi$. Функция φ удовлетворяет простому уравнению Шредингера:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U)\varphi = 0, \quad (IV, 3)$$

тогда как $|\varphi|^2 dr$ пропорционально вероятности для частицы находиться между r и $r + dr$.

Функция φ имеет колебательный характер для $r < \rho$ и для $r > b$; в то же время для $\rho < r < b$ она имеет экспоненциальный вид с действительным показателем и может быть выражена следующим образом:

$$He^{\sqrt{\bar{g}}l} + Ke^{-\sqrt{\bar{g}}l}, \quad (IV, 4)$$

где $l = r - \rho$, $\bar{g}$ — среднее значение выражения $\frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U)$ в рассматриваемом интервале, H и K — функции от r , меняющиеся значительно медленнее, чем экспоненциальные функции. В практических случаях $\bar{g}$ таково, что показатели степени могут принимать значения, очень большие по сравнению с единицей.

Будем нормировать φ таким образом, чтобы между нулем и ρ она представляла собой синусоидальную кривую с амплитудой, равной единице. Мы должны теперь найти состояния, для которых амплитуда вне ядра чрезвычайно мала. Это может быть только при $H = 0$, когда волновая функция, выражаемая формулой (IV, 4), в точке b имеет очень малое значение. С другой стороны, H и K должны давать связь между φ и ее производной при $r = \rho$. Следовательно, решение, удовлетворяющее нашим требованиям, будет существовать только для определенных значений энергии, при которых фаза волновой функции

внутри ядра при $r = \rho$ такова, что $H = 0$. Это и есть виртуальные квантовые состояния.

Если мы приписываем амплитуде функции φ внутри ядра значение, равное единице, то амплитуда Ω функции φ вне ядра будет функцией энергии. Как будет показано ниже, эта зависимость имеет вид, представленный на рис. 25; она дает чрезвычайно низкие и острые минимумы для энергий $E_0, E_1, \dots$, соответствующих виртуальным квантовым уровням. Точнее, мы докажем, что вблизи виртуального квантового уровня амплитуда вне ядра будет

$$\Omega^2 = A^2 + B^2 \Delta^2, \quad (\text{IV}, 5)$$

где $E_0 + \Delta = E$, A и B — постоянные, имеющие порядок величины: $A \approx 10^{-30}$, $B \approx 10^{30}$.

Несмотря на то, что доказательство формулы (IV, 5) будет дано ниже, мы используем ее уже теперь для построения линейной комбинации собственных функций, соответствующей начальному состоянию (для которого волновая функция вне ядра должна равняться нулю).

Обозначим через L радиус сферического барьера, окружающего ядро, и рассмотрим собственную функцию φ_Δ , соответствующую энергии $E_0 + \Delta$ (нормированную таким образом, чтобы иметь внутри ядра амплитуду, равную единице). Для того чтобы привести это к обычному нормированию, мы должны собственную функцию φ_Δ умножить на константу k_Δ , удовлетворяющую соотношению:

$$k_\Delta^2 \int_0^L \varphi_\Delta^2 dr = 1. \quad (\text{IV}, 6)$$

Так как L очень велико, то часть этого интеграла для $r < b$ невелика. Для очень больших значений r , т. е. в области, где поля нет, мы имеем:

$$\varphi = \Omega \sin \left(\frac{2\pi r}{\lambda} - \alpha \right).$$

Отсюда формула (IV, 6) дает следующее значение для нормирующего множителя:

$$k_\Delta = \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 \Delta^2}}. \quad (\text{IV}, 7)$$

Теперь мы должны определить число квантовых состояний, обладающих энергией между $E_0 + \Delta$ и $E_0 + \Delta + d\Delta$. Для этой цели мы отметим, что собственные функции следующих друг за другом квантовых состояний почти тождественны во внутренней области; в наружной области они различаются только малыми изменениями длины волны

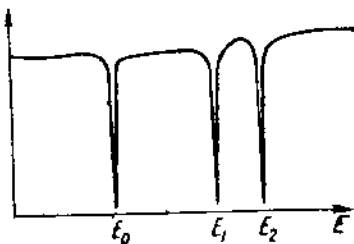


Рис. 25. Амплитуда волновой функции вне ядра.

синусоидальной кривой. Для определения этого изменения мы можем написать условие, заключающееся в том, что на расстоянии L должно укладываться целое число n полуволн; это можно выразить следующим соотношением:

$$\frac{n}{2} \frac{h}{\sqrt{2m(E_0 + \Delta)}} = L.$$

Для искомого числа квантовых состояний это уравнение дает:

$$dn = \frac{L}{h} \sqrt{\frac{2m}{E_0}} d\Delta. \quad (\text{IV}, 8)$$

Обозначим теперь через $u(r, t)$ волновую функцию в момент времени t . В момент времени $t=0$ вероятность для частицы находиться внутри ядра равна единице. Следовательно, нормированная волновая функция $u(r, 0)$ будет:

$$\text{для } r < \rho: \quad u(r, 0) = \sqrt{\frac{2}{\rho}} \varphi_0(r),$$

$$\text{для } r > \rho: \quad u(r, 0) = 0.$$

Волновую функцию, представляющую это нестационарное состояние системы, можно разложить в ряд по собственным функциям стационарных состояний. Если обозначать через c_Δ коэффициент собственной функции, соответствующей энергии $E_0 + \Delta$, то это разложение можно написать в виде:

$$u(r, t) = \sum c_\Delta u_\Delta(r, t) = \sum c_\Delta k_\Delta \varphi_\Delta(r) e^{-\frac{2\pi i}{h}(E_0 + \Delta)t}, \quad (\text{IV}, 9)$$

где разность между собственными функциями внутри ядра (для $r < \rho$) настолько мала, что все волновые функции φ_Δ практически можно принять равными φ_0 .

Для $t=0$ формула (IV, 9) принимает вид:

$$u(r, 0) = \sum c_\Delta \varphi_\Delta k_\Delta,$$

где

$$\begin{aligned} c_\Delta &= \int_0^L u(r, 0) \varphi_\Delta dr = \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 \Delta^2}} \int_0^\rho \varphi_0^2 dr = \\ &= \sqrt{\frac{\rho}{L}} \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2 \Delta^2}}. \end{aligned} \quad (\text{IV}, 10)$$

С помощью формулы (IV, 8) и значений, найденных для констант c_Δ , мы можем превратить сумму (IV, 9) в интеграл и написать:

$$u(r, t) = \sqrt{\frac{4m\rho}{h^2 E_0}} \varphi_0(r) e^{-\frac{2\pi i}{h} E_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{2\pi i}{h} \Delta t}}{A^2 + B^2 \Delta^2} d\Delta.$$

С помощью формулы для определенного интеграла

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-ixx}}{1+x^2} dx = \pi e^{-x}$$

можно произвести интегрирование этого выражения:

$$u(r, t) = \sqrt{\frac{4\pi^2 m \rho}{h^2 E_0}} \frac{\varphi_0(r)}{AB} e^{-\frac{2\pi i E_0 t}{h}} e^{-\frac{2\pi A}{hB} t},$$

откуда вероятность для частицы находиться в ядре в момент времени t равна:

$$\int_0^L |u(r, t)|^2 dr = \frac{2\pi^2 m \rho^2}{h^2 E_0 A^2 B^2} e^{-\frac{4\pi A}{hB} t}. \quad (IV, 11)$$

В формуле (IV, 11) радиус L фиктивного потенциального барьера исключается; в ней остаются только m , E , ρ и две константы A и B из формулы (IV, 5).

В соответствии с экспериментальным законом радиоактивного распада вероятность или частицы находиться в ядре экспоненциально убывает со временем. Формула (IV, 11) дает для средней продолжительности жизни τ значение:

$$\tau = \frac{hB}{4\pi A}. \quad (IV, 12)$$

Теперь мы должны решить вторую часть проблемы — определить константы A и B для специального вида предполагаемого потенциального барьера. Простейшим методом является применение приближенного решения Венцеля-Крамерса-Бриллюэна¹⁾.

Собственная функция для $\rho < r < b$ принимает вид:

$$\alpha \frac{1}{\sqrt{g}} e^{\int_{\rho}^r \sqrt{g} dr} + \beta \frac{1}{\sqrt{g}} e^{-\int_{\rho}^r \sqrt{g} dr}, \quad (IV, 13)$$

в то время как для $r > b$ она имеет вид:

$$\Omega \cos \left[\int_b^r \sqrt{\gamma} dr + \varepsilon \right] \quad (IV, 14)$$

где g и γ , как уже было сказано, определяют выражение $\frac{8\pi^2 m |E - U|}{h^2}$.

Вычислим теперь амплитуду Ω собственной функции вне ядра с помощью констант α и β . Это нужно для того, чтобы иметь возможность позднее определить значения этих констант таким путем, чтобы для $r = \rho$ решение (IV, 13) включало и решение для внутренней области ядра, которое равно $\sin(\sqrt{G}r)$.

¹⁾ Kramers, *Z. Phys.*, 39, 829 (1926).

Для того чтобы сомкнуть собственные функции для $r=b$, мы воспользуемся формулой Крамерса, которая описывает поведение собственной функции в переходной области между отрицательными и положительными значениями $E-U$.

Оба типа собственных функций связаны следующим образом:

$$\frac{1}{\sqrt[4]{Vg}} e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \rightarrow \frac{2}{\sqrt[4]{V\gamma}} \cos \int_b^r \sqrt{V\gamma} dr,$$

$$\frac{1}{\sqrt[4]{Vg}} e^{-\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \rightarrow \frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}} \sin \int_b^r \sqrt{V\gamma} dr.$$

Вследствие этого собственную функцию (IV, 13) можно преобразовать в

$$\frac{1}{\sqrt[4]{Vg}} \left[\alpha \left(e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \right) + \beta \left(e^{-\int_b^r \sqrt{Vg} dr} e^{-\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \right) \right] \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}} \left[2\alpha e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \cos \int_b^r \sqrt{V\gamma} dr + \beta e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \sin \int_b^r \sqrt{V\gamma} dr \right].$$

Сравнивая это выражение с уравнением (IV, 14), мы получаем:

$$-\frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}} \beta e^{-\int_b^r \sqrt{Vg} dr} = \Omega \sin z,$$

$$\frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}} 2\alpha e^{\int_b^r \sqrt{Vg} dr} = \Omega \cos z.$$

Решение для Ω :

$$\Omega^2 = \frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}} \left[4\alpha^2 e^{2\int_b^r \sqrt{Vg} dr} + \beta^2 e^{-2\int_b^r \sqrt{Vg} dr} \right] \quad (\text{IV, 15})$$

дает амплитуду вне ядра, выраженную через постоянные α и β .

Для того чтобы сомкнуть собственные функции для $r=\rho$, мы отметим следующее: так как падение потенциала здесь имеет место на расстоянии, которое мало по сравнению с длиной волны де-Бройля, то значения собственной функции и ее производной с обеих сторон можно положить равными, рассматривая медленно меняющиеся коэффициенты α и β как постоянные. Таким образом мы получаем:

$$\sin(\sqrt{V\gamma}\rho) = \frac{\alpha + \beta}{\sqrt[4]{Vg(\rho)}},$$

$$\sqrt{V\gamma} \cos(\sqrt{V\gamma}\rho) = \sqrt[4]{Vg(\rho)} (\alpha - \beta).$$

Решая эти уравнения относительно α и β , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2} \left[\sqrt[4]{g(\rho)} \sin(\sqrt{G}\rho) + \frac{\sqrt{G}}{\sqrt[4]{g(\rho)}} \cos(\sqrt{G}\rho) \right], \\ \beta &= \frac{1}{2} \left[\sqrt[4]{g(\rho)} \sin(\sqrt{G}\rho) - \frac{\sqrt{G}}{\sqrt[4]{g(\rho)}} \cos(\sqrt{G}\rho) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV}, 16)$$

Мы заинтересованы в определении вида амплитуды Ω как функции от энергии вблизи минимума (виртуальное квантовое состояние), выраженной через α и β . Так как в формуле (IV, 15) показатели степени очень велики по сравнению с единицей, то член с положительным показателем будет значительно больше члена с отрицательным показателем и, следовательно, этот минимум практически будет достигаться для значения E_0 энергии, при котором $\alpha = 0$. В этом случае в формуле (IV, 15) мы можем положить:

$$\alpha = \left(\frac{d\alpha}{dE} \right)_{E=E_0} \Delta, \quad \beta = \beta(E_0),$$

и амплитуда Ω принимает вид, даваемый формулой (IV, 5). Для вычисления значений A и B мы можем воспользоваться соотношениями (IV, 16). Для простоты мы можем принять гипотезу, что $G \ll g(\rho)$; в этом случае в формуле (IV, 16) аргумент $\sqrt{G}\rho$ синуса и косинуса оказывается очень близким к $\pi\kappa$. Тогда для получения приближенного значения α будет достаточно ограничиться первым членом; и для β — рассматривать только второй член.

С помощью этих упрощений мы получаем значения:

$$\begin{aligned} A^2 &= \frac{G}{V\sqrt[4]{g(\rho)}} e^{-2\int_a^b \sqrt[4]{Vg} dr}, \\ B^2 &= \frac{16\pi^4 m^2}{h^4} \frac{\rho^2 \sqrt[4]{g(\rho)}}{G \sqrt[4]{V}} e^{2\int_a^b \sqrt[4]{Vg} dr}, \end{aligned}$$

при введении которых в формулу (IV, 12) получаем среднюю продолжительность жизни:

$$\tau = \frac{\pi m}{h} \frac{\rho \sqrt[4]{g(\rho)}}{G} e^{2\int_a^b \sqrt[4]{Vg} dr}. \quad (\text{IV}, 17)$$

Для получения численных результатов общее выражение для потенциала следует теперь заменить кулоновским полем. Таким образом мы имеем:

$$g(r) = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} [E_0 - U(r)] = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left[\frac{2Ze^2}{r} - E_0 \right], \quad (\text{IV}, 18)$$

где

$$E_0 = \frac{h^2 \gamma(\infty)}{8\pi^2 m}$$

есть энергия испускаемой α -частицы, и

$$b = \frac{2Ze^2}{E_0}.$$

Тогда мы находим:

$$\tau = \frac{m\rho v}{4E_i} \sqrt{\sigma - 1} e^{\frac{2\pi e^2}{\hbar} \frac{2Z}{v} \left\{ \cos^{-1} \frac{1}{V\sigma} - \sqrt{\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{\sigma^2}} \right\}}, \quad (\text{IV}, 19)$$

где

$$E_i = \frac{\hbar^2 G}{8\pi^2 m}$$

есть кинетическая энергия частицы внутри ядра, и

$$\sigma = \frac{2Ze^2}{\hbar v} = \frac{b}{\rho}.$$

Формула (IV, 17) дает среднюю продолжительность жизни в зависимости от энергии испускаемой α -частицы и радиуса ядра. Из-за произвольных предположений, которые были сделаны относительно формы потенциала и радиуса ядра, точное сравнение с экспериментом не может иметь большого значения. Вообще целесообразнее идти обратным путем, т. е. в формулу (IV, 18) подставлять экспериментальные значения энергии распада и средней продолжительности жизни и вычислять соответствующие значения для радиуса ядра. Для одного и того же радиоактивного ряда значения радиуса близки друг к другу и находятся между $7 \cdot 10^{-13}$ и $10 \cdot 10^{-13}$ см. Этот результат удовлетворителен, так как он находится в полном согласии с порядком величины радиуса ядра, полученного другими путями.

Обратно, мы можем сказать, что если для данного радиоактивного ряда мы будем считать радиус ядра постоянным или, как было предположено Гамовым, пропорциональным кубическому корню из атомного веса, то мы получим зависимость между средней продолжительностью жизни и энергией распада, аналогичную закону Гейгера-Нэттола. Это — максимум того, что мы можем отсюда получить, поскольку, как мы увидим в гл. V, описание взаимодействия частицы с остатком ядра с помощью потенциального поля является только грубым приближением; кроме того, вероятно неправильно принимать существование α -частицы, как таковой, в ядре.

Мы можем также рассматривать процесс α -распада со следующей полуклассической точки зрения. Постоянную распада $\lambda = 1/\tau$ можно выразить произведением числа ударов α -частицы о потенциальный барьер на прозрачность барьера, т. е. на коэффициент пропускания барьера. Число ударов в единицу времени равно v_i/ρ и по существу есть величина, обратная коэффициенту при экспоненциальных выражениях в формулах (IV, 17) и (IV, 19). Поэтому прозрачность потенциального барьера определяется экспоненциальным членом с измененным знаком у показателя.

Непосредственное вычисление коэффициента пропускания потенциального барьера дает выражение следующего типа:

$$e^{-2 \int \sqrt{\frac{8\pi^2 m}{h^2} (U - E)} dr}, \quad (IV, 20)$$

где интеграл берется по всей области, для которой $U(r) > E$.

Наконец, мы должны рассмотреть поправки, которые нужно ввести для учета испускания α -частиц в состояниях с моментом количества движения l , не равным нулю. В этом случае формула (IV, 18) должна быть заменена следующей:

$$g = \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(\frac{2Ze^2}{r} - E_0 \right) + \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (IV, 21)$$

Отношение между членом $l(l+1)/r^2$ и членом, выражающим кулоновское взаимодействие (используя значения постоянных для радиоактивных ядер), оказывается равным только приблизительно $l(l+1)/500$. Отсюда следует, что значения постоянной распада для частиц в p , d , ... состояниях мало отличаются от значения, вычисленного нами для s -состояния.

3. Спектры α -лучей. Еще немного лет тому назад считали, что все α -частицы, испускаемые данным радиоактивным элементом, имеют точно одну и ту же скорость, за исключением α -частиц, обладающих большим пробегом и испускаемых в чрезвычайно малом количестве RaC' и ThC' . Другие случаи сложных спектров ускользали от наблюдения, так как при этом весь спектр укладывался в пределах разброса пробегов.

Существенное продвижение вперед было сделано Розенблумом¹⁾; он первый анализировал спектры α -лучей с помощью магнитного спектрографа с фокусировкой и открыл сложный состав α -излучения значительного числа радиоактивных элементов. Розенблум обнаруживал α -лучи с помощью фотографической пластинки. Один из спектров, полученных таким путем, воспроизведен на стр. 231 (рис. 55). Резерфорд с сотрудниками²⁾ заменил фотографическую пластинку ионизационной камерой, соединенной с линейным усилителем. Преимуществом этой установки являлось то, что она давала возможность обнаруживать чрезвычайно слабые группы α -частиц.

В табл. 7 (стр. 92 и 93) приведены все известные в настоящее время данные о спектрах α -частиц. Для слабо активных веществ (например, U , Uu , Th) магнитные измерения не были сделаны, и все данные для них получены из измерений пробега в воздухе. Без сомнения, эти данные значительно менее точны, чем остальные, и поэтому они приведены в круглых скобках. В скобках указаны также значения пробегов, которые не были измерены непосредственно, но были вычислены по скорости частиц. Кроме энергии α -частицы в таблице

¹⁾ Rosenblum, *Journ. de Phys.*, **1**, 438 (1930).

²⁾ Rutherford, Wynn-Williams, Lewis, and Bowden, *Proc. Roy. Soc.*, **139**, 617 (1933); Lewis and Bowden, *ibid.*, **145**, 235 (1934).

ТАБЛИЦА 7

Спектры α -лучей

Вещество	Средний пробег в см воздуха	Скорость см/сек $\times 10^{-9}$	Энергия α -частиц $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Энергия распада $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Разность энергий относительно главной группы $\text{eV} \cdot 10^{-5}$	Относительное число частиц
Уран I	2,63	(1,398)	4,09	4,15	—	—
Уран II	3,18	(1,499)	4,67	4,76	—	—
Ионий	3,09	(1,489)	4,59	4,67	—	—
Торий	2,80	(1,444)	4,27	4,34	—	—
Протактиний	3,57	(1,560)	5,06	5,16	—	—
Радий α_0	(3,26)	1,517	4,793	4,879	0	—
" α_1	(3,08)	1,488	4,612	4,695	1,84	—
Радон	4,014	1,62512	5,4879 ₈	5,5886 ₄	—	—
Радий A	4,620	1,69910	6,0002 ₄	6,1123 ₉	—	—
Радий C α_0	(4,039)	1,6279	5,506 ₈	5,611 ₇	0	94
" α_1	(3,969)	1,6189	5,445 ₈	5,549 ₅	0,622	113
Радий C'	6,870	1,922 ₀₀	7,683 ₀₀	7,829 ₃₁	0	10 ⁶
"	7,755	1,9950	8,280	8,437	6,08	0,43
"	—	2,0729	8,941	9,112	12,83	(0,45)
"	9,00	2,0876	9,068 ₈	9,241 ₈	14,12	22
"	—	2,1157	9,315	9,493	16,63	0,38
Длиннопробежные группы RaC'	—	2,1356	9,492	9,673	18,44	1,85
"	—	2,1543	9,660	9,844	20,15	0,35
"	—	2,1678	9,781	9,968	21,38	1,06
"	—	2,1817	9,908	10,097	22,68	0,36
"	—	2,2001	10,077	10,269	24,39	1,67
"	—	2,2079	10,149	10,342	25,13	0,38
"	—	2,2274	10,329	10,526	26,97	1,12
"	11,47	2,2466	10,509	10,709	28,80	0,23
Полоний	3,805	1,5971 ₅	5,300 ₃	5,403 ₉	—	—
Радиоактивный α_0	—	1,706 ₃	6,051	6,159	0	80
" α_1	—	1,702 ₁	6,019	6,127	0,32	15
" α_2	—	1,697 ₉	5,990	6,097	0,62	100
" α_3	—	1,694 ₈	5,968	6,075	0,84	15
" α_4	—	1,688 ₅	5,924	6,030	1,29	5
" α_5	—	1,680 ₆	5,870	5,975	1,84	10
" α_6	—	1,672 ₉	5,817	5,921	2,38	5
" α_7	—	1,665 ₈	5,766	5,869	2,90	80
" α_8	—	1,662 ₇	5,744	5,847	3,12	15
" α_9	—	1,6589	5,719	5,822	3,37	60
" α_{10}	—	1,652 ₄	5,674	5,776	3,83	10
Активный X α_0	—	1,658 ₉	5,719	5,823	0	6
" α_1	—	1,642 ₄	5,607	5,709	1,14	4
" α_2	—	1,631 ₆	5,533	5,634	1,89	1
Активный α_0	5,655	1,811 ₇	6,826	6,953	0	10
" α_1	(5,308)	1,776 ₃	6,561	6,683	2,70	1
" α_2	(5,147)	1,759 ₃	6,436	6,556	3,97	1
Активный A	6,420	1,882 ₄	7,368	7,508	—	—

Продолжение

Вещество	Средний пробег в см воздуха	Скорость см/сек $\times 10^{-9}$	Энергия α -ча- стиц $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Энергия распада $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Разность энергий относительно главной группы $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Относительное число частиц
Активный С α_0 . . .	5,392	1,7832	6,611	6,739	0	100
" " α_1 . . .	4,947	1,7356	6,262	6,383	3,56	19
Активный С' . . .	6,518	1,8911	7,437	7,581	—	—
Радноторий α_0 . . .	—	1,615 ₀	5,420	5,517	0	5
" " α_1 . . .	—	1,602 ₀	5,335	5,431	0,86	1
Торий Х . . .	—	1,653 ₇	5,6825	5,7858	—	—
Торон . . .	4,967	1,7387	6,2832	6,390 ₅	—	—
Торий А . . .	5,601	1,8054	6,7759	6,903 ₈	—	—
Торий С α_1 . . .	—	1,7108 ₅	6,083 ₆₉	6,200 ₆₉	0	27,2
" " α_2 . . .	—	1,7053 ₃	6,044 ₄₅	6,160 ₆₉	0,400 ₀	69,8
" " α_3 . . .	—	1,6651 ₂	5,762 ₁	5,872 ₉	3,278	1,80
" " α_4 . . .	—	1,6445 ₄	5,620 ₂	5,728 ₄	4,724	0,16
" " α_5 . . .	—	1,6417 ₆	5,601 ₂	5,708 ₉	4,918	1,10
" " $\alpha_1 \alpha_2$ (среднее) . . .	4,693	—	—	—	—	—
Торий С' . . .	5,533	2,0540 ₅	8,778 ₄	8,947 ₆	0	10 ⁶
" . . .	9,687	2,1354	9,491 ₂	9,673 ₇	7,26	34
" . . .	11,543	2,2501	10,541 ₄	10,744 ₆	17,97	190

приведена полная энергия распада с учетом кинетической энергии ядра отдачи.

Рассмотрение табл. 7 приводит к заключению, что спектры α -лучей можно разделить на три группы: (а) спектры, состоящие из одной линии (например, Rn, RaA, Po); (б) спектры, состоящие из двух или больше компонент, не очень далеко отстоящих друг от друга и имеющих интенсивности того же или только немного отличающегося порядка величины (например, ThC, An, AcC, AcX, RdAc); (в) спектры, состоящие не только из главной группы, но также из групп, обладающих значительно большей энергией; число частиц в последних группах составляет очень малую долю (от 10^{-4} до 10^{-2}) числа частиц главной группы. К классу (в) принадлежит только вещества с очень короткой продолжительностью жизни (RaC' и ThC').

Рассмотрим теперь истолкование этих экспериментальных фактов. Если одновременно рассматривать данные, полученные из изучения спектров γ -лучей, то можно обнаружить как это было показано Гамовым¹⁾, два тесно связанных друг с другом явления. Однако будет более удобно сначала сделать некоторые пояснения к данным, с которыми мы уже ознакомились.

¹⁾ Gamow, *Nature*, 126, 396 (1930).

Если мы допустим, — а мы не имеем оснований сомневаться в этом, — по крайней мере до тех пор, пока мы имеем дело с тяжелыми частицами, — что закон сохранения энергии в ядерных явлениях выполняется, то факт испускания ядром α -частиц различных энергий можно объяснить двумя путями: (1) Ядро до α -распада может существовать в различных квантовых состояниях. (2) В различных квантовых состояниях находится ядро, получающееся в результате α -распада. Без сомнения, оба эффекта могут иметь место и одновременно.

Случай 1. Испускаемая α -частица будет иметь энергию больше нормальной, если ядро перед распадом находилось в возбужденном состоянии. В этом случае избыточная энергия α -частицы измеряет энергию возбуждения исходного ядра (при этом предполагается, что возникающее новое ядро всегда имеет одну и ту же энергию). Эта энергия возбуждения приобретает ядром при предшествующем процессе распада, при котором возникло это ядро.

Однако мы должны отметить, что средняя продолжительность жизни возбужденного ядра по отношению к процессу испускания γ -лучей имеет порядок величины самое большее 10^{-13} сек. (см. § 4 этой главы). Следовательно, ядро, находящееся в возбужденном состоянии, через очень короткий промежуток времени перейдет в нормальное состояние и затем, если оно обладает α -активностью, будет испускать α -частицы с нормальной энергией. Если возбужденное ядро испускает α -частицу с энергией, большей нормальной, то средняя продолжительность жизни этого процесса должна быть настолько малой, чтобы α -распад имел место до потери ядром энергии возбуждения. Другими словами, здесь мы имеем два взаимно исключающих друг друга процесса: испускание γ -кванта и испускание α -частицы с ненормально большой энергией. Вероятность того, что ядро будет следовать одному или другому, обратно пропорциональна соответствующей средней продолжительности жизни.

Несмотря на очень короткую среднюю продолжительность жизни ядер в возбужденных состояниях, испускание α -лучей с ненормально большой энергией в действительности имеет место в нескольких случаях. Это объясняется тем, что, как мы видели в предыдущем параграфе, испускание α -частицы происходит с значительно большей вероятностью, если она имеет повышенную энергию. По Гамову этот процесс объясняет длиннопробежные α -частицы RaC' и ThC' . Испускание α -частиц с нормальной энергией происходит здесь с очень короткой средней продолжительностью жизни порядка величины 10^{-6} и 10^{-9} сек., соответственно. Поэтому неудивительно, что из ядра может вылететь α -частица с избытком энергии от одного до двух MeV прежде, чем ядро потеряет энергию возбуждения. Однако эти частицы испускаются в очень малом количестве; это отчасти приписывается наличию другого процесса — процесса испускания γ -лучей — и отчасти тому, что не все ядра обязательно находятся в возбужденных состояниях.

Измерение энергий групп длиннопробежных α -частиц позволяет нам построить схему уровней ядер ThC' и RaC' . Однако это будет нами сделано после обсуждения данных о спектрах γ -лучей.

Случай 2. Здесь сложный состав α -излучения является следствием возбуждения ядра, получающегося при распаде. В этом случае α -частицы будут иметь энергию меньше нормальной и разность энергий будет измерять энергию возбуждения ядра, образовавшегося в результате распада. По Гамову строение α -спектров, которые были отнесены к группе (б), объясняется процессом этого типа. Тогда перевернутая схема энергий α -частиц даст нам схему уровней образовавшегося ядра. Комбинируя эти уровни, мы можем вычислить возможные частоты для γ -линий; если такое истолкование является правильным, то эти результаты должны согласоваться с непосредственно наблюдаемыми частотами. Это сравнение будет нами сделано в § 5.

Теперь рассмотрим, каким образом может происходить испускание α -частиц с энергией, меньшей нормальной; образующееся ядро оказывается при этом возбужденным. Для этой цели мы должны предположить, что α -частица взаимодействует с другой ядерной частицей, например, с протоном. При отсутствии взаимодействия энергия E_α α -частицы и энергия E_p протона должны были бы оставаться постоянными. Подобным же образом для других состояний протона и α -частицы мы можем иметь два другие значения энергий E_α' и E_p' .

Теперь предположим, что взаимодействие между двумя частицами существует; кроме того, энергии обоих невозмущенных состояний системы будем рассматривать приблизительно равными, т. е.

$$E_\alpha + E_p \approx E_\alpha' + E_p'.$$

Тогда будет происходить непрерывный обмен энергией между протоном и α -частицей. Последняя будет ударяться о потенциальный барьер с переменной энергией и, следовательно, при вылете из ядра будет оставлять другую частицу на различных квантовых уровнях. Относительная вероятность различных процессов в сильной степени будет зависеть от различия в прозрачности потенциального барьера в зависимости от энергии; от момента количества движения α -частицы, который, как мы видели, мало влияет на постоянную распада; и, наконец, от особенностей взаимодействия α -частицы с другими частицами, составляющими ядро. В некоторых случаях, как, например, при распаде ThC , зависимость коэффициента прозрачности от энергии α -частицы оказывается преобладающей при определении относительного числа частиц в различных группах. Однако иногда (например, для RdAc) решающую роль при определении вероятности процесса должна играть не прозрачность барьера, а другие факторы, так как при этом нет закономерной зависимости интенсивности различных групп от энергии частиц.

4. Спектры γ -лучей и внутренняя конверсия. Распад многих радиактивных веществ, обладающих α - или β -активностью сопровождается испусканием γ -лучей. γ -лучи вызывают при этом испускание вторичных β -лучей вследствие фотоэффекта γ -кванта на электроны самого распадающегося атома. Этот процесс известен под названием *внутренней конверсии*.

В течение долгого времени эти вторичные электроны ошибочно путали с электронами, вылетающими из ядра. Оба явления были четко разделены (с помощью магнитного анализа) и объяснены Бейером, Ганом и Мейтнер. Им удалось показать, что электроны, вырванные при внутренней конверсии, всегда состоят из совершенно однородных групп, в то время как электроны, вылетающие из ядра, дают непрерывное распределение энергии.

Однородность электронов, вырванных при внутренней конверсии, показывает, таким образом, что γ -спектры состоят из линий в высокой степени монохроматичных. Действительно, до настоящего времени никаким экспериментом не удалось обнаружить измеримую ширину γ -линий. Поэтому последняя может быть оценена только теоретически.

В небольшом числе случаев спектры γ -лучей изучались непосредственно с помощью дифракции на кристаллах (Резерфорд и Андраде, Тибо, Фрилли). Этот метод имеет то преимущество, что здесь не может возникать сомнений относительно истолкования наблюдаемых частот γ -лучей, как иногда бывает при исследовании вторичных электронов, вырванных при внутренней конверсии. С другой стороны, точность, получаемая методом дифракции на кристаллах, невелика; так, до сих пор были сфотографированы только самые интенсивные линии наиболее активных элементов (например, RaB и RaC). Однако сравнение интенсивностей γ -линий с интенсивностью соответствующих β -линий очень важно для определения коэффициента конверсии (см. ниже). Вследствие указанных выше причин почти все имеющиеся сведения о спектрах γ -лучей были получены из измерений β -спектров, выполненных с магнитным спектрографом.

Определение частот γ -лучей из анализа вторичного β -спектра во многих случаях не представляет затруднений. Если γ -линия достаточно интенсивна, чтобы создать значительное число β -линий вследствие конверсии в различных электронных оболочках, то мы наблюдаем ряд энергий β -лучей, которые могут быть выражены следующим образом:

$$h\nu - E_K, \quad h\nu - E_{L_I}, \quad h\nu - E_{L_{II}}, \dots$$

Здесь энергии $E_K, E_{L_I}, \dots$ для соответствующего атомного номера или известны непосредственно из экспериментальных данных, полученных для рентгеновского спектра, или могут быть оценены путем интерполяции между соседними элементами. Поэтому, когда наблюдаются несколько линий, образованных электронами, вырванными при конверсии γ -лучей одной и той же частоты, то не возникает никаких сомнений относительно их истолкования.

Табл. 8 дает измеренные Эллисом энергии группы β -линий RaB, которые, несомненно, вызываются γ -лучами с энергией в 52,91 keV.

В настоящем случае не может иметь места конверсия в K-оболочке, так как там энергия связи электрона больше энергии γ -кванта.

Как мы увидим ниже, различные β -линии, происходящие от конверсии γ -лучей в соответствующих электронных оболочках, можно различать по их относительной интенсивности.

ТАБЛИЦА 8

Конверсия γ -лучей в различных электронных оболочках

Энергия β -лучей в keV	Энергия связи для $Z = 83$	Уровень, на котором происходит конверсия	Энергия γ -кванта в keV
36,74	16,34	L_I	53,08
37,37	15,67	L_{II}	53,04
39,63	13,34	L_{III}	53,01
48,85	3,99	M_I	52,84
49,10	3,68	M_{II}	52,78
49,66	3,17	M_{III}	52,83
51,90	0,93	N_I	52,83
52,64	0,20	O	52,84
Среднее 52,91			

В разобранный выше случае мы взяли значения энергии связи различных электронных оболочек для висмута ($Z = 83$); ядро этого элемента соответствует ядру, получающемуся в процессе распада $RaB \rightarrow RaC$, во время которого испускаются эти γ -лучи. Некоторое время оставалось неясным, какие электронные уровни должны рассматриваться: принадлежащие исходному ядру или ядру, получающемуся в результате распада. Вопрос был экспериментально исследован Мейтнер и, затем, Эллисом и Вустером. Они пришли к выводу, что для всех случаев α - и β -распада следует рассматривать электронные уровни ядра, получающегося в результате распада. Этот вывод согласуется с существующими в настоящее время представлениями об испускании γ -лучей, согласно которым испускание γ -лучей обязано возбуждению ядра, возникающего при распаде.

Следовательно, γ -лучи, испускаемые при превращении RaB и RaC , в действительности принадлежат ядру RaC . Обычно мы будем относить γ -лучи к данному процессу распада, обозначая этот процесс, например, $Ra(B \rightarrow C)$.

В табл. 9—24 на стр. 97—102 даны энергии γ -лучей для различных естественных радиоактивных элементов. Что касается приведенных интенсивностей, то в большинстве случаев мы имеем дело только с очень грубой оценкой. Для более полно исследованных веществ (RaB , RaC , ThB , ThC , ThC'') мы имеем вполне точные данные о числе α электронов на распад, приходящихся на каждую γ -линию. Этот

ТАБЛИЦА 9
 γ -лучи $UX_2 \rightarrow UII$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в
0,919	L_I, M_I, N

материал не дает интенсивности, соответствующей γ -линии, но дает произведение интенсивности на коэффициент конверсии (см. ниже). Эта величина имеет большое значение и, если она известна, то ее всегда приводят в таблицах. Обычно ее относят к конверсии на K -оболочке, если таковая имеет место; в противном случае — к конверсии на L -оболочке. Для остальных веществ, которые не были указаны выше, не существует даже грубых измерений этой величины. В этих случаях представление об интенсивности γ -линии можно получить по числу указанных в таблицах наблюдаемых β -линий, вызванных конверсией.

Точность измерений выше для веществ, составляющих активный осадок радия и тория; β -линии для них недавно были промерены Эллисом¹⁾. Согласно его данным относительная точность определения частот должна быть больше одной тысячной и абсолютная точность — лишь немногим меньше.

Таблица 10
 γ -лучи $\text{MsTh}_2 \rightarrow \text{RdTh}$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
0,581	$L_I L_{III} M_I N_I$
0,795	$L_I L_{III}$
1,294	$L_I L_{III} M_I N_I$
1,841	$KL_I M_I$
2,497	KL_I
3,19	$KL_I N_I$
3,38	Наблюдались путем внешнего фотоэффекта
4,08	
4,62	$KL_I M_I$
9,15	KL_I
9,70	KL_I

Для В-, С-, С'-, С''- и D-веществ наблюдения обычно производились с источниками, содержащими все или часть этих веществ в равновесии. Поэтому приходилось решать, какому из процессов распада принадлежала каждая γ -линия. В некоторых случаях классификацию удавалось произвести, определяя, какие уровни из числа определенных с помощью рентгеновских лучей следует взять для того, чтобы получить одно и то же значение для энергий γ -лучей, вычисленных из различных линий, возникающих при конверсии. Например, этот критерий можно использовать для того, чтобы обнаружить, какому

из процессов распада следует приписать γ -лучи, испускаемые С-веществом ($Z=83$): $C \rightarrow C''$ или $C \rightarrow C'$.

В первом случае мы должны брать определенные с помощью рентгеновских лучей уровни для $Z=81$; во втором — для $Z=84$. Для очень слабых линий, для которых конверсия наблюдается только в одном уровне, этот критерий недостаточен. Поэтому приписывание γ -линии определенному процессу должно в этом случае базироваться на косвенном методе — например, на использовании схемы ядерных уровней, полученной из спектра α -лучей. γ -линии, исследованные этим способом, отмечены в таблицах звездочкой. Слабые и плохо известные линии не приведены.

Мы отметим, что здесь, так же как и для других случаев (например, для RdTh), частота γ -кванта в пределах экспериментальных

¹⁾ Ellis, *Proc. Roy Soc.*, 138, 318 (1932); там же, 143, 350 (1934).

Таблица 11
 γ -лучи $RdTh \rightarrow ThX$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
0,848	$L_I M_I$
0,881	$L_I M_I$

Таблица 12
 γ -лучи $Ra \rightarrow Rn$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
1,89	$KL_I M_I$

Таблица 13
 γ -лучи $RaD \rightarrow RaE$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
0,472	$L_I L_{II} L_{III} M_I N_I$

Таблица 14
 γ -лучи $Ra \rightarrow Ac$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
0,949	$L_I L_{III} M_I$
2,94	$KL_I M_I$
3,23	$KL_I M_I$

Таблица 16
 γ -лучи $AcX \rightarrow Ap$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
1,435	$KL_I M_I$
1,53	$KL_I M_I N_I$
1,57	$KL_I M_I$
2,00	KL_I
2,69	KL_I

Таблица 15
 γ -лучи $RdAc \rightarrow AcX$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
0,315	$L_I L_{III} M_I M_{II} M_V N_I N_{VI}$
0,487	$L_I L_{II} L_{III} M_I$
0,533	$L_I M_I$
0,614	$L_I M_I N_I$
1,007	$L_I M_I N_I$
1,493	$KL_I M_I$
1,954	$KL_I M_I$
2,53	$KL_I M_I$
2,82	KL_I
3,00	KL_I

Таблица 17
 γ -лучи $AcC \rightarrow AcC''$ и $AcC'' \rightarrow AcD$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюда- лась в
3,54	$KL_I M_I$
4,60	KL_I
4,80	KL_I

ошибок совпадает с частотой рентгеновских линий самого элемента. Хотя это может казаться довольно странным совпадением, однако трудно сомневаться в том, что эти линии имеют действительно ядерное происхождение, так как нам неизвестен механизм, с помощью которого можно было бы объяснить сильное возбуждение характеристического рентгеновского излучения.

Таблица 18
γ-лучи RaB → RaC

$h\nu$ eV · 10 ⁻⁵	Конверсия наблюдалась в	Число $\rho\alpha$ электронов на распад $\times 10^4$
0,529	$L_I L_{II} L_{III} M_I M_{II} M_{III} N_I O$	L_I 240
2,406	$KL_I M_I$	K 425
2,571	KL_I	K 21
2,937	KL_I	K 480
3,499	$KL_I M_I N_I$	K 530

Таблица 19
γ-лучи RaC → RaC'

$h\nu$ eV · 10 ⁻⁵	Конверсия наблюдалась в	Число $\rho\alpha$ электронов на распад $\times 10^4$
6,067	$KL_I M_I N$	K 40
7,66	K	K 3,2
9,33	K	K 4,1
11,20	$KL_I M_I$	K 12,8
12,38	KL_I	K 3,6
13,79	K	K 0,9
14,14	$KL_I M_I$	K 25,2
17,61	KL_I	K 4,2
21,98	KL_I	K 0,95

γ-линии, приведенные в табл. 19, приписываются переходу RaC → RaC' (а не RaC' → RaD). Основания для этого будут рассмотрены нами в § 6 настоящей главы.

Вещества, которые испускают γ-лучи из ядра, испускают также и характеристические рентгеновские линии, так как вследствие внутренней конверсии γ-кванта атом становится ионизованным во внутренней электронной оболочке. Часто, однако, вместо испускания атомом рентгеновского кванта наблюдается испускание им же еще одного электрона вследствие самоионизации (эффект Оже).

Приведем теперь некоторые теоретические замечания относительно испускания γ -лучей ядром. В противоположность атому, в котором испускание излучения вызвано электронами, мы имеем основание думать, что в ядре испускание излучения вызывается движением тяжелых частиц (протонов, α -частиц, нейтронов). Это заключение вытекает, например, из следующего: если бы излучающая частица была электроном, то средняя продолжительность жизни возбужденного состояния была бы настолько мала, что она приводила бы к ширине γ -линии, противоречащей наблюдаемой высокой однородности ее. Кроме того, можно думать, что в ядре нет электронов (см. гл. V, § 5).

Таблица 20
 γ -лучи ¹⁾ $RaF \rightarrow RaG$

$h\nu$ eV $\cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в
2,02	K
7,98	K
10,68	K

Предположим, что в ядре существует в возбужденном состоянии частица, обладающая зарядом e (например, α -частица). Средняя продолжительность жизни для перехода к более низкому квантовому уровню при дипольном излучении дается формулой:

$$\tau = \frac{3hc^3}{64\pi^4\nu^3} \frac{1}{(ex)_{nm}^2} = \frac{84,8}{\nu^3} \frac{1}{(ex)_{nm}^2}, \quad (IV,22)$$

где $(ex)_{nm}$ представляет матричный элемент электрического момента, связанного с переходом (nm) . Если мы в этой формуле для ν возьмем значение, соответствующее одному MeV, а для e возьмем заряд α -частицы и если мы положим x равным 10^{-12} см (т. е. имеющим величину порядка радиуса ядра), то мы получим среднюю продолжительность жизни порядка 10^{-17} сек. Это значение, несомненно, слишком мало, так как отношение e/m для α -частицы очень близко к соответствующему отношению для ядра и, следовательно, центр массы приблизительно совпадает с центром электрических зарядов — условие, значительно снижающее величину электрического момента. Вследствие движения остаточного ядра даже движение нейтральной частицы (нейтрона) приводит к переменному электрическому моменту и поэтому к испусканию излучения.

Единственный метод, существующий в настоящее время для экспериментального определения средней продолжительности жизни по отношению к переходам, связанным с испусканием γ -лучей, не является прямым методом. Как уже указывалось в § 3, этот метод заключается в сравнении вероятности испускания γ -кванта с вероятностью взаимно исключаящего процесса, т. е. процесса испускания длиннопробежной α -частицы. Если мы примем, что вероятность последнего процесса дается формулой Гамова, то из числа γ -квантов и числа соответствующих испущенных длиннопробежных α -частиц мы можем оценить среднюю

¹⁾ Bothe, Z. Phys., 96, 607 (1935).

Таблица 21
 γ -лучи $\text{ThB} \rightarrow \text{ThC}$

$h\nu \text{ eV} \cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в	Число р α электронов на распад $\times 10^4$
1,147	$L_I L_{II} M_I N_I$	K 242
1,757*	K	K 6
2,379	$K L_I L_{II} L_{III} M_I N_I$	K 2500
2,494*	K	K 5
2,990	$K L_I M_I$	K 90

Таблица 22
 γ -лучи $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'$

$h\nu \text{ eV} \cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в	Число р α электронов на распад $\times 10^4$
7,26*	K	K 7,5
16,23*	K	K ?
18,02*	K	K 0,5

Таблица 23
 γ -лучи $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$

$h\nu \text{ eV} \cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в	Число р α электронов на распад $\times 10^4$
0,399	$L_I L_{II} L_{III} M_I M_{II} N_I O$	?
2,87	$K L_I$	K 28
2,98*	K	?
3,27*	K	K 6,1
4,32*	K	K 2,2
4,51*	K	K 2,2
4,71*	K	K 0,9
6,17*	K	?

Таблица 24
 γ -лучи $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$

$h\nu \text{ eV} \cdot 10^{-5}$	Конверсия наблюдалась в	Число р α электронов на распад $\times 10^4$
2,765	$K L_I L_{III}$	K 140
5,100	$K L_I M_I$	K 73
5,823	$K L_I M$	K 65
26,20	$K L_I M_I$	K 15

продолжительность жизни по отношению к переходам, связанным с испусканием γ -лучей.

Это сравнение страдает некоторой неопределенностью; тем не менее результат получается вполне отчетливый: оказывается, что продолжительность жизни для этих переходов больше вычисленных по формуле (IV, 22) в 10^4 раз. Отчасти это противоречие можно объяснить приведенным выше аргументом; но этого недостаточно для того, чтобы получить согласие. Если предположить, что испускание γ -лучей связано квадрупольному излучению, то для средней продолжительности жизни можно получить большие значения. Отношение интенсивностей квадрупольного излучения к дипольному имеет порядок величины $(x/\lambda)^2$, что для $x = 10^{-12}$ см и $\lambda = 10^{-10}$ см дает множитель приблизительно 10^{-4} . Это достаточно для того, чтобы привести теорию в согласие с экспериментом. Как мы увидим ниже, рассмотрение коэффициента конверсии приводит также к предположению, что часто имеет место квадрупольное излучение ядер.

Явление внутренней конверсии имеет большое значение. Поэтому мы рассмотрим его более детально. Предположим, что ядерный переход, связанный с энергией $h\nu$, в среднем происходит p раз на один распад ($p \leq 1$). Этот переход может иметь место либо при испускании γ -кванта с частотой ν , либо при ионизации атома в K -, L -, ... оболочках.

Пусть $p\alpha_K, p\alpha_{L_I}, \dots$ будут соответственно вероятности этих процессов конверсии. Тогда

$$p(1 - \alpha_K - \alpha_{L_I} - \dots) = p(1 - \alpha)$$

будет вероятность испускания γ -кванта; α мы назовем коэффициентом конверсии γ -кванта.

Измерение коэффициента конверсии α и числа процессов p , входящих на один распад, является довольно трудной задачей. Величиной, непосредственно получаемой из экспериментов, является произведение $p\alpha$, т. е. число электронов на один распад, получающихся при конверсии. Это значение (в большинстве случаев для конверсии в K -оболочке) приведено в некоторых таблицах частот γ -лучей.

Таким образом, для того чтобы определить значение коэффициента конверсии, мы должны знать число испускаемых γ -квантов, входящих на один распад. Ориентировочные измерения этой величины были выполнены Эллисом и Астоном¹⁾ при помощи следующего метода.

Эти экспериментаторы сравнили для RaB и RaC интенсивности β -лучей, получающихся вследствие внутренней конверсии в K -оболочке, с интенсивностями соответствующих β -лучей, образованных электронами, вырванными этими же γ -лучами из платиновой фольги вследствие обыкновенного фотоэффекта. Так как коэффициент поглощения, обусловленный фотоэффектом, приблизительно известен (см. гл. III, § 13)

¹⁾ Ellis and Aston, *Proc. Roy. Soc.*, 129, 180 (1930); Ellis and Mott, *там же*, 139, 369 (1933).

и в этой области энергий является монотонно меняющейся функцией частоты, то можно было измерить интенсивность γ -линий.

Основные результаты, полученные из этих экспериментов, заключались в следующем: (а) коэффициент конверсии α_K , как правило, быстро уменьшается с возрастанием частоты. Например, для γ -лучей RaB (около 0,3 MeV) этот коэффициент приблизительно равен 0,1; в то же время для γ -лучей RaC (порядка 2 MeV) он приблизительно равен 0,001. (б) Зависимость от частоты не является монотонной, так как иногда γ -линии приблизительно с одной и той же частотой имеют совершенно различные значения для коэффициента конверсии. Как крайний случай мы имеем: коэффициент конверсии для γ -линии RaC

равен единице, в то время как соседние линии имеют коэффициенты конверсии порядка 0,001.

Теоретическое истолкование этих фактов было недавно дано Хельмом¹⁾ и Тэйлором и Моттом²⁾. Коэффициент конверсии зависит от частоты по двум различным законам в зависимости от дипольного или квадрупольного характера перехода, при котором испускаются γ -лучи. Поэтому на диаграмме, изображающей α как функцию ν , экспериментальные точки должны лежать на одной из двух монотонных кривых, дающих коэффициент

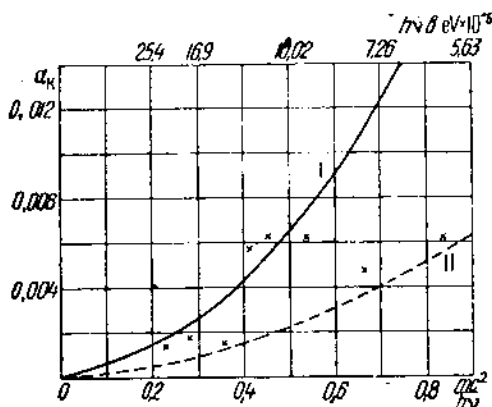


Рис. 26. Коэффициент конверсии в К-оболочке для: (I) квадрупольного излучения и (II) дипольного излучения.

конверсии для дипольного и квадрупольного излучений. Сравнение этих теоретических кривых с некоторыми экспериментальными данными приведено на рис. 26.

Теоретически найденный коэффициент конверсии приблизительно на 30% меньше экспериментальных значений, которые, однако, не очень точны. Это расхождение можно объяснить, если принять, что испускание излучения производится магнитными мультиполями, для которых теория дает значительно больший коэффициент конверсии, чем для соответствующих электрических мультиполей. Следовательно, для значительного увеличения коэффициента конверсии достаточно было бы приписать небольшую часть излучения магнитным мультиполям. Однако мы не имеем данных для решения вопроса о том, какую именно часть излучения ядер следует приписать магнитным мультиполям.

Особенными свойствами обладает γ -линия RaC в $14,14 \cdot 10^6$ eV, которая дает полную конверсию. В этом случае мы можем предполо-

¹⁾ Hulme, *Proc. Roy. Soc.*, 138, 643 (1932).

²⁾ Taylor and Mott, *Proc. Roy. Soc.*, 138, 665 (1932).

жить, что ядерный переход запрещен, даже при квадрупольном излучении (это имеет место, например, для перехода, при котором момент количества движения равен нулю как в начальном, так и в конечном состоянии), и поэтому испускание γ -кванта не происходит. В этом случае ядерный переход может иметь место только благодаря взаимодействию между ядром и K -электроном, которое приводит к выбрасыванию последнего из его орбиты.

В тех немногих случаях, где возможно сравнение с экспериментом, теория дает приблизительно правильное значение для коэффициента конверсии при дипольном и квадрупольном излучении. Этот факт можно использовать для определения характера ядерного перехода следующим образом.

Для данной γ -линии число $p\alpha$ электронов на распад, вырванных вследствие конверсии, измерено. Из теоретических значений α для рассматриваемой частоты мы получаем два возможных значения для числа p процессов, приходящихся на распад. На основании других соображений (например, из схемы ядерных уровней, полученной из рассмотрения α -спектров) иногда возможно получить независимую оценку p . Смотря по тому, с которым из двух вычисленных значений совпадает это значение, мы имеем дипольное или квадрупольное излучение. Если значение p , вычисленное для дипольного излучения, оказывается больше единицы, то это показывает, что мы, несомненно, имеем дело с квадрупольным излучением.

До самого последнего времени мы имеем лишь небольшое число случаев, которые дают нам достаточные экспериментальные данные для возможности сделать определенные выводы. Эти случаи будут разобраны в § 6 этой главы.

Для внутренней конверсии в различных электронных оболочках коэффициенты конверсии приблизительно удовлетворяют следующим отношениям:

$$\alpha_K : \alpha_{L_I} : \alpha_{M_I} = 100 : 15 : 5.$$

Эти отношения почти не зависят от частоты γ -лучей. Теория в достаточной мере была развита только для конверсии в K - и L -оболочках и дает результаты, находящиеся в согласии с этими эмпирическими значениями.

Теорией был предсказан другой тип процесса внутренней конверсии, значительно менее вероятный, чем уже рассмотренный нами. Он состоит в том, что γ -квант, испускаемый ядром, создает пару позитрон-электрон в поле самого ядра. Теория этого эффекта была дана Егером и Хельмом¹⁾; вероятность процесса оказывается порядка 10^{-3} для γ -лучей в 2,6 MeV (γ -лучи ThC''). После открытия позитрона экспериментально было найдено, что радиоактивные элементы, испускающие γ -излучение с энергией выше $2mc^2$, испускают также некоторое количество позитронов, по порядку величины соответствующее ожидаемой вероятности этого процесса.

¹⁾ Jaeger and Hulme, *Proc. Roy. Soc.*, 148, 708 (1935).

5. Нерелятивистская теория внутренней конверсии. Для того чтобы избежать чрезвычайно сложных вычислений, мы приведем только нерелятивистское рассмотрение эффекта внутренней конверсии для случая дипольного излучения.

Предположим, что в ядре существует диполь, электрический момент которого равен

$$P \cos \omega t. \quad (IV, 23)$$

Колебания диполя происходят параллельно оси z . Переменное электрическое поле диполя будет вызывать переходы электрона (вначале находившегося на K -, L -, ... уровне) в состояния, дающим непрерывный спектр. С помощью теории возмущений мы вычислим вероятность перехода с начального K -уровня ко всем возможным состояниям непрерывного спектра, а также вероятность испускания γ -кванта самим диполем. Это дает все данные, необходимые для определения коэффициента конверсии.

Ради простоты мы будем пользоваться атомными единицами Хартри, где

$$\frac{\hbar}{2\pi} = 1, \quad e^2 = 2, \quad m = \frac{1}{2};$$

единицей длины является радиус боровской орбиты, единицей энергии — рядберг и скорость света равна $2 \cdot 137$.

Исходная собственная функция, являющаяся собственной функцией K -электрона в атоме, заряд ядра которого равен Z , может быть выражена в этих единицах следующим образом:

$$\psi_0 = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi}} e^{-Zr} e^{-iE_0 t} = s(r) e^{-iE_0 t}, \quad (IV, 24)$$

где $E_0 = -Z^2$. Потенциал возмущения, образуемый диполем (IV, 23), будет равен:

$$V = \frac{P \cos \omega t}{r^2} \cos \theta, \quad (IV, 25)$$

где r — расстояние точки от начала координат и θ — угол с осью z .

Очевидно, потенциал возмущения этого типа будет вызывать переходы из начального состояния s только в состояния p , точнее — в состояние p , при котором зависимость собственной функции от угла выражается через $\cos \theta$. Остальные матричные элементы исчезают. Следовательно, собственная функция, относящаяся к непрерывному спектру, имеющая большое значение для нашей проблемы, будет иметь вид:

$$\psi_m = k p_m(r) \cos \theta e^{-ipr}, \quad (IV, 26)$$

где p — момент выбрасываемого электрона и $p_m(r)$ — радиальная собственная функция. Для очень больших значений r (в области, где поле отсутствует) эта собственная функция принимает асимптотический вид:

$$p_m(r) \sim \frac{1}{r} \cos(pr + \beta_m). \quad (IV, 27)$$

Далее мы должны нормировать собственные функции непрерывного спектра. Для этого окружим атом сферой очень большого радиуса R и зададим условие:

$$\int |\psi_m|^2 d\tau = 1,$$

где интеграл берется по всему объему внутри сферы. Если радиус R очень велик, то области атома, в которых радиальная собственная функция значительно отклоняется от асимптотического вида (IV, 27), не будут заметно влиять на величину интеграла, и, таким образом, мы просто находим:

$$k = \sqrt{\frac{3}{2\pi R}}. \quad (\text{IV}, 28)$$

Теперь мы должны определить число квантовых состояний в сфере радиуса R , для которых значение импульса лежит между p и $p + dp$. Это число можно определить на основании известного факта, что между R и началом координат содержится целое число половин волн де-Бройля. Другими словами:

$$R = \frac{n\lambda}{2} = \frac{nh}{2p} = \frac{n\pi}{p},$$

и, следовательно, для значений импульса между p и $p + dp$ имеется

$$\frac{R dp}{\pi} \quad (\text{IV}, 29)$$

квантовых состояний.

Рассмотрим теперь возмущающий потенциал (IV, 25). Переходы от начального состояния ψ_0 к конечным состояниям ψ_m будут определяться матричными элементами:

$$\begin{aligned} H_{m0} &= P \cos \omega t e^{i(Z^2 + p^2)t} k \int_0^\pi \int_0^R \frac{\cos^2 \theta}{r^2} s(r) p_m(r) \cdot 2\pi r^2 \sin \theta d\theta dr = \\ &= P \cos \omega t e^{i(Z^2 + p^2)t} \frac{4\pi k}{3} \int_0^R s(r) p_m(r) dr = \\ &= \frac{1}{2} P [e^{i(Z^2 + p^2 + \omega)t} + e^{i(Z^2 + p^2 - \omega)t}] \frac{4\pi k}{3} \int_0^R s(r) p_m(r) dr, \quad (\text{IV}, 30) \end{aligned}$$

где косинус выражен в экспоненциальной форме для того, чтобы ввести в доказательство показатели $(Z^2 + p^2 + \omega)t$ и $(Z^2 + p^2 - \omega)t$.

Как и для всех проблем, решаемых с помощью теории возмущений, существуют лишь конечные состояния системы, для которых энергия сохраняется приблизительно неизменной. В настоящем случае это соотношение выражается следующим образом:

$$\omega \approx Z^2 + p^2. \quad (\text{IV}, 31)$$

Отсюда следует, что поскольку первый экспоненциальный член дает весьма быстрые колебания и не приводит к секулярным возмущениям, то им можно пренебречь. С помощью этого упрощения матричный элемент приводится к виду:

$$H_{m_0} = \frac{2\pi k}{3} P I(p) e^{i(p^2 + Z^2 - \omega)t}, \quad (\text{IV, 32})$$

где

$$I(p) = \int_0^\infty s(r) p_m(r) dr. \quad (\text{IV, 33})$$

Этот интеграл быстро сходится, и поэтому для простоты предел интегрирования можно положить равным бесконечности; $I(p)$ является функцией импульса p , а следовательно, так как энергия сохраняется, также и частоты ω .

Из матричного элемента H_{m_0} с помощью обычных методов теории возмущений мы можем вычислить амплитуду вероятности a_m состояния m как функцию от времени, считая амплитуду вероятности a_0 начального состояния заданной. Изменение во времени амплитуды вероятности состояния m обычно дается дифференциальным уравнением:

$$\dot{a}_m = -i H_{m_0} a_0, \quad (\text{IV, 34})$$

где мы можем положить $a_0 = 1$. Введя выражение (IV, 32) для матричного элемента в формулу (IV, 34), мы находим:

$$\dot{a}_m = -\frac{2\pi k i}{3} P I(p) e^{i(p^2 + Z^2 - \omega)t}.$$

Интегрируя и принимая во внимание, что в момент времени $t=0$ амплитуда $a_m=0$, мы получаем:

$$a_m = \frac{2\pi k}{3} P I(p) \frac{e^{i(p^2 + Z^2 - \omega)t} - 1}{p^2 + Z^2 - \omega}.$$

Умножая амплитуду a_m на сопряженную величину, окончательно получаем вероятность возбуждения для состояния m во время t :

$$|a_m|^2 = \frac{4\pi^2 k^2}{9} I^2 I^2(p) \frac{4 \sin^2 \frac{1}{2}(p^2 + Z^2 - \omega)t}{(p^2 + Z^2 - \omega)^2}. \quad (\text{IV, 35})$$

Эта формула показывает, что, как уже отмечалось, для достаточно больших значений $t \cdot |a_m|^2$ будет значительно отличаться от нуля только в том случае, если приблизительно выполняется формула (IV, 31), выражающая закон сохранения энергии. Если мы через p_0 обозначим значение импульса, которое точно удовлетворяет этому соотношению, и через p — переменное значение импульса, то мы сможем написать:

$$p = p_0 + \varepsilon,$$

где z — малая величина, степенями которой выше первой можно пренебречь. С этим приближением формула (IV, 35) принимает вид:

$$|a_m|^2 = \frac{4\pi^2 k^2}{9} P^2 I^2(p_0) \frac{\sin^2 p_0 \epsilon t}{p_0^2 \epsilon^2}. \quad (\text{IV, 36})$$

Теперь мы должны просуммировать эти выражения для всех возможных конечных состояний, т. е. для всех возможных значений ϵ . Эту сумму можно превратить в интеграл с помощью соотношения (IV, 29). Используя выражение для нормирующего множителя k , получаем:

$$\begin{aligned} \sum |a_m|^2 &= \frac{4\pi^2 k^2}{9} I^2 \frac{R}{\pi} I^2(p_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 p_0 \epsilon t}{p_0^2 \epsilon^2} d\epsilon = \\ &= \frac{2\pi}{3p_0} P^2 I^2(p) t = w_{\text{конв.}} t. \end{aligned} \quad (\text{IV, 37})$$

Коэффициент при t в этой формуле дает вероятность процесса конверсии на единицу времени; момент p_0 соответствует энергии $h\nu = E_K$ выбиваемого электрона. Для того чтобы получить коэффициент конверсии, мы должны сравнить эту вероятность с вероятностью испускания γ -кванта. Последняя получается делением энергии, излучаемой диполем в единицу времени, на $h\nu$ и равна

$$w_{\text{излуч.}} = \frac{\omega^3}{3c^3} P^2. \quad (\text{IV, 38})$$

Согласно нашему определению, коэффициент конверсии в K -оболочке дается выражением:

$$\alpha_K = \frac{2w_{\text{конв.}}}{2w_{\text{конв.}} + w_{\text{излуч.}}}, \quad (\text{IV, 39})$$

где наличие множителя 2 объясняется тем, что в K -оболочке мы имеем 2 электрона.

Формулы (IV, 37) — (IV, 39) дают полное решение задачи вычисления коэффициента конверсии в K -оболочке в ее нерелятивистском приближении. Требуется еще определить явный вид функции $I(p_0)$. Здесь мы дадим только результат:

$$I(p) = \frac{8\pi ZB}{p^3} \sqrt{\frac{Z^3}{\pi} \frac{e^{\frac{2Z}{p}} - 1}{\frac{2\pi Z}{e^{\frac{2Z}{p}} - 1}}},$$

где мы полагаем

$$B^2 = \frac{p^5 \left(e^{\frac{2\pi Z}{p}} - 1 \right)}{32\pi Z \left(1 + \frac{Z^3}{p^2} \right)}.$$

Численный расчет коэффициента конверсии из этих формул дает значения, которые в 5—6 раз меньше экспериментальных. Следовало ожидать, что нерелятивистское приближение в данном случае ока-

жется недостаточным, так как скорость электрона, как в связанном, так и в ионизованном состоянии, сравнима со скоростью света. Поэтому правильная теория должна быть релятивистской, т. е. исходить из уравнения Дирака для электрона; кроме того, должно быть учтено запаздывание потенциала диполя.

Эта довольно сложная проблема была рассмотрена Хельмом для дипольного излучения и для K -, L_I -, L_{II} -, L_{III} - оболочек и Тэйлором и Моттом — для квадрупольного излучения и для K -оболочки. Фиск и Тэйлор¹⁾ произвели вычисления для случая излучения магнитного диполя. Полученные этим путем коэффициенты конверсии значительно больше, чем те, которые получаются по нерелятивистской теории. Сравнение их с экспериментом и было произведено в предыдущем параграфе.

6. Квантовые уровни радиоактивных ядер. Рассмотренные в § 3, 4 и 5 данные о структуре α - и γ -спектров позволяют теперь полностью

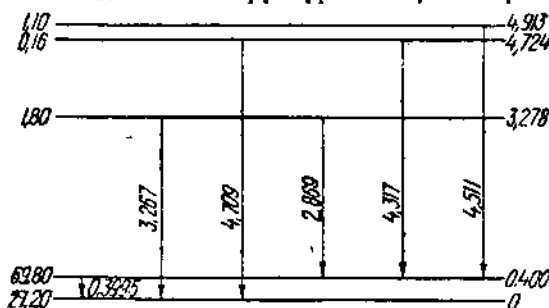


Рис. 27. Ядерные уровни ThC'' .

Числа слева дают процент частиц в данной группе; справа — энергию по отношению к среднему уровню.

рассмотреть проблему квантовых уровней радиоактивных ядер. Однако, несмотря на то, что мы знаем общие принципы, на основании которых решается эта проблема, в действительности имеется лишь очень немногое случаев, для которых найдено решение. Это объясняется тем, что существующие экспериментальные данные недостаточны, а иногда и неточны.

Рассмотрим соответствующий основной материал. Если мы имеем α -распад, то квантовые уровни исходного ядра (длиннопробежные α -частицы) или ядра, получающегося при распаде (тонкая структура), непосредственно даются энергиями групп α -лучей. Эти уровни, скомбинированные соответствующим образом, должны объяснять наблюдаемые частоты и интенсивность γ -лучей. Если же ядро возбуждено в процессе β -распада, то первичный непрерывный β -спектр (см. § 7 этой главы) не дает никаких указаний о квантовых уровнях ядра, получающегося при распаде. В этом случае схема уровней должна быть построена только на основании данных, полученных из спектра γ -лучей.

Единственными веществами, для которых α - и γ -спектры были достаточно исследованы, являются вещества, составляющие активный осадок радия и тория. Рассмотрим теперь некоторые из этих процессов.

Процесс 1: $\text{ThC} \xrightarrow{\alpha} \text{ThC}''$.

Это — первый случай, для которого возможно определение ядерных квантовых уровней. Тонкая структура α -частиц дает схему уровней для ядра ThC'' . Это иллюстрируется рис. 27.

¹⁾ Fisk and Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, 146, 178 (1934).

Так как мы имеем пять уровней, то всего возможно десять переходов. Шесть из них действительно наблюдались по γ -лучам, как указано в табл. 25. В пределах точности эксперимента получилось полное согласие.

Таблица 25
Возможные комбинации ядерных уровней

Комбинация	Вычисление $h\nu$	Наблюдаемое $h\nu$	Обозначение
$\alpha_5 \rightarrow \alpha_4$	0,194	—	—
$\alpha_5 \rightarrow \alpha_3$	1,640	—	—
$\alpha_5 \rightarrow \alpha_2$	4,518	4,511	γ_1
$\alpha_5 \rightarrow \alpha_1$	4,918	—	—
$\alpha_4 \rightarrow \alpha_3$	1,446	—	—
$\alpha_4 \rightarrow \alpha_2$	4,324	4,317	γ_2
$\alpha_4 \rightarrow \alpha_1$	4,724	4,709	γ_3
$\alpha_3 \rightarrow \alpha_2$	2,878	2,869	γ_4
$\alpha_3 \rightarrow \alpha_1$	3,278	3,267	γ_5
$\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$	0,400	0,399	γ_6

Рассмотрим теперь соотношения интенсивностей. На основании данных о числе частиц, приведенных в схеме (рис. 27), можно заключить, что число p процессов на распад для шести переходов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5, \gamma_6$ должно удовлетворять следующим соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= 0,011, \\ p_2 + p_3 &= 0,0016, \\ p_4 + p_6 &= 0,018, \\ -p_1 - p_2 - p_4 + p_6 &= 0,698. \end{aligned} \right\} \quad (IV, 40)$$

При этом мы пренебрегли возможным переходом $\alpha_5 \rightarrow \alpha_1$, который не был замечен вследствие очень малой его вероятности. Экспериментальные значения $\alpha_K p_i$ мы можем взять из табл. 23. С помощью формулы для коэффициента конверсии мы можем вычислить соответствующие значения p_i , используя гипотезы о дипольном и квадрупольном излучении.

Таблица 26
Интенсивности γ -линий $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$

Линия	$p\alpha \cdot 10^4$	Вычисленное α		Вычисленное $p \cdot 10^2$	
		Дипольное излучение	Квадрупольное излучение	Дипольное излучение	Квадрупольное излучение
γ_1	2,3	0,0095	0,029	2,3	0,76
γ_2	2,3	0,0102	0,032	2,3	0,69
γ_3	0,9	0,0088	0,027	1,0	0,33
γ_4	28	0,0176	0,113	16	2,5
γ_5	6,1	0,0149	0,075	4,1	0,81

Вычисленные значения p_i с достаточной точностью удовлетворяют соотношениям (IV, 40), если предположить, что линии $\gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$ связаны с квадрупольным излучением; в то же время при предположении о дипольном характере излучения согласие не получается. Для линии γ_1 сделать определенное заключение не удастся.

Таким образом оказывается, что большинство γ -линий превращения $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$ связано с квадрупольным излучением. Были сделаны попытки приписать различным ядерным уровням значения I момента количества движения или спина; однако это является еще сомнительным. Дипольное излучение может получаться только при переходах, для которых $\Delta I = 0, \pm 1$, в то время как квадрупольное излучение может получаться также и при таких переходах, когда $\Delta I = \pm 2$.

Процесс 2: $\text{ThC} \xrightarrow{\beta} \text{ThC}'$.

Так как при следующем в этом ряду распаде $\text{ThC}' \rightarrow \text{ThD}$ мы имеем две группы длиннопробежных α -частиц, то мы должны предположить, что ядро ThC' может находиться по крайней мере в двух возбужденных состояниях. Два из трех возможных переходов между двумя возбужденными состояниями и основным были обнаружены по γ -лучам.

Что касается интенсивностей, то было найдено, что отношение вероятности двух взаимно исключающих друг друга процессов — испускания длиннопробежных α -частиц и испускания γ -кванта — имеет порядок 10^{-3} для перехода $18 \cdot 10^5 \text{ eV}$. Как уже отмечалось в § 4, в настоящее время это единственный доступный метод оценки средней продолжительности жизни по отношению к процессу испускания γ -лучей.

Процесс 3: $\text{RaC} \xrightarrow{\beta} \text{RaC}'$.

Этот случай подобен предыдущему за исключением того, что здесь мы имеем группы α -лучей и γ -лучи в значительно большем количестве, чем для ThC . Как следствие этого имеется пока некоторая неопределенность в истолковании γ -спектра. Однако вполне надежно установлено, что переход, связанный с испусканием γ -лучей в $6,07 \cdot 10^5 \text{ eV}$, соответствует первой группе длиннопробежных α -частиц ($6,08 \cdot 10^5 \text{ eV}$), в то время как запрещенный переход $14,14 \cdot 10^5 \text{ eV}$ соответствует третьей группе ($14,12 \cdot 10^5 \text{ eV}$). Для последнего уровня отношение между числом длиннопробежных α -частиц и числом γ -квантов или, вернее, числом переходов, связанных с конверсией, приблизительно равно 10^{-3} , в то время как для других рассматриваемых переходов это отношение имеет порядок 10^{-6} .

Процессы 4: $\text{RaC}' \xrightarrow{\alpha} \text{RaD}$ и $\text{ThC}' \xrightarrow{\alpha} \text{ThD}$.

α -частицы RaC' и ThC' не дают групп с энергией, меньшей нормальной. Отсюда мы заключаем, что поскольку ядра, получающиеся при распаде, находятся в нормальном состоянии, то этот распад не

сопровождается γ -излучением. Аналогичное заключение можно применить также и к другим случаям распада, при которых не наблюдается сложного строения спектров α -частиц, например, к случаям распада Rn и RaA .

Процесс 5: $\text{ThB} \xrightarrow{\beta} \text{ThC}$.

Здесь мы имеем случай возбуждения ядра, получающегося при β -распаде. Схема уровней еще не установлена; однако существует определенное комбинационное соотношение между энергиями γ -лучей, приведенными в табл. 21:

$$1,147 + 2,990 = 4,137$$

$$2,379 + 1,757 = 4,136.$$

γ -лучи $2,379 \cdot 10^5 \text{ eV}$ соответствуют квадрупольному переходу, так как дипольный переход дал бы больше одного кванта на распад.

Процесс 6: $\text{RaB} \xrightarrow{\beta} \text{RaC}$.

Этот случай подобен предшествующему. Из данных, приведенных в табл. 18, следует, что сумма энергий двух линий 0,529 и 2,406 приблизительно равна энергии третьей линии 2,937.

Коэффициент конверсии был определен с достаточной точностью для линий, соответствующих энергиям $2,406 \cdot 10^5 \text{ eV}$, $2,937 \cdot 10^5 \text{ eV}$ и $3,499 \cdot 10^5 \text{ eV}$; значения его указывают на то, что в каждом из этих случаев соответствующий переход имеет квадрупольный характер.

Процесс 7: $\text{ThC}'' \xrightarrow{\beta} \text{ThD}$.

Между четырьмя наблюдаемыми энергиями не существует комбинационного соотношения. Интенсивность γ -линии $26,20 \cdot 10^5 \text{ eV}$ соответствует одному кванту на распад; величина коэффициента конверсии указывает на квадрупольный характер перехода. Возможная схема уровней, предложенная Эллисом¹⁾, приведена на рис. 29 (см. стр. 117).

7. Спектры первичных β -лучей. Испускание первичных β -лучей представляет одну из наиболее трудных проблем в радиоактивности. Вторичные электроны, возникающие при внутренней конверсии, долгое время ошибочно считались электронами, вылетающими из ядра при распаде; последние, как позже показал Чадвик, обладают непрерывным распределением скоростей. Измерения, произведенные с различными веществами, показывают, что в пределах точности эксперимента число ядерных электронов, приходящихся на один распад, равно единице. Число же электронов конверсии, как мы видели, обычно значительно меньше.

Предметом многих исследований являлось распределение электронов распада по их энергиям или по $H\nu$ (которое пропорционально импульсу);

¹⁾ Ellis and Mott, *Proc. Roy. Soc.*, **141**, 502 (1933); Ellis, *Internat. Conf. on Phys.*, London (1934).

однако результаты этих исследований пока недостаточны, особенно для случая электронов с малыми энергиями. Неточность опытов вызывается экспериментальными трудностями, например, рассеянием электронов с потерей энергии материалами, на которых помещается активный источник. В связи с этим невозможно было установить, имеется ли нижний предел для скоростей электронов, вылетающих из ядра, или же спектр простирается до нуля *).

Тем не менее для некоторых веществ кривые распределения были промерены вполне точно. Наблюдения были произведены главным

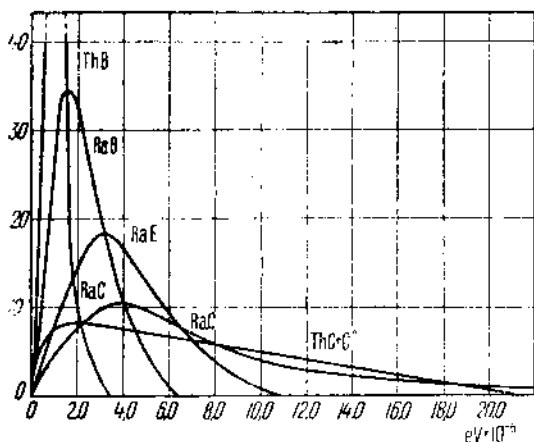


Рис. 28. Первичные спектры β -лучей.

образом Эллисом и Вустером, Маджвиком, Гэрри и Сарджентом ¹⁾ и Гендерсоном ²⁾. Основным результатом этих наблюдений является то, что все кривые подобны между собой; они имеют максимум и затем, при вполне определенной для данного вещества энергии, падают до нуля. Этот верхний предел энергий наиболее хорошо известен и, вероятно, он является наиболее важной из величин, относящихся к β -спектру. Согласно существующим теориям он дает полную энергию распада (см. гл. V, § 6).

Некоторые случаи распределения энергии β -спектров приведены на рис. 28. Табл. 27 дает верхний предел энергии и W для веществ, для которых были выполнены измерения. Значения, отмеченные звездочкой, не были определены непосредственно с помощью магнитного отклонения; они были получены из кривых поглощения.

Между максимальной энергией β -лучей и средней продолжительностью жизни существует зависимость, хотя и не такая простая, как в случае α -распада. Рассмотрение этой зависимости мы отнесем к гл. VI, § 6, где проблема будет рассмотрена теоретически.

Во многих случаях при β -распаде новое ядро получается в возбужденном состоянии, что было обнаружено во последующему испу-

*) В последнее время в этом направлении были достигнуты большие успехи. Рядом работ, и в частности работами сотрудника Ленинградского физико-технического института А. Н. Алиханова, было показано, что для элементов с малым атомным номером Z кривая β -спектра выходит из начала координат. Для элементов же с большим Z имеется большое число электронов, покидающих ядро с малыми скоростями. (Прим. перев.)

¹⁾ Sargent, *Proc. Roy. Soc.*, 139, 659 (1933).

²⁾ Henderson, *Proc. Roy. Soc.*, 147, 572 (1934).

ТАБЛИЦА 27

Верхний предел энергии β -спектров

Вещество	$(H\beta)_{\max}$	$E_{\max} \cdot 10^{-5} \text{ eV}$	Вещество	$(H\beta)_{\max}$	$E_{\max} \cdot 10^{-5} \text{ eV}$
UX ₂	9200	22,9	ThB	2300	3,5
RaB	3500	6,5	ThC	9030	22,5
RaC	12000	31,3	ThC''	7450	17,9
RaE	4900	10,5	AcB	3400 *	6,8
MsTh ₂	6800	16,0	AcC''	6140 *	14,1

скапию γ -лучей. В таких случаях распределение энергии в β -спектре является более сложным; спектр состоит из наложения различных кривых, каждая из которых соответствует определенной полной энергии, связанной с β -распадом. Однако, наблюдения не настолько точны, чтобы иметь возможность отличать сложные спектры от простых, получающихся в том случае, если образующееся ядро не находится в возбужденном состоянии (RaE); измерения спектров значительно менее точны, чем это необходимо для разложения сложных спектров на простые. Следовательно, из первичного β -спектра не могут быть получены данные о квантовых состояниях получающегося ядра.

То, что в процессе β -распада (в противоположность всем другим атомным и ядерным явлениям, и в частности явлению α -распада), как будто, освобождается не строго определенное количество энергии, пока составляет наиболее трудную проблему ядерной физики. Сначала была предложена следующая гипотеза: энергия, передаваемая первичному электрону, всегда одна и та же, но часть ее теряется при вторичных процессах. Однако, это предположение было непосредственно опровергнуто экспериментами, выполненными Эллисом и Вустером ¹⁾ и Мейтнер и Орتمانом ²⁾. В этих опытах средняя энергия, выделяемая при одном распаде (в случае RaE), измерялась с помощью микрокалориметра, стенки которого были достаточно толсты для того, чтобы поглощать все испускаемые электроны. Если при каждом распаде выделяется полная энергия, равная максимальной наблюдаемой энергии β -лучей (для RaE $10,5 \cdot 10^5 \text{ eV}$), причем часть энергии затем теряется (например, при столкновении с внешними электронами атома), то калориметрические измерения должны дать для средней энергии, приходящейся на один атом, значение, равное максимальной энергии β -лучей. Вместо этого измерения дают для средней энергии RaE $3,4 \cdot 10^5 \text{ eV}$ — значение, которое находится в очень хорошем согласии со средним значением, полученным из кривой распределения. Отсюда следует заключить, что если полная энергия, выделяемая при каждом

¹⁾ Ellis and Wooster, *Proc. Roy. Soc.*, 117, 109 (1927).

²⁾ Meitner and Orthmann, *Z. Phys.*, 60, 143 (1930).

распаде, равна максимальной энергии β -лучей, то часть ее испускается в форме, не поглощаемой в калориметре.

Так как было установлено, что электроны испускаются ядрами с непрерывным спектром энергий, а с другой стороны, все явления, связанные с α - и γ -лучами, указывают на то, что ядра имеют вполне определенные квантовые уровни, то мы приходим к следующим двум гипотезам: (а) закон сохранения энергии не выполняется, т. е. в то время как энергия начального ядра и энергия ядра, получающегося при распаде, имеют вполне определенные значения, энергия, выделяемая при β -распаде, не равна их разности; (б) закон сохранения энергии выполняется, но в процессе β -распада часть энергии испускается в виде излучения, до сих пор еще не обнаруженного.

Первая гипотеза, предложенная Бором, подрывала основные положения существующих теорий, так как она делала невозможным объяснение ядерных явлений с помощью квантовой механики. В настоящее время, однако, предпочитается вторая гипотеза, хотя она допускает существование еще не обнаруженного нового типа излучения. Согласно Паули это излучение может состоять из частиц, которые, не имея электрического заряда и обладая очень малой (а может быть и равной нулю) массой, практически не взаимодействуют с веществом и поэтому не могут быть обнаружены. Эта гипотетическая частица называется *нейтрино*. Предполагается, что при каждом акте β -распада одновременно испускаются электрон и нейтрино, причем постоянная полная энергия соответствующим образом распределяется между обеими частицами (давая непрерывное распределение).

Ферми, развивший гипотезу Паули, создал теорию, в которой испускание пары электрон-нейтрино связано с превращением ядерного нейтрона в протон; с помощью простых допущений и в соответствии с основными принципами квантовой механики ему удалось, по крайней мере качественно, объяснить вид распределения энергии первичных электронов. Эта теория будет разобрана в § 6 гл. V.

Согласно гипотезе о нейтрино, энергия распада должна соответствовать максимальной энергии β -лучей; эту максимальную энергию электрон будет иметь в том случае, если нейтрино испускается со скоростью, равной нулю. Для того чтобы получить полную энергию распада, мы должны прибавить собственную энергию электрона mc^2 , и если масса μ нейтрино не равна нулю, также и собственную энергию μc^2 .

На основе этих соображений относительно β -распада и α - и γ -спектров рассмотрим теперь более детально баланс энергий при распаде $\text{ThC} \rightarrow \text{ThD}$. Этот распад может происходить двумя различными путями: через реакцию $\text{C} \rightarrow \text{C}' \rightarrow \text{D}$ и через реакцию $\text{C} \rightarrow \text{C}'' \rightarrow \text{D}$.

Полная выделенная энергия в обоих процессах должна быть одна и та же.

Наиболее простым является процесс $\text{Th}(\text{C} \rightarrow \text{C}' \rightarrow \text{D})$. Верхний предел β -спектра ThC соответствует переходу к основному уровню ThC' , так как соответствующие γ -линии слабо выражены. К максимальной энергии $22,5 \cdot 10^5 \text{ eV}$ мы должны прибавить энергию α -распада

$\text{ThC}' \rightarrow \text{ThD}$, которая равна $89,47 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Полная энергия, выделенная в реакциях по этой ветви, равна $111,97 \cdot 10^6 \text{ eV}$.

В другой ветви мы должны сначала учесть энергию α -распада ThC , которая равна $62,00 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Затем мы должны прибавить верх-

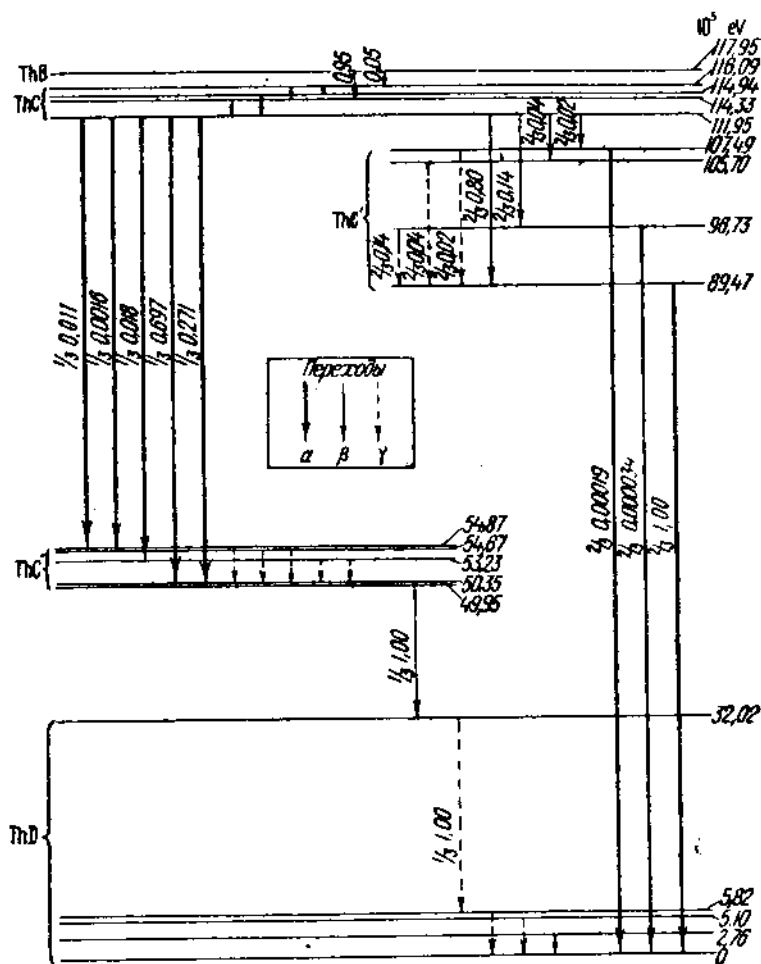


Рис. 29. Предполагаемая диаграмма уровней для переходов: $\text{ThB} \rightarrow \text{ThC} \rightarrow \text{ThC}' \rightarrow \text{ThD}$ и $\text{ThB} \rightarrow \text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$.

Энергии измерены от основного уровня ThD , без учета собственной энергии испускаемых частиц. Для некоторых переходов указано число процессов на распад.

ний предел энергии β -лучей ThC'' , который равен $17,9 \cdot 10^6 \text{ eV}$. Однако этот верхний предел соответствует переходу к возбужденному уровню

ThD: при каждом распаде испускается один γ -квант с энергией $26,2 \cdot 10^5$ eV.

По схеме уровней ThD, предложенной ¹⁾ Эллисом (рис. 29), полная энергия, испускаемая при распаде $\text{ThC}'' \rightarrow \text{ThD}$ в виде γ -лучей, равна $32,02 \cdot 10^5$ eV. Таким образом, для полной энергии, выделяемой в ветви $\text{ThC} \rightarrow \text{C}'' \rightarrow \text{D}$, на основании этой гипотезы мы получаем значение $111,92 \cdot 10^5$ eV, которое находится в хорошем согласии с предыдущим результатом. Поэтому предположение о том, что верхний предел β -спектра дает полную энергию распада, в этом случае приводит к согласующимся результатам.

¹⁾ Ellis, Internat. Conf. on Phys., London (1934).

ГЛАВА V

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ ЯДЕР

1. Состав элементов из изотопов. В предыдущих главах мы рассматривали лишь явления, связанные с радиоактивными элементами. Разберем теперь свойства ядер обыкновенных устойчивых элементов¹⁾.

В первую очередь нами будет рассмотрен состав устойчивых элементов из изотопов. Состав элементов был исследован главным образом масс-спектрографом и лишь в немногих случаях — с помощью спектроскопического метода.

Масс-спектрографический анализ воплыв из классической работы Дж. Дж. Томсона по электрическому и магнитному отклонениям положительных лучей. Пучок положительных ионов, образующихся при разряде в разреженном газе, регистрировался фотографической пластинкой, помещенной под прямым углом к пучку. Параллельные электрическое и магнитное поля постоянной величины E и H , соответственно, действовали на пучок на некотором участке его пути. Отклонения, вызываемые обоими полями, в этом случае были перпендикулярны друг другу. Легко показать, что для малых углов отклонения электрическое отклонение x пропорционально He/mv^2 , а магнитное отклонение y пропорционально He/mv . Следовательно, все частицы с одинаковым удельным зарядом e/m будут располагаться на фотографической пластинке вдоль кривой, для которой $y^2/x = \text{const}$, т. е. на параболе.

Эти параболы были получены Томсоном для различных газов; при этом выяснилось, что существуют определенные значения e/m , соответствующие различным однократно или многократно заряженным атомным или молекулярным ионам. Анализ неона обнаружил существование двух типов ионов с десятипроцентной разницей в значении e/m ; эта разница была истолкована как следствие существования двух изотопов этого элемента. Это было первым доказательством существования изотопов у обычных, не радиоактивных элементов.

Описанный метод был значительно усовершенствован Астоном; ему удалось сфокусировать в отдельное пятно на фотографической пластинке все ионы, обладающие одним и тем же значением e/m , но различными скоростями (внутри определенного диапазона). Этот прибор,

¹⁾ Более подробный разбор материала этой главы можно найти у Bethe и Bacher, *Nuclear Physics, A: Stationary States of Nuclei, Rev. of Mod. Phys.*, 8, 82—229 (1936). Есть русский перевод: Бете и Бечер, *Физика ядра*, Ч. I, ГОНТИ, 1938.

называемый *масс-спектрографом*, использует сложную комбинацию электрического и магнитного полей. С помощью своего масс-спектро-

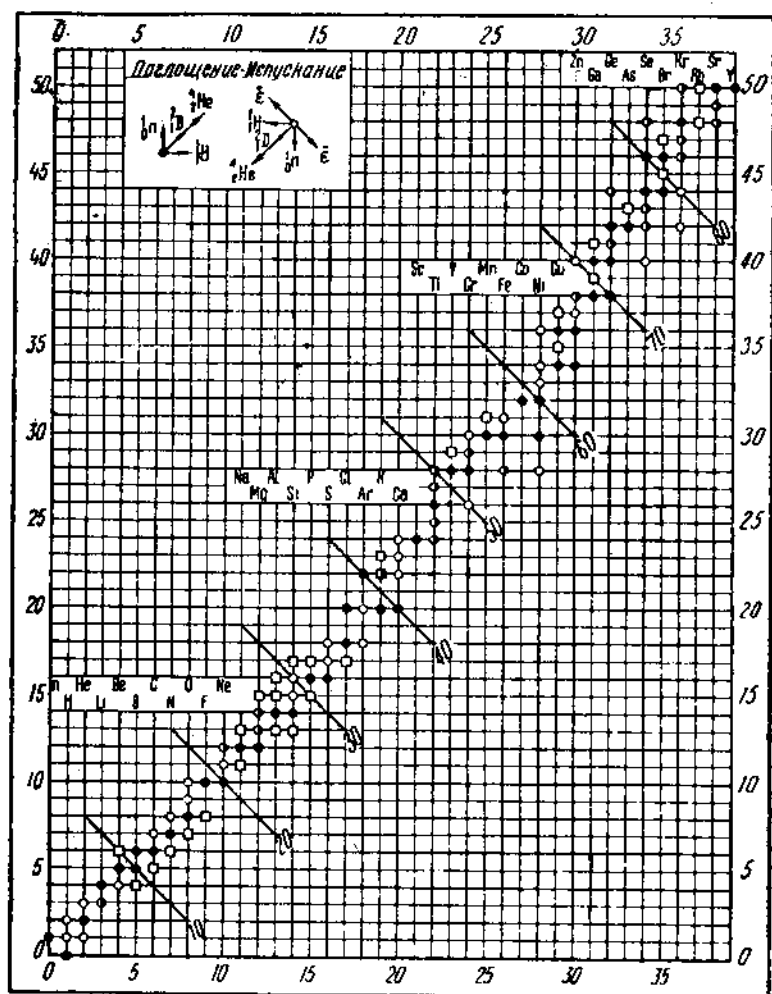


Рис. 30. Изотопы в схеме протон-нейтрон: Часть I.

Диаграмма на рис. 30, 31, 32 содержит несколько недостоверно установленных изотопов. Она включает также много неустойчивых изотопов, отчасти принадлежащих естественным радиоактивным рядам, отчасти полученных путем искусственных расщеплений. Неустойчивые изотопы обозначены квадратами; устойчивые — кружками: незатухающими, затухающими наполовину и затухающими полностью, соответственно процентному содержанию (меньше 50%, 5—20% и больше 20%). Изобарические линии даны через каждые 10 единиц.

графа Астон проанализировал большое число элементов и нашел, что многие из них состоят из двух или больше изотопов.

В массе-спектрографе другого типа, разработанном Демпстером, ионы образуются в области, в которой поля практически нет, например, при столкновении с электронами, испускаемыми горячим катодом; затем ионы ускоряются строго определенной разностью потенциалов. Вследствие этого все ионы имеют практически одинаковую скорость. Таким образом, ионный пучок можно анализировать просто с помощью магнитного поля полукруговой фокусировкой, уже описанной в применении к β -лучам.

В качестве источника ионов при исследовании металлов, имеющих очень низкую упругость пара (например, металлов платиновой группы), Демпстер успешно использовал конденсированную искру.

Исследования, произведенные массе-спектрографическим методом, позволяют обнаруживать изотопы данного элемента и измерять их относительные количества; в то же время другие исследования имеют целью измерение массы с достаточной точностью для обнаружения небольших отклонений атомных весов от целых чисел. В этом параграфе будут приведены результаты, полученные по первому вопросу.

Как уже неоднократно указывалось, масса каждого изотопа может быть приблизительно представлена целым числом, если атомный вес кислорода принять равным 16. Это целое число называется *массовым числом* изотопа. Изотоп определен вполне однозначно, если указан его атомный номер и массовое число. Обычно эти две величины приводятся вместе с символом элемента в виде индексов: атомное число — нижний, массовое число — верхний индекс.

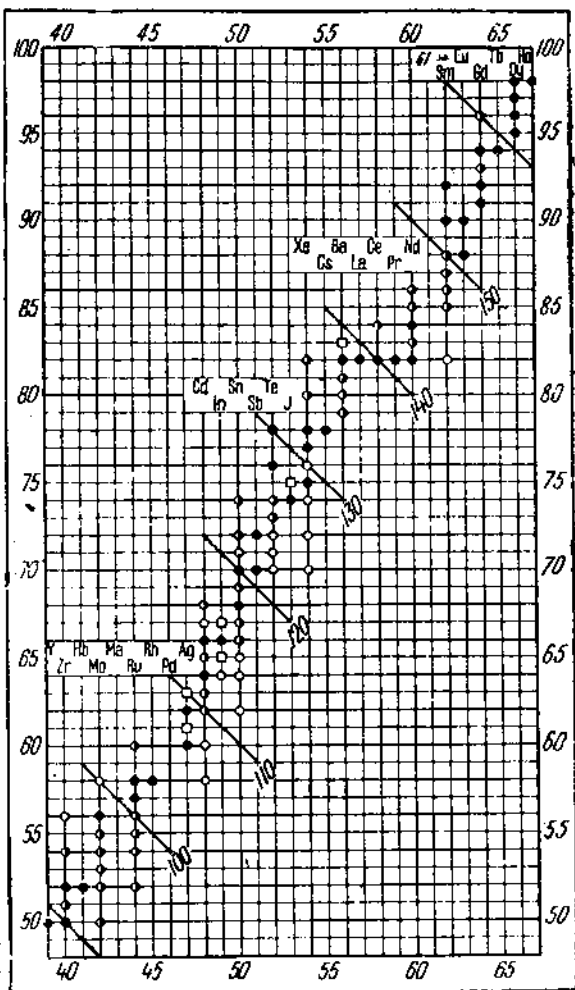


Рис. 31. Изотопы в схеме протон-нейтрон: Часть II.

Таблица 28

Устойчивые изотопы элементов

Элемент	Z	A	Относительное количество	Элемент	Z	A	Относительное количество
H	1	1	99,98	V	23	51	—
		2	0,02			50	4,9
		3	$\sim 10^{-8}$			52	81,6
He	2	4	—	Cr	24	53	10,4
Li	3	6	7,9			54	3,1
		7	92,1			55	—
Be	4	9	—	Mn	25	55	—
B	5	10	20,6			56	6,5
		11	79,4			56	90,2
C	6	12	99	Fe	26	57	2,8
		13	~ 1			58	0,5
N	7	14	99,7			59	—
		15	0,3	Co	27	58	68,1
O	8	16	99,76			60	27,2
		17	0,04			(61)	—
		18	0,20	Cu	29	62	3,8
F	9	19	—			64	0,9
Ne	10	20	90,00			63	68
		21	0,27	Zn	30	65	32
		22	9,73			64	50,4
Na	11	23	—			66	27,2
		24	77,4	Ga	31	67	4,3
Mg	12	25	11,5			68	17,8
		26	11,1			70	0,4
Al	13	27	—	Ge	32	69	61,5
		28	89,6			71	38,5
Si	14	29	6,2			70	21,2
		30	4,2			72	27,3
		31	—			73	7,9
P	15	31	—			74	37,1
S	16	32	97,0	As	33	76	6,5
		33	0,8			75	—
		34	2,2	Se	34	74	0,9
Cl	17	35	76			76	9,5
		37	24			77	8,3
Ar	18	36	0,34			78	24,0
		38	0,07			80	48,0
		40	99,59			82	9,3
K	19	39	93,3	Br	35	79	51,4
		40	0,012			81	48,6
		41	6,8	Kr	36	78	0,42
Ca	20	40	96,76			80	2,45
		42	0,77			82	11,79
		43	0,17			83	11,79
		44	2,30			84	56,85
Sc	21	45	—			86	16,70
Ti	22	46	8,5	Rb	37	85	72,7
		47	7,8			87	27,8
		48	78,3	Sr	38	84	0,5
		49	5,5			86	9,6
		50	6,9			87	7,5

Продолжение

Элемент	Z	A	Относительное количество	Элемент	Z	A	Относительное количество
Sr	38	88	82,4	Sn	50	122	5,5
Y	39	89	—			124	6,8
Zr	40	90	48	Sb	51	121	56
		91	11,5			123	44
		92	22	Te	52	120	в малых кол-вах
		94	17				колич.
		96	1,5			122	2,9
Nb	41	98	—			123	1,6
Mo	42	92	14,2			124	4,5
		94	10,0			125	6,0
		95	15,5			126	19,0
		96	17,8			128	32,8
		97	9,6			180	38,1
		98	56,0	T	53	127	—
		100	9,8	Xe	54	124	0,08
Ma	43	—	—			126	0,08
Ru	44	96	5			128	2,30
		98	—			129	27,13
		99	12			130	4,18
		100	14			131	20,67
		101	22			132	26,45
		102	30			134	10,31
		104	17			136	8,79
Rh	45	103	—	Cs	55	133	—
Pd	46	102	в неболь- шом кол-ве. в большом кол-ве. то же	Ba	56	130	в очень малых кол-вах
		104	то же				колич.
		105	" "			132	то же
		106	" "			134	в малых кол-вах
		108	" "				колич.
		110	" "			135	то же
Ag	47	107	52,2			136	" "
		109	47,5			137	" "
Cd	48	106	1,5			138	в значит. кол-вах
		108	1,0	La	57	139	—
		110	15,2	Ce	58	136	в малых кол-вах
		111	15,2				колич.
		112	21,8			138	то же
		113	14,9			140	89
		114	23,7			142	11
		116	15,9	Pr	59	141	—
In	49	113	4,5	Nd	60	142	36
		115	95,5			143	11
Sn	50	112	1,1			144	30
		114	0,8			145	5
		115	0,4			146	18
		116	15,5		61	—	—
		117	9,1	Sm	62	144	3
		118	22,5			147	17
		119	9,8			148	14
		120	28,5			149	15

Продолжение

Элемент	Z	A	Относительное количество	Элемент	Z	A	Относительное количество
Sm	62	150	5	Os	76	186	1,0
		152	26			187	0,6
		154	20			188	13,4
Eu	63	151	50,6			189	17,4
		153	49,4			190	25,1
Gd	64	155	21			192	42,5
		156	23	Ir	77	191	в значит. колич.
		157	17			193	то же
		158	23	Pt	78	192	в очень мал. колич.
		160	16			194	в значит. колич.
Tb	65	159	—			195	то же
Dy	66	161	22			196	—
		163	25			198	в малых колич.
		163	25				—
		164	28				—
Ho	67	165	—				—
Er	68	166	36	Au	79	197	—
		167	24	Hg	80	196	0,1
		168	30			198	9,9
		170	10			199	16,4
Tu	69	169	—			200	23,8
Yb	70	171	9			201	13,0
		172	24			202	29,3
		173	17			203	~ 0,006
		174	38			204	6,8
		176	12			203	30,5
Lu	71	175	—	Tl	81	205	69,5
Hf	72	176	5			205	0,04
		177	19	Pb	82	(203)	1,50
		178	28			204	0,03
		179	18			(205)	28,0
		180	30			206	20,4
Ta	73	181	—			207	50,1
W	74	182	22,6			208	—
		183	17,3	Bi	83	209	—
		184	30,2	Th	90	232	—
		186	29,9	U	92	235	< 1
Re	75	185	34,2			238	> 99
		187	61,8				

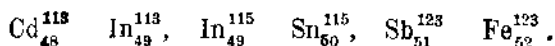
изотопов, чем элементы с нечетным атомным номером. Элементы с нечетным атомным номером почти никогда не имеют больше двух устойчивых изотопов.

б) Число ядер с четными значениями N значительно больше числа ядер с нечетными значениями N . Ядра с нечетными значениями Z и N встречаются чрезвычайно редко. В действительности известны только четыре устойчивых изотопа этого типа H^2 , Li^6 , B^{10} , N^{14} .

в) Изучение распространенности элементов на земле приводит к заключению, что элементы с четным атомным номером составляют

около 87% земной коры. В большей части эти элементы состоят из изотопов с четным массовым числом, так как изотопы с нечетным атомным весом более редки и встречаются в меньших количествах. Следовательно, большую часть всего существующего вещества составляют ядра, состоящие из четного числа нейтронов и протонов.

г) Часто встречаются *изобары*, т. е. ядра, имеющие одно и то же массовое число, но различный атомный номер. На диаграмме рис. 30, 31 и 32 эти ядра лежат на прямых, наклоненных под углом 45° к осям координат. Однако очень важно отметить, что устойчивые пары изобаров, атомные номера которых отличаются только на одну единицу, встречаются чрезвычайно редко; обычно же атомные номера изобаров отличаются на две или большее число единиц. Малочисленные, надежно установленные исключения составляют следующие пары:



д) Существующие ядра не разбросаны беспорядочно по поверхности нейтрон-протонной диаграммы, а размещены в довольно ограниченной области. Иначе говоря, массовое число в первом приближении является функцией атомного номера. Для легких элементов массовое число приблизительно равно удвоенному атомному номеру; для тяжелых элементов оно несколько больше.

Небольшое число изотопов было открыто спектроскопическими методами, по большей части при изучении спектров двухатомных молекул. Так как два ядра данного элемента связываются в молекулу силами, не зависящими от массы, то частота колебаний будет обратно пропорциональна квадратному корню из массы; или, если оба ядра, составляющие молекулу, различны, то частота колебаний будет обратно пропорциональна квадратному корню из приведенной массы $\frac{mM}{m+M}$.

Следовательно, в вибрационных термах полосатых спектров можно наблюдать большой изотопический эффект. В ротационных термах также существует большой изотопический эффект; ротационная постоянная $\frac{h^2}{8\pi^2 I}$, в которой I есть момент инерции, пропорциональный приведенной массе, различна для молекул с разным составом изотопов.

Наблюдение этих изотопических эффектов в полосатых спектрах привело к открытию ¹⁾ новых изотопов наиболее обычных элементов (C^{13} , N^{15} , O^{17} , O^{18}), которые не были обнаружены с помощью масс-спектрографического анализа вследствие очень малой их распространенности. Однако, наиболее значительным открытием ²⁾ нового изотопа спектроскопическим методом было открытие изотопа водорода с массой, равной 2, Юри, Брикведом и Мэрфи (1932). Этот изотоп получил название *дейтерия*, и его ядро называется *дейтроном*. Он был открыт при исследовании бальмеровского спектра; небольшой

¹⁾ Giauque and Johnston, *Phys. Rev.*, **34**, 540 (1929); *Nature*, **123**, 831 (1929); Birge, *Phys. Rev.*, **34**, 379 (1929); Naudé, *Phys. Rev.*, **36**, 333 (1930).

²⁾ См. Farkas, *Light and Heavy Hydrogen*, Cambridge (1935).

изотопический эффект был найден вследствие того, что в постоянную Ридберга в виде множителя входит приведенная масса системы электрон — ядро.

Теперь мы кратко рассмотрим проблему разделения изотопов. Естественные элементы, откуда бы они ни были получены, всегда обладают одним и тем же составом изотопов. Исключение составляют продукты радиоактивного распада. Например, свинец, полученный из урановых минералов, состоит из чистого изотопа Pb^{206} ; в то же время свинец из ториевых минералов является почти чистым Pb^{208} . Это — конечные устойчивые продукты двух радиоактивных рядов.

Для всех остальных элементов возникает проблема искусственного разделения изотопов. Хотя полное решение этой проблемы является очень важным для ядерной физики, тем не менее до настоящего времени вполне удовлетворительные результаты были получены лишь в очень небольшом числе случаев. Герц ¹⁾ остроумно использовал для этой цели факт, заключающийся в том, что различные изотопы газа диффундируют с несколько различными скоростями. В нескольких случаях ему удалось получить полное разделение. Например, изотопы неона Ne^{20} и Ne^{22} были выделены практически в чистом виде. Другая многообещающая попытка осуществить разделение изотопов была предпринята при помощи фракционированной перегонки ²⁾.

Следующий метод разделения, очень простой в принципе, но трудный для выполнения, состоит в собирании разделенных в масс-спектрографе изотопов. Главной трудностью здесь является создание ионных токов, достаточно сильных для накопления заметного количества вещества в сравнительно небольшой отрезок времени. Тем не менее изотопы лития ³⁾ недавно были разделены в количествах, достаточных для того, чтобы их можно было использовать для опытов по искусственному расщеплению (см. § 9 гл. VI).

К водороду, в котором тяжелый изотоп содержится в количестве одной части на пять тысяч, был применен метод разделения, который совершенно непохож ни на один из приведенных выше методов и механизм которого не вполне еще ясен. Если подвергать электролизу большое количество воды до тех пор, пока ее не останется очень мало, то остаток оказывается состоящим главным образом из молекул *тяжелой воды* (молекулы воды, в которых один или оба водородных атома замещены дейтерием). Эта тяжелая вода теперь получается в производственном масштабе и широко используется в физике, химии и биологии. Дейтерий играет большую роль в опытах по искусственному расщеплению (см. гл. VI).

2. Дефекты масс. Обратим теперь внимание на то отклонение атомных весов изотопов от целых чисел, которое получается, если их выражать в единицах, равных одной шестнадцатой массы изотопа кислорода с массовым числом 16. Вследствие существования изотопов

¹⁾ Hertz, *Z. Phys.*, **79**, 108 (1933).

²⁾ Pegram, Urey and Huffman, *Phys. Rev.*, **49**, 883 (1936).

³⁾ Oliphant, Shire and Crowther, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 922 (1934); Rumbaugh, *Phys. Rev.*, **49**, 882 (1936).

кислорода с массой 17 и 18, эта шкала атомных весов не совпадает со шкалой, употребляемой в химии ¹⁾).

Так как обычно считается, что все ядра состоят из некоторого числа элементарных частиц, то измерение разности между массой ядра и суммой масс всех составляющих его частиц имеет чрезвычайно большое значение. Согласно соотношению Эйнштейна между массой и энергией эта разность представляет собой энергию, освобождаемую при построении ядра из его элементарных составляющих. Однако, так как массы элементарных частиц еще неизвестны с достаточной точностью, то мы определяем *дефекты масс* как разности между атомными весами и целыми числами в указанных выше единицах. Вместе

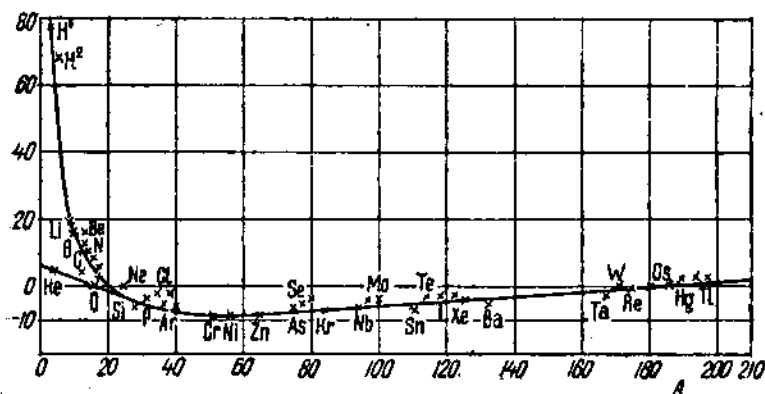


Рис. 33. Коэффициент упаковки.

с тем, зная массы элементарных частиц, составляющих ядра, легко вычислить из дефектов массы энергии, выделяемые при образовании из этих частиц ядер.

Точное измерение масс было выполнено Астоном ²⁾ и Бэйнбриджем ³⁾; последний произвел специальные исследования легких элементов. Точность измерений была порядка одной тысячной. Общий ход кривой дефектов масс в зависимости от атомного номера представлен диаграммой на рис. 33, где нанесен дефект масс, деленный на атомный вес, т. е. *коэффициент упаковки*, в десяти тысячных долях единицы массы. Значения коэффициентов упаковки для различных ядер приблизительно лежат на плавной кривой, которая начинается с очень больших значений для наиболее легких элементов, достигает минимума для элементов со средним атомным весом и затем, к концу периодической системы, медленно возрастает.

Только массы ядер легких элементов были измерены с точностью, достаточной для сравнения их значений с энергиями, выделяемыми при

¹⁾ По нашей шкале атомный вес обыкновенного кислорода равен 16,0044.

²⁾ Aston, *Nature*, 135, 541 (1935); там же, 137, 357, 613 (1936).

³⁾ Bainbridge, *Phys. Rev.*, 42, 1 (1932); 43, 103, 378, 424; 44, 56, 57, 123 (1933).

процессах расщепления. Когда было произведено это сравнение, оказалось, что энергия, выделяемая при некоторых ядерных реакциях, согласуется с масс-спектрографическими данными Бэйнбриджа и Астона; в то же время в других случаях было найдено значительное расхождение. Бете ¹⁾ и Олифант, Кемитон и Резерфорд ²⁾ независимо друг от друга отметили, что значения масс, полученные из масс спектрографических измерений и энергии ядерных реакций, могут быть приведены в соответствие, если предположить, что масс-спектрографическое измерение отношения масс He:O было произведено ошибочно. При внесении соответствующей поправки в это отношение массы атомов легких элементов можно расположить в систему, которая хорошо согласуется со всеми данными, полученными из расщеплений.

В табл. 29 приведены массы атомов легких элементов, вычисленные Боннером при последнем пересмотре этого вопроса. Эти результаты очень хорошо согласуются с новыми масс-спектрографическими определениями Бэйнбриджа. Приведенные значения дают массу всего атома, т. е. они включают и внешние электроны. Табл. 29 содержит также некоторые неустойчивые ядра, полученные при искусственных расщеплениях.

3. Спин, магнитный момент и статистики ядер. Кроме электрического заряда и массы важными экспериментальными константами устойчивых ядер являются: момент количества движения, магнитный момент и тип статистики, которой подчиняется ядро. Эти свойства проявляются главным образом в спектроскопических эффектах, вызываемых ими.

По отношению к моменту количества движения, или *спину*, общие соображения квантовой механики, аналогичные тем, которые применяются к электронной оболочке атома, приводят к выводу, что момент количества движения ядра, состоящий из орбитальных и спиновых моментов частиц, составляющих его, должен даваться выражением $Ih/2\pi$, где I является целым или полуцелым числом.

В случае атомных спектров ядерный спин I вызывает расщепление каждого спектрального термина на ряд слабо разделенных уровней; этот эффект известен под названием *сверхтонкой структуры* ³⁾. В неко-

ТАБЛИЦА 29
Массы атомов легких элементов

Изотоп	Масса	Изотоп	Масса
O ¹⁶	16,0000	Be ¹⁰	10,0163
O ¹⁵	15,0079	Be ⁹	9,0149
N ¹⁶	16,0066	Be ⁸	8,0078
N ¹⁵	15,0049	Li ⁸	8,0185
N ¹⁴	14,0075	Li ⁷	7,0182
N ¹³	13,0100	Li ⁶	6,0170
C ¹⁴	14,0078	He ⁴	4,0040
C ¹³	13,0076	He ³	3,0171
C ¹²	12,0040	H ³	3,0170
C ¹¹	11,0150	H ²	2,0147
B ¹²	12,0179	H ¹	1,0081
B ¹¹	11,0128	n ¹	1,0090
B ¹⁰	10,0160		

¹⁾ Bethe, *Phys. Rev.*, 47, 633 (1935).

²⁾ Oliphant, Kempton and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, 150, 241 (1935).

³⁾ Fermi and Segre, *Z. Phys.*, 82, 729 (1933); Goudsmit, *Phys. Rev.*, 48, 636 (1933); Condon and Shortley, *Theory of Atomic Spectra*, p. 382 (Cambridge, 1935).

торых случаях эта структура наблюдалась уже давно (например, в спектре ртути), но происхождение ее оставалось совершенно неизвестным до тех пор, пока правильное объяснение ее не было дано Паули.

Ядерный спин I так ориентирован относительно полного момента количества движения атома J (равнодействующая орбитального и спинного моментов количества движения электронов), что результирующий момент количества движения является постоянной величиной и имеет значение $Fh/2\pi$; F — целое или полуцелое число.

Следуя обычному правилу сложения векторов в квантовой механике, получаем, что число состояний, возможных при данном I и данном J , равно или $2I+1$ или $2J+1$, в зависимости от того, меньше или больше I по сравнению с J . С ядерным спином всегда связан небольшой магнитный момент; вследствие взаимодействия этого магнитного момента с магнитным полем, возникающим вследствие движения электронов, различные состояния обладают слегка различными энергиями. Таким образом, возникает сверхтонкая структура уровней. В этом случае для каждой спектральной линии легко можно предсказать число и относительные интенсивности компонент с помощью обычного правила отбора и правила для интенсивностей. Наоборот, по числу наблюдаемых компонент можно найти значение спина ядра.

Значительно труднее из наблюдаемых расстояний между линиями сверхтонкой структуры получить значение магнитного момента ядра; тем не менее недавно эта проблема получила удовлетворительное решение для многих случаев.

В спектрах двухатомных молекул наличие ядерного спина ведет к возникновению чередования интенсивностей¹⁾, наблюдаемому в следующих друг за другом ротационных линиях полосы. Это может быть или электронная полоса, наблюдаемая при испускании или поглощении, или (что экспериментально в некоторых случаях легче заметить) чисто ротационная полоса в спектре рассеянного излучения (эффект Рамана).

Теория чередования интенсивностей впервые была дана Гейзенбергом; она основана на квантово-механическом резонансном явлении, связанном с наличием двух тождественных частиц, в данном случае — двух ядер в двухатомной молекуле. Можно показать, что отношение интенсивностей сильной и слабой линий дается выражением $(I+1)/I$. Таким образом, измерение этого отношения интенсивностей позволяет нам найти значение спина ядра. Если спин ядра равен нулю, то ротационные линии с чередующимися интенсивностями отсутствуют.

В случае водорода, для которого ядерный спин (спин протона) равен $I=1/2$, отношение интенсивностей сильной и слабой линий, соответственно, возникающих при состояниях, для которых спины протонов параллельны или антипараллельны, равно 3:1. Эти две разновидности водорода, соответственно называемые *ортводородом* и *параводородом*²⁾, могут быть отделены друг от друга, так как время пере-

¹⁾ См. Kronig, Band Spectra and Molecular Structure, Cambridge (1930).

²⁾ См. Farkas, Light and Heavy Hydrogen, Cambridge (1935).

хода из одной группы состояний в другую чрезвычайно велико вследствие малой величины магнитного момента протона.

В то время как отношение интенсивностей нечетных и четных ротационных линий в полосе зависит от значения I , другая важная характеристическая величина (показывающая, какая группа ротационных уровней является слабой и какая — сильной) зависит от иного фактора, а именно, от типа статистики, которой подчиняются отдельные ядра. Это весьма важное свойство связано с условиями симметрии, которым должны удовлетворять собственные функции системы с большим числом идентичных частиц.

Если при перестановке двух одинаковых частиц собственная функция системы меняет знак, то в одном и том же квантовом состоянии не может находиться больше чем одна частица. В этом случае выполняется запрет Паули, и мы говорим, что частицы подчиняются статистике Ферми. Если же вместо этого при перестановке двух частиц собственная функция остается неизменной, то в этом случае говорят, что частицы подчиняются статистике Бозе. Можно доказать, что частицы, состоящие из элементарных частиц, удовлетворяющих статистике Ферми, будут соответственно подчиняться статистике Ферми или Бозе в зависимости от того, состоят ли они из нечетного или четного числа элементарных частиц. Это положение станет ясным, если мы представим, что обмен между двумя сложными частицами происходит путем последовательного обмена парами элементарных частиц. Каждый раз, когда мы производим обмен пары частиц, которая удовлетворяет статистике Бозе, полная собственная функция остается неизменной; но каждый раз, когда мы производим обмен двух частиц, удовлетворяющих статистике Ферми, собственная функция меняет знак. Отсюда непосредственно следует высказанное выше положение.

Как мы увидим в следующем параграфе, это утверждение приводит к важным заключениям относительно структуры ядра.

Тип статистики, которой подчиняются ядра, известен лишь для небольшого числа легких элементов. В большинстве случаев данные были получены из исследования молекулярных спектров; данные о типе статистики для гелия были получены также из экспериментов по рассеянию α -частиц. Эти опыты уже рассматривались в § 10 гл. III. Было найдено, что ядра H^1 , Li^7 , Fe^{56} подчиняются статистике Ферми; в то же время ядра H^2 , He^4 , C^{12} , N^{14} , O^{16} подчиняются статистике Бозе. Хотя число ядер, для которых вид статистики известен, довольно мало, мы можем сформулировать следующее общее правило: элементы с четным массовым числом подчиняются статистике Бозе, элементы с нечетным массовым числом подчиняются статистике Ферми. Этот закон находится в согласии с существующими представлениями о строении ядер (см. § 4 и 5 этой главы).

Недавно оказалось возможным определять магнитные моменты ядер с помощью опыта, подобного опыту Штерна и Герлаха. Этот метод используется в тех случаях, когда спектроскопический метод становится неприменимым, вследствие чрезвычайной малости расстоя-

ний между линиями сверхтонкой структуры. Рассматриваемый метод требует применения чрезвычайно тонкой техники работы с молекулярными пучками. Первым результатом, который был получен Штерном с сотрудниками¹⁾, было измерение момента протона; Раби с сотрудниками²⁾ произвел более точное и подробное исследование, которое привело к измерению величины и знака магнитных моментов протона, дейтрона и различных других ядер.

В табл. 30 приведены значения спинов и магнитных моментов ядер, которые были измерены спектроскопическим методом или методом молекулярного пучка. Магнитные моменты выражены в *ядерных магнетонах*:

$$\frac{e\hbar}{4\pi Mc} = \frac{\mu_0}{1840},$$

где μ_0 — магнетон Бора или магнитный момент электрона. Если бы протон подобно электрону удовлетворял релятивистскому волновому уравнению Дирака, то мы могли бы ожидать, что магнитный момент его будет равен одному ядерному магнетону. Однако, эксперимент дает приблизительно в три раза больший момент (см. § 6 этой главы).

Из рассмотрения табл. 30 можно вывести и другие заключения. Все изотопы с нечетным массовым числом имеют спины, равные целым числам; все изотопы с четным массовым числом имеют спины, равные целым числам, большинство которых равно нулю³⁾. (Значение этих выводов для теории строения ядер будет разобрано в § 4 и 5 этой главы.) Большинство магнитных моментов оказываются положительными; при этом мы считаем, что относительные направления магнитного момента и момента количества движения такие же, как у вращающегося положительного электрического заряда. Несколько магнитных моментов оказались отрицательными. Если мы рассматриваем ядро состоящим из большого числа элементарных частиц, то это не является неожиданным, так как из рассмотрения атомных спектров мы уже знаем, что для некоторых спектральных термов g -множитель Ланде может иметь отрицательное значение.

В некоторых случаях (например, для Bi, $I = 9/2$) найдено, что компоненты сверхтонкой структуры не подчиняются простому правилу интервалов, вытекающему из магнитного момента ядер⁴⁾. Эти отклонения от правила интервалов, вероятно, должны быть приписаны влиянию электрического квадрупольного момента ядра.

Другим явлением, связанным с влиянием ядер на атомные спектры, является *изотопическое смещение*⁵⁾. Было обнаружено, что линии,

¹⁾ Estermann, Frish and Stern, *Nature*, 132, 169 (1933); Estermann and Stern, *там же*, 133, 911 (1934).

²⁾ См. несколько статей Раби с сотрудниками в *Phys. Rev.*, с 1933 по 1936 г.

³⁾ В действительности для $Z > 16$ единственным основанием для того, чтобы приписать спину ядра значение нуль, является отсутствие заметной сверхтонкой структуры. Однако это может иметь место и в том случае, когда спин не равен нулю, но магнитный момент ядра очень мал.

⁴⁾ Schüler und Schmidt, *Phys. Z.*, 36, 812 (1935); *Z. Phys.*, 98, 430 (1936).

⁵⁾ Schüler und Jones, *Z. Phys.*, 75, 563 (1932).

Таблица 30

Спины и магнитные моменты ядер

Элемент	Изотоп	Спин	Магнитный момент	Элемент	Изотоп	Спин	Магнитный момент
1 H	1	$1/2$	2,85	41 Nb	93	$9/2$	—
H	2	1	0,85	48 Cd	111,113	$1/2$	—0,5
2 He	4	0		Cd	110,113		
3 Li	6	1	0,8		114,116	0	
Li	7	$3/2$	3,2	49 In	115	$9/2$	5,2
6 C	12	0		50 Sn	117,119	$1/2$	—0,9
7 N	14	1		51 Sb	121	$5/2$	2,7
8 O	16	0		Sb	123	$7/2$	2,1
9 F	19	$1/2$		53 I	127	$5/2$	
10 Ne	20,22	0		54 Xe	129	$1/2$	—0,9
11 Na	23	$3/2$	2,1	55 Cs	133	$7/2$	2,6
13 Al	27	$1/2$	2,1	56 Ba	135,137	$3/2(?)$	1,0
15 P	31	$1/2$		57 La	139	$7/2$	2,5
16 S	32	0		59 Pr	141	$5/2$	
17 Cl	35,37	$3/2$		63 Eu	151,153	$5/2$	
19 K	39	$3/2$	0,38	65 Tb	159	$3/2$	
K	41	$3/2$	0,22	67 Ho	165	$7/2$	
21 Sc	45	$7/2$	3,6	69 Tu	169	$1/2$	
23 V	51	$7/2$		71 Lu	175	$7/2$	
25 Mn	55	$5/2$		73 Ta	181	$7/2$	
27 Co	59	$7/2$	3,5	75 Re	185,187	$5/2$	
29 Cu	63,65	$3/2$	2,4	78 Pt	195	$1/2$	
30 Zn	64,66,68	0		79 Au	197	$3/2$	
Zn	67	$3/2$	—1,7	80 Hg	199	$1/2$	0,5
31 Ga	69	$3/2$	2,1	Hg	201	$3/2$	—0,6
Ga	71	$3/2$	2,7	Hg	198,200		
33 As	75	$3/2$	0,9		202,204	0	
34 Se	80	0		81 Tl	203,205	$1/2$	1,4
35 Br	79,81	$3/2$		82 Pb	207	$1/2$	0,5
36 Kr	82,84,86	0		Pb	204,206		
37 Rb	85	$5/2$	1,4		208	0	
Rb	87	$3/2$	2,8	83 Bi	209	$3/2$	3,6
38 Sr	87	$3/2(?)$	—0,8	91 Pa	231	$3/2$	

принадлежащие различным изотопам элемента, не имеют точно одну и ту же частоту даже в тех случаях, когда спин ядра равен нулю, и, следовательно, нет сверхтонкой структуры. Разности частот линий обычно измеряются долями обратных сантиметров. Это явление наблюдается и для очень тяжелых элементов и поэтому не может быть связано с движением ядра, подобно разностям в бальмеровском спектре водорода и дейтерия (см. § 4). Изотопическое смещение можно хорошо наблюдать в тех случаях, для которых имеются разделенные изотопы: в неоне, для которого было достигнуто полное искусственное разделение; в свинце, изотопы 206 и 208 которого почти в чистом виде можно получить из урановых и ториевых минералов.

Изотопическое смещение можно качественно объяснить¹⁾, основываясь на отклонении поля ядра от кулоновского на очень малых расстояниях от центра ядра. Предполагая, что объем ядер для различных изотопов элемента пропорционален атомному весу, мы находим различия между электронными уровнями изотопов, имеющие такой же порядок величины, как и наблюдаемые смещения.

4. Элементарные частицы, составляющие ядра; гипотеза о строении ядер из протонов и электронов. Перейдем сейчас к рассмотрению основной проблемы о строении ядра. При этом мы будем исходить из явлений радиоактивного распада и из свойств устойчивых ядер, рассмотренных в предыдущем параграфе. Кроме того, мы используем некоторые результаты, полученные при искусственном расщеплении.

Еще несколько лет тому назад господствовало представление о том, что ядра состоят из протонов и электронов; α -частицы же возможно входят как промежуточные образования. На основании этой гипотезы массовое число ядра должно быть равно числу протонов, в то время как число электронов должно определяться разностью между массовым числом и зарядом ядра.

Хотя эта гипотеза теперь имеет почти только историческое значение, все же мы кратко рассмотрим ее, так как разбор встретившихся здесь трудностей дает возможность получить интересные выводы.

Из гипотезы о строении ядра из протонов и электронов следует, что энергия связи должна соответствовать разности между массой атома и целым кратным веса атома водорода. Например, дефект масс α -частицы равен $29 \cdot 10^{-3}$ единиц массы и соответствует 27 MeV. Это большое значение энергии связи объясняет высокую устойчивость α -частицы. Для тяжелых ядер коэффициент упаковки сильно не меняется; он только немного больше, чем коэффициент упаковки для α -частицы. Это было объяснено предположением, что наибольшее возможное число протонов и электронов в ядрах связано в α -частицы и что взаимодействие между α -частицами значительно меньше, чем взаимодействие между частицами внутри самой α -частицы. Для элементов со средним атомным весом средняя энергия связи α -частицы имеет величину порядка 5 MeV.

Сделаем теперь несколько теоретических замечаний относительно порядка величины энергий связи. Отвлечемся на момент от предположения о существовании электронов в ядре и будем предполагать, что ядра состоят только из тяжелых частиц, т. е. протонов. Скорости протонов в ядре будут малы по сравнению со скоростью света, так как радиус ядра велик по сравнению с комптоновской длиной волны h/Mc протона. Порядок величины этих скоростей может быть получен из принципа неопределенности.

Неопределенность в импульсе протона Δp внутри α -частицы с радиусом r_0 равна

$$\Delta p = \frac{h}{2\pi r_0}.$$

¹⁾ Breit, *Phys. Rev.*, **42**, 348 (1932).

Следовательно, средняя кинетическая энергия будет порядка

$$\bar{T} = \frac{h}{2M} \left(\frac{h}{2\pi r_0} \right)^2.$$

Так как полная энергия в большинстве случаев будет иметь тот же порядок величины, то дефект масс α -частицы по порядку величины будет равен учетверенному выражению для $\bar{T}$. Считая радиус α -частицы равным классическому радиусу электрона, т. е.

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

получаем дефект масс порядка одной сотой единицы массы; это — правильный порядок величины.

Заключения, основанные на квантовой механике, не противоречат предположению о существовании протонов в ядре; однако предположение о существовании в ядре электронов встречает значительные возражения. Написанное выше соотношение неопределенности дает для электронов:

$$\Delta p \approx \frac{h}{2\pi r_0} \approx \frac{hc}{2\pi c^2} mc = 137 mc,$$

откуда

$$\bar{T} \approx \Delta p c \approx 137 mc^2.$$

Если мы допустим (что вообще является правильным, если не делать специальных предположений о законе сил), что энергия связи электрона имеет порядок величины средней кинетической энергии, то для коэффициента упаковки мы получаем значение около 70 MeV на электрон; это находится в полном противоречии с экспериментальными данными. Другая существенная трудность возникает с точки зрения релятивистской теории Дирака; если энергия связи электрона больше $2mc^2$, то такой электрон может переходить из потенциальной ямы в состояние с отрицательной энергией (парадокс Клейна).

Эти замечания показывают, что предполагаемые ядерные электроны не подчиняются законам квантовой механики и поэтому должны рассматриваться на основании совершенно новых принципов. Это заключение подкрепляется и учетом спина и статистических свойств ядер. Так как и электроны и протоны следуют статистике Ферми, то ядро должно подчиняться статистике Бозе или статистике Ферми в зависимости от того, четно или нечетно полное число элементарных частиц, составляющих ядро. Кроме того, так как и электрон и протон имеют спин, равный половине, то по аналогии с атомом мы можем заключить, что спин ядра должен принимать целые или полуцелые значения в зависимости от того, четное или нечетное число частиц содержится в ядре.

Тем не менее все эти выводы находятся в противоречии с опытом. Например, по этой теории ядро N_7^{14} , состоящее из четырнадцати протонов и семи электронов, должно подчиняться статистике Ферми и иметь спин, равный нечетному числу половин. Однако, в действи-

тельности изучение полосатых спектров показало, что спин ядра азота равен 1, а произведенное Разетти¹⁾ исследование рамановского спектра выяснило, что для ядра азота имеет место статистика Бозе. Как мы видели в предыдущем параграфе этой главы, статистика и спин зависят только от атомного веса, который в описываемой схеме строения ядер определяется числом протонов. Таким образом, электроны внутри ядра по этой гипотезе должны терять свои свойства и не влиять на статистику и спин системы. Но тогда возникает вопрос: что мы подразумеваем под ядерными электронами, если эти электроны не обладают никакими характерными для них свойствами, за исключением того, что они имеют отрицательный электрический заряд? Однако, с другой стороны, было бы почти невозможно (до появления совершенно новых представлений в связи с открытием нейтрона) объяснить явление β -распада, не предполагая существования электронов в ядре.

Гамовым²⁾ была сделана попытка создать модель ядра, в которой практически учитывались только тяжелые частицы (протоны и α -частицы). Им был использован факт существования большого класса ядерных явлений (α -распад, ядерные уровни и испускание γ -лучей, искусственные расщепления), которые непосредственно касаются только тяжелых частиц. Поэтому было возможно описать эти явления в соответствии с понятиями квантовой механики. Развита в гл. IV теория α -распада является примером рассуждений этого типа.

Гамов³⁾ пытался найти вид взаимодействия между α -частицами, который мог бы объяснить эмпирические факты, относящиеся к радиусу ядер, α -распаду и зависимости дефекта масс от числа частиц, составляющих ядро. Очевидно, для того чтобы система, состоящая из α -частиц, была устойчива, мы должны предположить, что на очень близких расстояниях кулоновские силы заменяются силами притяжения. Гамов принял для α -частицы конечный радиус и силы притяжения, быстро убывающие с расстоянием и заменяющиеся на больших расстояниях кулоновскими. Эти условия подобны условиям, имеющимся в жидкостях; следовательно, ядро будет иметь плотность, приблизительно не зависящую от его массы, и вместе с тем подобно капле жидкости будет обладать некоторого рода поверхностным натяжением.

Для гамовской модели ядра зависимость энергии от числа N_α α -частиц определяется выражением вида:

$$E = -AN_\alpha + BN_\alpha^{2/3}. \quad (V,1)$$

Здесь первый член, определяемый силами притяжения, пропорционален N_α , так как эти силы действуют только между соседними частицами. С другой стороны, положительный член, определяемый кулоновскими силами, возрастает с увеличением числа частиц быстрее. Отсюда сле-

¹⁾ Rasetti, *Z. Phys.*, **61**, 598 (1930).

²⁾ Gamow, *Atomic Nuclei and Radioactivity*, Oxford (1931). (Есть русское издание ГТТИ. 1932. М. — Л. *Прим. перев.*)

³⁾ Gamow, *цитир. выше*.

дует, что с некоторого момента добавление α -частицы требует затраты энергии и поэтому ядро становится неустойчивым; это приводит к самопроизвольному испусканию α -частицы.

5. Гипотеза о строении ядра из протонов и нейтронов и теория обменных сил. Ознакомимся теперь в кратких чертах со свойствами нейтрона (детальное рассмотрение их будет сделано в гл. VI).

Гипотеза о существовании нейтральных частиц в ядре высказывалась несколько раз, пока открытие нейтрона в 1931 г. не подтвердило ее экспериментально. Эта частица выбивается при искусственном расщеплении некоторых легких элементов α -частицами, протонами или дейтронами и взаимодействует с веществом почти исключительно при столкновении с ядрами (например, при упругих столкновениях с ядрами водорода). Изучение этих столкновений показало, что масса нейтрона приблизительно равна массе протона.

Более точное значение массы нейтрона можно получить из баланса энергии некоторых реакций искусственного расщепления. В настоящее время наиболее подходящей реакцией является фотоэлектрическое расщепление дейтрона на нейтрон и протон (см. § 10 гл. VI). С помощью этого метода масса нейтрона была найдена равной 1,0090; таким образом, нейтрон оказывается лишь немногим тяжелее водородного атома.

Гипотеза о строении ядра из нейтронов и протонов, впервые развитая в теориях Гейзенберга¹⁾ и Майорана²⁾, непосредственно устраняет две основные трудности, указанные в предыдущем параграфе. (а) Согласно гипотезе о строении ядра из протонов и нейтронов, ядро состоит только из тяжелых частиц и поэтому к нему можно применять квантовую механику. (б) Если мы предположим, что нейтрон подобно протону имеет спин, равный половине, и подчиняется статистике Ферми, то все трудности, связанные со спином и статистикой, исчезают. Действительно, свойства спина и статистики в этом случае зависят от всех частиц, составляющих ядро, и, следовательно, от четного или нечетного значения атомного веса; этот результат находится в согласии с экспериментом.

Теперь мы должны рассмотреть гипотезы о взаимодействии элементарных частиц. Эти гипотезы можно сформулировать таким образом, чтобы объяснить экспериментальные факты. Как мы видели в § 2 этой главы, полная энергия связи ядра в первом приближении пропорциональна числу частиц. Это указывает на то, что ядерные силы связи обладают свойством насыщения, подобно соответствующим свойствам химических сил связи. Другими словами, каждая частица в ядре взаимодействует только с небольшим числом соседних частиц, а не со всеми; в противном случае полная энергия связи должна была бы возрастать по меньшей мере пропорционально квадрату числа частиц, составляющих ядро.

¹⁾ Heisenberg, *Z. Phys.*, **77**, 1, (1932); Rapport du Congrès Solway, Brussels (1934); Zeeman Festschrift, S. 108 (Haag, 1935).

²⁾ Majorana, *Z. Phys.*, **82**, 137 (1933).

Подобным же образом объем ядра (см. § 4 гл. VI) в первом приближении пропорционален числу частиц, т. е. плотность ядерного вещества приблизительно постоянна. Это опять будет иметь место в том случае, если каждая частица взаимодействует только с соседними частицами, подобно молекулам в жидкости.

Теперь нам нужно указать на следующее обстоятельство (подробнее оно будет разобрано ниже): в гипотезе о строении ядра из нейтронов и протонов сохранение электрического заряда требует предположения о том, что испускание электрона ядром связано с превращением нейтрона в протон; аналогичным образом, испускание позитрона (см. § 6 этой главы) связано с превращением протона в нейтрон. Таким образом, существует механизм, с помощью которого в системе, состоящей из определенного числа тяжелых частиц, может меняться отношение числа нейтронов к числу протонов. Следовательно, в устойчивом ядре это отношение будет принимать значение, соответствующее наименьшей энергии его. Правильная теория должна дать зависимость этого отношения от числа частиц, составляющих ядро.

Рассмотрим три вида взаимодействий между элементарными частицами: взаимодействие протон — протон, протон — нейтрон и нейтрон — нейтрон.

При взаимодействии протонов с протонами мы сначала должны учесть кулоновские силы, хотя аномальное рассеяние протонов в водороде (см. § 4 гл. VI) обнаруживает существование и других сил. Что касается остальных двух видов взаимодействий, то только исследование ядерных явлений может привести нас к формулировке возможных гипотез. Следствия из этих гипотез должны быть развиты дальше для того, чтобы их можно было подвергнуть хорошей экспериментальной проверке.

Наиболее выдающиеся попытки создать теорию взаимодействия ядерных частиц были сделаны Гейзенбергом и Майораной. Во всех этих исследованиях взаимодействие нейтрон — нейтрон и взаимодействие протон — протон (не кулоновского типа) не рассматривались, так как предполагалось, что оба эти вида взаимодействия играют меньшую роль, чем взаимодействие нейтрон — протон. Это — простейшая гипотеза, которая объясняет то, что легкие ядра, для которых электростатическое отталкивание протонов мало, содержат приблизительно одинаковое число протонов и нейтронов. Очевидно, такое распределение будет иметь место в том случае, если существует только взаимодействие нейтрон — протон, так как симметрия задачи по отношению к двум видам частиц требует, чтобы минимум энергии соответствовал одинаковым числам частиц обоих видов. Однако, такой же вывод можно сделать и при любых других предположениях, лишь бы силы взаимодействия протон — протон и нейтрон — нейтрон были равны (см. конец этого параграфа).

Таким образом, эта важная проблема сводится к определению взаимодействия нейтрон — протон, причем мы можем предположить, что это взаимодействие выражается обычным потенциалом $U(r)$. Для того чтобы получить непроницаемость частиц, приводящую к постоянной

плотности ядерного вещества, мы должны предположить (по аналогии с гипотезой, предложенной Гамовым для его капельной модели ядра, построенного из α -частиц), что для расстояний, меньших некоторой определенной величины, этот потенциал очень быстро возрастает. Таким образом, эта гипотеза эквивалентна предположению о наличии конечного радиуса у элементарных частиц.

Вместо этого Гейзенберг и Майорана предположили, что взаимодействие нейтрон — протон не может быть описано с помощью обычного потенциала; скорее оно связано с силами обменного типа, подобными силам, связывающим вместе два атома в молекуле водорода (теория Гайтлера-Лондона). Как мы увидим, эта гипотеза объясняет основные факты без предположения о конечном радиусе элементарных частиц.

После того как гипотеза обменных сил между нейтроном и протоном принята, остается еще выбор между двумя специальными видами взаимодействия. Вместе с Майораной мы можем предположить, что взаимодействие происходит только вследствие обмена местами двух частиц, каждая из которых сохраняет при этом направление своего спина; или вместе с Гейзенбергом, — что между двумя частицами происходит обмен как положениями их, так и направлениями их спинов. Для того чтобы уточнить это, обозначим через x и s , соответственно, координаты положения (x представляет три координаты, x, y, z) и спиновую координату протона; в то же время ξ и σ пусть представляют соответствующие координаты нейтрона. Гипотезы Гейзенберга и Майорана предполагают, что член взаимодействия в функции Гамильтона имеет вид:

$$V(x, s; \xi, \sigma) = -I(x - \xi)S. \quad (V, 2)$$

Здесь $I(x - \xi)$ есть функция расстояния между двумя частицами и S — оператор, который в гейзенберговском случае производит преобразование

$$S\psi(x, s; \xi, \sigma) = \psi(\xi, \sigma; x, s). \quad (V, 3)$$

С другой стороны, оператор Майорана производит преобразование

$$S\psi(x, s; \xi, \sigma) = \psi(\xi, s; x, \sigma). \quad (V, 4)$$

Для того чтобы решить, какую гипотезу следует предпочесть, мы должны сделать из них дальнейшие выводы. В обоих случаях мы замечаем, что если мы на время пренебрежем спином и будем считать $\psi(x; \xi)$ собственной функцией определенного состояния системы протон — нейтрон, то средняя энергия взаимодействия будет

$$\bar{V} = + \iint \psi^*(x; \xi) V(x; \xi) \psi(x; \xi) dx d\xi \quad (V, 5)$$

Следовательно, если член взаимодействия имеет вид соотношения (V, 2) то предыдущее выражение можно написать следующим образом:

$$\bar{V} = - \iint \psi^*(x; \xi) I(x - \xi) \psi(\xi; x) dx d\xi. \quad (V, 6)$$

Теперь предположим, что собственная функция $\psi(x; \xi)$ может быть представлена в виде произведения функции от координат нейтрона на функцию координат протона

$$\psi(x; \xi) = f(x) \varphi(\xi).$$

В этом случае выражение (V,6) принимает следующий вид:

$$\bar{V} = - \iint f^*(x) \varphi(x) f(\xi) \varphi^*(\xi) I(x - \xi) dx d\xi. \quad (V,7)$$

Из этой зависимости следует, что средняя энергия взаимодействия обращается в нуль, если как $f(x)$, так и $\varphi(\xi)$ равны нулю для одного и того же значения аргумента. Другими словами, взаимодействие протон — нейтрон исчезает, если волновые пакеты двух частиц не перекрывают друг друга хотя бы частично.

Полученный результат применим к (V,3) или (V,4) постольку, поскольку мы предполагаем, что взаимодействие нейтрон — протон выражается обменным оператором. Если теперь мы будем учитывать спин, то заметим, что в случае (V,4) оператор не влияет на спиновую координату, и поэтому взаимодействие нейтрон — протон совершенно не зависит от ориентации спина. С другой стороны, если мы для обменного оператора примем вид (V,3), то можно сразу заметить, что член взаимодействия меняет знак в зависимости от того, параллельны или антипараллельны спины протона и нейтрона.

Рассмотрим теперь некоторое квантовое состояние протона в ядре, характеризуемое некоторыми координатами положения. Мы знаем, что из учета спина и принципа Паули следует, что в этом состоянии могут находиться два протона. Энергия взаимодействия этой системы с нейтроном, волновой пакет которого частично перекрывается волновыми пакетами двух протонов, по гипотезе Майораны равна удвоенной энергии взаимодействия одного протона с нейтроном; в то же время по гипотезе Гейзенберга с нейтроном взаимодействует только один из протонов.

Такое же рассуждение можно применять к двум нейтронам, находящимся в одном и том же квантовом состоянии и взаимодействующим с протоном. Для случая майорановского взаимодействия система, состоящая из двух нейтронов и двух протонов (все частицы находятся в одном и том же квантовом состоянии), имеет очень большую энергию взаимодействия, так как все четыре взаимодействия протон — нейтрон складываются вместе. Эта система является чрезвычайно устойчивой и аналогична заполненной электронной оболочке атома. Между тем при взаимодействии Гейзенберга заполненной оболочке соответствует уже пара нейтрон — протон с параллельными спинами. Отсюда, так как экспериментальные значения дефекта масс дейтрона и α -частицы показывают, что замкнутой группой следует считать α -частицу, мы должны, следовательно, принять взаимодействие Майораны (позднее его принял и Гейзенберг).

Произведем теперь приблизительную оценку порядка величины полной энергии ядра, получаемой при принятии различных типов

взаимодействий. Предположения, развитые в § 4 этой главы, показывают, что если в ядре с радиусом R содержится Z протонов, то на каждый протон приходится объем порядка R^3/Z . Линейные размеры этого объема соответствуют величине

$$\frac{R}{Z^{1/3}}.$$

Импульс p , соответствующий этой длине, таков, что

$$\frac{h}{p} \approx \frac{R}{Z^{1/3}},$$

и, следовательно, кинетическая энергия протона будет порядка

$$\frac{p^2}{M} \approx \frac{h^2 Z^{2/3}}{MR^2}.$$

С другой стороны, электростатическая энергия, приходящаяся на один протон, по порядку величины равна

$$\frac{Ze^2}{R}$$

Следовательно, кинетическая энергия ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов, приблизительно равна

$$T \approx \frac{h^2}{M} \frac{Z^{5/3} + N^{5/3}}{R^2}, \quad (V,8)$$

и электростатическая энергия

$$U \approx \frac{e^2 Z^2}{R}. \quad (V,9)$$

Так как и $\frac{dT}{dR}$ и $\frac{dU}{dR}$ отрицательны, то обеим этим энергиям соответствует некоторая развединающая сила. Оценим теперь относительную величину обеих сил. Если мы учтем численные множители, которые в предыдущих формулах не рассматривались, и если для радиуса ядра мы примем эмпирическое значение

$$R = 2 \cdot 10^{-13} Z^{1/3}, \quad (V,10)$$

то отношение величин обеих сил мы найдем равным

$$\frac{\frac{dT}{dR}}{\frac{dU}{dR}} \approx 10 \cdot Z^{-1/3}.$$

Эта формула показывает, что в легких ядрах преобладает развединающая сила, связанная с кинетической энергией; в тяжелых ядрах — кулоновское отталкивание. Для того чтобы сделать ядро устойчивым, этим силам отталкивания должны быть противопоставлены значительные силы притяжения, возникающие при взаимодействии нейтронов с протонами.

Чтобы оценить действие этих сил на основе взаимодействия, предложенного Майораной, мы должны напомнить *), что в системе, состоящей из n тождественных частиц в единице объема, антисимметрические собственные функции в первом приближении можно выбрать так, чтобы каждая частица была представлена волновым пакетом, имеющим объем $1/n$. Отсюда следует, что пакеты отдельных частиц не перекрывают друг друга. Такое описание возможно вследствие того, что минимальные линейные размеры волнового пакета даются длиной волны де Бройля, соответствующей максимальному импульсу; эта длина волны имеет порядок величины

$$\frac{1}{n^{1/2}}$$

Будем рассматривать теперь ядро, как вырожденный газ, содержащий в единице объема n_1 частиц одного сорта и n_2 частиц другого сорта; допустим, что $n_1 < n_2$ и не будем фиксировать, какие из этих частиц являются протонами и какие — нейтронами. Эти частицы могут быть представлены волновыми пакетами с объемами, соответственно, $1/n_1$ и $1/n_2$. Тогда мы можем вычислить энергию взаимодействия для частицы второго сорта на основе гипотезы, что ее волновой пакет полностью содержится внутри отдельного волнового пакета частицы первого сорта. Легко видеть, что другие случаи, для которых волновой пакет частицы второго сорта частично перекрывается с большим числом пакетов частиц первого сорта, дают такое же значение для энергии взаимодействия.

Объемы волновых пакетов обоих видов будут:

$$\tau_1 = \frac{1}{n_1}, \quad \tau_2 = \frac{1}{n_2}.$$

Соответствующие собственные функции будут иметь значения порядка

$$\frac{1}{V\tau_1}, \quad \frac{1}{V\tau_2}$$

внутри соответствующего пакета и будут исчезать вне его. Пользуясь выражением (V,7) и обозначая координаты двух частиц через x_1 и x_2 , мы находим, что матричный элемент взаимодействия между нейтроном и протоном имеет вид:

$$\begin{aligned} V &= - \int \int_{\tau_1 \tau_2} \psi_1(x_1) \psi_2(x_2) I(r) \psi_1(x_2) \psi_2(x_1) d\tau_1 d\tau_2 = \\ &= - \frac{1}{\tau_1 \tau_2} \int \int_{\tau_1 \tau_2} I(r) d\tau_1 d\tau_2 = - \frac{\tau_2}{\tau_1} \overline{I(r)} = - \frac{\tau_2}{\tau_1} I(0\sqrt{\tau_2}), \quad (V, 11) \end{aligned}$$

*) См. Dirac, Principles of Quantum Mechanics, Oxford (1935). (Есть русский перевод: 2-е издание, ОНТИ, 1937. *Прим. перев.*)

где $\bar{I}(\bar{r})$ — среднее значение функции $I(r)$ внутри меньшего пакета (с объемом τ_2) и θ — число, по порядку величины равное единице. Таким образом, в объеме τ_2 мы имеем

$$\bar{I}(\bar{r}) = I(\theta\sqrt[3]{\tau_2}).$$

Энергия взаимодействия в единице объема получается умножением на n_2 :

$$n_2 \bar{V} = -n_1 \bar{I}(\bar{r}) = -n_1 I(\theta\sqrt[3]{\tau_2}). \quad (V,12)$$

Этот результат пропорционален n_1 , т. е. числу менее многочисленных частиц.

Если мы не будем учитывать электростатическую энергию, что для легких ядер является допустимым приближением, то наиболее устойчивое состояние будет соответствовать одинаковому числу протонов и нейтронов. Если мы теперь примем

$$n_1 = n_2 = \frac{3Z}{4\pi R^3},$$

то формула (V,12) дает для полной энергии взаимодействия протон—нейтрон в ядре выражение:

$$W = -ZI\left(\frac{\omega R}{\sqrt[3]{Z}}\right), \quad (V,13)$$

где ω — число, по порядку величины равное единице. Эта энергия исчезает для $R = \infty$; в то же время, для очень малых значений радиуса ядра, волновой пакет уменьшается до точки, и поэтому энергия W стремится к постоянному значению $-ZI(0)$.

Если мы представим на чертеже кинетическую энергию T , даваемую формулой (V,8), энергию W и их сумму в зависимости от $1/R$, то мы получим кривые, имеющие вид, указанный на рис. 34. Очень простой вид положительной функции $I(r)$ приводит к тому, что устойчивое состояние ядра соответствует конечному значению радиуса. Это значение, соответствующее минимуму полной энергии, на рис. 34 обозначено через R_0 .

Мы увидим также, что плотность ядра в устойчивом состоянии не зависит от числа частиц. Действительно, из формул (V,8) и (V,13) вытекает, что полная энергия равна:

$$T + W = k \frac{Z^{1/3}}{R^2} - ZF\left(\frac{\omega R}{Z^{1/3}}\right), \quad (V,14)$$

где k — постоянная и F — функция, определять вид которой нет необходимости. Мы получим условие равновесия для ядра, если приравняем нулю производную энергии по радиусу. Это дает уравнение:

$$\left(\frac{Z^{1/3}}{R}\right)^3 = \text{const} \cdot F'\left(\frac{\omega R}{Z^{1/3}}\right). \quad (V,15)$$

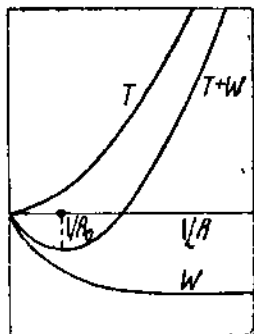


Рис. 34. Энергия ядра при предположении существования обменных сил.

Это уравнение содержит неизвестную переменную Z/R^3 , которая с точностью до постоянного множителя есть плотность ядра.

Было сделано несколько попыток¹⁾ точнее определить вид функции $I(r)$ и вычислить значения энергии связи простейших ядер или кривую дефекта масс в зависимости от числа частиц, учитывая кулоновские силы, которыми мы до сих пор пренебрегали.

Например, были предложены силы взаимодействия следующего вида:

$$I(r) = ae^{-br}, \quad (a)$$

$$I(r) = ae^{-b^2r^2}, \quad (b)$$

где a и b — подбираемые постоянные. В то время как, например, для выражения (б) мы можем выбрать постоянные a и b так, чтобы получить правильные дефекты масс для наиболее легких ядер H_1^2 , H_1^3 и He_2^4 , при попытках вычислить энергии связи более тяжелых ядер встречаются значительные трудности. Так как мы не можем решить точное волновое уравнение, то здесь мы должны обратиться к какому-либо статистическому методу, например, к методу Ферми-Томаса или к методу Хартри. К несчастью, эти статистические методы оказались совершенно неподходящими для решения этой проблемы, так как тип взаимодействия таков, что дает для сил связи между нейтронами и протонами насыщение (подобно химическим силам связи). Поэтому, даже в первом приближении, нельзя описывать действие всех нейтронов на один протон (или наоборот) с помощью статистического потенциала. В связи с этим до сих пор не удалось провести удовлетворительную проверку выражений, предложенных для закона сил по эмпирическим данным о дефектах масс тяжелых ядер.

Гейзенберг рассмотрел условия устойчивости ядра по отношению к процессам α - и β -распада. Испускание α -частицы будет иметь место в том случае, если энергия, необходимая для отделения двух протонов и двух нейтронов от ядра, меньше, чем энергия связи α -частицы; постоянная распада в этом случае будет приблизительно определяться формулой Гамова-Гарни-Кондона. При разумных предположениях обменное взаимодействие дает правильные границы устойчивости для этого процесса. Подобное же рассуждение можно применить к устойчивости ядра по отношению к процессу β -распада, если мы примем, что этот процесс связан с превращением нейтрона в протон и что всегда при этом выполняется закон сохранения энергии (см. § 6 этой главы).

Однако следует отметить, что ни одна статистическая теория не может объяснить устойчивости или неустойчивости отдельных ядер; диаграмма изотопов (приведенная на рис. 30, 31 и 32) показывает, что в то время как для устойчивых ядер атомный вес в общем является плавной функцией заряда, существуют местные неправильности. Эти неправильности вызваны тем, что между устойчивыми ядрами расположены α - и β -активные ядра и энергия распада радиоактивных ядер неправильно меняется в зависимости от N и Z .

¹⁾ Weizsäcker, *Phys. Z.*, 36, 779 (1935).

Дополнительные сведения о взаимодействии между элементарными частицами недавно были получены из теоретического и экспериментального исследования простейших ядерных систем (т. е. ядер H^2 , H^3 , He^3 и He^4) и из рассеяния нейтронов протонами и протонов протонами. Сначала мы рассмотрим случай дейтрона.

Здесь мы имеем проблему двух тел; и если известна зависимость сил, действующих между двумя частицами, от расстояния между ними, можно получить точные решения волнового уравнения и определить уровни энергии.

Если отделить часть собственной функции, зависящую от координат центра тяжести, то после этого остается собственная функция $u(\mathbf{r})$, которая зависит только от относительной (векторной) координаты $\mathbf{r}$ двух частиц. Если мы примем взаимодействие Майораны, то эта собственная функция должна удовлетворять уравнению Шредингера

$$\frac{\hbar^2}{8\pi^2\mu} \nabla^2 u(\mathbf{r}) + Eu(\mathbf{r}) = -I(r)u(-\mathbf{r})$$

независимо от ориентаций спина, так как обменный оператор просто превращает $\mathbf{r}$ в $-\mathbf{r}$; $\mu = M/2$ — приведенная масса системы. Для случая взаимодействия Гейзенберга мы имели бы такое же волновое уравнение при параллельных спинах двух частиц; но для антипараллельных спинов второй член уравнения должен быть умножен на -1 . Если существует решение уравнения Шредингера с отрицательным значением E , то мы имеем устойчивое состояние дейтрона.

Если потенциал $I(r)$ обладает сферической симметрией, то мы можем собственную функцию выразить в виде произведения радиальной и шаровой функций. Таким образом

$$u(\mathbf{r}) = \frac{1}{r} u_l(r) P_l^m(\theta) e^{im\varphi}.$$

При отражении в центре (т. е. при замене $\mathbf{r}$ на $-\mathbf{r}$) шаровая функция умножается на $(-1)^l$. Следовательно, мы будем иметь притяжение или отталкивание (если, как мы предположили, $I(r) > 0$) в зависимости от того, четным или нечетным является орбитальный момент количества движения l . Квантовое состояние с наименьшей энергией будет соответствовать $l=0$ (S -состояние).

Данные о силе, действующей между нейтроном и протоном, можно получить из того экспериментального факта, что дейтрон существует в устойчивом состоянии с энергией связи

$$-E_0 = 2,2 \text{ MeV.}$$

Однако, если мы для функции $I(r)$ примем вид (а) или (б) (см. стр. 144), то одной этой величины недостаточно для определения постоянных a и b в отдельности. Мы можем лишь установить соотношение между этими двумя постоянными¹⁾. На основании других соображений оказывается вероятным, что радиус действия очень мал

¹⁾ См. Bethe and Bacher. *Rev. of Modern Phys.*, 8, 82 (1936) § 12—23.

и, следовательно, потенциальная яма очень глубока, порядка 30 MeV. Малое значение энергии связи дейтрона является следствием того, что собственная функция простирается на значительно большую область, чем область, в которой потенциальная энергия имеет приведенное выше большое значение. И только начиная с α -частицы нейтроны и протоны упакованы достаточно плотно для использования очень больших сил притяжения; при этом дефект масс на одну частицу принимает нормальное большое значение.

То обстоятельство, что по экспериментальным данным спин дейтрона имеет значение, равное единице, указывает на то, что у дейтрона и протона спины параллельны. По употребляемой в спектроскопии терминологии основным состоянием дейтрона является 3S -состояние. При взаимодействии Майораны 1S -состояние обладает приблизительно такой же энергией. Разность между ними будет определяться только взаимодействием магнитных моментов; можно ожидать, что эта разность, самое большее, имеет порядок величины 100 eV. Однако эти заключения противоречат экспериментам по рассеянию нейтрон — протон, которые приводят к следующим соображениям.

Вычисление эффективного сечения для упругого столкновения между нейтроном и протоном производится с помощью формулы¹⁾

$$\sigma = \frac{h^2}{\pi M} \frac{1}{4} \left[\frac{1}{E_1 + \frac{1}{2}W} + \frac{3}{4} \frac{1}{E_0 + \frac{1}{2}W} \right],$$

где E_0 и E_1 (взятые с положительным знаком), соответственно, являются энергиями наиболее низких триплетного и синглетного состояний; W — энергия падающего нейтрона. Если мы полагаем, что практически $E_0 = E_1$ (взаимодействие Майораны), то эффективное сечение при малых скоростях ($W = 0$) приблизительно равно $2 \cdot 10^{-24}$ см². Большое экспериментальное значение $12 \cdot 10^{-24}$ см² (см. § 10 гл. VI) по Вигнеру можно объяснить только предположением, что силы в некоторой степени зависят от ориентации спинов и что, таким образом, энергия синглетного состояния

$$E_1 = 0,13 \text{ MeV.}$$

Однако эти эксперименты не дают возможности решить, будет ли синглетное состояние дейтрона стационарным или виртуальным, т. е. выяснить — отрицательно или положительно E_1 . Решение этого вопроса может быть получено определением отношения эффективного сечения для упругого рассеяния к эффективному сечению захвата (см. § 10 гл. VI) для медленных нейтронов в водороде. Наблюдаемое значение 150 для этого отношения, повидимому, указывает на то, что синглетное состояние дейтрона является виртуальным. Поэтому, кроме основного состояния, у дейтрона нет других устойчивых состояний.

Таким образом, между наиболее низким синглетным и триплетным состояниями системы протон — нейтрон имеется разность энергий

¹⁾ Bethe and Bacher, *цит. выше*, § 14.

около 2,3 MeV. Мы можем объяснить это предположением, что имеется небольшая сила гейзенберговского типа, накладывающаяся на основную силу типа Майораны.

Это изменение прежнего понимания взаимодействия нейтрон—протон существенно при вычислении энергии связи ядер. Новый и более детальный анализ проблемы легких ядер H^3 , He^3 и He^4 был недавно предпринят Финбергом¹⁾. Одно из сделанных им существенных открытий заключается в том, что для объяснения наблюдаемых дефектов масс этих ядер, в противоположность прежним предположениям, необходимо принять существование сил между одинаковыми частицами. Почти одинаковые значения масс H^3 и He^3 (в добавление к главному аргументу, что для более тяжелых ядер, для которых еще можно пренебречь электростатической энергией, $A \approx 2Z$) указывают на то, что взаимодействия протон—протон и нейтрон—нейтрон равны. Таким образом, для разбора многих проблем строения ядра, вероятно, будет достаточно иметь данные лишь относительно одного из этих двух типов сил.

Мы не имеем возможности непосредственно получить сведения о взаимодействии нейтрон—нейтрон; данные же о силах между протонами недавно были получены из экспериментов Тьюва, Гейденбурга и Гафштада (см. § 4 гл. VI) по рассеянию протонов протонами. Наблюдаемое отклонение от формулы Мотта (см. § 10 гл. III) приблизительно можно описать на основе предположения о смещении фазы только для S -волны (см. § 2 и 4 гл. VI).

Как обычно, эти опыты не дают возможности определить радиус действия сил и глубину потенциальной ямы в отдельности, но дают сочетание этих двух величин. Чрезвычайно важно отметить, что сила протон—протон оказывается силой притяжения, и только немного меньшей, чем сила протон—нейтрон*). На основании того, что ядерные силы обладают свойством насыщения, можно предположить, что взаимодействие между одинаковыми частицами также имеет обменный характер.

Из соответствующих экспериментальных данных по рассеянию мы получаем сведения о силе протон—протон для случая, когда система находится в S -состоянии и, следовательно, спины обоих протонов антипараллельны. Действительно, принцип Паули исключает S -состояние двух протонов с параллельными спинами. Из рассмотрения энергии связи ядер мы приходим к заключению, что силы между одинаковыми частицами с параллельными спинами значительно меньше и, вероятно, являются силами отталкивания.

Предполагая, несколько произвольно, что все взаимодействия могут быть представлены потенциалом, соответствующим „кривой ошибок“

¹⁾ Feenberg, *Phys. Rev.*, **47**, 850 (1935); **48**, 906 (1935); **49**, 328 (1936); см. также Bethe and Bacher, *цит. выше*.

*) На основании рассматриваемых опытов Тьюва, Гейденбурга и Гафштада можно судить лишь о порядке величины сил между протонами. Поэтому заключение о том, что они несколько меньше сил между протоном и нейтроном, вряд ли можно считать достаточно обоснованным. (*Прим. перев.*)

(тип (б) на стр. 144), и что постоянная $1/b$ (радиус действия) имеет одно и то же значение $2,3 \cdot 10^{-13}$ см для взаимодействий всех типов, мы находим¹⁾ следующие значения для a (глубина потенциальной ямы):

Взаимодействие	Значение
Нейтрон — протон с параллельными спинами	33 MeV
Нейтрон — протон с антипараллельными спинами	24 MeV
Две одинаковые частицы с антипараллельными спинами	21 MeV

Эти значения можно рассматривать как отвечающие наилучшим образом всем известным данным о рассеянии протон — протон и нейтрон — протон и о масс-дефектах легких ядер.

6. Теория β -распада. В теории Гейзенберга-Майораны принимается, что взаимодействие нейтрон — протон обуславливается возможностью обмена электрическим зарядом между двумя частицами. Мы можем также сказать, что протон и нейтрон представляют собой два квантовых состояния одной и той же частицы, которую мы просто будем называть *тяжелой* частицей. Если мы исключаем гипотезу о существовании электронов в ядре, то мы должны допустить, что электрон рождается в процессе β -распада. Тогда закон сохранения электрического заряда требует, чтобы это испускание было связано с переходом ядерной тяжелой частицы из квантового состояния нейтрона в квантовое состояние протона. На этом принципе Ферми²⁾ построил теорию β -распада. Для того чтобы к этой задаче можно было применять квантовую механику, при β -распаде должен выполняться закон сохранения энергии. С экспериментальными данными о непрерывных β -спектрах это можно согласовать только лишь с помощью нейтринной гипотезы, предложенной Паули. Следовательно, теория Ферми основана на предположении, что превращение нейтрона в протон может происходить только лишь с одновременным испусканием электрона и нейтрино — гипотетической частицы, не имеющей электрического заряда, обладающей ничтожной массой, спиню, равным половине, и подчиняющейся статистике Ферми.

Предположения о свойствах нейтрино в отношении спина и статистики необходимы для устранения других трудностей, не менее важных, чем трудности, связанные с сохранением энергии. Действительно, мы должны были бы ожидать, что свойства ядер, обладающих целым или полуцелым спином и подчиняющихся статистике Бозе или Ферми, будут переходить друг в друга при испускании электрона — частицы со спином, равным половине, подчиняющейся статистике Ферми. Вместо этого экспериментальные данные показывают, что эти свойства не меняются при превращении ядра в его изобар в процессе β -распада. Приведенные выше предположения о свойствах нейтрино устраняют трудности, связанные со спином и статистикой.

¹⁾ Сообщение, сделанное Бете на конференции по ядру в Корнеллевском университете в Итака (июль 1936 г.).

²⁾ Fermi, *Z. Phys.*, 88, 161 (1934).

Таким образом, мы находим значительное сходство между β -распадом и явлением испускания светового кванта при переходе электрически заряженной частицы от более высокого к более низкому квантовому состоянию. Подобно тому как мы считаем, что фотон не существует в атоме, а возникает при квантовом переходе, мы допускаем, что электрон и нейтрино (которые мы будем называть *легкими* частицами) возникают при переходе тяжелой частицы из квантового состояния, в котором она является нейтроном, в состояние, при котором она является протоном.

Следовательно, теория β -распада будет подобна теории излучения Дирака с следующим существенным отличием. В рассматриваемом случае члены гамильтоновской функции, соответствующие переходу тяжелой частицы из нейтронного состояния в состояние, в котором она является протоном, должны быть таковы, чтобы допускать этот переход только лишь с одновременным испусканием двух легких частиц вместо испускания одного фотона. Кроме того, испускаемые легкие частицы удовлетворяют статистике Ферми, а не статистике Бозе. Теория усложняется тем, что рассмотрение системы с переменным числом тождественных частиц, удовлетворяющих статистике Ферми, требует применения так называемого метода *вторичного квантования* Клейна, Иордана и Дирака¹⁾. Мы опишем теорию только в основных чертах; для детального рассмотрения вопроса следует обращаться к оригинальной литературе.

Гамильтоновская функция невозмущенной системы, т. е. системы, в которой взаимодействием между тяжелыми и легкими частицами в первом приближении можно пренебречь, будет равна сумме члена, принадлежащего тяжелой частице, и членов, относящихся к легким частицам; эти легкие частицы будут электронами и нейтрино в некоторых квантовых состояниях, характеризующихся собственными функциями ψ_n и φ_n , соответственно. Затем мы должны ввести в гамильтоновскую функцию члены, дающие переходы между различными квантовыми состояниями невозмущенной системы, подобно тому как в теории излучения взаимодействие поля излучения с частицей определяет переход последней от одного квантового состояния к другому.

Этот случай может быть также разобран на основе теории возмущений.

Трудность задачи состоит в выборе членов взаимодействия. Ферми предложил наиболее простое возможное взаимодействие, удовлетворяющее основным требованиям; однако, как будет показано ниже, оказалось, что вид этого члена взаимодействия пуждается в изменении.

Принимая первоначальную формулировку, предложенную Ферми для описания взаимодействия, мы получаем следующий результат. Пусть $u_n(x)$ и $v_m(x)$, соответственно, будут собственные функции нейтронного и протонного состояний в ядре. Тогда вероятность процесса, при котором нейтрон в состоянии n превращается в протон

¹⁾ См. Dirac, Principles of Quantum Mechanics, Oxford (1935). (Русское второе издание 1937, ОИИТ).

в состоянии m с появлением электрона в квантовом состоянии s , дается выражением:

$$P_s = \frac{8\pi^2 g^2}{h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \frac{p_s^2}{v_s} \left(\bar{\psi}_s \psi_s - \frac{\mu c^2}{K_s} \bar{\psi}_s \beta \psi_s \right), \quad (V, 16)$$

где p_s и v_s — импульс и скорость нейтрино в состоянии, в котором для невозмущенной энергии выполняется закон сохранения; μ — масса нейтрино; ψ_s и $\bar{\psi}_s$ — четырехкомпонентные собственные функции релятивистского электрона; β — одна из матриц Дирака; K_s — энергия нейтрино; и, наконец, g — универсальная постоянная (см. ниже).

Эта формула, по крайней мере теоретически, позволяет нам вычислить среднюю продолжительность жизни и распределение энергии при β -распаде. Мы видим, что в формуле (V, 16) квантовые состояния протона и нейтрона зависят только от матричных элементов $\int v_m^* u_n d\tau$. Это обстоятельство объясняется тем, что длины волн де Бройля для электрона и нейтрино велики по сравнению с линейными размерами ядра. Рассматриваемый вопрос подобен случаю из обычной теории излучения: когда испускаемая длина волны велика по сравнению с линейными размерами излучающей системы, то излучение определяется матричными элементами электрического момента. Матричный элемент вообще будет по порядку величины равняться единице, но в некоторых случаях, вследствие особой симметрии собственных функций нейтрона и протона, он может совершенно исчезать. В этом случае мы будем считать, что переход запрещен. Подобно запрещенным переходам в оптике, запрещенные переходы при β -распаде могут происходить, однако вероятность их будет меньше. То, что запрещенные переходы все же происходят, обуславливается теми членами, которыми мы пренебрегали в первом приближении.

Следует также отметить, что процесс распада может происходить только в том случае, если выполняется следующее условие для энергий:

$$W = E_N - E_p! > (m + \mu) c^2, \quad (V, 17)$$

где W — разность энергий между первоначально запятым n -состоянием нейтрона и свободным m -состоянием протона. Член со скобками представляет собственную энергию двух легких частиц.

Необходимо рассмотреть влияние, которое оказывает масса нейтрона μ на вид распределения β -частиц по энергиям. Простыми вычислениями можно показать, что если μ достаточно велико, то интенсивность непрерывного спектра для верхнего предела энергий резко падает до нуля; в то же время для малой массы нейтрино кривая распределения спадает до нуля почти асимптотически. Экспериментальные кривые дают последний случай; это мы будем считать указанием на то, что масса нейтрино равна нулю или, по крайней мере, мала по сравнению с массой электрона*).

*) Последние данные, полученные в Лаборатории А. П. Аляхавова (Лен. физ.-тех. институт), скорее указывают на то, что масса нейтрино отлична от нуля. (Прим. перев.)

Для простоты мы будем принимать, что $\mu = 0$. Вследствие этого формула (V, 16) приобретает более простой вид:

$$P_s = \frac{8\pi^2 g^2}{c^3 h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \bar{\psi}_s \psi_s (W - H_s)^2, \quad (\text{V}, 18)$$

где $W - H_s = K_s$ есть энергия, приобретаемая нейтрино.

Для того чтобы оценить среднюю продолжительность жизни и вид кривой распределения электронов по энергиям, мы должны вычислить релятивистские собственные функции ψ_s непрерывного спектра в поле ядра. Для простоты можно считать, что на расстояниях от центра ядра, больших, чем радиус ядра, оно выражается законом Кулона. Интегрируя по всем значениям импульса электрона и подставляя для радиуса ядра R и атомного номера Z их значения, соответствующие естественным радиоактивным элементам, мы находим следующее выражение для постоянной распада:

$$\frac{1}{\tau} = 1,75 \cdot 10^{16} g^2 \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 F(\eta_0), \quad (\text{V}, 19)$$

где η_0 — максимальный импульс электрона, выраженный в единицах mc , и $F(\eta_0)$ — довольно сложная функция от η_0 . В табл. 31 дано несколько значений этой функции, вычисленных для $Z = 86,2$ и приближенно годных для всех тяжелых радиоактивных элементов.

ТАБЛИЦА 31

Значения функции $F(\eta_0)$

η_0	$F(\eta_0)$	η_0	$F(\eta_0)$	η_0	$F(\eta_0)$	η_0	$F(\eta_0)$
0	76,24	2	1,2	4	29	6	185
1	0,03	3	7,5	5	80	7	380

Перед сравнением этих теоретических результатов с экспериментом мы должны сделать следующие замечания относительно запрещенных переходов. Если состояние ядра можно приблизительно представить с помощью определенных квантовых состояний отдельных нейтронов и протонов, то матричный элемент будет равен нулю, если $i = i'$, где i и i' — моменты количества движения для протонного и нейтронного состояний. Если нельзя пользоваться таким приближением, то разрешенный переход будет соответствовать сохранению полного момента количества движения I ядра. Однако эти правила отбора не являются абсолютными, так как различные возмущения могут вводить запрещенные переходы. К ним относятся возмущения, соответствующие изменению собственных функций электрона и нейтрино в ядре и релятивистским поправкам для тяжелых частиц. Мы можем ожидать, что интенсивность запрещенных переходов будет составлять приблизительно одну сотую интенсивности дозволенного перехода.

Формула (V, 19) устанавливает соотношение между средней продолжительностью жизни и максимальным значением импульса τ_0 . Однако это соотношение еще не вполне определено, так как матричный элемент для различных процессов может иметь различные значения. Если

для разрешенных переходов мы положим матричный элемент равным единице, то мы получим соотношение:

$$\tau F(\tau_0) = \text{const.} \quad (\text{V, 20})$$

Значение постоянной может быть получено на эксперименте.

Табл. 32 дает наблюдаемые значения $\tau F(\tau_0)$ для различных радиоактивных элементов.

Из таблицы следует, что радиоактивные элементы можно разделять на две группы: для одной из них произведение $\tau F(\tau_0)$ имеет порядок величины единицы, для другой это произведение, по крайней

мере, в сто раз больше. Согласно нашим предыдущим соображениям, первую группу мы будем считать соответствующей разрешенным переходам, вторую группу — запрещенным переходам. Изменением матричного элемента легко объяснить то, что произведение $\tau F(\tau_0)$ не остается строго постоянным даже в пределах группы элементов, для которых переходы являются разрешенными (это разделение процессов β -распада на две группы уже было сделано Сарджентом на основании чисто экспериментальных данных).

Из табл. 32 мы можем получить приблизительную оценку универсальной постоянной g . Если мы положим $\tau F(\tau_0) = 1$ для случая, при котором матричный элемент равен единице, то мы найдем:

$$g = 4 \cdot 10^{-50} \text{ см}^3 \cdot \text{эрг.} \quad (\text{V, 21})$$

Ферми вычислил вид распределения для различных значений максимального импульса τ_0 *ме*; результаты приведены на рис. 35.

Общий ход этих кривых аналогичен ходу экспериментальных кривых. Но все же, хотя экспериментальные данные пока еще довольно неточны, оказывается, что между теоретическим и экспериментальным распределением существует определенное разногласие; это разногласие заключается в том, что теория дает слишком много электронов с очень малыми энергиями.

Для устранения этого разногласия Копопинский и Уленбек ¹⁾ предложили вид взаимодействия, несколько отличающийся от взаимодей-

¹⁾ Konopinski and Uhlenbeck, *Phys. Rev.*, 48, 7 (1935).

ствия, предложенного Ферми. Гамильтоновская функция этого измененного взаимодействия содержит не только собственные функции электрона и нейтрино, но также и их производные по координатам. Хотя полученные таким путем теоретические кривые очень хорошо согласуются с экспериментальными, тем не менее пока мы должны рассматривать их лишь как предварительные выражения для электрон-нейтринного поля.

Необходимость пересмотра вида взаимодействия, предложенного Ферми, была указана уже Бете и Пайерлсом ¹⁾ на основании следующих соображений. Если известно взаимодействие между нейтроном и протоном через поле электрон-нейтрино, то на этом основании теоретически возможно вывести выражение для обменных сил Гейзенберга-Майораны между протоном и нейтроном. Однако, если мы возьмем гамильтоновскую функцию по Ферми, то обменные силы получаются слишком малыми. С другой стороны, выражения, содержащие производные собственных функций электрона или нейтрино, могут дать правильный порядок величины для сил Гейзенберга-Майораны. Но даже если известен правильный гамильтониан для электрон-нейтринного поля, все же точный расчет сил между протоном и нейтроном встретил бы трудности, связанные с бесконечной собственной энергией точечной частицы, аналогичные трудностям, с которыми приходится сталкиваться в теории излучения.

Важно отметить, что можно ожидать β -радиоактивности свободного нейтрона, так как масса его значительно больше (приблизительно на 0,8 MeV) массы водородного атома. Однако средняя продолжительность жизни, оцененная на основании предположения, что переход является разрешенным, оказывается достаточно большой (три часа) для того, чтобы ускользнуть от наблюдения, так как нейтрон взаимодействует с ядрами в течение значительно более короткого промежутка времени.

Прежде чем оставить эту тему, мы должны разобрань еще несколько вопросов, связанных с теорией β -радиоактивности. Кроме β -активных элементов, принадлежащих трем радиоактивным рядам, существует много других β -радиоактивных элементов, которые были получены с помощью искусственных расщеплений и часть которых обладает малым атомным номером. Эти элементы должны были бы обнаруживать подобное же теоретическое соотношение между периодом полураспада

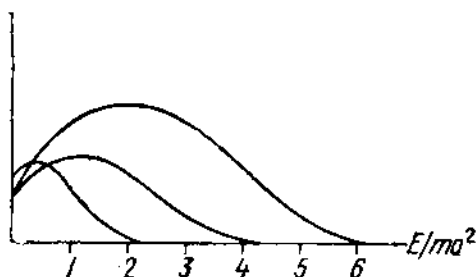


Рис. 35. Теоретические кривые для спектров β -лучей.

¹⁾ Bethe and Peierls, Internat. Conf. on Phys., London (1934).

и максимальной энергией электронов. Однако в настоящее время мы имеем еще так мало данных о последней величине, что сравнение не было бы в достаточной мере показательным. Как было указано в гл. II, β -радиоактивными являются, кроме того, изотоп калия и изотоп рубидия. Для этих случаев средняя продолжительность жизни чрезвычайно велика и, следовательно, произведение $\tau F(\eta_0)$ принимает здесь значения, значительно большие нормального. Это явление трудно поддается объяснению; дело в том, что требуется очень большое изменение спина ядра для того, чтобы объяснить, что постоянная распада имеет примерно в 10^{15} раз меньшее значение, чем это соответствует разрешенному переходу. Чрезвычайно длинный период полураспада можно было бы объяснить также и с помощью гипотезы о том, что процесс состоит в одновременном испускании двух пар электроп — нейтрино; однако это предположение было опровергнуто экспериментом ¹⁾.

Другим характерным явлением, относящимся к β -распаду, является разветвление ряда урана при распаде UX_1 . Это разветвление, повидимому, образует два различных β -активных вещества, UX_2 и UZ , которые должны быть и изобарами, и изотопами, т. е. должны состоять из одних и тех же элементарных частиц. Если это объяснение правильно, то в этом случае должен действовать неизвестный механизм, предотвращающий непосредственное превращение ядра в более устойчивое из этих состояний.

Теперь рассмотрим активность с испусканием позитронов (так называемую β^+ -активность), которой обладают многие ядра, получающиеся при искусственных расщеплениях (см. § 11 гл. VI). Испускаемые позитроны имеют непрерывное распределение по энергиям, подобно распределению по энергиям электронов при обычном β -распаде (β^- -активность).

Как было показано Вико ²⁾, это явление легко объясняется теорией β -распада. Очевидно, те же члены взаимодействия, которые ответственны за β -распад, могут вызвать переход тяжелой частицы из протонного состояния в нейтронное с одновременным исчезновением электрона и нейтрино. Для того чтобы это явление происходило, необходимо, чтобы баланс энергии имел соответствующее значение и чтобы амплитуда вероятности электронов и нейтрино в ядре отличалась от нуля. Так как вблизи ядра имеются состояния с отрицательной энергией обеих этих частиц, то, следовательно, рассматриваемый процесс может происходить при уничтожении электрона и нейтрино в этих состояниях.

Физически этот процесс будет выглядеть как рождение позитрона и „нейтринной дырки“ или „антинейтрино“ — частицы, очень схожей с нейтрино и также необнаруженной. Порядок величины вероятности этого процесса падает в согласии с экспериментальными данными.

¹⁾ Klemperer, *Proc. Roy. Soc.*, **148**, 638 (1935).

²⁾ Wick, *Lincei Rend.*, **19**, 319 (1934).

Для процесса испускания позитронов закон сохранения энергии требует, в качестве необходимого условия, следующее соотношение:

$$M_1 - M_2 > m + \mu, \quad (V, 22)$$

в то время как для обычного β -распада мы имели условие:

$$M_2 - M_1 > m + \mu, \quad (V, 23)$$

где M_1 и M_2 , соответственно, являются массами двух ядер-изобар: одно из них содержит Z протонов и $A - Z$ нейтронов, другое — $Z - 1$ протонов и $A - Z + 1$ нейтронов. Эти условия определяют устойчивость ядер по отношению к процессам β -распада. Если выполняется первое или второе условие, то должно происходить превращение ядра в изобар, соответственно имеющий больший или меньший заряд.

Можно ожидать, что ядра, имеющие нейтронов больше, чем это соответствует области устойчивости, будут испускать электроны до тех пор, пока не образуется устойчивое ядро; в то же время ядро с избытком протонов должно испустить один или несколько позитронов, пока не будут окончательно достигнуты условия устойчивости. Эти выводы подтверждаются экспериментальными данными о новых радиоактивных ядрах, образующихся при искусственных расщеплениях.

По теории β -распада, переход тяжелой частицы из протонного в нейтронное состояние может иметь место также одновременно с аннигиляцией одного из электронов из внешней оболочки атома и нейтрино в состоянии с отрицательной энергией. Хотя этот процесс менее вероятен, чем процесс испускания позитрона, однако он имеет значение при рассмотрении устойчивости ядер-изобар.

Рассмотрим два упомянутых выше ядра-изобара с массами M_1 и M_2 . Переход второго ядра в первое путем β -распада будет происходить в том случае, если

$$M_2 - M_1 > m + \mu.$$

В то же время обратный переход, происходящий при упомянутом выше процессе, будет иметь место, если

$$M_1 - M_2 > -m + \mu,$$

так как в этом случае при аннигиляции электрона освобождается энергия. Очевидно, если $\mu = 0$, то одно из двух соотношений обязательно выполняется: если же $\mu \neq 0$, то может случиться, что ни одно из соотношений не будет иметь места. Следовательно, согласно гипотезе о нулевой массе нейтрино, не могут существовать устойчивые пары изобаров, при которых заряд ядра отличается на единицу, так как при этом более тяжелое ядро превращалось бы в более легкое. Экспериментальные доказательства существования нескольких устойчивых пар этого типа можно истолковать как указание на то, что масса нейтрино отличается от нуля, но еще достаточно мала для того, чтобы не сказываться заметным образом на непрерывном распе-

деления β -частиц. Однако и в этом случае задерживающие механизмы (например, большое изменение спина ядра) могут сделать такие превращения чрезвычайно мало вероятными.

Упомянем здесь также об интересном следствии теории β -распада, касающемся магнитного момента протона (описанном в § 3). То обстоятельство, что магнитный момент протона не равен ядерному магнетону, но значительно больше его, согласно Вилку ¹⁾, по крайней мере качественно, можно объяснить теорией Ферми. Хотя протон может переходить в нейтрон плюс пара позитрон — антинейтрино, это превращение для свободной частицы в действительности не происходит, так как оно требовало бы затраты энергии. Однако, в таком диссоциированном состоянии протон существует виртуально в течение некоторого времени; этот эффект заметно увеличивает величину магнитного момента протона, так как позитрон обладает большим магнитным моментом. Поэтому эффективный магнитный момент оказывается больше, чем это следует для частицы, удовлетворяющей релятивистскому уравнению Дирака.

¹⁾ Wick, *Lincei Rend.*, **22**, 170 (1935).

ГЛАВА VI

ИСКУССТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР

1. Теория столкновений: борновское приближение. В этой главе мы рассмотрим обширную и быстро развивающуюся область искусственного расщепления ядер. Так как большинство этих явлений возникает при столкновении тяжелых частиц с ядрами, то удобнее сначала рассмотреть основы теории столкновений в квантовой механике. Прежде всего мы рассмотрим условия, при которых могут быть применены приближенные методы решения задачи. В основном это будут классическое и борновское приближения ¹⁾.

Пределы применимости классического приближения легко можно вывести из принципа неопределенности. Для этого предположим, что мы имеем параллельный пучок частиц, ограниченный щелью F , имеющей ширину l , и встречающийся препятствие, представляющее собой область, в которой потенциал (для простоты взят потенциал, обладающий сферической симметрией с центром в точке A) отличается от нуля (см. рис. 36).

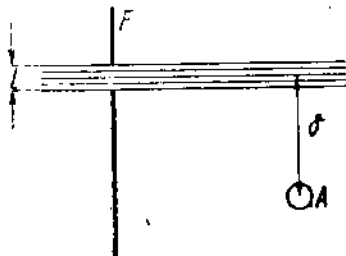


Рис. 36. Принцип неопределенности при столкновениях.

Частицы будут отклонены от своего начального направления движения. Классическое рассмотрение проблемы применимо в том случае, если мы можем установить соотношение между параметром удара δ и отклонением. Это соотношение существует только в том случае, если ширину щели можно сделать малой по сравнению с параметром удара, т. е. если $l \ll \delta$. С другой стороны, отклонение частиц, имеющих данное значение параметра удара, будет определенным только в том случае, если импульс, нормальный к направлению движения и переданный частицам препятствием, велик по сравнению с неопределенностью импульса, уже имеющейся в падающем пучке. Неопределенность будет иметь порядок величины h/l . Для случая кулоновских сил эти результаты мы можем выразить с помощью соотношения:

$$\Delta p \approx \frac{Ze^2}{\delta^2} \frac{\delta}{r} = \frac{Ze^2}{\delta v} \gg \frac{h}{l},$$

¹⁾ См. Mott and Massey, Atomic Collisions, Oxford (1933). (Есть русское издание, ОНТИ, 1936.)

из которого следует, что

$$\frac{Ze^2}{\hbar v} \gg 1. \quad (\text{VI}, 1)$$

Однако для частного случая кулоновских сил классическая теория дает точные результаты даже в том случае, если условие (VI, 1) не выполняется; это не имеет места для других типов сил.

Рассмотрим теперь приближенное решение проблемы столкновения, данное Борном. Это решение применимо при предельных условиях, противоположных условиям, при которых может применяться классическое рассмотрение задачи и которые ниже будут уточнены. Основной принцип метода Борна заключается в следующем.

Рассмотрим параллельный пучок падающих частиц и препятствие, представляющее собой область, в которой потенциал V отличен от нуля. В области, в которой поля нет, падающие частицы могут быть представлены плоской волной; другая плоская волна будет представлять частицы, рассеянные в определенном направлении. В борновском приближении эти плоские волны представляют невозмущенные состояния системы; препятствие рассматривается как возмущающий потенциал, который вызывает переходы между состояниями невозмущенной системы. Эти переходы соответствуют рассеянию частиц. Очевидно, борновское приближение является допустимым приближением в том случае, если собственные функции частиц только немного изменены наличием потенциала V . Это условие выполняется тогда, когда кинетическая энергия частицы велика по сравнению с потенциалом V , т. е. если

$$\frac{P^2}{2m} \gg V. \quad (\text{VI}, 2)$$

Однако, этот метод может быть применен также и к некоторым случаям, для которых это условие не выполняется (см. ниже).

Для получения основных формул для рассеяния в борновском приближении мы можем поступать следующим образом. Собственная функция частицы с импульсом P , представленная плоской волной, нормированной в объеме Ω , может быть написана так:

$$\frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{\frac{2\pi i}{\hbar} P \times r}. \quad (\text{VI}, 3)$$

С другой стороны, пучок падающих частиц (n частиц в единице объема) будет представлен волной:

$$\sqrt{n} e^{\frac{2\pi i}{\hbar} P \times r}. \quad (\text{VI}, 4)$$

При сравнении формул (VI, 3) и (VI, 4) мы замечаем, что для волны (VI, 4) амплитуда вероятности состояния системы, представленного волновой функцией (VI, 3), равна:

$$a_P = \sqrt{n\Omega}. \quad (\text{VI}, 5)$$

Если мы через p обозначим импульс частиц после соударения, то нормированная собственная функция этого состояния будет

$$\frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{\frac{2\pi i}{h} p \times r} \quad (\text{VI, 6})$$

и амплитуда вероятности a_p будет удовлетворять обычному дифференциальному уравнению теории возмущений:

$$\dot{a}_p = -\frac{2\pi i}{h} V_{p,P} a_P e^{\frac{2\pi i}{h} (E_P - E_p)t} \quad (\text{VI, 7})$$

Здесь матричный элемент $V_{p,P}$ энергии возмущения имеет вид:

$$V_{p,P} = \frac{1}{\Omega} \int V e^{\frac{2\pi i}{h} (p - P) \times r} d\tau = \frac{1}{\Omega} V(P - p). \quad (\text{VI, 8})$$

Это выражение мы написали в таком виде для того, чтобы подчеркнуть, что значение интеграла есть функция векторной разности между импульсами до и после соударения. Уравнение (VI, 7), проинтегрированное при начальных условиях, заключающихся в том, что $a_p = 0$ и значение a_P определяется формулой (VI, 5), дает

$$a_p = -\frac{1}{\Omega} V(P - p) \sqrt{n\Omega} \frac{e^{\frac{2\pi i}{h} \frac{p^2 - P^2}{2m} t} - 1}{\frac{p^2 - P^2}{2m}}. \quad (\text{VI, 9})$$

Отсюда число частиц, которые после рассеяния оказываются в данном квантовом состоянии с импульсом p , равно

$$|a_p|^2 = \frac{16n}{\Omega} V^2(P - p) m^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2mh} (p^2 - P^2) t}{(p^2 - P^2)^2}. \quad (\text{VI, 10})$$

Для достаточно больших значений t играют существенную роль лишь переходы в состояния, для которых энергия остается невозмущенной (т. е. для $P^2 = p^2$). Определим число частиц, обладающих импульсом $p = P$ и рассеянных внутри некоторого телесного угла $d\omega$. Для этого мы должны определить, сколько квантовых состояний соответствует этому элементу телесного угла, и умножить это число на квадрат амплитуды, даваемый формулой (VI, 10). Элемент объема в фазовом пространстве, соответствующий частице, находящейся внутри объема Ω и обладающей импульсом, величина которого лежит между p и $p + dp$, а направление — внутри элемента телесного угла $d\omega$, равен $\Omega p^2 dp d\omega$. Разделив этот элемент фазового пространства на h^3 , мы находим для числа искоемых квантовых состояний выражение:

$$\frac{\Omega}{h^3} p^2 dp d\omega. \quad (\text{VI, 11})$$

Умножая это выражение на квадрат амплитуды, даваемый формулой (VI, 10), и интегрируя по p между нулем и бесконечностью (считая элементарный телесный угол $d\omega$ постоянным), мы найдем число частиц, рассеянных в течение времени t при указанных выше условиях. Как нами было отмечено, заметное влияние оказывают только те члены, для которых приблизительно удовлетворяется соотношение $P^2 \approx p^2$. Обозначая угол рассеяния через θ , мы можем написать:

$$|\mathbf{P} - \mathbf{p}| = \left| 2P \sin \frac{\theta}{2} \right|.$$

Для большинства задач потенциал V имеет сферическую симметрию. В этом случае функция $V(\mathbf{P} - \mathbf{p})$ становится функцией скалярного аргумента

$$2P \sin \frac{\theta}{2}.$$

Число рассеянных частиц мы находим перемножением выражений (VI, 10) и (VI, 11) и интегрированием. В результате получаем:

$$\begin{aligned} F(P, \theta) d\omega &= \int |\alpha_p|^2 \frac{2}{h^3} p^2 dp d\omega = \\ &= \left| V \left(2P \sin \frac{\theta}{2} \right) \right|^2 \frac{4\pi^2 P m}{h^4} t d\omega. \end{aligned} \quad (\text{VI, 12})$$

Формула (VI, 12) в первом приближении дает полное решение задачи о столкновениях методом Борна.

Для определения полного числа рассеянных частиц независимо от угла рассеяния, мы должны проинтегрировать это выражение по ω . Полное число частиц, рассеянных в единицу времени, выраженное через эффективное сечение σ , равно

$$\frac{n P^2}{m}.$$

При сравнении этого выражения с формулой (VI, 12) мы находим, что эффективное сечение рассеяния принимает значение:

$$\sigma = \frac{4\pi^2 m^2}{h^4} \int \left| V \left(2P \sin \frac{\theta}{2} \right) \right|^2 d\omega. \quad (\text{VI, 13})$$

Можно отметить, что для принятых нами условий, при которых

$$\frac{P^2}{2m} \gg V,$$

интеграл (VI, 8) заметно отличается от нуля только в том случае, если $\mathbf{P} - \mathbf{p} \approx 0$. Поэтому в последнем случае частицы рассеиваются главным образом вперед.

Существует другой случай, для которого метод Борна является хорошим приближением даже тогда, когда условие (VI, 2) не выполняется. Этот случай имеет место тогда, когда радиус ρ той области, для которой $V \neq 0$, мал по сравнению с длиной волны де Бройля

частицы и если, кроме того, вычисленный радиус столкновения мал по сравнению с ρ . Тогда для значений r в области, где $V \neq 0$, экспоненциальный множитель в интеграле (VI, 8) практически равен единице, и мы можем просто написать

$$V(P - p) = \int V d\tau.$$

С помощью этого выражения формула для эффективного сечения принимает простой вид:

$$\sigma = \frac{16\pi^3 m^2}{h^4} \left| \int V d\tau \right|^2. \quad (\text{VI}, 14)$$

В этом случае рассеяние обладает сферической симметрией. Приведенное выше условие применимости борновского приближения для настоящего случая можно написать в следующем виде:

$$\frac{m\rho^2 V}{h^2} \ll 1. \quad (\text{VI}, 15)$$

Все эти рассуждения относятся к неподвижному препятствию, т.е. к случаю столкновения с частицей очень большой массы. Однако в некоторых практически важных случаях препятствием является частица, масса которой сравнима с массой сталкивающейся частицы. При этом уже нельзя пренебрегать движением препятствия. При разборе этого случая удобно использовать относительные координаты. В этой системе координат центр масс двух частиц находится в покое. Легко видеть, что данная выше формула выполняется и в том случае, если угловое распределение рассеянных частиц рассматривается в относительных координатах и масса m заменена приведенной массой $mM/(m+M)$.

2. Точная теория столкновений. Для многих задач о столкновениях в ядерной физике условия применимости борновского приближения не удовлетворяются. Теперь мы покажем, как вообще можно найти точное решение уравнения Шредингера. При этом мы ограничимся случаем столкновения с неподвижным препятствием, обладающим сферической симметрией.

В области, в которой поля нет, падающие частицы, обладающие импульсом p в направлении z , будут представлены плоской волной

$$e^{\frac{2\pi i}{h} pz}.$$

На больших расстояниях от препятствия, где поля еще нет, рассеянные частицы можно представить сферической волной. Эта волна, поскольку дело касается зависимости от углов, может быть разложена в ряд по шаровым функциям. Задача о рассеянии будет полностью решена, если мы сможем определить коэффициенты этого разложения.

Для этой цели мы можем поступить следующим образом. В области, свободной от поля, решение уравнения Шредингера полностью может быть выражено суммой сферических волн; аналогичным образом падаю-

щая плоская волна может быть разложена в ряд по шаровым функциям. Амплитуда каждой сферической волны в полной собственной функции состоит частью из известных членов, получающихся при разложении падающей волны, и частью из неизвестных пока членов, представляющих рассеянную волну.

С другой стороны, точное решение уравнения Шредингера на некотором расстоянии от центра может быть написано в виде суммы произведений радиальной собственной функции и шаровой функции (вследствие сферической симметрии потенциала). Для больших значений радиуса каждый из этих членов должен переходить в член асимптотического разложения, о котором говорилось выше. Это сравнение позволяет нам определить неизвестные коэффициенты, которые окончательно выражаются через некоторые фазы, получаемые интегрированием радиальной части уравнения Шредингера.

Вычисления можно выполнить следующим образом. Вследствие наличия симметрии при разложении рассеянной волны в ряд по шаровым функциям будут встречаться только те шаровые функции, для которых $m=0$ (т. е. те, которые обладают симметрией относительно оси z). Следовательно, для больших значений r решение уравнения Шредингера будет иметь вид:

$$e^{\frac{2\pi i}{h}pz} + \sum_l a_l P_l^0(\theta) \frac{1}{r} e^{\frac{2\pi i}{h}pr}. \quad (\text{VI, 16})$$

Здесь мы принимаем, что шаровые функции нормированы так, что среднее значение $|P_l^0(\theta)|^2$ на сфере равно $1/(2l+1)$. Дальнейшей задачей является определение коэффициента a_l . Падающая волна, даваемая выражением (VI, 16), соответствует p/m частицам, падающим на единицу поверхности в единицу времени. Парциальная рассеянная волна

$$a_l \frac{1}{r} P_l^0(\theta) e^{\frac{2\pi i}{h}pr}$$

является сферической волной, для которой число частиц, приходящихся на элементарный телесный угол $d\omega$ в единицу времени равно

$$|a_l|^2 |P_l^0|^2 \frac{p}{m} d\omega.$$

В то же время число частиц, рассеянных в полном телесном угле (учитывая произведенное нами нормирование шаровых функций), равно

$$\Phi_l = \frac{4\pi}{2l+1} \frac{p}{m} |a_l|^2.$$

Выражая это число частиц через эффективное сечение посредством соотношения

$$\Phi_l = \frac{\sigma_p}{m},$$

мы находим выражение:

$$\sigma = \sum_l \sigma_l = 4\pi \sum_l \frac{|a_l|^2}{2l+1}. \quad (\text{VI}, 17)$$

Это поперечное сечение выражается суммой дифференциальных поперечных сечений для отдельных волн, представленных последовательными функциями, для которых $l=0, 1, 2, \dots$

Это соответствует тому, что в квантовой механике классическое понимание параметра удара теряет смысл и заменяется квантованием момента количества движения $lh/2\pi$ падающей частицы относительно центра сил. Частицы с данным значением квантового числа l рассеиваются с определенным дифференциальным эффективным сечением σ_l . При этом угловое распределение выражается квадратом соответствующей шаровой функции¹⁾.

Мы должны решить теперь существенную часть задачи — определить коэффициенты разложения (VI, 16). Плоская падающая волна может быть разложена на шаровые функции с помощью хорошо известной формулы:

$$e^{\frac{2\pi i p z}{h}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{h}{2\pi p r}} \sum_l i^l (2l+1) P_l^0(\theta) J_{l+\frac{1}{2}}\left(\frac{2\pi p r}{h}\right). \quad (\text{VI}, 18)$$

Здесь $J_{l+\frac{1}{2}}$ — функция Бесселя, которую для больших значений r можно заменить асимптотическим выражением:

$$J_{l+\frac{1}{2}}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left[x - (l+1)\frac{\pi}{2}\right]. \quad (\text{VI}, 19)$$

Собирая члены, содержащие одинаковые шаровые функции, мы можем для больших значений r написать собственную функцию (VI, 16) следующим образом:

$$\psi = \sum_l \frac{1}{r} P_l^0(\theta) \times \\ \times \left\{ e^{\frac{2\pi i}{h} p r} \left[a_l - \frac{i}{2} \frac{h(2l+1)}{2\pi p} \right] + e^{-\frac{2\pi i}{h} p r} (-1)^l \frac{i h(2l+1)}{4\pi p} \right\}. \quad (\text{VI}, 20)$$

С другой стороны, для любых значений r собственная функция ψ может быть точно выражена в виде суммы произведений шаровых функций на радиальные функции. Это можно записать в следующей форме:

$$\psi = \frac{1}{r} \sum_l c_l v_l(r) P_l^0(\theta). \quad (\text{VI}, 21)$$

¹⁾ То обстоятельство, что полное эффективное сечение равно сумме эффективных сечений для частиц с различными значениями l , объясняется ортогональностью шаровых функций. Однако в каждом отдельном направлении парциальные рассеянные волны, вообще говоря, будут интерферировать.

Из уравнений Шредингера (VI, 21) вытекает, что радиальные функции v_l должны удовлетворять уравнениям:

$$v_l''(r) + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - V(r)] v_l(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} v_l(r) = 0. \quad (\text{VI, 22})$$

Мы будем считать $v_l(r)$ нормированной таким образом, что для очень малых значений r

$$v_l(r) = r^{l+1}.$$

Для очень больших значений r $v_l(r)$ принимает вид синусоидальной кривой; произведя соответствующим образом нормирование ее, можно написать:

$$v_l(r) \rightarrow \alpha_l \cos \left[\frac{2\pi p r}{h} - \frac{(l+1)\pi}{2} + \beta_l \right]. \quad (\text{VI, 23})$$

Если дано точное выражение потенциала, константы α_l и β_l можно определить интегрированием радиального уравнения (VI, 22). Для того чтобы сделать $\beta_l = 0$ при $V(r)$, равном нулю, мы должны к фазе косинуса прибавить член $-\frac{(l+1)\pi}{2}$.

Вводя в собственную функцию (VI, 21) $v_l(r)$ в асимптотическом виде (VI, 23), мы находим значения коэффициентов отдельных шаровых функций. Эти значения можно отождествить с коэффициентами разложения (VI, 20). Таким образом, получаем соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_l &= \frac{h(2l+1)}{2\pi p} e^{i\beta_l} \sin \beta_l, \\ c_l &= (-1)^l e^{i(\beta_l - \frac{l\pi}{2})} \frac{h(2l+1)}{2\pi p \alpha_l}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI, 24})$$

Первое уравнение определяет коэффициенты α_l в функции только фаз β_l . Вводя эти значения в выражение (VI, 17) для эффективного сечения мы находим:

$$\sigma_l = \frac{h^2(2l+1)}{\pi p^2} \sin^2 \beta_l. \quad (\text{VI, 25})$$

Таким образом, дифференциальные эффективные сечения оказываются выраженными через фазы β_l , которые можно получить интегрированием радиального уравнения Шредингера. На практике в большинстве случаев имеют значение только немногие члены с малыми значениями l , так как фазы β_l с возрастанием l быстро стремятся к нулю. Другими словами, значительное рассеяние испытывают только частицы с малыми значениями момента количества движения. Этот эффект наблюдается особенно в том случае, если радиус действия сил мал по сравнению с длиной волны де Бройля.

3. Проникновение заряженных частиц в ядро. Рассмотрим теперь связь между проникновением заряженной частицы через потенциальный барьер ядра и испусканием такой же частицы ядром, в соответствии с теорией α -распада. Падающая частица с энергией, меньшей, чем вершина потенциального барьера, обычно рассеивается ядром;

однако имеется некоторая вероятность проникновения ее в ядро подобно тому, что мы имеем в случае α -распада. В последнем случае частица будет находиться в ядре в квазиустойчивом или виртуальном квантовом состоянии. В результате она или испустится ядром, или перейдет в более устойчивое состояние с испусканием излучения, или же вызовет процесс распада. Очевидно, что вероятность прохождения через барьер связана со средней продолжительностью жизни виртуального квантового состояния.

Для того чтобы выразить эту зависимость количественно, рассмотрим ядро, облучаемое пучком частиц, в котором на единицу площади в единицу времени имеется n частиц. Пусть эти частицы равномерно распределены по энергиям в интервале между E и $E + \Delta E$. Будем считать, что в этом интервале энергий находится виртуальный квантовый уровень частицы в ядре. В указанных условиях через определенный промежуток времени будет достигнуто стационарное состояние, для которого все квантовые состояния с одним и тем же значением энергии будут иметь одинаковую вероятность быть занятыми. Число частиц в единице объема, обладающих энергиями между E и $E + \Delta E$, равно

$$\frac{nm \Delta E}{p}.$$

Если Q есть число ячеек фазового пространства, соответствующее интервалу энергий ΔE , то среднее число N частиц, занимающих виртуальное квантовое состояние, равно

$$\frac{nm \Delta E}{pQ}.$$

Число квантовых состояний, соответствующих интервалу энергий ΔE , определяется числом ячеек фазового пространства, т. е.

$$Q = \frac{4\pi p^2 \Delta p}{h^3} = \frac{2\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E \Delta E}.$$

Следовательно, число частиц, находящихся в виртуальном состоянии, равно

$$N = (2l + 1) \frac{n \Delta E m}{pQ} = (2l + 1) \frac{nh^3}{4\pi p^2}, \quad (\text{VI, 26})$$

где множитель $2l + 1$ представляет собой статистический вес состояния с моментом количества движения l .

Среднее число частиц N , находящихся в виртуальном квантовом состоянии, будет определяться равновесием между числом частиц, проникающих в ядро, и числом испускаемых частиц. Это равновесие выражается соотношением

$$N = \tau \eta,$$

где η — число частиц, проникающих в ядро в одну секунду. Сравнивая это выражение с формулой (VI, 26), мы находим следующую формулу для этого числа:

$$\eta = n \frac{h^3 (2l + 1)}{4\pi p^2 \tau}. \quad (\text{VI, 27})$$

Эта формула дает соотношение между средней продолжительностью жизни виртуального квантового состояния и вероятностью проникновения частицы в ядро. Это соотношение выполняется независимо от специальных предположений о форме потенциального барьера. Взяв потенциальный барьер, рассмотренный в § 2 гл. IV, мы можем с помощью формулы (IV, 19) вычислить среднюю продолжительность жизни. Следовательно, вероятность проникновения через барьер будет выражена через константы ядра и падающей частицы.

Следует отметить, что все эти рассуждения основаны на предположении, что взаимодействие частицы с ядром можно представить потенциальным полем. В действительности же ядро состоит из многих элементарных частиц, и мы видели, что взаимодействия между ними таковы, что замена их потенциальным полем не всегда является хорошим приближением. Поэтому можно ожидать, что заключения, полученные из представлений о ядре как о потенциальном поле, не будут согласоваться с экспериментом. Это замечание относится к большей части теоретических выводов этой главы.

4. Аномальное рассеяние α -частиц и протонов. В главе III мы рассматривали с классической точки зрения столкновение частицы с ядром для случая кулоновских сил. Классическое решение задачи приводит к формуле рассеяния Резерфорда; эта формула получается также и при точном решении с помощью квантовой механики. Мы уже отмечали, что предположение о существовании кулоновских сил подтверждается экспериментом в тех случаях, когда минимальное расстояние α -частицы от центра ядра остается больше некоторого характерного радиуса ρ . Если это условие не удовлетворяется, то угловое распределение рассеянных α -частиц значительно отклоняется от классического распределения. Это явление называется *аномальным рассеянием*.

Расстояние ρ , на котором взаимодействие между α -частицей и ядром начинает отклоняться от закона Кулона, можно рассматривать как радиус ядра. Поэтому условием для нормального рассеяния является неравенство

$$\frac{4Ze^2}{Mv^2} > \rho. \quad (\text{VI, 28})$$

Экспериментально можно показать, что для наиболее быстрых применяемых α -частиц (скорость $2 \cdot 10^8$ см/сек) рассеяние происходит нормально для всех элементов, более тяжелых, чем медь ($Z=29$). Для этих ядер формула (VI, 28) дает верхний предел для радиуса ядра.

Элементы с меньшим атомным весом могут давать аномальное рассеяние, имеющее следующие основные характерные особенности. Отношение R наблюдаемого рассеяния к нормальному рассеянию при малых углах рассеяния приближается к единице. Обычно это отношение с увеличением угла сначала уменьшается, а затем возрастает. Для больших углов оно может достигать очень больших значений. Отклонения от нормального рассеяния вообще больше для более легких элементов и более быстрых α -частиц. Этого и следовало ожи-

дать, так как вероятность проникновения частицы в ядро, где закон Кулона уже не выполняется, в этих случаях больше.

Опишем теперь более детально некоторые экспериментальные результаты. Наиболее хорошо исследованные случаи относятся к рассеянию α -частиц ядрами водорода и гелия. В обоих случаях значительное аномальное рассеяние наблюдается тогда, когда минимальное расстояние становится равным приблизительно $4 \cdot 10^{-13}$ см. Изменение отношения между наблюдаемой и классической величиной рассеяния в зависимости от угла рассеяния и энергии α -частицы было точно определено для гелия. Кривая для угла рассеяния 45° приведена на рис. 37. Для малых скоростей отношение R стремится асимптотически

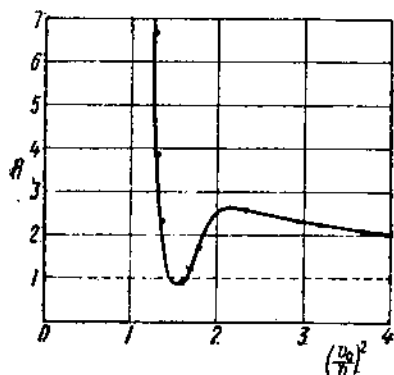


Рис. 37. Аномальное рассеяние α -частиц в гелии под углом 45° .

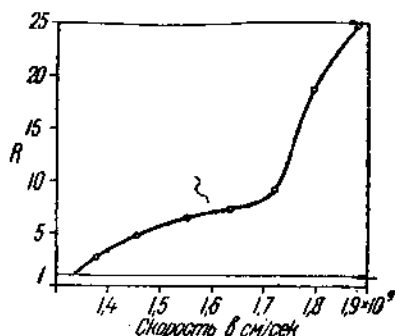


Рис. 38. Аномальное рассеяние α -частиц в боре под углом 160° .

не к значению 1, а, скорее, к значению 2. Это является следствием резонансного явления, происходящего при столкновении тождественных частиц¹⁾ (см. § 10 гл. III).

Другие тщательно исследованные случаи относятся к рассеянию α -частиц в бериллии, боре, углероде и алюминии²⁾. Общий характер явления один и тот же у всех элементов.

На рис. 38 дана кривая рассеяния для бора. Эта кривая показывает, что для больших скоростей α -частиц отношение наблюдаемой величины рассеяния к классической становится равным 25. Кроме того, на кривой заметно также довольно резкое увеличение этого отношения для скорости $1,7 \cdot 10^9$ см/сек.

Качественное объяснение этих явлений можно получить с помощью модели ядра, уже использованной нами при рассмотрении α -распада. Для того чтобы α -частица испытала аномальное рассеяние, она должна проникнуть в область ядра, потенциал которой уже не может быть выражен законом Кулона, т. е. она должна пройти сквозь потенци-

¹⁾ Chadwick, *Proc. Roy. Soc.*, 128, 114 (1930); Blackett and Champion, *там же*, 130, 380 (1931).

²⁾ См. Chadwick, *Rapport du Congrès Solway, Brussels* (1933).

альный барьер. По классической теории аномальное рассеяние будут испытывать только те частицы, энергия которых больше вершины потенциального барьера. По квантовой же теории имеется довольно большая вероятность проникновения сквозь потенциальный барьер, а следовательно, и аномального рассеяния для частиц с несколькими меньшими энергиями. Это подтверждается и экспериментом.

В теории столкновений мы видели, что рассеяние можно рассматривать как результат наложения парциальных рассеянных волн, соответствующих различным значениям момента количества движения l . Вероятность проникновения α -частицы в ядро в значительной мере зависит от значения l и обычно быстро уменьшается с увеличением l . Так как частицы аномально рассеиваются лишь в том случае, если они пропикают в ядро, то отсюда следует, что аномально будут рассеяны только те парциальные волны, для которых вероятность проникновения значительно отличается от нуля. Следовательно, если при малых скоростях нормально рассеиваются частицы с любым значением момента количества движения, то с увеличением скорости начинает аномально рассеиваться волна с $l=0$, тогда как остальные волны все еще рассеиваются нормально. В этом случае дополнительное рассеяние обладает сферической симметрией. При больших скоростях начнется аномальное рассеяние волны с $l=1$ и т. д. Резкое увеличение отношения R в боре, показанное на рис. 38, объясняется тем, что аномальное рассеяние начинает сказываться для волн с $l=2$.

Как уже упоминалось в предыдущем параграфе, согласно теории проникновения заряженных частиц в ядро, мы должны ожидать, что в том случае, когда падающая α -частица обладает энергией, соответствующей виртуальному квантовому состоянию, будет возникать резонансное рассеяние. Вследствие экспериментальных трудностей это явление еще не было отчетливо замечено.

С помощью исследования аномального рассеяния для различных элементов мы можем для каждого из них оценить радиус ядра, а следовательно, и высоту потенциального барьера. Найдено, что эти величины являются плавными функциями заряда ядра. Радиус ядра возрастает приблизительно пропорционально кубическому корню из Z , а следовательно, и кубическому корню из атомного веса. Экспериментальные данные можно выразить формулой:

$$r = 2 \cdot 10^{-13} Z^{1/3}.$$

Отсюда, принимая, как и в теории α -распада, схематизированный потенциал, мы получаем высоту потенциального барьера ядра для частицы с электрическим зарядом, равным единице:

$$U_{\max} = \frac{Zc^2}{r} = 7,2 \cdot 10^5 Z^{2/3} \text{ eV.}$$

Для того чтобы получить потенциальный барьер для α -частицы, это значение следует умножить на 2. На основании теории рассеяния,

основанной на схематизированном потенциальном поле, нельзя количественно предсказать вид кривых рассеяния; это следует уже из общих соображений, указанных в конце предыдущего параграфа. Более существенные результаты будут, вероятно, получены из исследования аномального рассеяния протонов протонами, недавно выполненного Уайтом¹⁾ и Гафштадом, Гейденбургом и Тьювом²⁾. Оказалось, что рассеяние становится аномальным для протонов с энергиями выше 600 keV; найденное угловое распределение приблизительно можно объяснить предположением, что дополнительная сила, действующая между протонами (кроме кулоновской силы), является короткодействующей силой притяжения; при этом энергия взаимодействия протон—протон лишь немного меньше энергии взаимодействия протон—нейтрон³⁾. Упругие столкновения нейтронов с ядрами мы рассмотрим в § 7 и 10.

Б. Общие замечания об искусственных расщеплениях⁴⁾. До сих пор мы рассматривали только те столкновения частиц с ядрами, при которых кинетическая энергия оставалась неизменной, т. е. упругие столкновения. Однако данные о сложном строении и квантовых уровнях ядер, а также о проникновении заряженных частиц в ядро заставляют предполагать, что должны происходить столкновения, при которых происходят изменения внутреннего строения ядра. Эти столкновения можно назвать неупругими, так как при этом кинетическая энергия обычно не сохраняется. В зависимости от действия, которое производит на ядро сталкивающаяся с ним частица, мы можем классифицировать эти столкновения следующим образом:

а) Столкновение с возбуждением ядра; при таком столкновении происходит только переход ядра на более высокий квантовый уровень. После этого ядро переходит в основное состояние с испусканием излучения.

б) Столкновения с захватом падающей частицы; при этом получается ядро, вообще отличающееся от начального ядра зарядом и массой. Избыточная энергия падающей частицы обычно переходит в излучение.

в) Столкновения, которые приводят к выбрасыванию частицы из ядра, без захвата падающей частицы.

г) Столкновения с захватом падающей частицы и с одновременным выбрасыванием частицы другого типа; здесь конечными продуктами расщепления являются две частицы.

д) Столкновения, при которых ядро после захвата падающей частицы расщепляется на несколько (больше двух) частиц.

Многие из этих процессов действительно наблюдались. Процесс типа (а), заключающийся в простом возбуждении ядра, можно заметить по испускаемому при этом γ -лучам. Действительно, многие легкие элементы, бомбардируемые α -частицами, протонами, нейтронами или

¹⁾ White, *Phys. Rev.*, **49**, 509 (1936).

²⁾ Hafstad, Heydenburg, and Tuve, *Phys. Rev.*, **49**, 402 (1936).

³⁾ См. сноску на стр. 147 (Прим. перев.)

⁴⁾ См. примечание переводчика к сноске на стр. 122.

дейтронами, испускают γ -лучи. Однако в большинстве этих случаев испускание γ -лучей связано с ядерными реакциями других типов, как будет видно из следующих параграфов. Случай простого возбуждения ядра был найден Шнецлером¹⁾ при бомбардировке α -частицами лития; здесь испускание γ -лучей наступает при меньших энергиях α -частиц, чем это необходимо для получения реакции с испусканием нейтрона (см. § 7 этой главы). Возбуждение ядра, вероятно, можно получить также и при столкновении с нейтроном.

Процесс (б), заключающийся в простом захвате, можно обнаружить или по испусканию γ -лучей, или по особенно сильному поглощению падающих частиц, если последнее имеет место (см. дискуссию о медленных нейтронах, § 10). В некоторых случаях реакции этого типа обнаруживаются по возникновению радиоактивного изотопа (см. § 11). Захват нейтрона или протона был наблюден экспериментально.

Расщепления типа (в) без захвата падающей частицы до настоящего времени не наблюдались²⁾.

Расщепления типа (г), при которых получаются две частицы, получены в большом числе случаев при бомбардировке α -частицами, протонами, дейтронами или нейтронами.

Расщепления типа (д) с образованием трех частиц были получены с протонами и дейтронами.

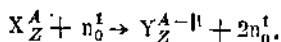
Табл. 33 дает изменение атомного веса и атомного номера, происходящее при ядерных реакциях с захватом и испусканием частиц различного типа.

Первый случай искусственного расщепления был наблюден Резерфордом (1919) при бомбардировке α -частицами азота. В течение многих лет искусственные расщепления производились только с помощью α -частиц, испускаемых естественными радиоактивными элементами. При этих расщеплениях захватывались падающие α -частицы и испускались протоны. В 1932 году эксперименты Боте и Беккера, Кюри и Жолио и Чадвика привели к открытию нейтрона. Было найдено, что нейтроны испускаются легкими элементами, бомбардируемыми α -частицами. Испускание происходит при реакции, подобной той, которая приводит к испусканию протонов. В том же году Кокрофту и Уолтону впервые удалось получить ядерную реакцию, а именно расщепление лития протонами, с помощью искусственно ускоренных положительных ионов.

Использование искусственно ускоренных заряженных частиц, а также нейтронов, в качестве бомбардирующих частиц чрезвычайно расширило

¹⁾ Schnetzer, *Z. Phys.*, **95**, 84 (1935).

²⁾ В последнее время при облучении быстрыми нейтронами реакция такого типа была обнаружена для большого числа элементов. Она состоит в выбивании нейтрона из ядра без захвата падающего нейтрона. Такая реакция имеет следующий вид:



(Прим. перев.)

Таблица 33

Различные типы ядерных реакций

Падающая частица	Испускаемая частица	Z переходит в	A переходит в
α	протон	$Z + 1$	$A + 3$
α	нейтрон	$Z + 2$	$A + 3$
протон	—	$Z + 1$	$A + 1$
протон	α	$Z - 1$	$A - 3$
протон	нейтрон	$Z + 1$	A
протон	дейтрон	Z	$A - 1$
дейтрон	протон	Z	$A + 1$
дейтрон	нейтрон	$Z + 1$	$A + 1$
дейтрон	α	$Z - 1$	$A - 2$
нейтрон	—	Z	$A + 1$
нейтрон	протон	$Z - 1$	A
нейтрон	α	$Z - 2$	$A - 3$

область искусственных расщеплений. Мы очень кратко опишем технику, применяемую при получении частиц, обладающих большими скоростями.

Некоторые ядерные реакции, например, расщепление дейтерия нейтронами и лития протонами, можно получить также и с частицами, обладающими относительно малыми энергиями (порядка 100 keV и меньше). Однако в большинстве других случаев изучение искусственных расщеплений требует применения очень высоких напряжений. Поэтому прогресс в этой области шел параллельно с усовершенствованием техники высоких напряжений. Первые эксперименты Кокрофта и Уолтона, так же как и последующие работы, сделанные в других лабораториях, например, Лауритсеном с сотрудниками, были выполнены с помощью положительных ионов, ускоренных в высоковольтной трубке. Высокое напряжение получалось с помощью системы трансформаторов и выпрямителей. Трубки хорошо работали при напряжениях до одного миллиона вольт. Однако, при попытках дальнейшего увеличения напряжения встретились значительные трудности.

Чрезвычайно остроумный и продуктивный метод получения частиц с очень большими энергиями без использования высоких напряжений был разработан Лоуренсом и Ливингстоном ¹⁾. Этот метод основан на последовательном ступенчатом ускорении иона, описывающего спиральный путь в сильном магнитном поле. Поэтому эта установка называется магнитным резонансным ускорителем, или *циклотроном*.

Если заряженная частица движется нормально к силовым линиям в однородном магнитном поле, то она описывает окружность. Пренебрегая релятивистскими поправками, можно показать, что время T , необходимое для прохождения полной окружности, не зависит от

¹⁾ Livingston, *Rev. Sci. Instr.*, 7, 55 (1936).

корости частицы и поэтому является функцией только удельного заряда и напряженности поля. Это время выражается соотношением:

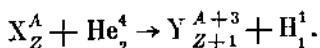
$$T = \frac{2\pi mc}{eH}.$$

Предположим теперь, что частица движется между двумя полыми полукруглыми электродами, к которым приложен переменный потенциал с амплитудой V и периодом T . Рассмотрим ион, начинающий движение из некоторой точки вблизи центра прибора и ускоренный разностью потенциалов V в тот момент, когда разность потенциалов достигает максимальной величины. Этот ион будет описывать полуокружность внутри полого электрода. При следующем прохождении иона через зазор между двумя электродами разность потенциалов будет находиться в противоположной фазе, т. е. будет выполнено условие резонанса между напряженностью магнитного поля и периодом переменного напряжения. Следовательно, ион испытает дальнейшее ускорение, получив при этом энергию, соответствующую удвоенной разности потенциалов V . Этот процесс будет повторяться снова и снова. Частица будет описывать полуокружности с увеличивающимися радиусами; путь ее внутри электродов напоминает спираль. Полученная ею в конце концов энергия будет соответствовать разности потенциалов V , умноженной на удвоенное число сделанных оборотов. В конце пути частица достигает края коробки, содержащей электроды; здесь с помощью вспомогательного электрического поля ее можно легко отклонить в сторону, вывести из прибора через окно из тонкой фольги и использовать для опытов по искусственному расщеплению.

Лоуренс и его сотрудники недавно построили циклотрон, в котором использовались переменные напряжения порядка 30 000 V и магнитное поле в 16 000 гаусс; радиус его был равен 60 см. С этим циклотроном удалось получить пучок дейтронов с энергией, соответствующей 5 MeV, и током в пучке в несколько микроампер. Этими частицами были расщеплены почти все элементы; в большинстве случаев при этом образовывались новые радиоактивные изотопы. Эти новые искусственные радиоактивные элементы, которые скоро будут доступны в больших количествах, можно использовать для дальнейшего исследования других ядерных явлений.

Недавно Лоуренсу при ускорении ионов гелия удалось получить энергии ионов до 11 MeV.

6. Превращения с захватом α -частицы и испусканием протона. Описание ядерных расщеплений мы начнем с того случая, при котором падающая α -частица захватывается ядром. При этом происходит испускание протона. Общий вид ядерной реакции для этого типа превращения может быть записан следующим образом:



Рассмотрим сначала те следствия, которые можно вывести из рассмотрения законов сохранения энергии и импульса независимо от

каких-либо специальных предположений о механизме явления. Настоящие рассуждения применимы вообще ко всем расщеплениям, при которых и до и после процесса мы имеем по две частицы.

Воспользуемся относительной системой координат, в которой центр масс двух частиц покоится (относительные координаты). В этой системе полный импульс после столкновения, очевидно, будет равен нулю; следовательно, скорости образующегося ядра и протона будут иметь противоположные направления, а величины их будут обратно пропорциональны соответственным массам.

Векторы, обозначенные на рис. 39 пунктиром, представляют скорости v' в относительных координатах. Для того чтобы получить скорости v в неподвижной системе координат, следует только прибавить вектор, представляющий скорость центра масс. Этим путем мы получим векторы, изображенные на чертеже сплошными линиями.

Предположим теперь, что количество энергии (положительной или отрицательной), выделяющейся при расщеплении, постоянно. Тогда, если дана энергия падающей частицы, то полная кинетическая энергия двух частиц после столкновения будет задана, а следовательно, будут вполне определены и величины скоростей протона и образующегося ядра в относительных координатах. Поэтому концы двух векторов v'_H и v'_Z должны лежать на двух concentric пунктирных окружностях, представленных на рис. 39. Упомянутый выше переход непосредственно дает возможность определить скорости v_H и v_Z в неподвижной системе координат.

Пусть при реакции имеет место закон сохранения импульса; будем считать также постоянной энергию, выделяющуюся при реакции. Тогда протоны, вылетевшие под некоторым углом при бомбардировке частицами с определенной энергией, должны обладать одной и той же скоростью. Эта скорость является функцией энергии падающей частицы и угла вылета; характерной же константой явления будет энергия реакции ΔE , которая не зависит от всех этих условий. Поэтому важно вычислить энергию реакции из непосредственно наблюдаемых скоростей α -частицы и протона и угла вылета θ .

Пусть m_α , m_H , M и p_α , p_H , P будут массы и импульсы α -частицы, протона и образующегося ядра, соответственно. С помощью закона сохранения импульса получаем уравнение:

$$P^2 = p_\alpha^2 + p_H^2 - 2p_\alpha p_H \cos \theta. \quad (\text{VI}, 29)$$

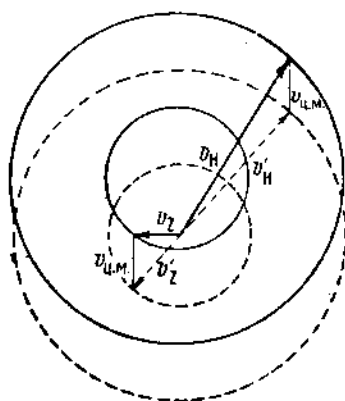


Рис. 39. Сохранение импульса при искусственных расщеплениях.

Пусть теперь ΔE (которое берется положительным, если при реакции энергия выделяется) будет равно разности кинетических энергий после и до процесса:

$$\Delta E = \frac{1}{2m_H} p_H^2 + \frac{1}{2M} P^2 - \frac{1}{2m_\alpha} p_\alpha^2. \quad (\text{VI, 30})$$

Заменяя P значением, даваемым уравнением (VI, 29), находим:

$$\Delta E = E_H \left(1 + \frac{m_H}{M}\right) - E_\alpha \left(1 - \frac{m_\alpha}{M}\right) - \frac{1}{M} p_\alpha p_H \cos \theta. \quad (\text{VI, 31})$$

Здесь E_H и E_α , соответственно, представляют собой кинетическую энергию протона и α -частицы.

Теперь сравним экспериментальные данные с этими теоретическими выводами, насколько это возможно сделать по имеющемуся в настоящее время материалу. Эксперименты не были выполнены в идеальных геометрических условиях: вследствие малой вероятности искусственных расщеплений ими пришлось пожертвовать для получения большего выхода. Главные работы с этим типом расщепления были выполнены Резерфордом в Чадвиком, Боте и Френцом, Позе с сотрудниками, Констэблом и Поллардом, Дункансоном и Миллером и многими другими¹⁾. Основным результатом этих исследований является следующее:

(а) При бомбардировке данного элемента α -частицами с одной и той же скоростью, под определенным углом вылета наблюдаются одна или несколько однородных групп протонов. Существование нескольких групп протонов можно просто объяснить предположением, что образующееся ядро может получаться в возбужденных состояниях. Если α -частица сразу захватывается на основном уровне, то мы будем иметь группу протонов с наибольшим пробегом и, следовательно, наибольшее ΔE . Если же наблюдается группа протонов с меньшей скоростью, то в этом случае образующееся ядро впоследствии будет переходить в основное состояние с испусканием γ -лучей. Эти γ -лучи в действительности наблюдаются, и их частоты, хотя они измерены очень неточно, согласуются с разностями между различными значениями ΔE .

(б) Зависимость скоростей каждой группы протонов от угла полностью согласуется с заключениями, выведенными из закона сохранения импульса.

(в Сравнительно однородные группы протонов наблюдаются иногда также) и при бомбардировке толстых слоев данного элемента, т. е. при бомбардировке элемента α -частицами всех скоростей от нуля до максимальной скорости. Так как энергия испускаемых протонов должна непрерывно меняться с изменением энергии падающей α -частицы, то

¹⁾ Полные сведения можно найти у следующих авторов: Fleischmann und Bothe, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, XIII (1934) und XIV (1935); см. также Stetter, *Phys. Z.*, 37, 88 (1936); Fea, *Nuovo Cim.* (Giugno, 1935). [См. также L. Livingston and H. Bethe, *Rev. Mod. Phys.*, 9, № 3 (1938) (Прим. пер.)].

это указывает на то, что некоторые группы протонов выбиваются только теми α -частицами, скорости которых лежат внутри узкого интервала скоростей (явление резонанса). Этот результат непосредственно подтверждается измерением *функции возбуждения*, т. е. определением выхода протонов при непрерывном изменении энергии падающей α -частицы. Кривая возбуждения часто имеет острые максимумы, указывающие на явление резонанса. При бомбардировке элементов α -частицами с относительно малыми энергиями обычно происходит только резонансное проникновение α -частиц на виртуальные уровни, вследствие чего и наблюдаются различные группы протонов. Между тем, при бомбардировке элементов α -частицами с энергиями, превышающими вершину потенциального барьера, расщепление может производиться любой из этих частиц. Поэтому отдельные группы протонов в этом случае не наблюдаются.

(г) Выход при этих расщеплениях, выраженный через число протонов, выбиваемых α -частицей при полном торможении ее в веществе, имеет порядок величины $10^{-6} - 10^{-7}$.

Рассмотрим теперь экспериментальный материал, относящийся к различным элементам. Этот материал еще очень

не полон, и между результатами, полученными различными экспериментаторами, имеются большие расхождения.

Непосредственно измеряемой величиной является пробег протонов. Но так как этот пробег зависит от различных факторов (от угла испускания и энергии α -частицы), то удобнее определять энергию реакции ΔE , соответствующую различным группам протонов. Измерения энергии, выделяющейся при реакции, не очень точны, так как в другим экспериментальным трудностям добавляется еще некоторая неопределенность, существующая в зависимости между энергией и пробегом для быстрых протонов. Обычно вещества облучались в виде более или менее тонких слоев и снималась кривая поглощения испускаемых протонов. Эта кривая дает интегральное распределение по пробегам; для однородной группы протонов она горизонтальна вплоть до определенного пробега и затем быстро падает до нуля.

На рис. 40 в качестве примера приведена кривая поглощения протонов от алюминия.

Обычно считают, что группа протонов с наибольшим пробегом (наибольшее ΔE) соответствует образованию ядра в основном состоянии; остальные группы соответствуют возбужденным состояниям. Таким образом разности между наибольшим значением ΔE и другими

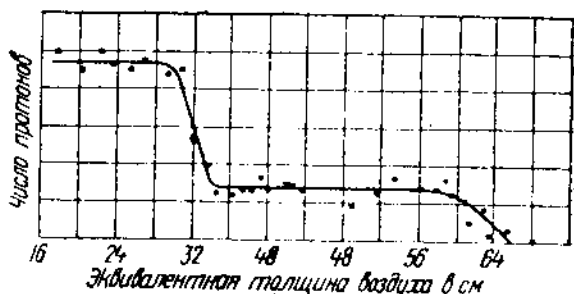


Рис. 40. Протоны, получаемые при расщеплении алюминия.

значениями непосредственно дают энергии возбужденных уровней получающегося ядра.

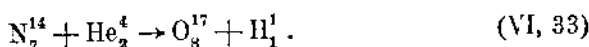
Теперь рассмотрим детально некоторые из этих реакций, используя только полностью согласующиеся результаты, полученные различными экспериментаторами.

1. *Бор*. Наблюдаемое испускание протонов приписывается ¹⁾ В¹⁰ согласно реакции:



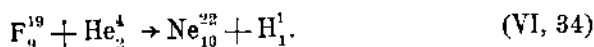
Получены три значения для энергии ΔE реакции: 3,1, 0,4 и —0,9 MeV. Кроме того, некоторые данные говорят в пользу существования и других значений ΔE . Резонансное проникновение имеет место для α -частиц с энергиями 2,9 MeV.

2. *Азот*. Испускание протонов азотом при бомбардировке его α -частицами было обнаружено Резерфордом (1919); это был первый случай искусственного расщепления ядра. Впоследствии это явление было исследовано в камере Вильсона Блеккетом ²⁾. Последнему удалось наблюдать несколько случаев вилки, возникновение которых можно было объяснить только с помощью предположения о захвате падающей частицы и испускании протона из ядра согласно следующей ядерной реакции:



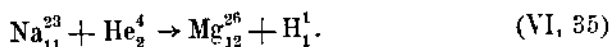
Хорошо установленная группа протонов соответствует энергии реакции —1,3 MeV. Здесь имеет место резонансное проникновение α -частиц с энергиями в 3,5 MeV. Вершина потенциального барьера достигается приблизительно при 4 MeV, после чего вызывать расщепление могут α -частицы любых энергий (больших 4 MeV).

3. *Фтор*. Наблюдалось испускание протонов ³⁾ согласно реакции:



Из нескольких опубликованных значений для энергии реакции наиболее хорошо установленными являются два значения: 1,0 и 1,7 MeV. Таким образом, в этом случае существуют резонансные уровни для α -частицы.

4. *Натрий*. Здесь также наблюдалось ⁴⁾ испускание протонов, которое можно объяснить только с помощью реакции:



В отношении определения пробега протонов пока не получено вполне определенных результатов.

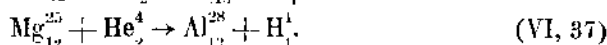
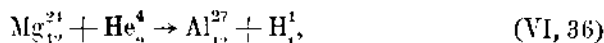
¹⁾ Chadwick, Constable, and Pollard, *Proc. Roy. Soc.*, **130**, 463 (1931).

²⁾ Blackett, *Proc. Roy. Soc.*, **131**, 658 (1932); Pollard, *там же*, **141**, 375 (1933).

³⁾ Chadwick and Constable, *Proc. Roy. Soc.*, **135**, 48 (1932).

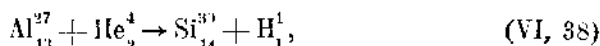
⁴⁾ König, *Z. Phys.*, **90**, 197 (1934).

5. *Магний*. Большая часть наблюдаемого эффекта¹⁾, вероятно, обусловлена расщеплением изотопа Mg^{24} , встречающегося чаще других изотопов магния. Однако, должно иметь место также и расщепление Mg^{26} , что следует из возникновения радиоактивного изотопа Al^{28} . Соответствующие ядерные реакции имеют вид:



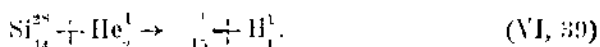
Из нескольких опубликованных значений для энергии реакции только одно ($-1,9$ MeV) можно считать окончательно установленным.

6. *Алюминий*. Расщепление алюминия по схеме:



вероятно, является наиболее хорошо изученной реакцией этого типа²⁾. Известны четыре значения для энергии реакции, подтверждаемые большинством экспериментаторов: $-2,6$, $-1,3$, $-0,2$ и $2,3$ MeV. Проникновение α -частиц имеет резонансный характер при четырех различных энергиях α -частиц: $4,0$, $4,49$, $4,86$ и $5,25$ MeV. Вероятно имеются еще два резонансных уровня при энергиях частиц $5,75$ и $6,61$ MeV. При энергиях около $6,8$ MeV начинается прохождение α -частиц над вершиной потенциального барьера. Определение ширины резонансных уровней дает величину порядка 10^5 eV.

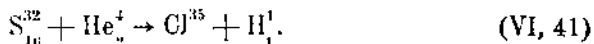
7. *Кремний*. Наблюдаемое при бомбардировке α -частицами испускание протонов³⁾, вероятно, следует приписать расщеплению наиболее часто встречающегося изотопа Si^{28} . Группы протонов аналогичны группам, найденным у магния. Реакция, вероятно, имеет вид:



8. *Фосфор*. Этот элемент также испускает протоны⁴⁾ согласно реакции:



9. *Сера*. Наблюдаемый эффект, вероятно, объясняется расщеплением изотопа S^{32} по схеме:



Расщепление производилось⁵⁾ быстрыми α -частицами от ThC' . При этом были замечены три группы протонов, соответствующие энергиям реакций: $-3,6$, $-2,85$ и $-2,35$ MeV.

1) Duncanson and Miller, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 396 (1934); Klarmann, *Z. Phys.*, **88**, 411 (1934).

2) Chadwick and Constable, *цит. выше*; Duncanson and Miller, *цит. выше*.

3) Haxel, *Phys. Z.*, **36**, 804 (1935).

4) Paton, *Z. Phys.*, **90**, 586 (1934).

5) Haxel, *цит. выше*; Brasefield and Pollard, *Phys. Rev.*, **49**, 641 (1936).

Сейчас мы кратко рассмотрим искусственные расщепления в связи с теорией проникновения заряженных частиц в ядро, развитой в § 3. Если мы возьмем, например, случай алюминия, то формула Гамова-Гэрри-Кондона дает для средней продолжительности жизни τ α -частиц, обладающих скоростью $v = 1,5 \cdot 10^8$ см./сек., значение $6,5 \cdot 10^{-21}$ сек. Из соотношения (VI, 27) между вероятностью проникновения и средней продолжительностью жизни непосредственно получается, что для частицы рассматриваемой скорости вероятность проникновения в ядро на пути в веществе, эквивалентном одному сантиметру воздуха, равна $4 \cdot 10^{-26}/\%$. С полученным значением для средней продолжительности жизни и для $Z=13$ мы приходим для вероятности значение $2,5 \cdot 10^{-7}$. Так как это число имеет порядок величины выхода, наблюдаемого для этих искусственных расщеплений, то естественно предположить, что каждая частица, проникающая в ядро, вызывает реакцию. Ширину δE резонансных уровней можно вычислить из принципа неопределенности. Таким образом, мы получаем:

$$\delta E \approx \frac{h}{2\pi\tau} = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} = 1,1 \cdot 10^5 \text{ эВ.}$$

Этот результат согласуется с наблюдаемой шириной для резонансного проникновения.

С помощью соотношения Эйнштейна из масс ядер можно получить баланс энергии этих ядерных реакций. Однако экспериментальные данные о расщеплениях, производимых α -частицами, слишком неточны для того, чтобы служить хорошей проверкой соотношения Эйнштейна. В § 8 настоящей главы будут разобраны более подходящие для этой цели случаи.

7. Превращения с захватом α -частицы и испусканием нейтрона: свойства нейтрона. Боте и Беккер¹⁾ первые заметили очень проникающее излучение, испускаемое при бомбардировке некоторых легких элементов α -частицами. Вначале думали, что это излучение состоит только из γ -лучей большой энергии. Однако дальнейшие исследования этого явления Бюри и Жолио²⁾ и Чадвиком³⁾ показали, что часть этого излучения состоит из нейтральных частиц с массой, приблизительно равной массе водородного атома, т. е. нейтронов. При разборе строения ядер мы уже упоминали о некоторых свойствах нейтрона.

Свойством, характерным для нейтрона по сравнению с тяжелой заряженной частицей, является его большая проникающая способность. Она связана с тем, что взаимодействие нейтрона с электронами ничтожно и вследствие этого ионизация отсутствует. Так, например, нейтрон не дает следов в камере Вильсона, но его можно обнаружить по взаимодействию с ядрами, которым он может при столкновении передавать большое количество энергии. Изучение этих ядер отдач

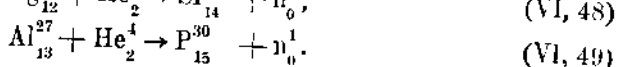
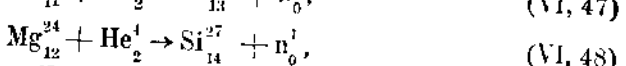
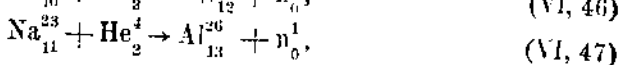
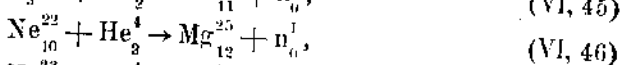
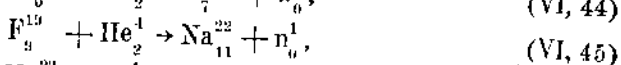
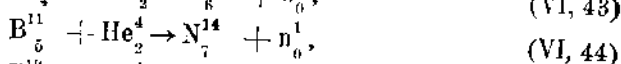
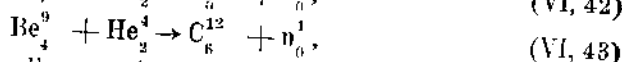
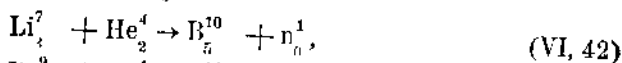
¹⁾ Bothe and Becker, *Z. Phys.*, **66**, 289 (1930).

²⁾ I. Curie et Joliot, *C. R.*, **194**, 273, 708 et 876 (1932).

³⁾ Chadwick, *Proc. Roy. Soc.*, **136**, 692 (1932).

дает возможность приблизительно определить массу и скорость нейтрона. Столкновения между нейтронами и ядрами детально будут разобраны ниже.

Превращения, производимые α -частицами с выбрасыванием нейтрона, подобны тем превращениям, при которых происходит испускание протона. Поэтому все приведенные нами рассуждения, связанные с законами сохранения импульса и энергии, применимы и к настоящему случаю. Точно так же и выход для этих расщеплений имеет тот же порядок величины, как и для расщеплений с испусканием протона. Самый высокий выход наблюдается у бериллия: в этом случае он соответствует испусканию около пятидесяти нейтронов на миллион α -частиц с пробегом 4 см, полностью заторможенных в бериллии. Другими элементами, которые испускают нейтроны при бомбардировке α -частицами, являются литий, бор, фтор, неон, натрий, магний и алюминий¹⁾. При этом, вероятно, происходят следующие ядерные реакции (нейтрон обозначается символом n_0^1):



Следует отметить, что некоторые из продуктов этих реакций являются известными устойчивыми ядрами (B^{10} , C^{12} , N^{14} , Mg^{25}), в то время как другие ядра неустойчивы (Na^{22} , Al^{26} , Si^{27} , P^{30}) и дают позитронную активность (см § 11 этой главы). Для получения точных данных об энергии этих реакций необходимо измерить скорости нейтронов, испускаемых под данным углом при бомбардировке элемента α -частицами одной и той же скорости. Однако в добавление к трудностям, встречающимся в аналогичных экспериментах по расщеплению с испусканием протона, в настоящем случае мы имеем еще одно затруднение, а именно: энергию нейтронов можно измерять только косвенно посредством другого какого-либо процесса столкновения (в водороде, например, посредством определения пробегов протонов, с которыми сталкиваются нейтроны). Поэтому относительно энергии нейтронов, испускаемых при различных реакциях, мы обладаем лишь чрезвычайно скудными данными. Весьма недостаточны также и наши

¹⁾ Полные ссылки можно найти у Флейшмана и Боте, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, XIII (1934) и XIV (1935).

сведения о функциях возбуждения этих реакций. Наиболее исследованным является расщепление бериллия, для которого кривая возбуждения (приведенная на рис. 41) дает резонанс для α -частиц с пробегом в 2 см. Обычно считают, что этот резонанс соответствует виртуальному уровню для α -частицы.

Если бы опыты производились в строго определенных геометрических условиях, то спектр скоростей испускаемых нейтронов должен был бы состоять из однородных групп. Во многих случаях должно существовать несколько групп нейтронов, соответствующих возбужденным уровням получающихся ядер. На это указывает испускание γ -лучей. Интенсивность этого γ -излучения в бериллии по порядку величины равна одному кванту на расщепление; оно имеет сложный спектр, состоящий из трех линий: 2,7, 4,2 и 6,7 MeV¹⁾.

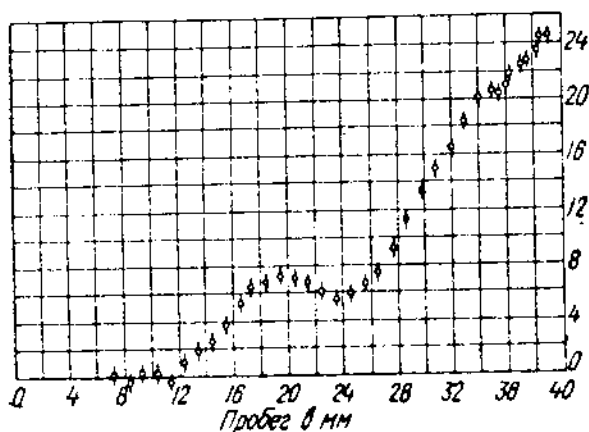


Рис. 41. Кривая возбуждения нейтронов в бериллии (по Бернардни).

оказывается приблизительно равной 8 MeV для нейтронов из бериллия; большинство же нейтронов обладает значительно меньшими энергиями: 3,3 MeV для бора, 0,5 MeV для лития и около 2 MeV для фтора, натрия, магния и алюминия.

Если можно точно измерить энергию реакции, то из масс ядер, участвующих в этой реакции, можно оценить и массу нейтрона. Однако рассматриваемые реакции неудобны для этого вследствие трудностей, на которые уже указывалось выше. Поэтому массу нейтрона лучше определять из других более удобных реакций, которые будут описаны в § 9 настоящей главы.

Рассмотрим теперь более тщательно вопрос о взаимодействии нейтронов с веществом. Мы уже отмечали, что взаимодействие нейтрона с электронами ничтожно. Это легко понять с точки зрения теории столкновений, разобранный в § 1. В данном случае можно применить борновское приближение, так как длина волны де Бройля электрона очень велика по сравнению с радиусом действия сил. В этом случае

¹ Bothe, Z. Phys., 100, 273 (1936).

рассеяние обладает сферической симметрией, и эффективное сечение столкновения дается формулой (VI, 13). При введении в эту формулу значения порядка 1 MeV для энергии взаимодействия, вычисленное эффективное сечение оказывается чрезвычайно малым. Эта же формула указывает, что для таких энергий взаимодействия эффективное сечение столкновения пропорционально квадрату массы. Поэтому мы можем ожидать, что эффективное сечение для столкновения протона с нейтроном будет иметь в миллион раз больший порядок величины, чем эффективное сечение для столкновения нейтрона с электроном. Этим объясняется то, что практически нейтроны взаимодействуют только с ядрами.

Случай столкновения нейтрона с протоном является особенно важным вследствие того, что он имеет большое теоретическое значение. При обычных энергиях нейтронов длина волны де Бройля еще достаточно велика для того, чтобы можно было ожидать, что рассеяние будет обладать сферической симметрией в относительных координатах. В этом случае для двух частиц, обладающих приблизительно равной массой, распределение импульсов в относительных координатах будет равномерно по величине и направлению. Поэтому распределение можно представить векторами с началом в центре сферы и концами, равномерно распределенными по поверхности сферы. Для того чтобы получить распределение импульсов по величине и направлению в неподвижной системе координат, мы должны учесть скорость центра масс; это мы получим, оставляя конечные точки этих векторов неподвижными и смещая начало в некоторую точку на поверхности сферы.

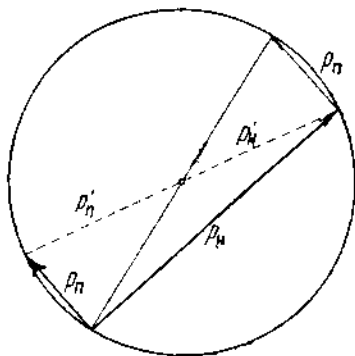


Рис. 42. Столкновение между частицами одинаковой массы.

Этот случай иллюстрируется на рис. 42, где p'_n и p'_H обозначают импульсы в относительных координатах, а p_n и p_H — импульсами в неподвижной системе координат.

Эти столкновения были исследованы с помощью камеры Вильсона. Нейтрон не оставляет видимого следа, но если известно положение источника нейтронов, то исследование следа протона оказывается достаточным для полного описания процесса столкновения. Это исследование¹⁾ подтвердило предположение о рассеянии с сферической симметрией в системе координат, в которой центр масс покоится.

Эффективное сечение столкновения было определено для неоднородного пучка нейтронов, испускаемого бериллием. Согласно сравнительно точным измерениям, выполненным Девингтоном²⁾, оно равно

¹⁾ Meitner und Philipp, *Z. Phys.*, 87, 484 (1934).

²⁾ Dunning, *Phys. Rev.*, 45, 586 (1934).

$1,6 \cdot 10^{-24}$ см². Как было показано Бете и Пайерлсом¹⁾, это эффективное сечение можно приблизительно вычислить, если известна только энергия связи двух частиц в дейтроне, которая приблизительно равна 2,2 MeV. Для нейтронов с энергией в один миллион электрон-вольт мы, таким образом, получаем значение $1,4 \cdot 10^{-24}$ для эффективного сечения столкновения. Полная формула для эффективного сечения дана на стр. 146.

Мы хотим также указать на следствие, вытекающее из предположения о существовании взаимодействия обменного типа между нейтроном и протоном, разобранный в гл. V (§ 5). Для нейтронов,

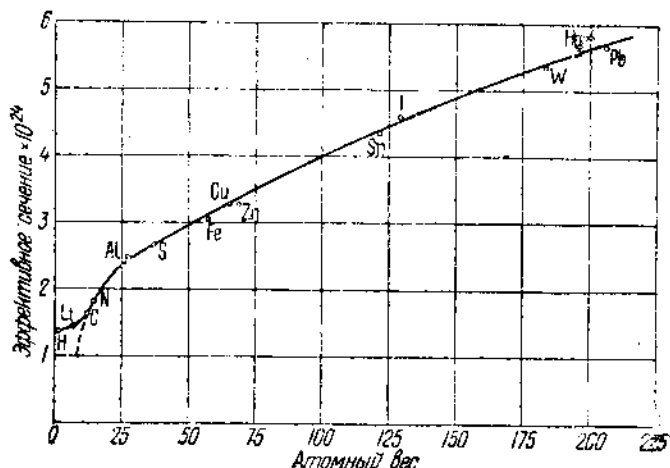


Рис. 43. Эффективные сечения для уругих столкновений быстрых нейтронов с ядрами.

обладающих достаточно большими скоростями, чтобы давать заметные отклонения от сферической симметрии при рассеянии, обменное взаимодействие двух частиц приводит к характерным изменениям углового распределения рассеянных протонов. Этот вопрос разбирался Виком²⁾ и Бете и Пайерлсом³⁾. Однако эти эффекты начинают играть роль только для значительно больших энергий нейтронов, чем те, которые мы имеем в настоящее время.

Были исследованы также столкновения нейтронов с другими ядрами. Здесь мы будем рассматривать только уругие столкновения быстрых нейтронов (с энергией порядка одного MeV). Столкновения, приводящие к расщеплениям, будут подробно рассмотрены в § 10. Все эффективные сечения столкновения имеют тот же порядок величины, что и эффективное сечение столкновения протона с нейтроном (10^{-24} см²), и систематически возрастают с увеличением атомного номера, как

1) Bothe and Peierls, *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 176 (1935).

2) Wick, *Z. Phys.*, **84**, 799 (1933).

3) Bethe and Peierls, *итт. выше*.

показано на рис. 43. Каждое из этих эффективных сечений фактически равно геометрическому поперечному сечению ядра.

Приведенные на рис. 43 данные, полученные Деннингом и Пеграмом¹⁾, относятся к неоднородным нейтронам, испускаемым источником: радон-бериллий.

Толщина слоя вещества, необходимого для уменьшения интенсивности пучка быстрых нейтронов в два раза, соответствующая приведенным выше сечениям столкновения, варьирует между 5 г/см^2 для парафина или воды и 50 г/см^2 для тяжелых элементов. Эффективное сечение для неупругих столкновений обычно несколько меньше, чем эффективное сечение для упругого рассеяния (см. § 10).

8. Превращения, вызываемые протонами и дейтронами. Многочисленные реакции, полученные при бомбардировке ядер протонами и дейтронами, мы разделим на три типа: (а) захват с испусканием излучения; (б) реакции, в результате которых получаются две частицы, и (в) реакции, в результате которых получается больше двух частиц.

(а) *Захват с испусканием излучения.* Для того чтобы частица могла быть захвачена ядром и связана в устойчивое состояние, должен быть удален тем или иным путем избыток энергии. В изученных раньше реакциях мы получали в результате расщепления две частицы, и вся энергия, остававшаяся после того, как эти две частицы оказывались в устойчивых (не виртуальных) квантовых состояниях, превращалась в кинетическую энергию. В простой реакции захвата этот эффект невозможен, так как кинетическая энергия (в относительных координатах) после удара, очевидно, равна нулю. В этом случае избыточная энергия должна отводиться с помощью другого процесса, который обычно состоит в испускании γ -лучей. Поэтому этот тип превращений мы называем захватом с испусканием излучения.

Так как в этом случае в результате расщепления мы не имеем быстрых частиц, то доказательство захвата с излучением мы должны искать иными путями — например, исследуя γ -лучи, испускаемые в этом процессе. Косвенный метод обнаружения захвата с излучением применяется в тех случаях, где получающееся ядро является не устойчивым, а β -активным. При захвате нейтронов это явление имеет место в большом числе случаев (§ 10).

Единственным хорошо установленным случаем захвата заряженных частиц с испусканием излучения является захват протона углеродом согласно ядерной реакции:



Эта реакция обнаруживается как по испусканию γ -лучей, так и по образованию активного азота²⁾ (§ 11). Здесь для протона имеется резонанс при двух значениях энергии: 400 и 480 keV. Другим возможным случаем захвата с излучением является захват протона ядром Li^7 (см. ниже).

¹⁾ Dunning, Pegram, Fink, and Mitchell, *Phys. Rev.*, **48**, 265 (1935).

²⁾ Hafstad and Tuve, *Phys. Rev.*, **48**, 306 (1935).

(6) *Реакции с образованием двух частиц.* Все, что было сказано в § 6 относительно следствий из закона сохранения энергии и импульса, имеет место и для реакций этого типа, произведенных протонами и дейтронами. Здесь мы отметим только некоторые характерные различия между этими реакциями и реакциями, вызванными α -частицами: (1) Возникающие в результате реакций ядра почти всегда получаются в основном состоянии. (2) Обычно не наблюдается резонансного прощипывания (см. ниже). (3) Так как импульсом налетающей частицы во многих случаях можно пренебречь, то скорость образующихся частиц можно получить, не учитывая угла вылета.

Разберем теперь детально наиболее важные реакции этого типа, полученные в самых легких элементах: водороде, литии, бериллии, боре и углероде. В табл. 34 (стр. 190) собраны значения энергий реакций и сопоставлены с дефектами масс.

1. *Водород.* Бомбардируемый дейтронами дейтерий дает две важные реакции, которые были открыты Олифантом, Хартеком и Резерфордом¹⁾. Одной из этих реакций является:



Получающиеся в результате этой реакции две частицы, соответственно, имеют пробеги в воздухе 1,6 и 14,7 см. Новый изотоп водорода H^3 , вероятно, устойчив и, повидимому, в очень малых количествах находится также и в обычном водороде. Выделяемая в реакции (VI, 51) энергия равна 4,0 MeV; из нее можно определить массу H^3 (см. ниже).

Другой реакцией является:



Здесь нейтроны обладают энергией около 1,8 MeV (сопоставление энергии реакции с массой нового изотопа He^3 см. ниже).

Обе реакции приблизительно одинаково вероятны и легко наблюдаются при энергиях дейтронов в 100 keV. В одном из наиболее важных источников нейтронов нейтроны получают согласно второй реакции.

2. *Литий.* При бомбардировке дейтронами и протонами этот элемент дает несколько реакций, принадлежащих как Li^6 , так и Li^7 . При облучении чистых изотопов, разделенных с помощью масс-спектрографа, Олифанту, Шайру и Краузеру²⁾ удалось определить принадлежность каждой из реакций Li^6 или Li^7 . Наблюдаемые ими реакции даются ниже.

Реакция:



Это была первая реакция, полученная с помощью искусственно ускоренных частиц (Кокрофт и Уолтон³⁾, 1932). Каждая из этих двух

¹⁾ Oliphant, Hartek, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, **144**, 692 (1934); Dee and Gilbert, *там же*; **149**, 200 (1935); Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.*, **49**, 19 (1936).

²⁾ Oliphant, Shire, and Crowther, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 922 (1934).

³⁾ Cockcroft and Walton, *Proc. Roy. Soc.*, **137**, 229 (1932); Oliphant, Kempton, and Rutherford, *там же*, **149**, 406 (1935).

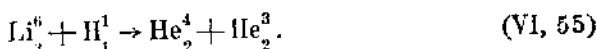
α -частиц имеет пробег в воздухе 8,3 см, соответствующий энергии реакции 17,1 MeV. Эта реакция наблюдалась с протонами, обладающими энергией порядка 13 keV¹⁾. Экспериментами с камерой Вильсона было установлено, что испускание обеих α -частиц происходит в противоположных направлениях. Были также измерены небольшие отклонения от угла в 180° между обоями следами, возникающие вследствие наличия импульса у протона, вызывающего расщепление. Величина этих отклонений оказалась в согласии с теорией. В табл. 34 дается сравнение энергий реакций с дефектами масс.

Реакция:



Эта реакция, подобная реакции (VI, 53), была открыта Лоуренсом²⁾. Каждая из этих двух α -частиц имеет пробег в воздухе 12,7 см, соответствующий энергии реакции 22,1 MeV.

Реакция:



Эти две частицы гелия³⁾ имеют пробеги 8,2 и 12 мм воздуха.

Реакция:



Кокрофт и Уолтон⁴⁾ наблюдали группу протонов с пробегом 30,5 см, которая, вероятно, объясняется превращением Li^6 в Li^7 .

Реакция:



Нейтроны, испускаемые⁵⁾ при реакции (VI, 57), обладают энергией около 13 MeV. Это значение энергии согласуется с массой нового изотона Be^8 , полученной из других реакций (см. табл. 34).

Бомбардируемый протонами литий испускает также и γ -излучение⁶⁾. Спектр этого излучения простирается в область очень больших энергий (вплоть до 16 MeV). Связь его с ядерными реакциями пока остается неясной. Так как в противоположность реакции (VI, 53) это испускание γ -лучей обнаруживает острый резонанс⁷⁾ для протонов с энергией 450 keV, то можно предполагать, что оно скорее обусловлено захватом с излучением и образованием Be_4^8 . Большая энергия этих γ -лучей согласуется с данными о дефектах масс.

¹⁾ Kirchner, *Phys. Z.*, **34**, 777 (1933); Kirchner und Neuert, *там же*, **34**, 897 (1933); **35**, 292 (1934).

²⁾ Lewis, Livingston, and Lawrence, *Phys. Rev.*, **44**, 317 (1933); Oliphant, Kempton, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 406 (1935).

³⁾ Oliphant, Kinsey, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, **141**, 722 (1932); *Dec. там же*, **148**, 623 (1935).

⁴⁾ Cockcroft and Walton, *Proc. Roy. Soc.*, **144**, 704 (1934).

⁵⁾ Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.*, **48**, 792 (1935).

⁶⁾ Crane, Delsasso, Fowler, and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **48**, 125 (1935).

⁷⁾ Hafstad and Tave, *Phys. Rev.*, **48**, 306 (1935).

На рис. 44 и 45 даны кривые поглощения частиц, испускаемых литием.

Реакция:



Согласно работам Лауритсена¹⁾ и его сотрудников, эта реакция должна объяснять испускание группы протонов с пробегом 26 см. Изотоп Li_3^7 радиоактивен и переходит в Be_4^8 с испусканием электрона.

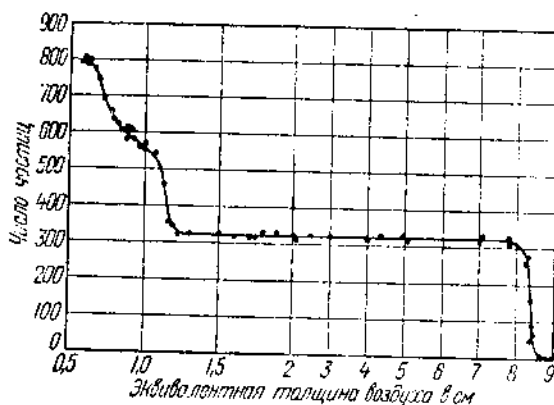


Рис. 44. Кривая поглощения частиц, получающихся при расщеплении лития протонами. Группа α -частиц с пробегом 8,4 см получается согласно реакции (VI. 53); две короткопробежные группы частиц He получают согласно реакции (VI. 55).

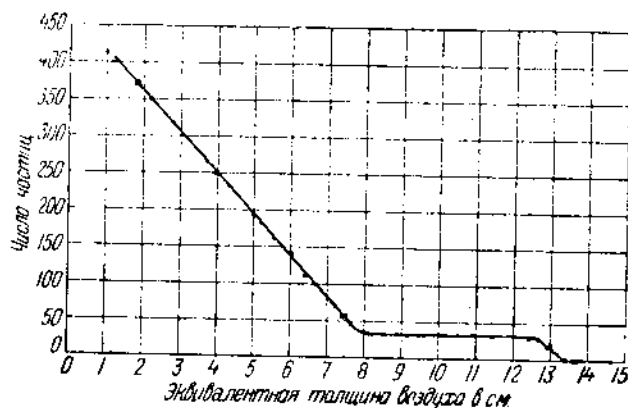
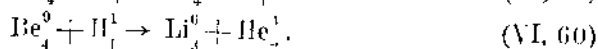
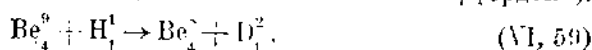


Рис. 45. Кривая поглощения частиц, получающихся при расщеплении лития; дейтронами. Группа с пробегом 12,7 см получается при расщеплении Li^6 ; непрерывное распределение — от Li^7 . См. реакции (VI. 54) и (VI. 75).

¹⁾ Fowler, Delsasso, and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **49**, 561 (1936).

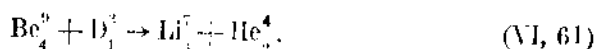
3. *Бериллий*. При бомбардировке этого элемента протонами или дейтронами также происходит несколько реакций, которые особенно тщательно были исследованы Олифантом, Кемптоном и Резерфордом¹⁾.

Реакция:



И дейтрон и α -частица, испускаемые при этих реакциях, имеют пробег в воздухе около 7 мм. Реакцию (VI, 59) можно использовать для определения массы Be^7 .

Реакция:



Здесь обе частицы имеют пробег в воздухе около одного и трех сантиметров, соответственно.

Реакция:



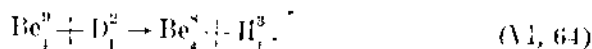
Согласно Боннеру и Брубекеру²⁾ испускаемые нейтроны обладают энергией 4,5 MeV. Реакция (VI, 62) является очень удобным искусственным источником нейтронов, и для энергий дейтронов выше 600 KeV она дает больший выход нейтронов, чем реакция (VI, 52). При этом наблюдается также и испускание γ -лучей.

Реакция:



Согласно Олифанту, Кемпону и Резерфорду с помощью этой реакции можно объяснить возникновение группы протонов с пробегом, равным 26 см. Из этой реакции можно вычислить массу нового изотопа Be^{10} , которая оказалась несколько больше, чем масса B^{10} .

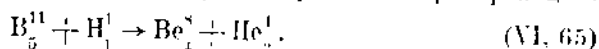
Реакция:



Эта реакция объясняет возникновение группы частиц с пробегом 8,6 см.

4. *Бор*. Для этого случая мы также рассмотрим некоторые реакции.

Реакция:



Этой реакцией можно объяснить возникновение группы α -частиц с пробегом 4,4 см, наблюденной Кирхвером³⁾.

Реакция:



Согласно Кокрофту и Уолтону⁴⁾ этой реакцией объясняется возникновение трех групп протонов с пробегам: 31 см, 59 см и 91 см. Этим пробегам соответствуют энергии реакций: 4,6, 7,0 и 9,1 MeV. Группа

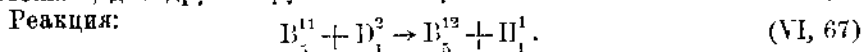
¹⁾ Oliphant, Kempton, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, 150, 240 (1935).

²⁾ Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.*, 47, 910 (1935).

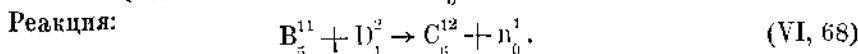
³⁾ Neuert, *Phys. Z.*, 36, 629 (1935).

⁴⁾ Cockcroft and Lewis, *Proc. Roy. Soc.*, 154, 246 and 261 (1936).

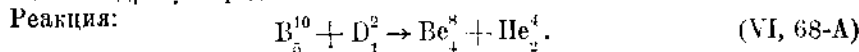
с наибольшим пробегом соответствует образованию ядра B^{11} в основном состоянии; две другие группы — возбужденным состояниям этого ядра.



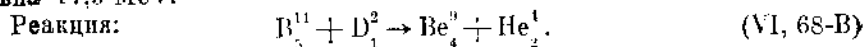
Лауритсен и его сотрудники¹⁾ считают, что эта реакция объясняет образование радиоактивного изотопа B_5^{12} (период полураспада 0,02 сек.)



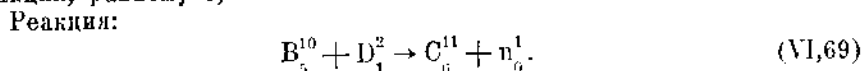
Эта реакция была предложена Лауритсеном²⁾ и его сотрудниками для объяснения испускания нейтронов бором при бомбардировке его дейтронами. Соответствующее этой реакции сильное γ -излучение указывает на то, что ядро углерода может возникать в возбужденных состояниях.



Этой реакцией объясняется возникновение группы α -частиц с пробегом 14,7 см, наблюдаемой Кокрофтом и Льюисом³⁾. Энергия реакции равна 17,5 MeV.



Эта реакция также была исследована Кокрофтом и Льюисом. Пробег α -частиц равен 4,6 см. Этот пробег соответствует значению энергии реакции, равному 8,1 MeV.



В дополнение к реакции (VI, 68) эта реакция была предложена Лауритсеном с сотрудниками⁴⁾ для объяснения образования активного углерода, испускающего позитроны.

5. Углерод. В бомбардируемом дейтронами углероде возникает радиоактивный азот N_7^{13} согласно реакции:



исследованной Кокрофтом, Гильбертом и Уолтоном⁵⁾ и Лауритсеном и Краном⁶⁾. Кроме того, имеет место реакция:



Здесь испускаемые протоны имеют пробег 14 см, соответствующий энергии реакции 2,7 MeV. Выходы реакций (VI, 70) и (VI, 71) приблизительно равны.

¹⁾ Fowler, Delsasso, and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **49**, 561 (1936); см. также Cockcroft and Lewis, *Proc. Roy. Soc.*, **154**, 246 (1936).

²⁾ Crane, Lauritsen, and Soltan, *Phys. Rev.*, **45**, 507 (1934).

³⁾ Cockcroft and Lewis, *цит. выше*.

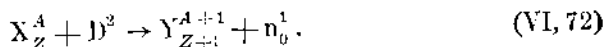
⁴⁾ Crane and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **45**, 530 (1934).

⁵⁾ Cockcroft, Gilbert, and Walton, *Nature*, **133**, 328 (1934).

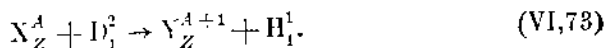
⁶⁾ Crane and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **45**, 430 (1934).

6. *Другие элементы.* Путем бомбардировки дейтронами были расщеплены многие другие элементы. С помощью частиц с очень большой энергией (до 5 MeV) Лоуренсу и сотрудникам¹⁾ удалось получить реакции даже с тяжелыми элементами (Pt, $Z=78$).

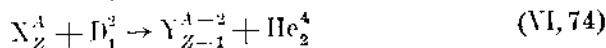
В большинстве случаев реакции были обнаружены по возникновению β -активного вещества (описание полученных при этом новых изотопов будет дано в § 11 этой главы). Существует три основных типа реакций. Во-первых, тип реакции, идущей по общей схеме:



При реакциях этого типа испускается нейтрон. Если образовавшееся новое ядро неустойчиво, то оно обладает позитронной активностью. Этот тип реакции наблюдается только для легких элементов. Второй тип реакции, имеющий место для элементов любого атомного веса, происходит по схеме:



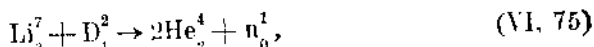
Если новое ядро, получающееся в результате этой реакции, неустойчиво, то оно распадается с испусканием электронов. Третий тип реакции:



наблюдается главным образом для легких элементов.

(в) *Реакции с образованием нескольких частиц.* В этих случаях для определения скорости каждой образующейся новой частицы в зависимости от угла вылета недостаточно знать соотношения для законов сохранения импульса и энергии. Изменение массы определяет лишь общую кинетическую энергию частиц, получающихся в результате реакции; эта кинетическая энергия может быть распределена между ними бесконечным числом способов. Таким образом характерной чертой этого типа реакции является наличие непрерывного спектра скоростей частиц, получающихся при реакции.

Расщепления, обладающие этими характерными особенностями, действительно были обнаружены²⁾ с литием и бором; оказалось, что в каждом из этих случаев в результате реакции получалось по три частицы. Эти реакции имеют вид:



Одновременное испускание трех α -частиц при бомбардировке B^{11} протонами наблюдалось³⁾ в камере Вильсона. Вместо вполне определен-

¹⁾ Cork and Lawrence, *Phys. Rev.*, **49**, 205 (1936).

²⁾ Oliphant, Kinsey, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, **141**, 722 (1933); Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.*, **48**, 742 (1935).

³⁾ Dee and Gilbert, *Proc. Roy. Soc.*, **154**, 279 (1936).

ного пробега во всех случаях α -частицы дают непрерывный спектр скоростей. Максимальный пробег, который для этих случаев равен, соответственно, 7,8 см, 3,8 см и 14 см, мы будем иметь в том случае, если две частицы испускаются в одном и том же направлении, а третья — в противоположном. Энергия реакции, вычисленная с помощью этих максимальных пробегов, согласуется с дефектами масс.

В табл. 34 произведено сравнение наблюдаемых и вычисленных из масс легких элементов ¹⁾ значений энергий реакций ΔE для некоторых случаев, рассмотренных в этом параграфе. Сюда включены также и некоторые из реакций, которые будут разобраны в следующих параграфах.

ТАБЛИЦА 34

Вычисленные и наблюдаемые значения энергии реакции
для некоторых ядерных реакций
(в тысячных долях единицы массы)

Реакция	Вычисленное ΔE	Наблюдаемое ΔE
$H^1 + n^1 \rightarrow D^2$	2,4	2,4
$H^2 + D^2 \rightarrow H^1 + H^3$	4,3	4,3
$D^2 + D^2 \rightarrow He^3 + n^1$	3,3	3,4
$Li^6 + H^1 \rightarrow He^3 + He^4$	4,0	3,8
$Li^6 + D^2 \rightarrow 2He^4$	23,7	23,7
$Li^6 + D^2 \rightarrow Li^7 + H^1$	5,4	5,3
$Li^6 + n^1 \rightarrow He^3 + H^3$	5,0	4,9
$Li^7 + H^1 \rightarrow 2He^4$	18,3	18,4
$Be^9 + H^1 \rightarrow Be^8 + D^2$	0,5	0,5
$Be^9 + H^1 \rightarrow Li^6 + He^4$	2,0	2,2
$Be^9 + D^2 \rightarrow Li^7 + He^4$	7,4	7,7
$Be^9 + D^2 \rightarrow Be^{10} + H^1$	4,8	4,8
$Be^9 + D^2 \rightarrow B^{10} + n^1$	4,6	5,3
$Be^9 + \gamma \rightarrow Be^8 + n^1$	-1,9	-1,7
$B^{10} + D^2 \rightarrow B^{11} + H^1$	9,8	9,8
$B^{11} + H^1 \rightarrow Be^8 + He^4$	9,1	9,1
$B^{11} + D^2 \rightarrow Be^9 + He^4$	8,6	8,8
$C^{12} + D^2 \rightarrow C^{13} + H^1$	3,0	2,9
$N^{14} + D^2 \rightarrow N^{15} + H^1$	9,2	9,2
$N^{14} + n^1 \rightarrow C^{14} + H^1$	0,6	0,6
$N^{14} + D^2 \rightarrow C^{12} + He^4$	14,2	14,2
$O^{16} + D^2 \rightarrow N^{14} + He^4$	3,2	3,4

Значения ΔE выражены в тысячных долях единицы массы. Соответствующие значения в миллионах электрон-вольт легко можно получить умножением на 0,931.

Теперь кратко рассмотрим функцию возбуждения для реакций, вызываемых протонами и дейтронами. Точные измерения были выполнены только для небольшого числа случаев; обычно же единственной известной величиной является выход, выражаемый числом расщепле-

¹⁾ Oliphant, Kempton, and Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, 150, 240 (1935).

ний, приходящихся на одну падающую частицу при полном торможении ее в веществе. Но в небольшом числе случаев облучались тонкие слои вещества; таким путем с определенной степенью точности были получены эффективные сечения для расщепления в зависимости от скорости. Большинство измерений было выполнено Кокрофтом с сотрудниками, Кирхнером, Гафштадом и Тювом¹⁾ и Лоуренсом с сотрудниками²⁾. Мы рассмотрим теперь несколько наиболее хорошо известных характерных случаев.

1. *Расщепление Li^7 протонами с испусканием двух α -частиц.* Точные измерения были сделаны для энергий протонов между 100 keV и 1000 keV. При этом эффективное сечение, соответственно, возрастает от $5 \cdot 10^{-29}$ до $3,7 \cdot 10^{-27}$. При малых скоростях это возрастание приблизительно следует экспоненциальному закону; для энергий же, приближающихся к одному миллиону электрон-вольт, оно становится значительно медленнее. Это легко можно объяснить с помощью простых соображений о проникновении заряженной частицы через кулоновское поле ядра.

Предположим, что вероятность расщепления пропорциональна вероятности нахождения протона в ядре, т. е. $|\psi(0)|^2$, где $\psi(r)$ — амплитуда вероятности нахождения протона на расстоянии r от центра ядра. Так как длина волны де-Бройля протона больше радиуса r ядра, то в первом приближении мы можем пренебречь изменением собственных функций, связанных с наличием источника потенциала в центре ядра. Другими словами, мы можем предположить, что кулоновское поле простирается до центра ядра. Из выражения для собственных функций в кулоновском поле мы получаем плотность вероятности в центре ядра

$$|\psi(0)|^2 = \frac{4\pi e^2 m Z}{h p} \frac{1}{e^{\frac{4\pi e^2 m Z}{h p}} - 1} \approx \frac{4\pi e^2 m Z}{h p} e^{-\frac{4\pi e^2 m Z}{h p}}$$

при условии, что падающий пучок соответствует одному протону с импульсом p в единице объема. Если падающий пучок соответствует n протонам в секунду на квадратный сантиметр, то плотность протонов будет равна nm/p . Следовательно, подставляя численные значения постоянных, мы находим, что вероятность расщепления или соответствующее эффективное сечение должны быть пропорциональны следующему выражению:

$$\frac{nm}{p} |\psi(0)|^2 = 1,3 \cdot 10^3 \frac{n}{v} e^{-\frac{4,14 \cdot 10^9}{v}}.$$

Эта зависимость эффективного сечения от скорости хорошо согласуется с экспериментальными данными для небольших скоростей. Однако для больших энергий, когда протон проходит над вершиной потен-

¹⁾ Hafstad and Tuve, *Phys. Rev.*, **48**, 306 (1935).

²⁾ Lawrence, McMillan, and Thornton, *Phys. Rev.*, **48**, 493 (1935).

циального барьера, мы должны ожидать, что эффективное сечение не будет больше возрастать с увеличением скорости¹⁾.

2. *Расщепление дейтерия дейтронами.* В этом случае мы имеем настолько низкий потенциальный барьер, что, начиная с энергии дейтрона в 100 keV, возрастание выхода объясняется исключительно увеличением пробега частиц в веществе.

3. *Расщепление ядер среднего и большого атомного веса быстрыми дейтронами.* Эти расщепления, обычно обнаруживаемые по образованию радиоактивного вещества, были изучены Лоуренсом с сотрудниками, работавшими с дейтронами, энергия которых достигала 5 MeV. Было обнаружено, что расщепление происходит и при меньших скоростях дейтронов. При этом выход с увеличением скорости возрастает медленнее, чем можно было ожидать на основании соображений, приведенных уже для случая расщепления лития протонами.

Теория этого эффекта была дана Оппенгеймером и Филлипсом, связавшими его с конечными размерами дейтрона и его малой энергией связи. Вследствие того что нейтрон не отталкивается кулоновским полем ядра, а протон отталкивается, приближающийся к ядру дейтрон будет поляризован. При этом может произойти захват нейтрона без захвата протона. Теоретические кривые для функций возбуждения согласуются с экспериментальными данными. Лоуренс с сотрудниками²⁾ сообщил также и о существовании случаев резонанса при расщеплениях, производимых быстрыми дейтронами.

9. *Фоторасщепление ядер.* Чадвиком и Гольдгабером (1934) была открыта в области ядра аналогия атомному фотоэлектрическому эффекту. Они заметили, что при облучении достаточно жесткими γ -лучами дейтрон может расщепляться на протон и нейтрон. Минимальная энергия кванта, необходимая для расщепления, должна соответствовать энергии связи дейтрона; поэтому точное измерение значения энергии кванта, при котором начинается расщепление, является особенно важным. Но так как мы не имеем возможности работать с γ -лучами, частоту которых можно было бы непрерывно менять, то Чадвиком и Гольдгабером³⁾ было предпринято определение энергии связи новым методом, а именно путем измерения (с помощью линейного усилителя) энергии протона, получающегося при расщеплении дейтрона γ -лучами ThC'' (энергия кванта 2,62 MeV). Вследствие того, что массы обеих образующихся частиц приблизительно равны, энергия распределяется между ними поровну. Для полной энергии частиц они нашли значение 0,50 MeV; это дает для энергии связи дейтрона значение 2,1 MeV. Этот результат согласуется с тем, что фоторасщепление, хотя и с значительно меньшей интенсивностью, производится также и γ -лучами от активного осадка радия (известная линия с наибольшей частотой лежит при 2,19 MeV). Однако из опытов с камерой Вильсона Фэзер⁴⁾ нашел для энергии связи большее значение, а именно 2,3 MeV.

1) Ostrofsky, Breit, and Johnson, *Phys. Rev.*, **49**, 22 (1936).

2) Cork and Lawrence, *Phys. Rev.*, **49**, 788 (1935).

3) Chadwick and Goldhaber, *Proc. Roy. Soc.*, **151**, 479 (1935).

4) Feather, *Nature*, **136**, 467 (1935).

Беря среднее из этих значений, 2,2 MeV, и принимая для массы дейтрона значение 2,0147, мы находим массу нейтрона равной 1,0090.

Чадвик и Гольдгабер нашли, что эффективное сечение для фоторасщепления γ -лучами с энергией в 2,62 MeV приблизительно равно $6 \cdot 10^{-28}$ см².

Теория этого процесса была дана Бете и Пайерлсом¹⁾, которые показали, что эффективное сечение для фоторасщепления можно вычислить только в том случае, если известна энергия связи E_0 дейтрона. Эффективное сечение дается формулой:

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{\hbar c^2}{McE_0} \frac{(\gamma - 1)^{3/2}}{\gamma^3}, \quad (\text{VI, 78})$$

где

$$\gamma = \frac{h\nu}{E_0}.$$

Это выражение достигает максимума при энергии фотона, равной удвоенной энергии связи. Для $h\nu = 2,62$ MeV оно дает $\sigma = 8 \cdot 10^{-28}$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением. Выражение (VI, 78) быстро стремится к нулю при приближении значения энергии γ -кванта к значению энергии связи E_0 . Этот результат противоречит наблюдениям над обратным процессом — соединением нейтрона и протона с испусканием излучения. Ферми показал, что это расхождение исчезает, если мы учтем магнитное излучение, которое дает добавочный член в выражении для эффективного сечения (см. также § 10, стр. 199). Вычисления Бете и Пайерлса применимы для очень короткодействующих сил между протоном и нейтроном. Брейт и Кондон произвели вычисления для сил с конечным радиусом действия. При этом они показали, что измерения эффективного сечения для γ -лучей с большой энергией (5—10 MeV) могут дать сведения о природе взаимодействия между протоном и нейтроном.

Другим случаем фоторасщепления, известным в настоящее время, является фоторасщепление бериллия. Сцилардом и Чалмерсом²⁾ было обнаружено, что при облучении γ -лучами бериллий испускает нейтроны. При этом, повидимому, имеет место реакция



Граничная энергия для фоторасщепления бериллия лежит около 1,6 MeV; это согласуется с данными для значений масс (см. табл. 34). Эффективное сечение этого процесса также имеет порядок величины 10^{-28} см².

Возможно, что для более жестких γ -лучей процесс фоторасщепления будет иметь место для большого числа ядер *).

¹⁾ Bethe and Peierls, Internat. Conf. on Phys., London (1934).

²⁾ Szilard and Chalmers, *Nature*, 134, 494 (1934).

*) В последнее время (1937) Бете и Гентнер, работая с γ -лучами, получающимися при расщеплении Li протонами (энергия γ -квантов достигает при этом 17 MeV), нашли еще целый ряд случаев фотоэффекта в ядрах (выбывание γ -квантом нейтрона). См. например, Botho u. Gentner, *Naturwissenschaften*, 1937, Н. 6, S. 90; Н. 8, S. 126; Н. 18, S. 284. (Прим. перев.)

10. Расщепления, вызываемые нейтронами; свойства медленных нейтронов. Вскоре после открытия нейтрона Фэзер, Мейтнер и Филипп, Гаркинс и др.¹⁾, работая с камерой Вильсона, обнаружили новое явление. Кроме ядер отдачи, образующихся при упругих столкновениях с нейтронами, они получили некоторое число влоков, возникновение которых было приписано расщеплениям. Обычно считается, что в этих процессах нейтрон захватывается ядром; образовавшееся при этом ядро расщепляется на две частицы. В этом случае применимы разобранные в § 6 общие следствия из законов сохранения импульса и энергии. Нейтрон не оставляет видимого следа в камере Вильсона; однако производя векторное сложение импульсов обеих образовавшихся частиц, мы можем найти импульс, а следовательно, и энергию падающего нейтрона. Таким образом, мы имеем все данные, необходимые для вычисления энергии реакции (конечно, при условии, что природа получающихся при расщеплении частиц известна).

Расщепления этого типа наблюдались в азоте, кислороде, фторе, цезии и алюминии; указания же на существование многих других случаев расщеплений были получены косвенным путем — по образованию радиоактивных изотопов при облучении нейтронами. Некоторые расщепления наблюдались для нейтронов с очень различными энергиями, начиная с очень малых значений энергии (см. ниже) вплоть до энергий порядка 10 MeV. Эффективное сечение расщепления имеет тот же порядок величины или несколько меньший, чем эффективное сечение для упругого столкновения; значения его лежат между 10^{-26} и 10^{-24} см².

Возможность расщепления нейтронами очень малых энергий (конечно, при условии, что реакция является экзотермической) и большое эффективное сечение по сравнению с эффективным сечением для расщепления заряженными частицами объясняется отсутствием у ядра потенциального барьера для нейтрона.

Реакции, исследованные в камере Вильсона, в большинстве случаев состоят в захвате нейтрона и испускании α -частицы. Таким образом, их можно представить теми же уравнениями, которые были даны для реакций, описанных в § 7 (если их читать справа налево). Согласно Фэзеру²⁾ и Кюри³⁾, для азота мы имеем две различные реакции: одну — с испусканием α -частицы и другую — с испусканием протона. Боннер и Брубекер⁴⁾ наблюдали также расщепление с образованием трех новых частиц.

О реакциях, вызываемых нейтронами, много данных было получено после открытия Ферми⁵⁾. Оказалось, что рассматриваемые расщепления во многих случаях приводят к образованию новых радио-

¹⁾ Fleischmann and Bothe, *Ergebnisse der Exakten Naturwiss.*, XIII (1934) и XIV (1935).

²⁾ Feather, *Proc. Roy. Soc.*, **136**, 709 (1932); там же, **142**, 689 (1933).

³⁾ Kurie, *Phys. Rev.*, **47**, 97 (1935).

⁴⁾ Bonner and Brubaker, *Phys. Rev.*, **49**, 223 (1936).

⁵⁾ Fermi, *Ricerca Scient.*, **1**, 283 (1934).

активных изотопов. Свойства этих новых радиоактивных элементов будут описаны в § 11; здесь же мы разберем только различные типы реакций, с помощью которых они были получены. В первых работах Ферми и его сотрудников использовались нейтроны, испускаемые источником радона + бериллий. Эти нейтроны обладали энергиями, лежащими в большом интервале значений, вплоть до энергий порядка 10 MeV. Мы будем называть их *быстрыми* нейтронами.

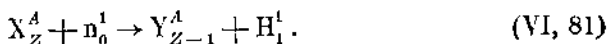
Этими исследованиями было показано, что при облучении нейтронами элемента с атомным номером Z могут возникать новые β -радиоактивные изотопы. Химическое разделение изотопов показало, что активное вещество может обладать атомным номером Z , $Z-1$ или $Z-2$. Поэтому образование этих изотопов естественно было приписать следующим трем типам реакций:

1. *Захват нейтрона, сопровождающийся излучением:*



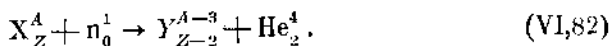
Образовавшееся при этой реакции ядро является изотопом исходного элемента.

2. *Захват нейтрона и испускание протона:*



Образовавшееся в результате этой реакции ядро имеет атомный номер, на единицу меньший, чем атомный номер облучаемого элемента.

3. *Захват нейтрона и испускание α -частицы:*



Здесь атомный номер образовавшегося ядра на две единицы меньше атомного номера исходного элемента*).

Эффективное сечение для этих реакций имеет порядок величины от 10^{-28} до 10^{-24} см². В то время как с теоретической точки зрения легко понять реакции, приводящие к испусканию тяжелой заряженной частицы, объяснение захвата с испусканием излучения представляет трудности, о которых будет сказано ниже, когда мы будем говорить о свойствах *медленных* нейтронов.

Реакции с испусканием α -частиц часто являются экзотермическими; в этом случае для очень легких элементов они могут вызываться также и медленными нейтронами. При этом эффективное сечение может быть чрезвычайно большим, что, как было показано Бете¹⁾, согласуется с теорией. Так, например, медленные нейтроны (нейтропы, обладающие тепловыми скоростями) вызывают следующие реакции:



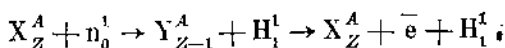
*) Под действием нейтронов возможны и реакции с выбиванием нейтрона. См. об этом списку переводчиков на стр. 170. (Прим. перев.)

¹⁾ Bethe, *Phys. Rev.*, 47, 747 (1935).

Эффективные сечения для этих реакций равны, соответственно, $60 \cdot 10^{-24}$ и $600 \cdot 10^{-24}$. Вследствие очень большого эффективного сечения эти две реакции применяются для обнаружения медленных нейтронов, не дающих протонов отдачи. Энергии реакции для этих случаев уже включены в табл. 34. Они согласуются с данными о дефектах масс.

В случае тяжелых ядер α -частица не может выйти из ядра из-за потенциального барьера, если падающий нейтрон не сообщит ей добавочную энергию. Поэтому реакции этого типа наблюдаются только с быстрыми нейтронами.

Реакции с испусканием протона обычно являются эндотермическими. Это верно для большинства тех случаев, при которых образуются радиоактивные изотопы. Радиоактивный изотоп, распадающийся с испусканием отрицательного электрона, в этом случае в результате превращения дает исходное ядро по следующей схеме:



Отсюда можно заключить следующее: так как массы нейтрона и атома водорода приблизительно равны, то большое количество энергии (порядка 1—5 MeV), выделяемое обычно при распаде активного ядра, должно доставляться падающим нейтроном. Следствием этого является то, что такие реакции вызываются только быстрыми нейтронами.

Рассмотрим теперь захват с испусканием излучения. Этот процесс приобретает особенное значение для случая нейтрона. Первое доказательство захвата нейтрона было получено Ли¹⁾, которому удалось заметить γ -излучение, испускаемое при поглощении нейтронов веществом, содержащим водород. Это явление он истолковал как испускание γ -излучения при соединении нейтрона и протона в дейтрон. Позже Ферми и его сотрудники²⁾ доказали существование многих реакций захвата, наблюдая образование радиоактивных ядер, являющихся изотопами облучаемого элемента. Эти реакции сначала наблюдались с быстрыми нейтронами; при этом в некоторых случаях соответствующие эффективные сечения имели порядок величины 10^{-24} см². Как было указано Ферми, это значение оказывается больше, чем можно было предполагать. Позже было найдено, что можно значительно увеличить выход этих превращений, если брать нейтроны, замедленные при прохождении через вещества, содержащие водород. Рассмотрим теперь характерные свойства медленных нейтронов.

Ферми, Амальди, Понтекорво, Разетти и Сегре³⁾ заметили (1934), что активность, вызванная нейтронами в серебре, родии и многих других элементах чрезвычайно возрастает, если источник и облучаемый элемент окружены веществом, содержащим водород, например,

¹⁾ Lea, *Proc. Roy. Soc.*, **150**, 637 (1935).

²⁾ Fermi, Amaldi, D'Agostino, Rasetti, and Segrè, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 483 (1934).

³⁾ Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, Rasetti, and Segrè, *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 522 (1935).

парафином или водой. Оказалось, что наличие вещества, содержащего водород, повышает выход только определенного вида реакций. Это — те реакции, в результате которых возникает изотоп облучаемого элемента и относительно которых поэтому было высказано предположение, что они заключаются в захвате нейтрона, сопровождающемся излучением. Этот эффект Ферми объяснил предположением, что нейтроны, замедленные при упругих столкновениях с протонами, обладают значительно большими эффективными сечениями захвата.

Ферми и его сотрудники заметили, что медленные нейтроны, вызывавшие аномально большую активацию, сильно поглощались активным элементом, а также и многими другими элементами, которые не становились при этом радиоактивными. В последнем случае предполагалось, что захват нейтрона приводил к образованию устойчивого изотопа. Этот эффект действительно наблюдается для элементов, подобных Cd и Hg, которые обладают рядом так расположенных устойчивых изотопов, что захват нейтрона одним из изотопов может приводить к образованию ближайшего более тяжелого устойчивого же изотопа.

Ферми обнаружил испускание жесткого γ -излучения элементами, сильно поглощающими медленные нейтроны. Это является прямым доказательством существования захвата с испусканием излучения. Измерение энергии, испускаемой в виде γ -лучей, имеет большое значение, так как оно непосредственно дает энергию связи нейтрона при образовании более тяжелого изотопа. Попытки в этом направлении были сделаны Разетти¹⁾ и Флейшманом²⁾; однако полученные ими результаты не обладают большой степенью точности. Наблюдаемые значения энергий для различных элементов варьируют между 3 и 6 MeV.

Некоторые эффективные сечения захвата были измерены Ферми. В более систематическом исследовании, проведенном Деннингом и Пеграмом³⁾, были исследованы почти все элементы. При этом медленные нейтроны обнаруживались не по возникновению искусственной радиоактивности, а по реакции, происходящей с литием или бором. Некоторые элементы, большинство которых после облучения не обнаруживало радиоактивности, дали чрезвычайно большое эффективное сечение захвата. Данные, относящиеся к этим элементам, сильно поглощающим нейтроны, приведены в табл. 35 (стр. 200).

Значения эффективного сечения от элемента к элементу меняются нерегулярно; например, Cd обладает эффективным сечением $\sigma = 3000 \cdot 10^{-24}$, в то время как для олова эффективное сечение равно только $4 \cdot 10^{-24}$. Несколько странным является то, что почти все редкие земли обладают большим эффективным сечением. Возможно, однако, что это частично объясняется примесями самария, европия и гадолиния.

¹⁾ Rasetti, *Z. Phys.*, **97**, 64 (1935).

²⁾ Fleischmann, *Z. Phys.*, **97**, 242 и 265 (1935); см. также Kikuchi, Aoki, and Huisimi, *Nature*, **137**, 186 (1936).

³⁾ Dunning, Pegram, Fink, and Mitchell, *Phys. Rev.*, **48**, 265 (1935).

Прежде чем рассматривать остальные свойства медленных нейтронов, мы считаем полезным сделать краткий теоретический разбор вопроса о взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. Мы будем предполагать, что это взаимодействие можно представить потенциальным полем. Эта проблема была рассмотрена Ферми¹⁾, Бете²⁾, Перреном и Эльзассером³⁾, которые, как обычно, принимали, что силы между нейтроном и ядром являются силами притяжения и имеют радиус действия порядка 10^{-13} см. В этом случае взаимодействие между нейтроном и ядром можно представить грубой моделью в виде потенциальной ямы, имеющей радиус порядка величины радиуса ядра и глубину порядка нескольких MeV. На основе этих предположений были получены следующие результаты.

Эффективные сечения для захвата и упругого рассеяния нейтронов, движущихся с очень малыми скоростями, зависят от фазы собственной функции нейтрона у края потенциальной ямы; они могут становиться чрезвычайно большими для некоторых частных значений глубины и радиуса этой потенциальной ямы. В таком случае мы можем сказать, что энергия нуль соответствует виртуальному квантовому состоянию нейтрона в ядре; резонансный уровень не является очень острым (ширина порядка 10^4 eV). Этим легко можно объяснить нерегулярное изменение эффективного сечения от одного элемента к другому.

Дальнейшим результатом теории является следующее положение: эффективное сечение для упругого рассеяния при малых скоростях должно быть постоянным, а эффективное сечение захвата — обратно пропорциональным скорости нейтрона. Следовательно, медленный нейтрон, движущийся в данном веществе, будет обладать постоянным средним свободным пробегом между упругими столкновениями и постоянной средней продолжительностью жизни, определяемой процессами захвата. Отношение обоих эффективных сечений будет зависеть от скорости; однако для нейтронов, обладающих тепловыми энергиями (см. ниже), мы находим, что максимальные значения обоих эффективных сечений при резонансе должны иметь один и тот же порядок величины. Это заключение не соответствует экспериментальным данным, так как никогда не наблюдалось, чтобы эффективные сечения рассеяния были сравнимы с большими эффективными сечениями захвата. Наибольшим эффективным сечением рассеяния, известным в настоящее время, является эффективное сечение рассеяния протон — нейтрон (см. стр. 199). Однако это большое значение эффективного сечения наблюдается только для нейтронов тепловых энергий — энергий, которые малы по сравнению с химической энергией связи водородного атома в молекуле. Можно ожидать, что для нейтронов с энергией в несколько электрон-вольт (для которых протоны могут рассматриваться как свободные) эффективное сечение упругого рас-

¹⁾ Amaldi and others, *Proc. Roy. Soc.*, **149**, 522 (1935).

²⁾ Bethe, *Phys. Rev.*, **47**, 747 (1935).

³⁾ Perrin et Elsassser, *C. R.*, **200**, 450 (1935).

сечения будет меньше одной трети приведенного выше значения, или $12 \cdot 10^{-24}$. Это заключение было подтверждено ловыми экспериментами Ферми и Амальди¹⁾ (см. также стр. 146).

Теперь рассмотрим более подробно процесс замедления нейтронов при соударениях, происходящих в веществе, содержащем водород. Процесс замедления экспериментально был исследован Ферми с сотрудниками, Бьерджем и Весткоттом²⁾ и Деннингом, Пеграмом и их сотрудниками³⁾. Результаты, полученные ими, заключаются в следующем.

Средний свободный пробег для упругого рассеяния, который для нейтрона имеет сначала порядок величины 5 см, уменьшается с уменьшением энергии нейтрона. После каждого столкновения он становится меньше; поэтому нейтрон, испытавший несколько столкновений, не уходит далеко от той области, где его скорость была еще достаточно велика. Можно показать, что энергия нейтрона после n столкновений с протонами в среднем уменьшается до e^{-n} доли начального значения. Этот процесс замедления будет происходить или до тех пор, пока нейтрон будет захвачен или пока он не достигнет энергии, соответствующей тепловому равновесию. В этом случае дальнейшее уменьшение его средней скорости происходить не будет. Что касается того, будет ли не будет достигнуто тепловое равновесие, то это зависит от значения скорости, при котором эффективные сечения захвата и упругого рассеяния становятся одного и того же порядка величины. Экспериментальные данные показывают, что в то время как при тепловых скоростях эффективное сечение упругого рассеяния равно $40 \cdot 10^{-24}$, эффективное сечение захвата приблизительно в 150 раз меньше; а именно оно равно $3 \cdot 10^{-25}$ см². Таким образом, условия для достижения теплового равновесия являются выполнимыми. После достижения скоростей, соответствующих тепловому равновесию, нейтрон будет испытывать в среднем около 150 столкновений, прежде чем он будет захвачен протоном, образуя дейтрон с испусканием излучения. Экспериментально найдено, что при этих условиях средняя продолжительность жизни медленного нейтрона в парафине равна $1,6 \cdot 10^{-4}$ сек.⁴⁾ Этот результат согласуется с вычислениями, сделанными Ферми⁵⁾, который показал, что соединение нейтрона и протона связано с магнитным дипольным излучением, и оценил значение средней продолжительности жизни нейтрона в этих условиях.

Первое экспериментальное доказательство того, что по крайней мере часть медленных нейтронов обладает тепловыми скоростями, было получено Мунон и Тилманом⁶⁾. Они показали, что искусственная радиоактивность, наведенная в некоторых элементах, зависит от температуры вещества, содержащего водород и употребленного для замедления нейтронов. На основании других экспериментов к такому

¹⁾ Fermi and Amaldi, *Phys. Rev.*, **50** (1936).

²⁾ Bjerger and Westcott, *Proc. Roy. Soc.*, **150**, 709 (1935).

³⁾ Dunning, Pegram, Fink, and Mitchell, *ит. язык*.

⁴⁾ Amaldi and Fermi, *Ricerca Scientifica*, **VII**—1 (1936).

⁵⁾ Fermi, *Phys. Rev.*, **48**, 570 (1935).

⁶⁾ Moon and Tillman, *Proc. Roy. Soc.*, **153**, 476 (1936).

же заключению пришли Ферми и его сотрудники¹⁾ и Фриш и Соренсен²⁾. В этих экспериментах интенсивность пучка медленных нейтронов, которую они также измеряли по возникновению искусственной радиоактивности, варьировалась с помощью быстрого движения вещества, содержащего водород. Эти эксперименты показали, что скорости порядка 10^4 см/сек вещества, содержащего водород, не являются уже ничтожными по сравнению со скоростями нейтронов.

Наконец, с помощью механического селектора скоростей с кадмиевыми секторами, Деннинг, Пеграм и их сотрудники³⁾ непосредственно измерили скорости медленных нейтронов. Нейтроны они обнаруживали литиевой ионизационной камерой. При комнатной температуре они нашли приблизительное согласие с максвелловским распределением. Они измерили также и коэффициент поглощения медленных нейтронов в различных веществах. При этом парафин, замедляющий нейтроны, находился или при комнатной температуре или при температуре жидкого воздуха. В последнем случае для коэффициента поглощения были найдены значительно большие значения.

Таблица 35

Эффективные сечения захвата сильно поглощающих элементов

(для нейтронов, практически находящихся в тепловом равновесии).

Элемент	$\sigma \cdot 10^{24}$		Элемент	$\sigma \cdot 10^{24}$	
	300° K	90° K		300° K	90°
3 Li	65	90	62 Sm	4260	4420
5 B	540	680	63 Eu	3400	—
17 Cl	40	—	64 Gd	22200	27700
27 Co	35	—	66 Dy	1200	—
45 Rh	125	175	67 Ho	340	—
47 Ag	55	75	75 Re	90	—
48 Cd	3000	3200	77 Ir	285	—
49 In	300	—	79 Au	90	—
			80 Hg	450	600

Табл. 35 дает значения эффективных сечений захвата некоторых сильно поглощающих элементов для нейтронов, обладающих тепловыми скоростями при 90° K и 300° K.

Зависимость эффективного сечения от температуры показывает, что оно является убывающей функцией скорости, как это предсказывается и теорией. Однако некоторые исследования зависимости получаемой величины поглощения от типа реакции, используемой для обнаружения медленных нейтронов, показали, что это соотношение

¹⁾ Amaldi, D'Agostino, Fermi, Pontecorvo, and Segre, *Ricerca Scient.*, I, 435 (1935).

²⁾ Frisch and Sørensen, *Nature*, 136, 258 (1935).

³⁾ Dunning, Pegram, Fink, Mitchell, and Segre, *Phys. Rev.*, 48, 704 (1935).

не выполняется вне области тепловых скоростей [это было показано главным образом последними работами Ферми и Амальди¹⁾ и Сциларда²⁾]. Было найдено, что медленные нейтроны, профильтрованные толстым слоем кадмия, все-таки сильно активируют некоторые элементы (например, Ag, Rh, In, Ir, Au); в некоторых из этих элементов они поглощаются с чрезвычайно большими эффективными сечениями. Эти профильтрованные кадмием нейтроны состоят из нескольких групп, обладающих весьма различными эффективными сечениями для разных элементов. Так, Ферми и Амальди называют группой *A* ту группу нейтронов, которая сильно поглощается в Ag ($\sigma = 4000 \cdot 10^{-24}$), но слабо поглощается в Cd ($\sigma = 10 \cdot 10^{-24}$); и группой *B* — ту группу нейтронов, которая сильно поглощается в In ($\sigma = 750 \cdot 10^{-24}$) и Rh ($\sigma = 300 \cdot 10^{-24}$), но слабо поглощается в Ag ($\sigma = 12 \cdot 10^{-24}$), в Cd ($\sigma = 10 \cdot 10^{-24}$) и в Hg ($\sigma = 10 \cdot 10^{-24}$).

Эти результаты указывают на наличие значительной селективности поглощения в зависимости от скорости для энергий, превышающих энергии нейтронов, находящихся в тепловом равновесии. Предположение о том, что эти группы нейтронов имеют скорости, большие тепловых скоростей, основывается на следующих фактах: изменение температуры не оказывает влияния на эти группы; кроме того, после нескольких столкновений с ядрами водорода, нейтроны этих групп превращаются в нейтроны, поглощаемые кадмием. Последний процесс объясняют тем, что скорости нейтронов уменьшаются при этом до тепловых скоростей (см. ниже).

Раветти, Сегре, Финк, Девнинг и Пеграм³⁾ непосредственно проверяли выполнимость закона $1/v$ для малых скоростей в тепловой области с помощью следующего эксперимента. Если эффективное сечение в зависимости от скорости меняется по закону $1/v$, то можно сказать, что поглощение медленных нейтронов зависит только от времени, в течение которого они находятся в веществе. Осуществляя движение поглотителя относительно источника и индикатора нейтронов, мы можем оставлять это время неизменным, в то время как скорость нейтронов относительно поглощающего вещества будет меняться. В этих опытах нейтроны пропускались наклонно через слой поглощающего материала, двигавшегося со скоростью 140 м/сек против или по направлению распространения пучка нейтронов.

Условия эксперимента были подобраны таким образом, что при этом оказывались эффективными только нейтроны с энергиями, лежащими в тепловой области. При этом для случая серебра и бора не было обнаружено никакой зависимости интенсивности пропускаемого пучка нейтронов от движения поглотителя. Этот результат указывает на то, что закон $1/v$ приблизительно выполняется для этих случаев; для кадмия же в этих условиях наблюдалось значительное изменение интенсивности пропускаемого пучка. Последнее обстоятельство указывает

¹⁾ Fermi e Amaldi, *Ricerca Scient.*, VI—2, 443 (1935) и VII—1, 56 (1936).

²⁾ Szilard, *Nature*, 136, 950 (1935).

³⁾ Rasetti, Segrè, Fink, Dunning, and Pegram, *Phys. Rev.*, 49, 104 (1936); Rasetti, Mitchell, Fink, and Pegram, *там же*, 49, 777 (1936).

на то, что для кадмия эффективное сечение меняется в зависимости от скорости менее быстро, чем по закону $1/v$. Это согласуется также и с значительно меньшей зависимостью эффективного сечения поглощения от температуры для кадмия, чем для других элементов (см. табл. 35).

Почти невозможно объяснить все эти явления в рамках модели, представляющей ядро в виде потенциального поля. Однако Вигнер и Брейт¹⁾ дали простое объяснение этих явлений с помощью учета взаимодействия падающего нейтрона с другими ядерными частицами.

Рассмотрим переход от начального состояния системы, т. е. такого, в котором мы имеем ядро в основном состоянии и налетающий нейтрон, в состояние с такой же энергией, при котором нейтрон захвачен ядром. При этом другая частица в ядре переходит на более высокий энергетический уровень. Этот процесс будет происходить в том случае, если энергия системы соответствует энергии этого возбужденного квазистойчивого состояния ядра. Следовательно, для определенных скоростей нейтронов это явление будет иметь резонанс. Ширина резонансного уровня может быть порядка нескольких вольт. Эта ширина соответствует средней продолжительности жизни возбужденного уровня, которая определяется вероятностями двух переходов: одна из них — это вероятность обратного перехода к начальному состоянию (что приводит к рассеянию падающего нейтрона), другая — вероятность скачкообразного перехода к состоянию с меньшей энергией с испусканием излучения. Грубая оценка показывает, что вероятность второго процесса обычно должна быть больше, чем первого процесса. Отсюда становится понятным, почему эффективные сечения поглощения значительно больше, чем для рассеяния. Величина эффективного сечения захвата оказывается достаточно большой для того, чтобы объяснить все наблюдаемые эффекты.

То, что захват с излучением встречается чаще, чем рассеяние, было объяснено Бором с помощью следующих общих соображений. В сильно возбужденном ядре, образующемся при добавлении нейтрона к начальному ядру, сильное взаимодействие между частицами, составляющими ядро, вызывает следующий эффект: энергия непосредственно распределяется между большим числом частиц и часто переходит от одной частицы к другой. В этом случае мы имеем дело с энергией возбуждения ядра как целого; говорить здесь о возбуждении одной частицы не имеет смысла. В этих условиях на отдельном нейтроне редко концентрируется кинетическая энергия, достаточная для того, чтобы он мог оторваться от ядра, хотя ядро обладает вполне достаточным для этого количеством энергии. Более вероятным процессом является переход к устойчивому состоянию с непусканьем излучения. Те же соображения, примененные к возбуждению большого числа частиц, показывают, почему ядро с энергией возбуждения около 8 MeV обладает достаточно большим числом уровней энергии для того, чтобы объяснить часто

¹⁾ Breit and Wigner, *Phys. Rev.*, **49**, 519 (1936); см. также Bohr, *Nature*, **137**, 344 (1936).

встречающийся резонансный захват нейтрона с малой энергией. Рассматривая возможные уровни энергии в ядре для каждой частицы, входящей в состав ядра, мы находим, что среднее число квантовых состояний внутри определенного интервала энергии чрезвычайно быстро возрастает с увеличением энергии возбуждения и числа частиц, составляющих ядро. Ориентировочные теоретические соображения указывают на то, что для тяжелого ядра с энергией возбуждения около 8 MeV (получающейся в результате захвата медленного нейтрона) среднее расстояние между уровнями может быть порядка нескольких электронвольт.

Согласно этой теории мы должны принять, что в элементах, подобных серебру или родию, обладающих сильным селективным поглощением нейтронов со скоростями, большими тепловых, один из таких уровней находится в области небольших положительных энергий. Если резонансный уровень находится далеко от тепловой области, то мы можем ожидать, что эффективное сечение поглощения в тепловой области будет меняться по закону $1/v$. Это имеет место, например, в серебре. Невыполнимость закона $1/v$ в тепловой области для кадмия указывает на то, что для него резонансный уровень очень близок к нулевому значению энергии. Такое же положение имеет место и для самария.

Мы уже отмечали, что для легких элементов, которые расщепляются медленными нейтронами с испусканием заряженной частицы, например для лития или бора, величину наблюдаемого эффективного сечения можно объяснить без предположения о существовании резонанса. В связи с тем, что время жизни неустойчивого ядра, получающегося при добавлении нейтрона, мало, резонансная полоса должна быть во всяком случае очень широкой. При этих условиях мы можем ожидать, что для малых скоростей эффективное сечение будет меняться по закону $1/v$; для тепловой области это было непосредственно подтверждено экспериментами с вращающимся диском (описанным раньше).

Так как для лития и бора закон $1/v$ выполняется, то эти вещества можно использовать для определения положения полос поглощения, характерных для данного элемента. Для этого достаточно измерить коэффициент поглощения (например, в боре) для нейтронов, селективно поглощаемых рассматриваемым индикатором, и сравнить его с коэффициентом поглощения для тепловых нейтронов. Тогда энергии нейтронов будут обратно пропорциональны квадратам соответствующих коэффициентов поглощения.

Эксперименты этого типа были выполнены различными исследо-

Таблица 35-А

Резонансные энергии для захвата медленных нейтронов

Элемент	Период	Резонансная энергия в eV
45 Rh	44 сек.	1,1
Rh	4,2 мин.	~ 1
47 Ag	22 сек.	2,5; 4,5
49 In	16 сек.	~ 2
In	54 мин.	1,3
77 Ir	19 час.	~ 1,6
79 Au	2,7 дня	2,5

вателями¹⁾. В результате этих экспериментов были определены значения энергии характеристических полос поглощения для некоторых элементов. Эти измерения не очень точны; однако они надежно дают правильный порядок величины.

II. Новые радиоактивные изотопы, получающиеся при ядерных превращениях. При описании расщеплений, вызываемых бомбардировкой α -частицами, протонами, дейтронами или нейтронами, мы часто сталкивались со случаями, в которых образовавшееся ядро не принадлежало какому-либо из известных устойчивых изотопов. Мы уже отмечали, что эти ядра претерпевают процесс β -распада, при котором испускаются или электроны или позитроны.

Открытие искусственных радиоактивных элементов было сделано И. Кюри и Жолио²⁾ (1933). Это явление было обнаружено ими при бомбардировке легких элементов α -частицами. Реакции, при которых происходит образование этих радиоактивных элементов, уже были описаны в § 7; при этих реакциях испускается нейтрон. В получающихся при этом радиоактивных изотопах имеется избыток протонов по сравнению с числом нейтронов; поэтому они распадаются с испусканием позитрона, о чем уже говорилось в § 6 гл. V. Радиоактивные изотопы (Al^{28} и P^{32}), испускающие отрицательные электроны, были также получены при бомбардировке α -частицами магния и кремния согласно реакции типа (VI,37), при которой испускается протон.

Вскоре после открытия, сделанного Кюри и Жолио, радиоэлементы были получены также и с помощью искусственно ускоренных волн водорода Кокрофтом, Гильбертом и Уолтоном³⁾, Лауритсеном и Крэном⁴⁾ и Лоуренсом, Ливингстоном и Гендерсоном⁵⁾. Соответствующие типы реакций, приводящие к образованию радиоактивных изотопов, уже рассмотрены в § 8. Реакции, при которых испускается нейтрон или α -частица, обычно приводят к образованию β^+ -активных элементов, в то время как реакции с захватом дейтрона и испусканием протона (реакции, состоящие в присоединении к ядру нейтрона) дают β^- -активные элементы. По наблюдениям Ван-Ворхиса⁶⁾ радиоактивный изотоп меди испускает приблизительно в одинаковых количествах и позитроны и электроны. Очевидно, это — случай распада, дающий разветвление подобно распаду C-элементов в естественных радиоактивных рядах.

Большая часть искусственных радиоактивных элементов, испускающих отрицательные электроны, впервые была получена Ферми⁷⁾ при бомбардировке нейтронами. Он заметил, что многие элементы становятся β -активными после облучения нейтронами от источника

¹⁾ Frisch and Placzek, *Nature*, **137**, 357 (1936); Weekes, Livingston, and Bethe, *Phys. Rev.*, **49**, 471 (1936); Goldsmith and Rasetti, *там же*, **49** (1936).

²⁾ I. Curie et Joliot, *C. R.* **198**, 254, 559 (1934).

³⁾ Cockcroft, Gilbert, and Walton, *Nature*, **133**, 328 (1934).

⁴⁾ Crane and Lauritsen, *Phys. Rev.*, **45**, 430 и 746 (1935).

⁵⁾ Henderson, Livingston, and Lawrence, *Phys. Rev.*, **45**, 428 (1935).

⁶⁾ Van Voorhis, *Phys. Rev.*, **40**, 876 (1936).

⁷⁾ Fermi, Amaldi, D'Agostino, Rasetti, and Segre, *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 483 (1934).

радон-бериллий. Химическая природа этих активных элементов, так же как и искусственных радиоактивных элементов, полученных с помощью других реакций, обычно может быть установлена с помощью следующих химических приемов.

Облученное вещество растворяют. Затем к раствору прибавляют в обычной неактивной форме небольшие количества элементов, расположенных в периодической системе по соседству с исследуемым элементом. После этого все эти элементы отделяют один от другого химическими методами, обычно состоящими в осаждении нерастворимой соли. При этом оказывается, что каждый образовавшийся радиоактивный элемент, отличающийся по характерному для него периоду распада, всегда сопутствует одному из выделенных элементов, с которым он оказывается, таким образом, химически тождественным.

При обзоре реакций, вызываемых нейтронами, было отмечено, что получаемые в этом случае радиоактивные элементы или являются изотопами облучаемого элемента или имеют атомный номер на одну или две единицы меньше. Обычно медленные нейтроны вызывают только реакции первого типа.

Опишем здесь также остроумный метод выделения радиоактивного элемента, применяемый в том случае, когда последний является изотопом облучаемого элемента. Этот метод был предложен Сцилардом и Чалмерсом¹⁾. Он основан на том, что импульс, передаваемый нейтроном реагирующему ядру, достаточен для того, чтобы выбить это ядро из молекулы, в состав которой оно сначала входило. Даже в случае медленных нейтронов, когда энергия нейтрона меньше энергии химической связи, отдача, возникающая в процессе захвата при испускании γ -кванта, достаточна для того, чтобы диссоциировать молекулу. Если излучаемый элемент облучают в виде соединения, которое, однажды диссоциировав, сампроизвольно не восстанавливается, то активированные атомы остаются в ином химическом состоянии, чем основная масса неактивного изотопа, и могут быть выделены обычными химическими методами. Например, в случае хлора, облученного в виде органического соединения (хлороформ) или в виде хлората, получающийся активный хлор остается в состоянии атома или иона; он может быть выделен добавлением ничтожных количеств ионов хлора и осаждением азотнокислым серебром. Этот метод отделения имеет особенное значение при работе с медленными нейтронами. В этом случае облучаемое вещество можно растворить в воде, употребляемой для замедления нейтронов. Это дает экспериментатору возможность получать сильные источники в концентрированном виде.

До последнего времени свойства искусственно получаемых радиоактивных элементов были исследованы довольно неполно. Лучше всего исследованы периоды полураспада. Значения этих периодов лежат между долями секунды и несколькими месяцами*). Для некото-

¹⁾ Szilard and Chalmers, *Nature*, 134, 462 (1934).

^{*)} В настоящее время известны искусственные радиоактивные элементы с периодом полураспада в несколько лет (Co, Be, Na, Ag, Cs). (Прим. перев.)

рых случаев было произведено¹⁾ измерение максимальной энергии испускаемых электронов или позитронов. Многие искусственные радиоактивные элементы испускают γ -лучи. Относительно спектра этих лучей почти ничего не известно.

Табл. 36 (стр. 207) дает все полученные искусственные радиоактивные элементы*); данные, установленные еще неокончательно, опущены. Для каждого радиоактивного элемента в таблице приведена ядерная реакция или реакция, при которой этот радиоактивный элемент образуется, знак и максимальная энергия испускаемых частиц, период полураспада и указание на наличие γ -лучей при распаде данного радиоактивного элемента. Некоторые из этих радиоактивных элементов не были химически отождествлены вследствие малой величины периода полураспада или вследствие трудностей, возникающих при химическом анализе (редкие земли). Однако в соответствии с основными принципами, развитыми в § 10, можно считать, что все радиоактивные элементы, получающиеся при бомбардировке медленными нейтронами тяжелых элементов, образуются при простом захвате нейтрона (за исключением урана и тория, о которых будет сказано ниже в этом же параграфе).

Реакции, приводящие к образованию искусственных радиоактивных элементов, обозначены символами, подобными символу: $\text{Al}_{13}^{27}(n; \alpha)$. Этот символ означает, что искусственный радиоактивный элемент получен из Al_{13}^{27} посредством захвата нейтрона и испускания α -частицы.

Максимальная энергия β -лучей и период полураспада в некоторых случаях приблизительно удовлетворяют соотношению Сарджента для разрешенных или для запрещенных переходов (см. § 6 гл. V). В таблице для максимальной энергии приведены экспериментальные значения вместо несколько больших значений, которые могут быть получены из общего вида кривой распределения с помощью формулы Конопинского-Уленбека.

Разберем здесь более детально несколько интересных случаев. Одним из них является образование названной радиоактивности в брома при бомбардировке нейтронами. Ферми и его сотрудники открыли, что при этом наблюдаются периоды в 18 мин. и 4,2 часа; кроме того Курчатовым, Мысовским и Русиновым²⁾ была обнаружена радиоактивность с периодом 36 часов. Все три периода вызываются медленными нейтронами. Химическое разделение изотопов показало, что все три радиоактивных элемента являются изотопами брома. Для брома масс-спектрографический анализ обнаруживает только два изотопа; предположение о существовании третьего изотопа в количестве, большем чем одна часть на 10 000, согласно работе Блеветта, отпадает. Образование трех радиоактивных веществ трудно объяснить,

¹⁾ Kurie, Richardson and Paxton, *Phys. Rev.*, **49**, 368 (1936); Fowler, Delsasso and Lauritsen, *там же*, **49**, 561 (1936); Alichanow, Alichanian, and Dzelepov, *Nature*, **136**, 257 (1936); Gaerttner, Turin, and Crane, *Phys. Rev.*, **49**, 793 (1936).

²⁾ Таблица несколько устарела. Более полную сводку см. в обзоре Ливингстона и Бере в *Review of Modern Physics*, **9**, № 3 (1938). (Прим. перек.)

²⁾ Kourtchatow, Mysowsky et Roussinow, *C. R.*, **200**, 1201 (1935).

ТАБЛИЦА 36
Искусственные радиоактивные элементы

Активный изотоп	Ядерная реакция	Период полураспада	Испускаемые частицы		γ-лучи
			α	Максимальная энергия в MeV	
Li_3^8	$\text{Li}_3^7 (d; p)$	0,5 сек.	—	~ 10	
$\text{B}_5^{12} (?)$	$\text{B}_5^{11} (d; p)$	0,02 сек.	—	~ 11	
C_6^{11}	$\text{B}_5^{10} (d; n)$	20 мин.	+	~ 1,2	
N_7^{13}	$\text{C}_6^{12} (p; -)$	10,5 мин.	+	1,5	
	$\text{C}_6^{13} (d; n)$				
	$\text{B}_5^{10} (\alpha; n)$				
$\text{N}_7^{16} (?)$	$\text{F}_9^{19} (n; \alpha)$	9 сек.	—		
O_8^{15}	$\text{N}_7^{14} (d; n)$	2,1 мин.	+	1,7	
F_9^{17}	$\text{O}_8^{16} (d; n)$	1,2 мин.	+	2,1	
	$\text{N}_7^{14} (\alpha; n)$				
F_9^{20}	$\text{F}_9^{19} (d; p)$	12 сек.	—	~ 5	
Na_{11}^{22}	$\text{F}_9^{19} (\alpha; n)$	$> 1/2$ года	+		
Na_{11}^{24}	$\text{Na}_{11}^{23} (n; -)$	14,8 час.	—	2	7
	$\text{Mg}_{12}^{24} (n; p)$				
	$\text{Al}_{13}^{27} (n; \alpha)$				
	$\text{Na}_{11}^{23} (d; p)$				
	$\text{Mg}_{12}^{26} (d; \alpha)$				
Mg_{12}^{27}	$\text{Al}_{13}^{27} (n; p)$	10 мин.	—		7
	$\text{Mg}_{12}^{26} (n; -)$				
	$\text{Mg}_{12}^{26} (d; p)$				
Al_{13}^{26}	$\text{Na}_{11}^{23} (\alpha; n)$	7 сек.	+		
Al_{13}^{28}	$\text{Al}_{13}^{27} (n; -)$	2,3 мин.	—	3,3	
	$\text{Si}_{14}^{28} (n; p)$				
	$\text{P}_{15}^{31} (n; \alpha)$				
	$\text{Al}_{13}^{27} (d; p)$				
	$\text{Mg}_{12}^{25} (\alpha; p)$				
Si_{14}^{31}	$\text{P}_{15}^{31} (n; p)$	2,5 час.	—		
	$\text{Si}_{14}^{30} (d; p)$				
P_{15}^{30}	$\text{Al}_{13}^{27} (\alpha; n)$	3 мин.	+		
P_{15}^{32}	$\text{P}_{15}^{31} (n; -)$	14,5 дня	—	~ 2	
	$\text{S}_{16}^{32} (n; p)$				
	$\text{Cl}_{17}^{35} (n; \alpha)$				
	$\text{P}_{15}^{31} (d; p)$				
	$\text{Si}_{14}^{29} (\alpha; p)$				

Активный изотоп	Ядерная реакция	Период полу-распада	Испускаемые частицы		Г-лучи
			Знак	Максимальная энергия в MeV	
Cl_{17}^{34}	$\text{P}_{15}^{31} (\alpha; n)$	40 мин.	+		
Cl_{17}	$\text{Cl}_{17} (n; -)$	37 мин.	—		
	$\text{Cl}_{17} (d; p)$				
A_{13}	$\text{A}_{13} (d; p)$	110 мин.	—		γ
K_{19}^{42}	$\text{K}_{19}^{41} (n; -)$	16 час.	—		
	$\text{Ca}_{20}^{42} (n; p)$				
	$\text{Sc}_{21}^{43} (n; \alpha)$				
Ca_{20}	$\text{Ca}_{20} (n; -)$	4 час.			
Sc_{21}^{45}	$\text{Sc}_{21}^{45} (n; -)$	> 1 года	—		
$\text{Sc}_{21} (?)$	$\text{K}_{19} (x; n)$	3 час.	+		
$\text{Sc}_{21} (?)$	$\text{Ca}_{20} (\alpha; p)$	4,5 час.	+		
V_{23}^{52}	$\text{V}_{23}^{51} (n; -)$	3,7 мин.	—		γ
	$\text{Cr}_{24}^{52} (n; p)$				
	$\text{Mn}_{25}^{55} (n; \alpha)$				
Mn_{25}^{56}	$\text{Mn}_{25}^{55} (n; -)$	2,5 час.	—	~ 3	γ
	$\text{Fe}_{26}^{56} (n; p)$				
	$\text{Co}_{27}^{59} (n; \alpha)$				
Cu_{29}	$\text{Cu}_{29} (n; -)$	5 мин.	—		
	$\text{Zn}_{30} (n; p)$				
Cu_{29}	$\text{Cu}_{29} (n; -)$	12 час.	+		
	$\text{Cu}_{29} (d; p)$		—		
	$\text{Zn}_{30} (n; p)$				
Ga_{31}	$\text{Ga}_{31} (n; -)$	20 мин.	—		γ
Ga_{31}	$\text{Ga}_{31} (n; -)$	ас.	—		
As_{33}^{76}	$\text{As}_{33}^{75} (n; -)$	26 час.	—		γ
Se_{34}	$\text{Se}_{34} (n; -)$	35 мин.	—		
Br_{35}	$\text{Br}_{35} (n; -)$	18 мин.	—	~ 2	
Br_{35}	$\text{Br}_{35} (n; -)$	4,2 час.	—	~ 2	
Br_{35}	$\text{Br}_{35} (n; ?)$	35 час.	—	~ 0,9	γ
Y_{39}^{90}	$\text{Y}_{39}^{89} (n; -)$	70 час.			
Mo_{42}	$\text{Mo}_{42} (n; -)$	30 мин.			
Mo_{42}	$\text{Mo}_{42} (n; -)$	36 час.			
Ru_{44}	$\text{Ru}_{44} (n; -)$	100 мин.			
Ru_{44}	$\text{Ru}_{44} (n; -)$	11 час.			
Ru_{44}	$\text{Ru}_{44} (n; -)$	75 час.			

Продолжение

Активный изотоп	Ядерная реакция	Период полу-распада	Испускаемые частицы		γ-лучи
			Знак	Максимальная энергия в MeV	
Rh ₄₅	Rh ₄₅ (n; —)	44 сек.	—	~ 2,6	
Rh ₄₅	Rh ₄₅ (n; —)	4,2 мин.	—	~ 2,1	
Pd ₄₆	Pd ₄₆ (n; —)	15 мин.			
Pd ₄₆	Pd ₄₆ (n; —)	12 час.			
Pd ₄₆	Pd ₄₆ (n; —)	60 час.			
Ag ₄₇	Ag ₄₇ (n; —)	22 сек.	—	2,8	γ
Ag ₄₇	Ag ₄₇ (n; —)	2,3 мин.	—		
In ₄₉	In ₄₉ (n; —)	16 сек.	—	3,2	
In ₄₉	In ₄₉ (n; —)	54 мин.	—	1,3	
In ₄₉	In ₄₉ (n; ?)	5 час.	— (?)		
Sb ₅₁	Sb ₅₁ (n; —)	2,5 дня	—		γ
Fe ₅₂	Fe ₅₂ (n; —)	45 мин.			
J ₅₃ ¹²⁸	J ₅₃ ¹²⁷ (n; —)	25 мин.	—	2,1	γ
Cs ₅₅ ¹³⁴	Cs ₅₅ ¹³³ (n; —)	1,5 час.	—		
Ba ₅₆ ¹³⁹	Ba ₅₆ ¹³⁸ (n; —)	80 мин.			
Pr ₅₉ ¹⁴²	Pr ₅₉ ¹⁴¹ (n; —)	19 час.	—		
Nd ₆₀	Nd ₆₀ (n; —)	1 час.			
Sm ₆₂	Sm ₆₂ (n; —)	40 мин.			
Eu ₆₃	Eu ₆₃ (n; —)	9,2 час.			
Pb ₆₅ ¹⁶⁰	Pb ₆₅ ¹⁵⁹ (n; —)	3,9 час.			
Dy ₆₆ ¹⁶⁵	Dy ₆₆ ¹⁶⁴ (n; —)	2,3 час.	—	1,4	
Ho ₆₇ ¹⁶⁶	Ho ₆₇ ¹⁶⁵ (n; —)	35 час.			
Er ₆₈	Er ₆₈ (n; —)	7 мин.			
Er ₆₈	Er ₆₈ (n; —)	12 час.			
Lu ₇₁ ¹⁷⁶	Lu ₇₁ ¹⁷⁵ (n; —)	4,0 час.			
Hf ₇₂ ¹⁸¹	Hf ₇₂ ¹⁸⁰ (n; —)	> 1 мес.			
W ₇₄	W ₇₄ (n; —)	1 день			
Re ₇₅	Re ₇₅ (n; —)	20 час.	—		
Re ₇₅	Re ₇₅ (n; —)	85 час.	—		
Os ₇₆	Os ₇₆ (n; —)	40 час.			
Ir ₇₇	Ir ₇₇ (n; —)	19 час.	—	2,2	
Ir ₇₇	Ir ₇₇ (n; —)	68 дней			
Pt ₇₈	Pt ₇₈ (n; —)	50 мин.			
Au ₇₉	Au ₇₉ (n; —)	2,7 дня	—	1,1	
Bi ₈₃ ²¹⁰ [RaE]	Bi ₈₃ ²⁰⁹ (d; p)	5,0 дней	—	1,0	

если отбросить предположение, что одно из них принадлежит очень редко встречающемуся изотопу с чрезвычайно большим эффективным сечением для захвата нейтрона. Аналогичный случай имеет место и для родия *).

Одной из наиболее интересных групп искусственных радиоэлементов является группа, полученная при облучении нейтронами урана.

Эта группа впервые была исследована Ферми, Амальди, Д'Агостино, Разетти и Сегре¹⁾. Здесь мы имеем более сложный случай, чем обычно, так как при бомбардировке нейтронами образуется несколько радиоактивных веществ. Ферми с сотрудниками нашли периоды в 10 сек., 40 сек., 13 мин. и 100 мин. Они предприняли исследование химических свойств активных продуктов с периодом 13 мин. и 100 мин., для того чтобы показать, что ни один из них не является изотопом какого-либо из элементов с атомным номером, находящимся между 82 и 92, и что, следовательно, они должны являться трансурановыми элементами.

Позже более обстоятельное исследование было выполнено Ганом и Мейтнер²⁾, которые подтвердили существование трансурановых элементов и, больше того, показали, что так называемое 13-минутное вещество, вероятно, является Эка-Re ($Z=93$), а 100-минутное вещество — Эка-Os ($Z=94$). Эти авторы недавно снова определили периоды этих двух веществ. При этом они сообщили о существовании некоторого числа новых периодов, часть которых можно было получить только при облучении быстрыми нейтронами, часть — только с медленными нейтронами и часть — как с быстрыми, так и с медленными нейтронами. Это открытие можно объяснить только с помощью предположения о наличии трех различных первичных процессов расщепления. Природа этих процессов, однако, еще не вполне выяснена, вследствие больших экспериментальных трудностей, возникающих вследствие искажений, связанных с наличием естественных продуктов распада урана, и краткости периодов некоторых искусственно радиоактивных веществ. Трудности увеличиваются еще и сходством химических свойств различных элементов в этой области атомных номеров.

Предложенную схему полученных элементов, повидимому, следует отбросить, так как она предполагает существование β -активного U^{235} , который, с другой стороны, известен как долгоживущий α -активный изотоп.

Поэтому мы не будем пытаться установить цепь реакций, приводящих к образованию этих радиоэлементов, а ограничимся приведе-

*) В последнее время найдено еще несколько подобных радиоактивных веществ. Образование их, повидимому, нужно объяснить тем, что могут существовать ядра с одинаковым Z и A , но отличающиеся по своим радиоактивным свойствам (ядра-изомеры). (Прим. перев.)

¹⁾ Amaldi and others, *цит. выше*.

²⁾ Hahn und Meitner, *Naturw.*, 24, 158 (1936).

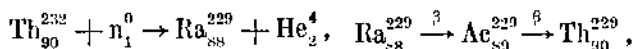
нием периодов полураспада и известных атомных номеров (см. табл. 37). Все эти радиоэлементы испускают отрицательные электроны *).

Таблица 37
β-активные продукты, возникающие в уране при бомбардировке нейтронами

Z	Период полу- распада	Какими нейтронами произво- дилось облучение
90 или 91	4 мин.	медленными
92	24 мин.	медленными
93	16 мин.	быстрыми
93	2,3 мин.	быстрыми и медленными
94	59 мин.	быстрыми и медленными
?	10 сек.	?
?	40 сек.	?
?	12 час.	?

Аналогичные результаты были получены Ферми с сотрудниками, Ганом и Мейтнер и И. Кюри, Хальбаном и Прейсверком¹⁾ для облученного нейтронами тория. Найденные здесь радиоактивные вещества имеют периоды приблизительно 1 мин., 2,5 мин., 15 мин., 24 мин. и 3,5 часа. Чувствительными к воде оказались только 2,5-минутный и 24-минутный периоды. Химическое разделение показало, что вещество с периодом 24 мин. является изотопом тория; вероятно это есть Th_{90}^{233} , из которого при распаде образуется Ra_{91}^{233} (2,5 мин.). С медленными нейтронами никаких других радиоактивных веществ получено не было. Химически было доказано, что вещество с периодом 1 мин. является изотопом радия, в то время как вещество с периодом 15 мин. является изотопом актиния.

Таким образом, повидимому, существует следующий ряд превращений:



соответствующий „недостающему“ радиоактивному ряду. Продукты распада его обладают атомным весом типа $4n + 1$. Вероятно, по аналогии с другими радиоактивными рядами, последний продукт Th_{90}^{229} является долгоживущим α-активным изотопом. Вещество с периодом 3,5 часа является изотопом актиния. Вероятно это есть Ac_{89}^{232} , образующийся при независимом первичном процессе, при котором испускается протон.

*) В 1939 г. Ганом и Штрассманом было установлено, что ядра изотопов урана и тория, получающиеся при захвате нейтронов, распадаются на две приблизительно одинаковые части с выделением громадного количества энергии. В частности, из урана образуется радиоактивный барий. В связи с этим весь вопрос о трансуранах должен быть подвергнут тщательному пересмотру. (Ирм. перев.)

1) I. Curie, H. Halban et Preiswerk, *Journ. de Phys.*, 6, 361 (1935); Hahn und Meitner, *Naturw.*, 23, 320 (1935).

ГЛАВА VII

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

1. История вопроса и общие замечания¹⁾. Космические лучи были открыты при исследовании ионизации газа в закрытом сосуде. Эльстер и Гейтель доказали существование небольшой остаточной ионизации в газе даже при отсутствии радиоактивных источников. Большая часть этой ионизации исчезала при экранировании ионизационной камеры достаточно толстыми слоями свинца. Поэтому возникновение ее было приписано небольшим количествам обычных радиоактивных элементов, содержащихся в почве или атмосфере. Если бы вся ионизация имела указанное происхождение, то она быстро уменьшалась бы с увеличением высоты, так как излучение почвы поглощается атмосферой; кроме того, процентное содержание тяжелых радиоактивных газов в воздухе повышается с увеличением высоты.

Однако исследования, выполненные (сначала Гессом в 1911—1912 гг. и затем Кольхерстером в 1913—1914 гг.) при полетах на аэростате до высоты 9000 м, показали, что эти предположения в действительности не оправдываются. В противоположность этим предположениям ионизация на высоте нескольких сот метров от земли достигает минимума, после чего начинает возрастать. На высоте 9000 м значение ионизации оказывается приблизительно в сорок раз больше, чем на уровне моря. Кольхерстер приписал этот эффект излучению, падающему на землю извне и постепенно поглощающемуся атмосферой. Из кривой поглощения он получил массовый коэффициент поглощения

$$\frac{\mu}{\rho} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}.$$

Этот коэффициент поглощения значительно меньше, чем те значения, которые мы имеем для любого известного излучения радиоактивных веществ. Поэтому он должен принадлежать новому типу излучения. В то время физики уделяли мало внимания этим результатам, и даже после мировой войны лишь очень немногие из них считали реальным существование космического излучения.

¹⁾ Ссылки на литературу, а также и более полные данные см. у Corlin, Cosmic Ultraradiation in Northern Sweden, Lund (1934). (На русском языке см. Д. В. Скобельцын, Космические лучи, ОНТИ 1936; Н. М. С. Блекетт, Космическое излучение, ОНТИ Украины, 1935; А. К. Вальтер, Космические лучи. *Прим. перек.*)

В 1925—1926 гг. Милликэн и Комерон предприняли исследование ионизации в закрытых сосудах, погруженных на различные глубины в озерах, находящихся на различных высотах над уровнем моря. Они подтвердили существование весьма проникающего излучения, приходящего сверху. Они измерили кривую поглощения в воздухе и, начиная с некоторой глубины, в воде. При этом ими было обнаружено постепенное возрастание жесткости излучения при фильтрации его через все более толстые слои вещества. На глубине 60 м под водой коэффициент поглощения в воде оказался равным только 10^{-3} см⁻¹. В это время существование космического излучения было признано большинством физиков. При этом считали, что космические лучи представляют собой электромагнитное излучение очень большой энергии, так как казалось невозможным, чтобы какое-либо корпускулярное излучение могло обладать такой громадной проникающей способностью.

В 1927—1928 гг. значительный прогресс в исследовании космических лучей был достигнут в связи с открытием Клеэ широтного эффекта и Боте и Кольхерстером — существования проникающих частиц в составе космического излучения.

Для того чтобы выяснить, зависит ли интенсивность космического излучения от солнечного или звездного времени, было предпринято большое количество исследований. Почти во всех случаях эти исследования дали полностью отрицательный результат; это указывает на то, что эти лучи не исходят от солнца или от какой-либо иной определенной звезды, а приходят на землю из пространства одинаково по всем направлениям. Другая группа исследований была предпринята для обнаружения возможного изменения интенсивности космического излучения в зависимости от широты. Положительные данные о существовании этого изменения интенсивности впервые удалось получить Клею из ряда измерений, произведенных во время пароходных рейсов между Генуей и Япой. Оказалось, что космическое излучение вблизи экватора обладает заметно меньшей интенсивностью, чем на больших широтах. Этот результат, едва отмеченный в то время, впоследствии приобрел очень большое значение. Он был приписан действию магнитного поля земли на первичное космическое излучение. Поэтому этим результатом доказывается то, что космическое излучение состоит главным образом из заряженных частиц.

Вначале все измерения космического излучения производились с помощью ионизационных камер. Боте и Кольхерстер первые ввели новый мощный метод изучения свойств этих лучей — счетчик Гейгера-Мюллера. Работая с двумя счетчиками, включенными по схеме совпадений с поглотителем, помещенным между счетчиками, эти экспериментаторы доказали существование ионизирующих частиц, обладающих массовым коэффициентом поглощения порядка $3 \cdot 10^{-3}$ см² г⁻¹, т. е. порядка величины коэффициента поглощения самого космического излучения. На основании этих данных естественно было отождествить эти ионизирующие частицы с первичными космическими лучами.

После опытов Боте-Кольхерстера исследование космических лучей развивалось с возрастающей скоростью. Были произведены более

полные и точные измерения интенсивности космических лучей в зависимости от высоты или глубины под землей и от положения на земной поверхности. В 1928 г. Регенером была измерена ионизация, начиная с высоты 27 км в стратосфере до глубины 230 м под поверхностью Боденского озера. Он обнаружил при этом все увеличивающееся возрастание жесткости излучения; массовый коэффициент поглощения при наибольшей достигнутой им глубине оказался равным $0,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Кольхерстер работал методом совпадений в Страссбургских рудниках на глубине, соответствующей 500 м воды. С помощью этого метода ему удалось обнаружить излучение, обладающее массовым коэффициентом поглощения $5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Боуэном и Милликеном и Пикаром с сотрудниками были предприняты измерения в стратосфере. Все эти измерения обнаружили очень большое возрастание ионизации с увеличением высоты. Подробно вид этой зависимости будет рассмотрен нами ниже. Для изучения зависимости интенсивности космических лучей от широты в 1930 г. Комптоном и Милликеном было организовано большое количество экспедиций в различные части света. Они подтвердили первоначальные результаты, полученные Клеэем, и установили, что интенсивность излучения является функцией геомагнитной широты. Этот результат легко можно объяснить с помощью теории Штермера об отклонении заряженных частиц полем магнитного диполя.

С помощью метода совпадений в нескольких счетчиках Росси обнаружил (1932) одновременное испускание веществом групп частиц вторичного происхождения, вызываемых космическими лучами. В то же время он доказал существование ионизирующих частиц, способных проходить через метр свинца.

Дальнейшие фундаментальные результаты при изучении космических лучей были получены благодаря использованию камеры Вильсона. Следы частиц, входящих в состав космических лучей, впервые были исследованы в камере Вильсона Скобельцыным (1927). Однако магнитное поле, с которым он работал, не было достаточно сильным для того, чтобы отклонить их. Андерсон (1932) поместил камеру в очень сильное магнитное поле и исследовал следы частиц, входящих в состав космических лучей. При этом им было сделано открытие позитрона. Блекеттом и Оккалини (1933) было осуществлено приведение камеры Вильсона в действие разрядом в двух счетчиках, включенных на совпадения. Они исследовали следы групп частиц, вызывавших тройные совпадения (совпадения разрядов в трех счетчиках) в опытах Росси. Было найдено, что эти *ливни* состоят из приблизительно одинакового числа электронов и позитронов.

В то же время Гофман (1928) заметил наличие больших ионизационных толчков в ионизационных камерах с повышенным давлением. Этот эффект он приписал космическим лучам. Штейнке и Шиндлер (1932) обнаружили образование этих толчков в слое свинца, помещенного над ионизационной камерой. Дальнейшие исследования выяснили, что эти толчки состоят из ливней с чрезвычайно большим числом частиц. В последнее время образование ливней и других вто-

ричных излучений было подробно исследовано Росси, Фюнфером, Гейтером, Сойером и многими другими с помощью метода совпадений в нескольких счетчиках. Андерсоном с сотрудниками эти явления были исследованы с помощью камеры Вильсона в магнитном поле. В качестве переходных эффектов эти явления были исследованы также Гофманом, Шиндлером и их сотрудниками. В 1933 г. несколькими исследователями одновременно был открыт восточно-западный (east-west) эффект. Это открытие подтвердило указания на существование первичных заряженных частиц. Больше того, оно доказало, что преобладающими являются положительные частицы.

Работы, которые мы кратко описали, вызвали большой прогресс в развитии знаний о свойствах космических лучей; однако их еще совершенно недостаточно для полного решения этой чрезвычайно сложной проблемы. Космические лучи, наблюдаемые на поверхности земли, состоят из смеси различных частиц — электронов, позитронов, фотонов, вероятно, протонов и, может быть, α -частиц и нейтронов. Существенной проблемой является определение того, какое из этих излучений является первичным и какое — вторичным (возникшим в атмосфере под действием первичной радиации) и каков механизм образования вторичного излучения. При решении этой задачи мы встречаем следующее затруднение: в настоящее время нет никаких указаний на существование в космических лучах частиц, обладающих иной природой, чем частицы, наблюдаемые в ядерных явлениях*). Однако порядок величины энергий, с которыми мы имеем дело в отдельном элементарном процессе, здесь настолько велик, что эти частицы обнаруживают отклонения от своего обычного поведения и с трудом опознаются. Кроме того, теория не может здесь оказать большой помощи, так как на основании общих соображений мы должны предположить, что квантовая электродинамика не будет выполняться для энергий электрона или фотона порядка величины выше $137 m_e c^2$ (**). Между тем большинство частиц, входящих в состав космических лучей, обладает энергиями, значительно превышающими этот предел: они достигают 10^{11} eV. Поэтому мы должны воспользоваться другим методом исследования, т. е. мы должны сначала экспериментально определить поведение элементарных частиц при этих больших энергиях для того, чтобы узнать, в каком направлении следует изменить теорию.

В связи с таким положением дела мы не можем теоретически разобрать явления, происходящие в космических лучах; мы должны ограничиться описанием экспериментальных данных и только в неко-

*) Это замечание устарело. В последнее время Педдермайером и Андерсоном, Стритом и Стивенсоном и др. получены данные о том, что в космических лучах имеются «полутяжелые частицы» с массой, промежуточной между массой протона и массой электрона. (Прим. перев.)

**) Однако последние опыты, например по рассеянию частиц космических лучей, показывают, что предсказания теории выполняются и для значительно больших энергий. (Прим. перев.)

торых случаях можем указать на их возможное объяснение. Естественно, что отсутствие теоретического объяснения затрудняет решение вопроса о том, какие факты имеют наибольшее значение.

2. Зависимость интенсивности от высоты, широты и направления. Прежде чем перейти к описанию соответствующих экспериментальных данных, остановимся кратко на результатах теории Штермера об отклонении заряженных частиц в магнитном поле земли; это магнитное поле рассматривается при этом эквивалентным полю диполя, помещенного в центре земли. Применением этой теории к космическим лучам занимались Росси¹⁾, Леметр и Валларта²⁾ и другие.

Рассмотрим частицы с некоторым удельным зарядом и некоторой энергией, равномерно приходящие со всех сторон. Теория показывает, что в интервале от магнитного полюса до некоторой минимальной широты эти частицы могут достигать поверхности земли по всем направлениям, и полная интенсивность будет такой же, как если бы магнитное поле отсутствовало. Начиная с некоторой широты, частицы попадают на поверхность земли только с определенной части неба; другими словами, образуется *тенивой конус*, который по мере уменьшения геомагнитной широты занимает все большую часть неба. Наконец, широта достигает такого значения, при котором частицы совсем не могут попасть на поверхность земли.

Мы имеем, таким образом, экваториальную *запрещенную зону* для частиц с данной энергией. Конечно, ширина этой зоны уменьшается с увеличением скорости частиц и, начиная с некоторой энергии, частицы могут достигать поверхности земли на любой широте и по любому направлению.

Если первичные лучи, которые мы будем считать состоящими из заряженных частиц, распределены по энергиям непрерывно, то мы можем ожидать, что интенсивность космических лучей будет непрерывно падать при переходе от магнитного полюса к экватору. Это должно происходить вследствие того, что частицы с малой энергией не будут допускаться магнитным полем к поверхности земли. Кроме того, мы должны также учитывать поглощение в атмосфере. Это поглощение будет приводить к такой фильтрации космических лучей, что даже в отсутствии магнитного поля до поверхности земли будут доходить только те частицы, которые обладают некоторой минимальной энергией.

Экспериментальные данные о зависимости ионизации от геомагнитной широты³⁾ состоят в следующем. На уровне моря интенсивность излучения постоянна, начиная от магнитного полюса до геомагнитной широты 50° , затем уменьшается и приблизительно на геомагнитном экваторе достигает минимума. Здесь ионизация на 16% меньше вели-

¹⁾ Fermi e Rossi, *Lincei Rend.*, **17**, 346 (1933).

²⁾ Lemaître and Vallarta, *Phys. Rev.*, **43**, 87 (1933).

³⁾ Clay, *Physica*, **1**, 363, 831 (1934); Compton, *Proc. London Phil. Soc.*, **47**, 747 (1935).

чины ионизации на больших широтах. Этот ход интенсивности с широтой показан на рис. 46.

Этому экспериментальному факту можно дать следующее истолкование. Мы можем предположить, что все первичные частицы обладают энергиями не меньшими энергии, необходимой для достижения поверхности земли на 50° геомагнитной широты. Тогда интенсивность от полюса до этой широты была бы постоянной, так как все частицы достигали бы поверхности земли. Однако более естественно предположить (это подтверждается также и экспериментами на больших высотах, которые будут описаны дальше в этой главе), что предел 50° определяется поглощением в самой атмосфере. Другими словами, атмосфера пропускает только частицы с энергией, достаточной для достижения поверхности земли на этой геомагнитной широте. При этом, что первичные частицы являются электронами или протонами, мы находим, что минимальная энергия, достаточная для достижения земли на 50° во всех направлениях, равна $3 \cdot 10^{10}$ эВ. Поэтому эта энергия представляет собой минимальную потерю энергии частицами при прохождении атмосферы.

Это значение приблизительно согласуется с потерей энергии только на ионизацию, получаемой по формуле Бете (гл. III, § 7), не учитывающей радиационные потери. Средняя потеря, вызываемая столкновениями с ядрами, сопровождающимися излучением, несомненно, не ничтожна. Это по-

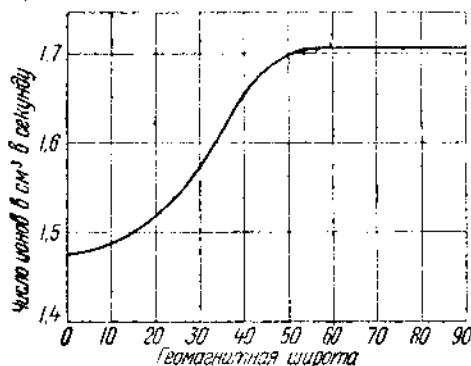


Рис. 46. Интенсивность космических лучей на уровне моря в зависимости от геомагнитной широты.

казывают и теория и опыты Андерсона и Неддермайера с камерой Вильсона (гл. III, § 8). Однако, мы видели, что потери энергии на излучение сильно разбросаны по величине. Поэтому минимальная потеря энергии может быть значительно меньше средней потери, и, возможно, мала по сравнению с потерей на ионизацию. Тем не менее многие частицы, конечно, обладают энергиями, значительно превышающими этот предел. На экваторе большое число частиц все же достигает земли; это указывает на то, что энергия этих частиц имеет порядок величины $2 \cdot 10^{10}$ эВ при предположении, что они являются электронами. Энергия частиц не отличалась бы значительно от этого значения, если бы они были протонами. Это происходит потому, что когда кинетическая энергия частицы больше собственной энергии протона, то протоны и электроны обнаруживают одинаковое поведение в отношении отклонения в магнитном поле и удельной ионизации. Предел 50° для широтного эффекта можно было бы связать с протонной компонентой; это заключение находилось

бы в хорошем согласии с результатами, полученными из кривых, дающих зависимость от высоты (см. ниже)*).

На существование частиц с очень большой энергией указывает также остаточная ионизация на больших глубинах под водой. Если для потери энергии мы примем значение $3 \cdot 10^6$ eV на $2/\text{см}^2$, которое, несомненно, является нижним пределом, то частицы, способные проникать через 500 м воды (исследованные Кольхерстером¹⁾), должны обладать энергией по меньшей мере в $1,5 \cdot 10^{11}$ eV.

Измерение ионизации или, вернее, числа частиц на различных высотах²⁾ дало очень важные результаты. На 45° геомагнитной широты кривая числа частиц в вертикальном направлении обнаруживает непрерывное возрастание до высоты, соответствующей остаточной толщине воздуха $0,5 \text{ кг}/\text{см}^2$; затем наклон кривой уменьшается, после чего снова резко возрастает; кривая достигает максимума при $0,2 \text{ кг}/\text{см}^2$ и, наконец, интенсивность космических лучей понижается. В зависимости от широты кривая меняет свой вид; особенно сказывается это вблизи геомагнитного экватора. Так, например, при 20° Клей³⁾ нашел максимум при $0,6 \text{ кг}/\text{см}^2$; на больших высотах ионизация падает; при $0,2 \text{ кг}/\text{см}^2$ она составляет только $1/8$ соответствующего значения на широте 45° **. Другими словами, экваториальный минимум оказывается более глубоким и широким, если его измерять на больших высотах, а не на уровне моря. На наибольших исследованных высотах интенсивность на экваторе составляет только $1/40$ интенсивности на полюсах. Помимо всего прочего это указывает на существование первичных заряженных частиц, менее проникающих, чем частицы, способные проходить всю атмосферу. Необходимо подчеркнуть, что все эффекты, связанные с магнитным полем земли, обуславливаются действием его на первичное излучение. Это вытекает из того, что магнитное отклонение частиц происходит на расстояниях порядка радиуса земли; отклонение же в пределах атмосферы ничтожно. Кривая изменения ионизации с высотой, измеренная Регенером, приведена на рис. 47.

Те части этой кривой, которые имеют малый наклон, мы можем объяснить с помощью рассуждений, аналогичных рассуждениям, использованным для объяснения постоянной ионизации на уровне моря для широт, превышающих 50° . Рассмотрим заряженные частицы определенного вида (например, электроны). Предположим, что эти

*) Предположение о наличии в космических лучах значительной протонной компоненты наталкивается на следующее возражение. Протоны с большой энергией при замедлении должны были бы давать «хвосты» с большой удельной ионизацией. Если бы проникающая компонента космического излучения состояла из протонов, то число таких сильно ионизирующих частиц должно было бы быть довольно большим. Это, однако, противоречит результатам ряда работ. Сейчас считается, что проникающая компонента состоит из недавно открытых «полутяжелых» частиц. (Прим. перев.).

¹⁾ Kolhoerster, *Phys. Z.*, **34**, 809 (1933); Regener, *там же*, **34**, 306 (1933).

²⁾ Regener and Pfotzer, *Phys. Z.*, **35**, 779 (1934); Regener and Auer, *там же*, **35**, 784 (1934); Pfotzer, *там же*, **35**, 794 (1934) и **36**, 794 (1935).

³⁾ Clay, *Proc. Roy. Soc.*, **151**, 202 (1935); Blackett, *Phys. Z.*, **36**, 773 (1935).

**) Эти данные Клея количественно не подтверждаются. (Прим. перев.).

частицы распределены по энергиям непрерывным образом. Для того чтобы частица могла достигнуть поверхности земли на определенной широте, она должна обладать некоторой минимальной энергией. Этой минимальной энергии соответствует некоторый минимальный пробег, так как частицы, достигающие земли на некоторой геомагнитной широте, не могут иметь пробег короче определенного характеристического значения. Тогда интенсивность этого излучения будет возрастать с высотой до тех пор, пока остаточная толщина атмосферы не будет соответствовать минимальному пробегу частиц; после этого интенсивность будет оставаться постоянной. Если мы рассмотрим частицу другого типа, то для нее соотношение между магнитным отклонением и пробегом, вообще говоря, будет иным; поэтому каждый тип частиц будет обладать характерной для него толщиной поглощающего слоя, при которой кривая зависимости от высоты на данной широте становится плоской. Таким образом, изучение отклонения магнитным полем земли и поглощения в атмосфере или дополнительных слоев воды дает естественный и удобный метод исследования первичных заряженных частиц.

В настоящее время такой анализ еще не является полным вследствие отсутствия достаточно обширных и надежных измерений числа частиц на различных широтах и высотах. Согласно рабочей гипотезе, предложенной Комптоном, плоская область кривой зависимости интенсивности от высоты при $0,4 \text{ кг/см}^2$ соответствует минимальному пробегу электронов и позитронов; максимум же при больших высотах, вероятно, можно объяснить образованием вторичного излучения, которое на этих высотах оказывается в равновесии с первичными частицами. Можно ожидать, что минимальный пробег для протонов будет соответствовать большей толщине, чем полная толщина атмосферы; поэтому он должен быть определен с помощью измерений поглощения под водой. Тем не менее граница при 50° экваториального минимума на уровне моря в значительной мере может быть связана с протонами.

Это объяснение не является окончательным вследствие того, что кривая пробег — энергия для частиц с очень большой энергией недостаточно известна. Потеря энергии на ионизацию, вероятно, правильно дается теоретической формулой (гл. III, § 7); однако, как мы видели, мы не можем полагаться на выводы теории, касающиеся потерь на излучение. Кажется более вероятным, что потеря энергии электронами вследствие сопровождающихся излучением столкновений с ядрами

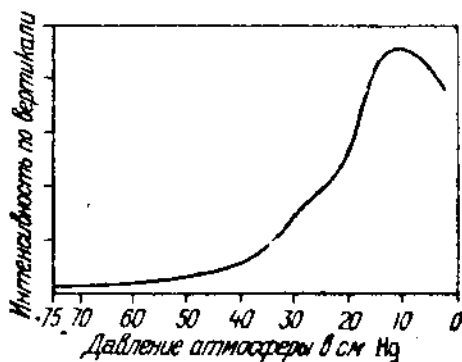


Рис. 47. Интенсивность по вертикали в зависимости от высоты места наблюдения при 45° геомагнитной широты.

достигает максимума для энергий порядка нескольких сотен MeV и затем падает *).

Это заключение согласуется также с значением потери энергии, получаемым из непосредственных измерений ионизации, производимой частицами космических лучей на уровне моря. При сравнении ионизации, производимой космическими лучами на уровне моря (2 пары ионов в секунду в 1 см²), с числом частиц, попадающих на единицу поверхности в единицу времени (1,5 частицы в минуту на см²), мы находим для удельной ионизации значение порядка 100 пар ионов на сантиметр пути в воздухе при нормальных условиях. Для полной потери энергии в атмосфере это дает значение $3 \cdot 10^9$ eV, находящееся в согласии с величиной потери энергии, полученной из широтного эффекта. Таким образом, кажется возможным предположить, что большая часть потери энергии в атмосфере по крайней мере для одной из корпускулярных компонент (протонная компонента?) обязана ионизации.

Приведенные данные об отклонении в магнитном поле земли и о пробеге указывают на то, что на уровне моря большинство первичных частиц в космических лучах являются электронами, позитронами и протонами. Наиболее проникающие лучи с массовым коэффициентом поглощения порядка $8 \cdot 10^{-4}$ см²г⁻¹, наблюдаемые на больших глубинах под водой, возможно представляют собой протонную компоненту. Для того чтобы иметь возможность дальше разобраться в этом вопросе, мы должны рассмотреть эксперименты по угловому распределению частиц космических лучей и открытие восточно-западного эффекта.

С помощью двух или большего числа счетчиков, расположенных в одной плоскости и работающих по схеме совпадений, можно исследовать угловое распределение космических лучей. С поглощающим экраном, вставленным между счетчиками, можно исследовать угловое распределение частиц, обладающих пробегами, превышающими определенное значение. Снятая на уровне моря кривая зависимости интенсивности космического излучения от зенитного угла обнаруживает очень резко выраженный максимум в вертикальном направлении. Вид этой кривой можно приблизительно пояснить, если приять, что лучи приходят одинаково во всем направлениям, но при прохождении через атмосферу фильтруются соответственно кривой поглощения, полученной под водой.

Однако, при соответствующих условиях, магнитное поле земли должно вызывать асимметрию зенитного распределения в восточно-западном направлении. Назовем это явление *азимутальным эффектом*, так как оно представляет собой изменение интенсивности с изменением азимута при постоянном зенитном угле. Восточно-западный эффект возникает следующим образом.

Мы уже говорили, что, при перемещении от магнитного полюса к меньшим широтам, для частиц данного рода, обладающих определен-

*) См. по этому поводу примечание переводчика (сноска) на стр. 215.

пой энергией, можно найти широту, на которой эти частицы приходят не по всем направлениям, а только с ограниченной части неба. Теневой конус оказывается на востоке или западе — соответственно тому, отрицательно или положительно заряжены частицы. Если мы имеем различные частицы, то можно ожидать азимутальной асимметрии в восточно-западном направлении, так как в этом случае будет некоторое число частиц, которые еще могут приходиться под данным углом с запада и не могут приходиться с востока или наоборот.

Вследствие чрезвычайно малой величины этого эффекта на уровне моря и на больших широтах поиски его оставались безуспешными до последних лет. Наконец, в 1934 г. этот эффект был почти одновременно замечен несколькими исследователями [Комpton и Альварес¹⁾, Джонсон и Валларта²⁾, Росси³⁾, Оже и Лепранс-Рингэ⁴⁾] при опытах на больших высотах и малых геомагнитных широтах. Все эти эксперименты обнаружили большую интенсивность для излучения, приходящего с запада; это указывает на то, что преобладающими являются положительно заряженные частицы. В настоящее время основная задача заключается в том, чтобы определить, являются ли положительные частицы позитронами или протонами. Пока эта задача еще не решена. При фильтрации космического излучения слоями свинца, помещенными между счетчиками, работающими по схеме совпадений, величина восточно-западного эффекта сначала возрастает, затем уменьшается; объяснение этого явления также еще не найдено.

Предположение о том, что мягкая компонента состоит из позитронов и электронов в одинаковых количествах, а более проникающая компонента (ответственная за восточно-западный эффект) — только из протонов, находится в согласии с нашими предыдущими рассуждениями. Но это трудно согласовать с наблюдениями Андерсона⁵⁾, по которым следы частиц в камере Вильсона указывают на приблизительно одинаковое число положительно и отрицательно заряженных частиц вплоть до наибольших измеренных им энергий, а именно до $4 \cdot 10^9$ eV. Однако, Лепранс-Рингэ⁶⁾ нашел, что для энергий порядка 10^{10} eV преобладают положительно заряженные частицы. Тем не менее, гипотеза о существовании протонной компоненты, обладающей значительной интенсивностью, находится в противоречии с отсутствием в экспериментах с камерой Вильсона следов с большой удельной ионизацией, которые должны были бы образовываться протонами в конце их пробега.

Существование ионизирующих частиц, обладающих пробегом, превышающим один метр свинца, было непосредственно обнаружено Росси⁷⁾

¹⁾ Alvarez and Compton, *Phys. Rev.*, **43**, 835 (1933).

²⁾ Johnson, *Phys. Rev.*, **45**, 569 (1934).

³⁾ Rossi, *Phys. Rev.*, **45**, 212 (1934).

⁴⁾ Auger and Leprince-Ringuet, Intern. Conf. on Phys., London (1934).

⁵⁾ Anderson and Neddermeyer, Intern. Conf. on Phys., London (1934).

⁶⁾ Leprince-Ringuet, *Journ. de Phys.*, **7**, 67 (1936).

⁷⁾ Rossi, Intern. Conf. on Phys., London (1934); Auger, Leprince-Ringuet et Ehrenfest, *Journ. de Phys.*, **7**, 58 (1936).

с помощью экспериментов, выполненных со счетчиками по методу совпадений. При этом возникли некоторые сомнения в том, что совпадения в этих условиях вызывались одиночной частицей, а не какими-либо вторичными эффектами. Однако это возражение было опровергнуто дальнейшими экспериментами Росси и его сотрудников, в которых наблюдались совпадения в трех счетчиках: было найдено, что число тройных совпадений значительно уменьшилось при небольшом смещении среднего счетчика в сторону от прямой линии, соединяющей два крайних счетчика. Такой же результат был получен в экспериментах Оже и Эренфеста¹⁾ и Стрита, Вудворда и Стивенсона²⁾. В этих опытах камера Вильсона приводилась в действие при совпадении разрядов в счетчиках, между которыми был помещен толстый слой свинца: в каждом случае наблюдался след одной частицы, расположенный на прямой, соединяющей оба счетчика. Поглощение этих новизующих частиц в свинце, измеренное Росси, дает такой же массовый коэффициент поглощения, как и для компоненты космического излучения, исследованной в экспериментах под водой, т. е. порядка $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Поэтому кажется не лишним основания считать эти частицы первичными; это находится также в согласии с наблюдениями, относящимися к широтному эффекту.

3. Вторичные эффекты, вызываемые космическими лучами. Кривая поглощения в свинце для частиц, вызывающих двойные совпадения в счетчиках, показывает, что кроме проникающей группы, описанной в предыдущем параграфе, имеется еще значительно более мягкое излучение, часть которого имеет вторичное происхождение³⁾. Массовый коэффициент поглощения этого излучения в свинце имеет порядок величины $0,05 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Если бы эти частицы были первичными, то, исходя из интенсивности их на уровне моря и их коэффициента поглощения, мы должны были бы получить чрезвычайно быстрое возрастание их интенсивности с высотой, которое в действительности не наблюдается. Число этих мягких частиц по отношению к числу проникающих частиц в действительности возрастает с высотой, но значительно медленнее, чем можно было бы ожидать, исходя из предположения, что они являются первичными. Поэтому эти частицы должны возникать в атмосфере под действием первичных проникающих заряженных частиц.

При исследовании ливней было получено много сведений об образовании вторичных излучений. Одновременное испускание большого числа новизующих частиц, являющихся вторичными продуктами при действии космических лучей на вещество, впервые было обнаружено Росси с помощью следующего эксперимента⁴⁾.

Три счетчика были расположены, как указано на рис. 48. При этом число тройных совпадений было очень невелико. При помещении

¹⁾ Auger et Ehrenfest, *Journ. de Phys.*, 6, 255 (1935); Leprince-Ringuet, *там же*, 7, 67 (1936).

²⁾ Street, Woodward, and Stevenson, *Phys. Rev.*, 47, 891 (1935).

³⁾ Rossi, Intern. Conf. on Phys., London (1934).

⁴⁾ Rossi, *Z. Phys.*, 68, 64 (1931).

над счетчиками постепенно увеличивающихся толщин свинца было замечено очень быстрое возрастание числа тройных совпадений, достигающее максимума при толщине свинца, приблизительно равной 1 см. При дальнейшем увеличении толщины свинца кривая понижается сначала быстро, затем очень медленно. При толщине свинца около 18 см имеется второй не очень отчетливый максимум.

Кривая, приведенная на рис. 49, называется *кривой Росси*. Вид этой кривой указывает на образование корпускулярного излучения (ливневые частицы) при действии на вещество излучения, в котором по крайней мере одна из компонент сильно поглощается в свинце. Как ливневые частицы, так и ливнепроизводящее излучение (которое мы будем обозначать через Л. П. И.), вероятно, имеют (по крайней

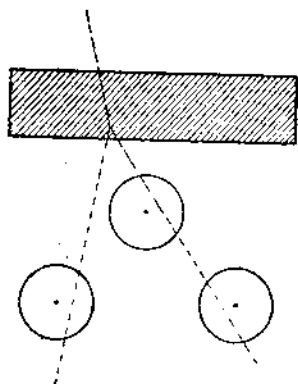


Рис. 48. Схема установки для исследования образования ливней.

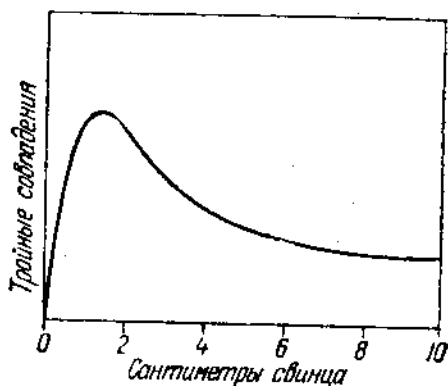


Рис. 49. Зависимость числа тройных совпадений от толщины свинца, полученная с установкой фиг. 48.

мере частично) вторичное происхождение. К такому заключению мы приходим на основании следующих соображений.

Если бы ливни производились непосредственно первичными частицами космических лучей, то их число должно было бы возрастать вплоть до толщины, соответствующей пробегу ливневых частиц, и затем очень медленно уменьшаться с коэффициентом поглощения первичного излучения. Вместо этого экспериментальная кривая дает быстрое падение после максимума; это можно объяснить предположением о существовании промежуточного излучения (Л. П. И.), производимого первичными частицами. В атмосфере это излучение находится в равновесии с первичным излучением. Если поместить над счетчиками слой свинца, то в нем ливнепроизводящее излучение будет поглощаться, образуя ливни, дающие тройные совпадения. Для того чтобы объяснить понижение кривой после максимума, мы приписываем, что интенсивность Л. П. И., находящегося в равновесии с первичными частицами, в воздухе больше, чем в свинце. Таким образом, до тех пор пока интенсивность Л. П. И. не достигнет нового значения, характерного для свинца, будет иметь место переходный эффект. При

еще больших толщинах кривая очень медленно понижается с коэффициентом поглощения первичных частиц.

Возрастающая часть кривой Росси для тонких слоев материала соответствует коэффициенту поглощения $1,2 \text{ см}^{-1}$ в свинце; понижение после максимума на этой же кривой соответствует коэффициенту поглощения $0,5 \text{ см}^{-1}$. Объяснение вида кривой Росси можно дать двумя различными путями, согласно уравнению (III, 34), меньший коэффициент поглощения мы можем приписать Л. П. И., больший коэффициент поглощения — ливневым частицам или наоборот, так как вид кривой должен быть одинаковым в обоих случаях.

Рассмотрим теперь дополнительные экспериментальные данные, которые могут помочь нам сделать выбор между этими двумя возможностями.

Росси с сотрудниками, Гейгер, Фюшфер, Соьер и др.¹⁾ исследовали возникновение и поглощение ливней для различных толщин элементов, обладающих различным атомным номером. При этом оказалось, что поглощение Л. П. И., происходящее главным образом за счет образования ливней, происходит не с постоянным массовым коэффициентом поглощения; повидимому, этот коэффициент пропорционален квадрату атомного номера.

Дальнейшие заключения можно получить из экспериментов с камерой Вильсона (Блекетт и Оккиаллини²⁾, Андерсон³⁾ и другие⁴⁾). Эти эксперименты указывают на то, что ливни состоят из большого числа электронов и позитронов; в то же время Л. П. И. в большом числе случаев оказывается не ионизирующей радиацией. Это иллюстрируется, например, фотографическими снимками (при получении которых посредни камерой Вильсона находилась пластинка свинца); на этих снимках имеется ливень, выходящий из свинца и не сопровождающийся следом частицы, входящей в свинец.

Для того чтобы выяснить, является ли ливнепроизводящее излучение ионизирующим или нет, были поставлены эксперименты с тремя счетчиками, расположенными треугольником. Было измерено число тройных совпадений с слоем свинца, помещенным над счетчиками или между верхним и двумя нижними счетчиками. Число совпадений, наблюдаемых во втором случае, было меньше, но не настолько, насколько можно было бы ожидать, если бы Л. П. И. было неионизирующим.

Тем не менее, как вильсоновские фотографии, так и эксперименты со счетчиками показывают, что ливни сопровождаются испусканием большого числа фотонов и вызываемыми ими вторичными электронами во всевозможных направлениях. Отсюда следует, что разряд в верхнем счетчике в описанных выше опытах мог вызываться не только первичной частицей, но и другими частицами. Поэтому, хотя имеющиеся данные еще не вполне убедительны, мы будем считать, что Л. П. И. не является ионизирующим излучением.

¹⁾ Geiger, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, XIV (1935).

²⁾ Blackett and Occhialini, *Proc. Roy. Soc.*, **139**, 699 (1933).

³⁾ Anderson, Millikan, Neddermeyer, and Pickering, *Phys. Rev.*, **45**, 352 (1934).

⁴⁾ Street and Stevenson, *Phys. Rev.*, **49**, 425 (1936); Ehrenfest et Auger, *Journ. de Phys.*, **7**, 65 (1936).

При этом предположении наиболее простой гипотезой является то, что Л.П.И. есть γ -излучение, обладающее большой энергией. Согласно теоретическим соображениям, приведенным в гл. III, § 14, это излучение почти целиком должно было бы поглощаться в веществе вследствие процесса образования пар; поэтому оно должно было бы обладать коэффициентом поглощения, пропорциональным квадрату атомного номера, что в действительности и наблюдается для Л.П.И. Наблюдаемый коэффициент поглощения $1,2 \text{ см}^{-1}$ в свинце может соответствовать γ -излучению с очень большой энергией; коэффициент поглощения $0,5 \text{ см}^{-1}$ может соответствовать γ -излучению всего в несколько MeV, которое не может вызывать ливней. Поэтому быстрое возрастание кривой Росси может быть предпочтительнее объяснить поглощением ливнепроизводящего γ -излучения, а более медленное спадаение приписать поглощению ливневых частиц. По измерениям Андерсона и Неддермайера¹⁾ эти частицы обладают максимальной энергией порядка 100 MeV и вероятной энергией порядка 15 MeV; эти результаты находятся в согласии с наблюдаемой проникающей способностью их.

Эксперименты, выполненные на различных высотах, указывают на то, что интенсивность Л.П.И. возрастает быстрее, чем общая интенсивность космических лучей. Возрастание соответствует массовому коэффициенту поглощения порядка $0,01 \text{ см}^2/\text{г}$. Этот результат не означает того, что Л.П.И. является первичным излучением, так как его можно интерпретировать как вторичное излучение, вызываемое более мягкими первичными частицами (например, электронной и позитронной компонентой); в то же время более проникающая протонная компонента не образует ливней или образует их в значительно меньшей степени. Однако, если предположить, что Л.П.И. состоит из фотонов, то наиболее сильным аргументом против первичной природы Л.П.И. является то, что ливни обнаруживают широтный эффект. Это указывает на то, что Л.П.И. вызывается первичными заряженными частицами.

На основании всех этих данных наиболее вероятным объяснением оказывается предположение, что первичное излучение, вызывающее все явления на уровне моря, состоит только из заряженных частиц. Эти частицы, при радиационных столкновениях с ядрами в атмосфере, приходят в равновесие с вторичными фотонами с большой энергией, т. е. с Л.П.И. Эти фотоны поглощаются в веществе с коэффициентом поглощения, пропорциональным Z^2 , образуя при этом ливни. Мягкие частицы, о которых говорилось в начале этого параграфа, вероятно, являются частицами, составляющими ливни, возникающие в воздухе*).

Согласно Гейгеру с сотрудниками²⁾, можно отметить две дальнейшие ступени в потере энергии первичными частицами. Ливневые частицы снова образуют фотоны, частично путем радиационных столкно-

¹⁾ Anderson and Neddermeyer, *Phys. Rev.*, **44**, 406 (1933); Intern. Conf. on Phys., London (1934).

²⁾ В настоящее время эта картина образования ливней уже устарела. (Прим. перев.).

²⁾ Geiger, *Ergebnisse der Exakten Naturw.*, XIV (1935).

лений, частично путем процесса аннигиляции пар; эти фотоны в свою очередь образуют новые вторичные электроны. Было найдено большое количество следов мягких электронов, связанных с ливнями, например, на фотографиях, полученных Андерсоном. Коэффициент поглощения фотонов, испущенных пазад, согласно Гейгеру равен $0,7 \text{ см}^{-1}$ в алюминии и 3 см^{-1} в свинце. Это указывает на γ -излучение с энергией в $0,5 \text{ MeV}$, возникающее, вероятно, при аннигиляции пар.

Указанная выше связь между первичными частицами, Л.Н.И. и ливневыми частицами объясняет также и переходные эффекты, наблюдаемые с ионизационными камерами и особенно тщательно исследованные Штейнке и Шиндлером¹⁾. Если мы будем измерять кривую поглощения космических лучей в двух различных материалах (например, в железе и свинце), сравнивая эквивалентные толщины в $g/\text{см}^2$, то мы найдем, что для более тяжелого элемента интенсивность космического излучения будет меньше. Если помещать слои свинца после пластины железа определенной толщины, то на кривой поглощения мы сначала заметим возрастание интенсивности; это возрастание интенсивности после определенной толщины свинца сопровождается быстрым понижением до значения, характерного для поглощения в свинце. Естественным объяснением этого факта является то, что указанный ход кривой поглощения соответствует кривой Росси для образования ливней и что интенсивность Л.Н.И., находящегося в равновесии с первичным корпускулярным излучением, в железе больше, чем в свинце: в то же время само Л.Н.И. в свинце поглощается сильнее, чем в железе.

Опишем теперь более детально явления ливней, наблюдаемые с камерой Вильсона. Эти явления обладают большим разнообразием и сложностью, но исследованы еще очень неполно. Как мы уже говорили, ливни состоят из приблизительно одинакового числа электронов и позитронов. Полное число частиц в ливне иногда достигает 100 или даже больше (см. ниже). Все частицы в ливне оказываются расположенными внутри довольно ограниченного угла (с средней расходимостью в несколько градусов). Этот результат указывает на то, что излучение, образующее ливни, дает большой импульс, а следовательно, и большое количество энергии. Это исключает другое возможное предположение, а именно, что большая часть энергии ливня выделяется при каком-то ядерном взрыве, вызываемом падающей частицей сравнительно малой энергии. Энергия ливня, получающаяся при сложении энергии ливневых частиц, имеет порядок величины от 10^8 до 10^{10} eV^*), т. е. по порядку величины равна энергии первичных частиц.

На вильсоновских фотографиях иногда при одном расширении имеются два или больше ливневых центра. Может оказаться, что даже в отдельном ливне частицы выходят не из одной точки, но скорее из некоторой узкой области (свинца или какого-либо другого материала, в котором возникает ливень). Поэтому остается открытым вопрос,

¹⁾ Steinke, *Ergebnisse der Exakten Naturw.* XIII (1934).

^{*}) Недавно обнаружено существование ливней с суммарной энергией $10^8 - 10^{10} \text{ eV}$. (Прим. перс.)

возникает ли ливень в одном элементарном процессе или, скорее, в последовательности многих элементарных процессов, происходящих на близких расстояниях в веществе.

В первом случае мы должны иметь процесс, в котором фотон, обладающий чрезвычайно большой энергией, превращается в большое число пар позитрон-электрон. При втором предположении мы должны иметь превращение фотона в пару позитрон-электрон, каждая из компонент которой при ядерном столкновении испускает фотон. Получившиеся, таким образом, фотоны в свою очередь превращаются в пары и т. д. до тех пор, пока образующиеся частицы не будут обладать настолько малой энергией, что радиационные столкновения не станут мало вероятными^{*)}. Однако существующая теория не объясняет процесса первого типа; и что касается другого объяснения, она оказывается в определенном противоречии с наблюдаемой экспериментально вероятностью радиационных столкновений для частиц большой энергии. Может быть наиболее удовлетворительным в настоящее время является объяснение, предложенное Боте¹⁾: нарастание числа ливневых частиц обусловлено тем, что в пучке Л.Н.И. имеется большое число квантов. Последние могут быть фотонами, испущенными при торможении отдельной частицы при последовательных радиационных столкновениях. Теория Боте и Гайтлера действительно указывает на то, что фотоны, образованные частицами большой скорости, испускаются вперед внутри малого угла (порядка mc^2/E_0).

Ионизационные толчки [впервые замеченные Гофманом и позже исследованные Штейнке и Шиндлером, Комптоном и др.²⁾] оказываются связанными с ливнями: в действительности они состоят из ливней с большим числом частиц. Число толчков, так же как и ливней, возрастает с высотой быстрее, чем общая интенсивность космических лучей. Величина толчка, т. е. полное число образующихся ионов, зависит от размера и давления ионизационной камеры.

Были зарегистрированы толчки с 10^8 пар ионов и больше; в данных экспериментальных условиях этот результат указывает на то, что существуют ливни в несколько сотен или, может быть, больше чем в тысячу частиц. При этом предполагается, что каждая частица обладает обычной величиной удельной ионизации. Число толчков значительно возрастает при помещении над камерой свинцового экрана; в зависимости от толщины экрана это число меняется так же, как и для обыкновенных ливней. Полная энергия толчка в некоторых случаях оказалась превышающей 10^{11} eV.

Из краткого очерка явлений, связанных с космическими лучами, видно, как мало надежных данных мы имеем в настоящее время в этой области. Большинство эффектов, наблюдаемых на уровне моря, вызы-

^{*)} Эта «лавинная теория ливней» в последнее время разрабатывалась рядом авторов. Однако вопрос о том, в какой мере она способна объяснить всю совокупность явлений ливней, остается открытым. Возможно, что существуют два или даже больше механизмов образования ливней. (Прим. перев.)

¹⁾ Hilgert und Bothe, *Z. Phys.*, **99**, 353 (1936).

²⁾ Carmichael, *Proc. Roy. Soc.*, **154**, 223 (1936); см. также Geiger, *цит. выше*.

ваются первичными *) заряженными частицами: вероятно, электронами, позитронами и протонами с энергиями, варьирующими в широких пределах. Однако нельзя не учитывать возможность того, что на больших высотах эффекты могут вызываться первичными фотонами. Потеря первичными частицами их громадной энергии происходит путем сложного ряда взаимодействий с веществом; из них наиболее характерным является образование ливней. Вопрос о происхождении космических лучей мы рассматривать не будем, так как до самого последнего времени не было найдено удовлетворительное объяснение этого явления.

*) Теперь считают, что проникающая компонента космического излучения имеет вторичное происхождение. (Прим. перев.)





Рис. 50. Запись α -частиц, полученная с чувствительным электрометром (Пирет). Из *Zeitschrift für Physik*, 46, 674 (1928).

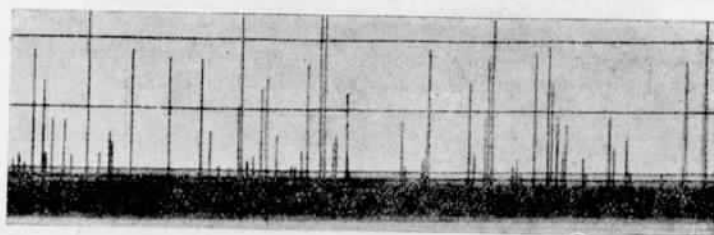


Рис. 51. Запись ионизирующих частиц, полученная с линейным усилителем (Деннинг). Величина отклонения осциллографа является мерой ионизации.



Рис. 52. Вильсоновская фотография образования пары позитрон-электрон в криптоне (Иммельман). Стрелка указывает направление пучка γ -лучей ($\lambda = 4,7 \text{ X}$, ThC'').

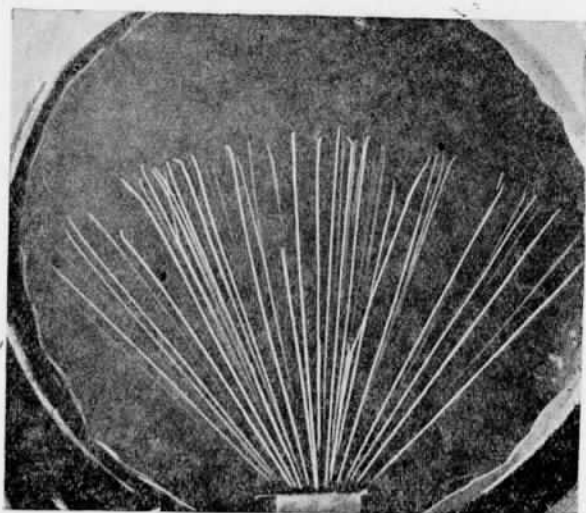


Рис. 53. Фотографический снимок α -частиц Po, полученный в камере Вильсона.



Рис. 54. Полученный в камере Вильсона фотографический снимок β -частиц RaE, отклоненных магнитным полем.

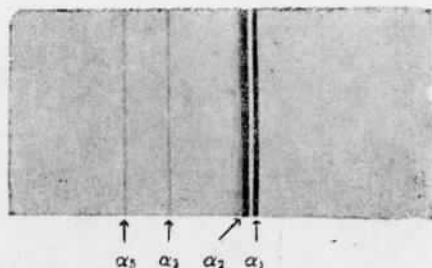


Рис. 55. Магнитный спектр α -лучей ThC (Розенблум).



Рис. 56. Спектр β -лучей Th(B+C+C'+C''): $1800 < H\rho < 1100$ (Эллис).



Рис. 57. Спектр β -лучей Th(B+C+C'+C''): $1100 < H\rho < 1400$ (Эллис).



Рис. 58. Спектр β -лучей Th(B+C+C'+C''): $1500 < H\rho < 2000$ (Эллис).



Рис. 59. Спектр β -лучей ThC'', дающий линию с $H\rho = 10\,000$, получающуюся путем конверсии γ -лучей с длиной волны $4,7 \text{ X}$ (Эллис).

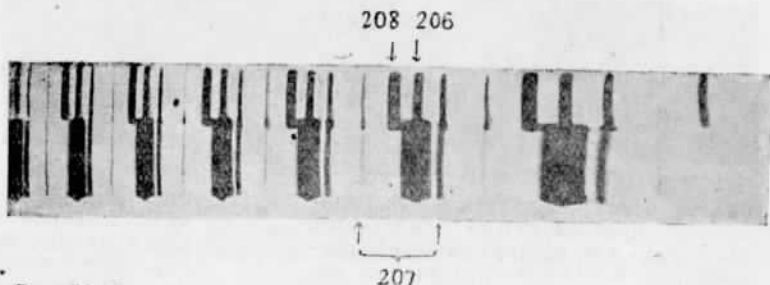


Рис. 60. Сверхтонкая структура и изотопическое смещение в спектре свинца ($\lambda 5372$). Вверху — обыкновенный свинец; внизу — урановый свинец из Катанги (Розе).

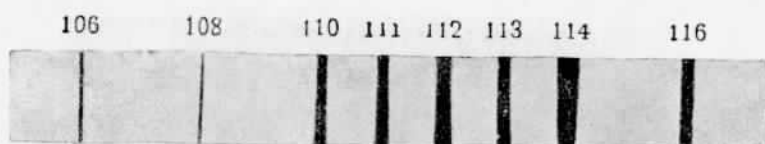


Рис. 61. Спектр масс кадмия (Демпстер).

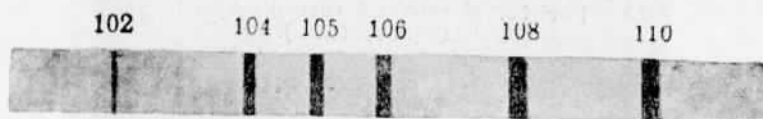


Рис. 62. Спектр масс палладия (Демпстер).

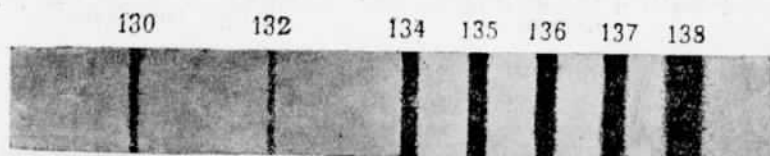


Рис. 63. Спектр масс бария (Демпстер).

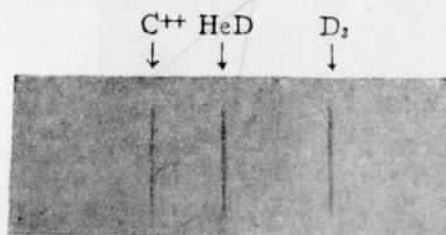
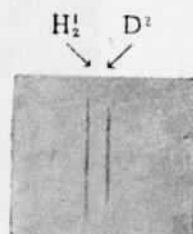
Рис. 64. Спектр масс трех ионов, обладающих приблизительно одинаковым значением e/m , обнаруживающий расщепление вследствие различия в коэффициентах упаковки (Бэйнбридж и Нордан).

Рис. 65. Спектр масс дейтерия и молекулярных водородных ионов, дающий расщепление (Бэйнбридж и Нордан).

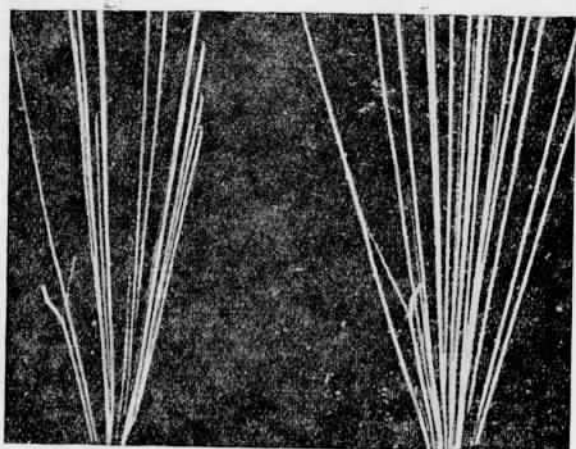


Рис. 66. Расщепление азота при столкновении с α -частицей (Блекетт).

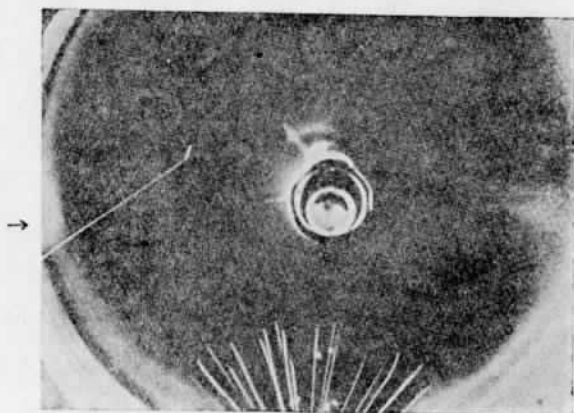


Рис. 67. Расщепление азота нейтроном (Разетти). Стрелка указывает след, получившийся в результате расщепления.

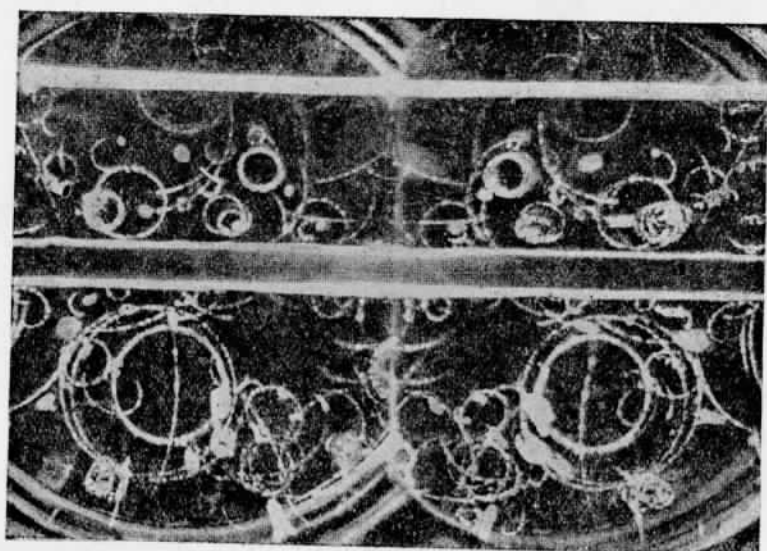


Рис. 68*. Большое число следов электронов, обладающих относительно малыми энергиями и начинающихся в различных местах камеры. Фотография дает образование ливней фотонов космическими лучами. Поле 17 000 гаусс.

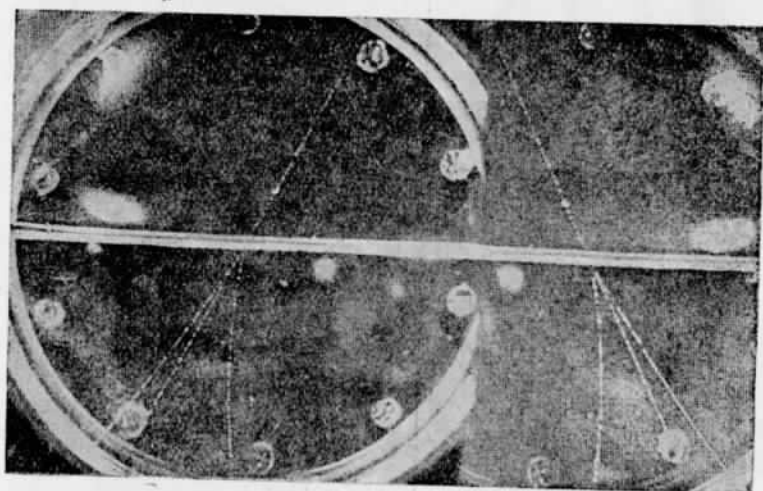


Рис. 69. Образование пары частиц, обладающей чрезвычайно большой энергией, при прохождении ее через свинцовую пластинку. Поле 4500 гаусс.

* Примечание. Рис. 68—73 дают фотографии частиц космических лучей, полученные Андерсоном с камерой Вильсона, управляемой счетчиками. На середине камеры находилась свинцовая пластинка для изучения образования ливней и других явлений. Для измерения энергии частиц употреблялось сильное магнитное поле.

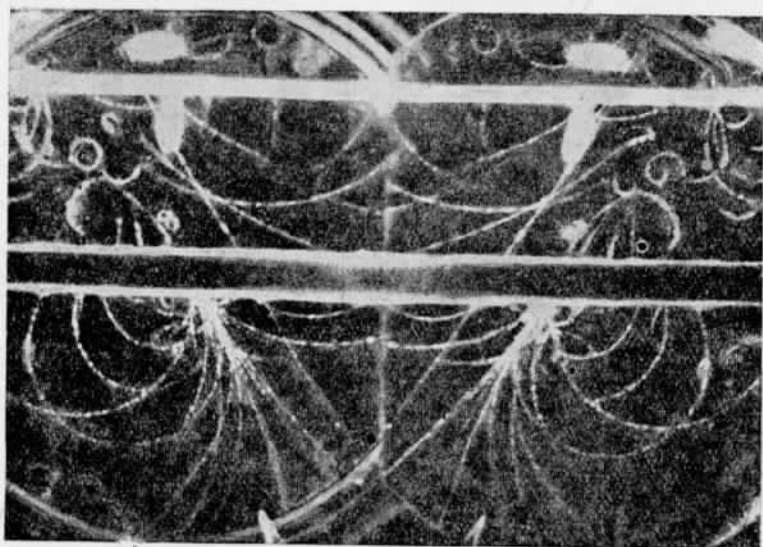


Рис. 70. Два связанных между собой ливня: один начинается над камерой, другой — в свинцовой пластинке. Последний, вероятно, был образован нейонизирующим излучением (фотоном).
Поле 17 000 гаусс.

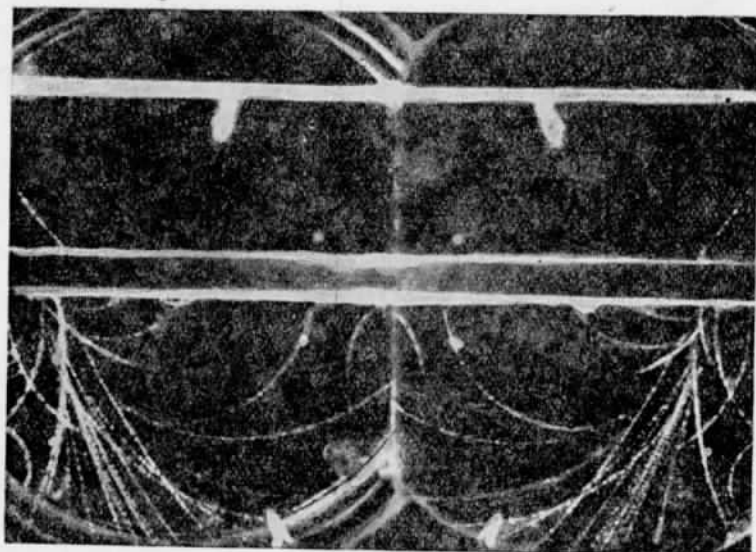


Рис. 71. Ливень, образовавшийся в свинцовой пластинке. Этот ливень, вероятно, был образован нейонизирующим излучением.
Поле 17 000 гаусс.

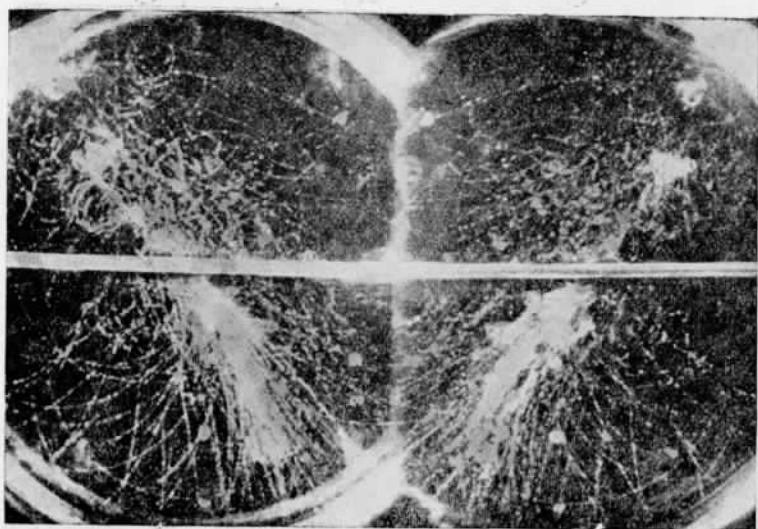


Рис. 72. Сложный ливень с числом следов больше ста. Сфотографирован на вершине Пайкс-Пик. Поле 7900 гаусс.

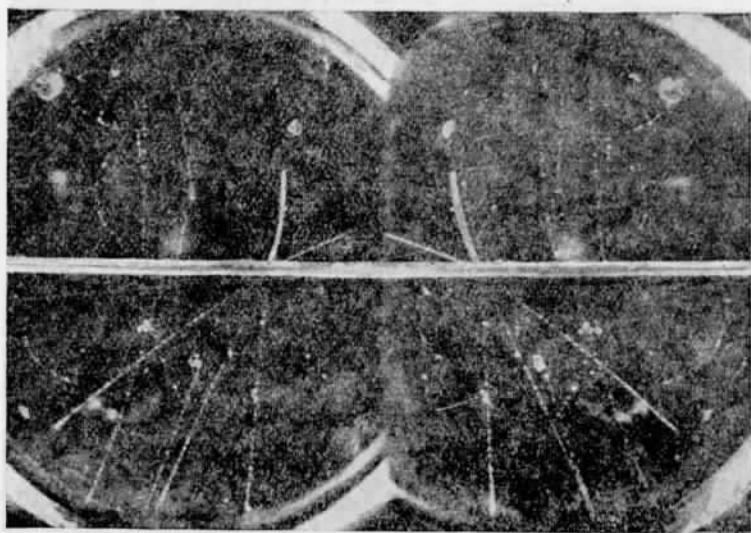


Рис. 73. Пять легких частиц (электронов и позитронов) и одна тяжелая частица (протон?), выброшенные из центра, расположенного в свинцовой пластинке. Поле 7900 гаусс.

БИБЛИОГРАФИЯ

Главы I и II

- Hevesy und Paneth, Lehrbuch der Radioaktivität, Leipzig (1931). Русский перевод с 1-го издания. Хим. Техн. Изд-во, 1925.
Kohlransch, Radioaktivität, Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig (1928).
Meyer und Schweidler, Radioaktivität, Leipzig (1927).
Rutherford, Chadwick and Ellis, Radiations from Radioactive Substances Cambridge (1930).
Atti del Convegno Volta di Fisica Nucleare, Rome (1932).
International Conference on Physics, London (1935).
Rapport du Congrès Solway, Brussels (1934).

Глава III

- Bethe, Quantenmechanik der Ein- und Zweielektronenprobleme, Handbuch der Physik, XXIV—1, Berlin (1934).
Bothe, Absorption von Roentgenstrahlen, там же, XXIII—2 (1933).
Bothe, Durchgang von Elektronen durch Materie, там же, XXII—2 (1933).
Bothe u. Kirchner, Zerstreung von Roentgenstrahlen, там же, XXIII—2 (1933).
Geiger, Durchgang von α -Strahlen durch Materie, там же, XXII—2 (1933).
Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford (1936).
Mott, Wellenmechanik und Kernphysik, Handbuch der Physik, XXIV—2, Berlin (1934). Русский перевод, ОНТИ, 1936.

Глава IV

- Beck, Kernbau u. Quantenmechanik, Handbuch der Radiologie, Leipzig (1933).
Bothe, Meyer, Hahn und Kirsch, Radioaktivität, Handbuch der Physik, XXII—1, Berlin (1933).
Гамов, Строение атомного ядра и радиоактивность, ГИИИ, 1932.
Philipp u. Meitner, Atomkerne, Handbuch der Physik, XXII—1, Berlin (1933).

Глава V

- Aston, Mass Spectra and Isotopes, London (1933). Русск. изд.: ГИЗ, 1923.
Bethe and Bacher, Nuclear Physics, A: Stationary States of Nuclei, *Reviews of Modern Physics*, 8, 82 (1936). Есть русский перевод: ГОНТИ, 1938.
Farkas, Light and Heavy Hydrogen, Cambridge (1936).
Mattauch, Methoden u. Ergebnisse d. Isotopenforschung, *Phys. Z. S.* 35, 567 (1934).

Глава VI

- Fleischmann und Bothe, Künstliche Kern- γ -Strahlen, Neutronen, Positronen, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, XIII (1934), Künstliche Kernumwandlung, там же, XIV (1935).
Kirchner, Elementumwandlung durch schnelle Wasserstoffkerne, там же, XIII (1934).
Mott and Massey, Atomic Collisions, Oxford (1933). Русск. изд.: ОНТИ, 1936.

Глава VII

- Corlin, Cosmic Ultraradiation in Northern Sweden, Lund (1934).
Geiger, Die Sekundäreffekte der kosmischen Ultrastrahlung, *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, XIV (1935).
Steinke, Die kosmische Ultrastrahlung, там же, XIII (1934).

УКАЗАТЕЛЬ

- Азимутальный эффект 220.
- Активность, единицы активности 39.
- Активный осадок 35.
- Активный, его ряд 33 и д.
- Альварес 221.
- Альфа-лучи или альфа-частицы: аномальное рассеяние 166 и д.; захват электронов 44 и д.; ионизация 37 и д., 44 и д.; испускание ядром 81 и д.; потеря электронов 44 и д.; потеря энергии 37 и д.; превращения с захватом α -частицы 172 и д.; пробег 37 и д., 44 и д.; разброс пробегов 43 и д.; рассеяние 46 и д., 61, 166 и д.; спектры 91 и д.; торможение, теория 49 и д.
- Альфа-распад, теория 81 и д.
- Альфа-частицы (см. Альфа-лучи).
- Амальди 196, 198, 201, 210.
- Андерсон 58, 60, 73, 214, 215, 217, 221, 224, 225, 226.
- Андрюс 96.
- Аппогияция пары 73 и д.
- Астон Дж. 163.
- Астон Ф. 12, 120, 128, 129.
- Бейер 96.
- Беккер 170, 178.
- Беккерель 9.
- Бета-лучи или бета-частицы (см. также Электроны): вторичные 95 и д.; первичные 113 и д.; спектры 113 и д.; теория их 148 и д.
- Бета-частицы (см. Бета-лучи).
- Бете 51, 58, 59, 60, 74, 129, 153, 182, 193, 195, 198, 227.
- Блестит 206.
- Блеккет 26, 63, 73, 176, 214, 224.
- Блох 51, 52, 58.
- Бозе статистика 131.
- Боннер 187, 194.
- Бор 8, 50, 202.
- Борн 157.
- Борна метод 157 и д.
- Борне 23, 66, 170, 174, 178, 213, 227.
- Бозан 214.
- Брейт 193, 202.
- Бриквед 126.
- Бриллюэн 87.
- Брубекер 187, 194.
- Брэн 43.
- Брэгга кривая 39.
- Бьерж 199.
- Бэйбридж 128, 129.
- Валларта 216, 221.
- Ван Вурзис 204.
- Венцель 61, 87.
- Весткот 199.
- Взаимодействия: нейтрон-нейтрон 147 и д.; нейтрон-протон 138 и д.; протон-протон 147 и д.
- Винер 202.
- Вик 154, 156, 182.
- Вильсон 24.
- Вильсона камера 24 и д.
- Вини-Вильямс 22, 24.
- Виртуальные квантовые состояния 83, 165, 202.
- Внутренняя конверсия 95 и д., 106 и д.
- Возникновение пары 73 и д.
- Вторичное излучение 77 и д.
- Вудворд 223.
- Вустер 97, 114, 115.
- Гамон 82, 90, 93, 94, 95, 136.
- Гамма-лучи: испускание при радиоактивных превращениях 170, 180, 185; общие замечания 63 и д.; поглощение 69 и д.; рассеяние 65 и д.; спектры 95 и д.
- Ган 96, 210, 211.
- Гаркис 194.
- Гауссман 8.
- Гауссово распределение 32, 33.
- Гаффман 147, 169, 191.
- Гейгер 20, 23, 40, 41, 48, 66, 224, 225, 226.
- Гейгера-Нэттола закон 80.
- Гейгера формула 40.
- Гейденбург 147, 169.
- Гейзенберг 8, 14, 130, 137, 138, 139, 144.
- Гейтель 212.
- Гейтлер 59, 60, 227.
- Гендерсон В. 114.
- Гендерсон М. 204.
- Герц 127.
- Гесс 212.
- Гильберт 188, 204.
- Гольдгабер 192.
- Гофман 24, 214, 227.
- Грейнагер 24.
- Грэй 76.
- Гурфельд 76.
- Гэрри 82, 114.
- Д.Агостино 210.
- Де Бройль 8.
- Дейтерий 126.
- Дейтроны: превращения, вызываемые ими 183 и д.; теория 145 и д.

- Дельта-лучи 44.
 Деции 181, 183, 197, 199, 200, 201.
 Дефекты масс 127 и д.
 Дипольное излучение 103, 104.
 Егер 105.
 Единицы радиоактивности 30.
 Единицы Хартри 106.
 Жолио 170, 178, 204.
 Закон Рейгера-Нэттола 80.
 Законы смещения 33.
 Захват: нейтрона 195; протона 183, 197; с испусканием излучения 183, 195.
 Заурановые элементы 210.
 Заутер 70.
 Излучение: вторичное 77 и д.; диполя 103, 104; квадрупольное 103, 104; первичное 76.
 Изобары 126; устойчивость их 155.
 Изотопический эффект в полосатых спектрах 126.
 Изотопическое смещение 132.
 Изотопное число 122.
 Изотопы: бета-активные 204 и д.; устойчивые 119 и д.
 Ионизационная камера 17 и д.
 Иордан 149.
 Искусственные радиоактивные элементы 204 и д.
 Искусственные расщепления 169 и д.
 Камера Вильсона 24 и д.
 Квадрупольное излучение 103, 104.
 Квадрупольный момент ядра 132, 133.
 Квантовые состояния (см. Квантовые уровни, виртуальные квантовые состояния).
 Квантовые уровни ядер 110 и д., 202 и д.
 Кемптон 129, 186, 187.
 Киртнер 185, 187, 191.
 Клейн 67, 135, 149.
 Клейна-Нишины формула 82, 83.
 Клай 213, 218.
 Кокрофт 170, 184, 185, 187, 188, 191, 204.
 Кольтерстер 212, 213, 214, 218.
 Комитон, 65, 66, 214, 219, 221, 227.
 Комитон-эффект 65 и д.
 Конверсия, внутренняя 95 и д., 106 и д.
 Кондон 82, 193.
 Контоцкий 152.
 Константы 14 и д.
 Контэбл 174.
 Космические лучи 212 и д.
 Коэффициент конверсии 103 и д.
 Коэффициент усадки 124.
 Крамерс 87.
 Краузер 184.
 Кривая Брэгга 39.
 Кривая Росси 223.
 Крон 188, 204.
 Курчатова 206.
 Кьюри 194.
 Кэмерон 213.
 Кюри Н. 170, 178, 204, 211.
 Кюри Н. и М. 9.
 Кюри 30.
 Лауритсен 171, 186, 188, 204.
 Лемстр 216.
 Лепранс-Ринэ 221.
 Ли 196.
 Ливингстон 171, 268.
 Ливни 73, 214, 222 и д.
 Линейный усилитель 24.
 Лоренс 171, 172, 185, 191, 192, 204.
 Люис 188.
 Магнетон (см. Ядерный магнетон).
 Магнитные моменты 129 и д., 156.
 Магнитный спектрограф 54.
 Майорана 14, 137, 139.
 Марсден 48.
 Массовое число 121.
 Мейтнер 73, 76, 96, 97, 115, 194, 210, 211.
 Метод Борна 157.
 Метод совпадений 23.
 Миллер 174.
 Милликен 213, 214.
 Миллингтон 55.
 Мотт 61, 62, 104, 110.
 Мун 199.
 Мисовский 206.
 Мэддокс 114.
 Мерфи 126.
 Мюллер 22.
 Неддермейер 58, 60, 73, 217, 225.
 Нейтрона 116 и д., 148 и д.
 Нейтрон-протонные силы 138 и д.
 Нейтроны: в ядре 137 и д.; радиоактивность 153; расщепление, производимое ими 194 и д.; свойства 178 и д.; столкновения с протонами 146, 181, 198.
 Нишина 67, 68.
 Обменные силы 139 и д.
 Оже 221, 222.
 Оккалин 26, 73, 214, 224.
 Олифант 129, 184, 185, 186.
 Оннегеймер 74, 192.
 Орнман 116.
 Ортоводород 130.
 Отрицательная энергия 72 и д.
 Паберте 153, 182, 193.
 Параводород 130.
 Паули 8, 13, 130.
 Пеграм 183, 197, 199, 200, 201.
 Первичное излучение 76.
 Период полураспада 28.
 Перрен 198.
 Пикар 214.
 Плесет 74.
 Поле 174.
 Позитроны 73 и д.
 Поллард 174.
 Помпкорво 196.
 Постоянная распада 27.
 Прейсверк 211.
 Проникновение частиц в ядро 164 и д.

Протоны: в космических лучах 221; из радиоактивных превращений 172 и д.; превращения, вызываемые ими 183 и д.; пробег 41, 42; столкновения 147, 168, 169.

Пуассона формула 32.

Раби 132.

Равновесие: между первичным и вторичным излучением 78, секкулярное 28.

Радий, его ряд 33 и д. Радиоактивности: калия 36, 154; рубидия 36, 154; самария 36.

Радиоактивные ряды 33 и д.

Радиоактивные элементы 80 и д., 204 и д.

Радиус ядра 168.

Радон 29.

Разетти 136, 196, 197, 201, 210.

Раман-эффект 130.

Распределение Гаусса 32, 33.

Рассеяние, теория 157 и д.

Резерфорд 214, 218.

Резерфорд 7, 9, 11, 47, 48, 81, 91, 96, 129, 170, 174, 176, 184, 186, 187.

Резерфорда формула 47.

Розенблюм 91.

Росси 23, 214, 216, 221, 222.

Росси кривая 223.

Рубидий, его радиоактивность 36.

Русинов 206.

Самарий, его радиоактивность 36.

Сарджент 114, 152.

Сверхтонкая структура 129 и д.

Серге 196, 201, 210.

Секулярное равновесие 28.

Симон 66.

Скобелевич 214.

Смещение изотопическое 132.

Содан 9.

Сойтер 215, 224.

Соренсен 200.

Спектрограф (см. Магнитный спектрограф). Спин ядра 129 и д.

Средняя продолжительность жизни радиоактивного вещества 27.

Статистика Бозе 131.

Статистика Ферми 131.

Статистика ядер 131 и д. *Стивенсон* 222.

Столкновения: двух одинаковых частиц 63 и д., 167; теория 157 и д.

Сирит 223.

Сингларо 193, 201, 2 5.

Синдизияции 19 и д.

Счетчик 20 и д., с нитью 22 и д., с острием 20 и д.

Таррант 76.

Тилман 199.

Толчки 237.

Томсон Дж. 12, 119.

Томсона формула 66 и 67.

Торий, его ряд 33 и д.

Тормозная способность 38 и д.

Тьюб 147, 169, 191.

Тэйлор 104, 110.

Уайт М. 169.

Уленбек 8, 76, 152.

Уолтон 170, 171, 184, 185, 187, 188, 204.

Упакровки коэффициент 128.

Уран 29.

Уран X_2 154.

Уран Z 154.

Уровни (см. Ядерные квантовые уровни).

Устойчивость изобар 156.

Устойчивость ядер 144 и д.

Устойчивые изотопы 119

Ферми 13, 76, 148, 149, 152 и д., 193, 194, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 204, 210, 211.

Финли 73, 194.

Флейшман 194.

Флуктуации 31 и д.

Формула: Гейсера 40;

Клейна-Нисимы 82, 83;

Пуассона 32; Томсона

66 и 67; Резерфорда, 47; Эйнштейна 12, 128.

Фотографические методы 18 и д.

Фоторасщепление ядер 192 и д.

Фотоэффект 69; внутренний 95 и д., 105 и д.

Фриш 200.

Функция возбуждения 175, 180, 190 и д.

Фэзер 194.

Фитшер 215, 224.

Н-лучи 49.

Алфитры единицы 106.

Хельм 70, 104, 105, 110.

Циклотрон 171

Чавик 63, 113, 170, 174, 178, 192.

Чалмерс 193, 205.

Чередование интенсивностей 130.

Шайр 184.

Шинслер 214, 226, 227.

Широтный эффект 216.

Шредингер 8.

Штейнке 214, 226, 227.

Штермер 214, 216.

Электроны: в ядре 134 и д.; импульс 53 и д.; поглощение 54 и д.; пробег 55; потери энергии на излучение 58 и д.; рассеяние электронами 61 и д.; рассеяние ядрами 61 и д.; торможение электронов вследствие ионизации 55; энергия 53.

Эддис 96, 97, 103, 113, 115, 118.

Эльзассер 198.

Энергия: отрицательная 72; реакции 173, 189; ядра 136 и д.

Эрнфест 222.

Эффективность детектора 77 и д.

Эффект: Комптона 65 и д.; Оже 71, 100; Рамана 130; широтный 216.

Юри 126.

Ядерный магнетон 132.

Ядерные уровни 110 и д.

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
88	7 сверху	$\sqrt[4]{V\gamma}$	$\frac{1}{\sqrt[4]{V\gamma}}$	Тип.
88	9 сверху	$\left[\left(\int_{e^p}^b V\bar{g} dr \int_e^r V\bar{g} dr \right) \right]$	$\left[\alpha \left(\int_{e^p}^b V\bar{g} dr \int_e^r V\bar{g} dr \right) \right]$	"
88	12 снизу	$\sqrt[4]{V\gamma}$	$\sqrt[4]{V\gamma}$	"
153	(рис. 35)	E/ma^2	E/mc^2	Корр.