
СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИКА

КНИГА ТРЕТЬЯ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО

Депозитарий

Пров. 1933

539

Г. А. ГАМОВ

ЧЕТЫРЬ

СТРОЕНИЕ
АТОМНОГО ЯДРА
И РАДИОАКТИВНОСТЬ

71392312

1933

ЧЕТЫРЬ

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

МОСКВА — 1932 — ЛЕНИНГРАД

ПРОВЕРЕНО
1956 г.

Читатели! Сообщите отзыв об этой книге (ваши замечания о ее недостатках и желательных изменениях в следующем издании) по адресу: Москва, Ильинка, проезд Владимирова, 4. Государственному технико-теоретическому издательству (в секцию организационно-массовой работы).

Редакционная работа по этой книге проведена П. И. Успенским. Издание оформлено А. И. Архангельским. Корректурa выполнена бригадой корректоров ГТТИ (ревизионный корректор А. Х. Артюхова). Издание слано в набор 29 февраля 1932 г., подписано к печати 2 августа 1932 г., вышло в свет в августе 1932 г., количество экз. 5000. Зак. 832. Печатных листов в книге $9\frac{1}{2}$, типографских знаков в листе 29 952, Статформат 82×111 .
Уполномоченный Главлита Б-21327.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель настоящей книги — дать возможно более полную сводку наших знаний о строении атомного ядра.

За последние несколько лет проблема строения ядра сделалась одним из главнейших вопросов современной физики. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования позволили значительно приблизиться к пониманию ряда процессов, происходящих внутри ядра, и дать, пока, правда, лишь весьма схематическую, модель ядра.

При детальном изучении ядерных процессов открылся целый ряд новых неожиданных фактов, не укладывающихся в рамки современной теории квантов и требующих, очевидно, построения некоторой более общей системы, объединяющей в одно целое теорию квантов и теорию относительности. Такая система еще не построена, наблюдаемые же в атомном ядре явления дают ценные указания ее построения.

Необходимо еще отметить, что понимание процессов, происходящих в ядре атома, должно значительно облегчить задачу техники будущего об использовании громадных запасов энергии, хранящихся внутри атомных ядер; решение этой задачи принципиально возможно, хотя мы здесь и наталкиваемся на почти непреодолимые практические затруднения.

Г. Гамов

Физический институт
Академии наук СССР

Ленинград.
7 ноября 1931 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие	5
Значения физических констант	8

Глава I

Составные части и энергия ядра

1. Введение	11
2. Классификация ядер	17
3. Энергия связи ядра	23
4. Относительная встречаемость различных ядер в земной коре	32
5. Механический и магнитный момент ядра	33

Глава II

Спонтанный распад ядра

1. Постоянная распада и энергия радиоактивных превращений	40
2. Общая характеристика α -распада	49
3. Прохождение частиц через потенциальные барьеры	51
4. Общая теория α -распада	56
5. Приложения к существующим ядрам	62
6. Сравнение с опытом	67
7. Общая характеристика β -распада	70

Глава III

Электромагнитное излучение ядра

1. Спектры γ -лучей	75
2. Тонкая структура α -излучения и γ -линии	83
3. Длиннопробежные α -частицы и γ -лучи	89
4. Вероятность γ -излучения	96
5. Вторичные β -лучи, выбрасываемые из атомов во время радиоактивного распада	98
6. Аномальное поглощение γ -лучей	102

Глава IV

Искусственное возбуждение и превращение ядер

1. Аномальное рассеяние α -частиц	107
2. Общая теория неупругих столкновений	111

3. Возбуждение ядра посредством столкновений с α -частицей . .	117
4. Превращение ядер при столкновении с α -частицами	122
5. Сравнение с опытом	126
6. Баланс энергии в искусственном превращении элементов . .	140
7. Нейтроны	145

ЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ¹

Скорость света $c = (2,99796 \pm 0,00004) \times 10^{10}$ см. сек⁻¹.

Квантовая постоянная $h = (1,0420 \pm 0,0013) \times 10^{-27}$ эрг·сек.

Элементарный заряд $\pm e = (4,770 \pm 0,005) \times 10^{-10}$ абс. эл.-ст. ед.

Масса электрона $m_e = (9,035 \pm 0,010) \times 10^{-28}$ г.

Масса протона $m_p = (1,6609 \pm 0,0017) \times 10^{-24}$ г.

Масса α -частицы $m_\alpha = (6,598 \pm 0,002) \times 10^{-24}$ г.

Магнитный момент электрона $\mu_e = (0,9175 \pm 0,0013) \times 10^{-20}$ эрг·гаусс⁻¹.

Магнитный момент протона $\mu_p = (0,4967 \pm 0,0010) \times 10^{-23}$ эрг·гаусс⁻¹.

Радиус нормальной Н-орбиты $a_0 = (0,5285 \pm 0,004) \times 10^{-8}$ см.

Обратное значение постоянной тонкой структуры

$$\frac{1}{\alpha} = 137,29 \pm 0,11.$$

Чтобы перевести:

Нужно умножить на:

{	Вольты в эрги	$1,5911 \times 10^{-12}$
	Эрги в вольты	$0,6285 \times 10^{+12}$
{	Масс. единицы $\left(\frac{\text{He}}{4}\right)$ в эрги	$1,483 \times 10^{-3}$
	Эрги в масс. единицы $\left(\frac{\text{He}}{4}\right)$	$0,6743 \times 10^{+3}$

¹ R. T. Briggs, Phys. Rev. Suppl., I, 1, 1929.

ЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Масс. единицы } \left(\frac{\text{He}}{4} \right) \text{ в вольты} \quad 0,9321 \times 10^{+9} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Вольты в масс. единицы } \left(\frac{\text{He}}{4} \right) \quad 1,0729 \times 10^{-9} \end{array} \right.$$

$$\begin{aligned} \text{Длина световой волны} &= \frac{1,9628 \times 10^{-16} \text{ см}}{\text{энергия кванта (в эргах)}} = \\ &= \frac{1,2336 \times 10^{-4} \text{ см}}{\text{энергия кванта (в вольтах)}}. \end{aligned}$$

$$h = \frac{h}{2\pi} \left(= 1,042 \times 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек.} \right).$$

Квантовая постоянная h , употребляемая в этой книге, отлична от обычной постоянной Планка, она равна последней, деленной на 2π . Это обозначение, придающее формулам квантовой механики более изящный вид, начинает входить в употребление в современной квантовой литературе.

Новая квантовая постоянная обозначается обычно перечеркнутой буквой h , что в настоящей книге не могло быть сделано по техническим обстоятельствам.

ГЛАВА I

СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ И ЭНЕРГИЯ ЯДРА

* 1. ВВЕДЕНИЕ

С тех пор как в 1911 г. Резерфордом (Rutherford) была предложена ядерная модель атома, атомная физика занималась, главным образом, изучением движения обращающихся вокруг ядра электронов, которыми обусловлены главнейшие физические и химические свойства атома. Благодаря работам Бора (Bohr) и его школы квантовая теория атома получила блестящее развитие и была практически доведена до конца после построения квантовой механики Гейзенбергом и Шрёдингером (Heisenberg, Schrödinger).

Уже давно стало ясным, что само ядро атома также не является элементарной частицей, но имеет весьма и весьма сложное строение. Открытие явления радиоактивности и его интерпретация как самопроизвольного распада ядра указывает нам на то, что ядра тяжелых элементов неустойчивы и могут превращаться в более легкие ядра с выделением громадных количеств энергии. Впоследствии Резерфорду удалось получить искусственное расщепление обычно стабильных ядер некоторых легких элементов, бомбардируя их очень быстрыми частицами.

В согласии с воззрениями современной физики, мы считаем, что все ядра построены из двух сортов элементарных частиц — протонов и электронов. Также нет никакого сомнения в том, что чрезвычайно важную роль в строении атомного ядра играют так называемые α -частицы, построенные из четырех протонов и двух электронов. Чрезвычайно большая внутренняя энергия связи α -частицы объясняет

нам тот факт, что в сильных полях, господствующих внутри ядра, α -частица не распадается на свои составные части, а сохраняет свою индивидуальность отдельной частицы. Тот факт, что массы различных ядер всегда выражаются числами, весьма близкими к целым (если положить атомный вес гелия равным четырем)¹, заставляет нас предполагать, что более сложные ядра построены почти исключительно из α -частиц. На этом основании мы можем распределить все ядра между четырьмя типами с массовыми числами $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$, где n — целое число. В ядрах первого типа все протоны, нужно полагать, входят в состав ядерных α -частиц, в то время как в ядрах других типов всегда имеется один, два или три сравнительно более слабо связанных протонов, которые мы будем впредь называть избыточными протонами. Мы должны также различать между ядерными электронами, принадлежащими α -частицам, и избыточными электронами.

Зная массу и заряд ядра, легко определить полное число α -частиц, избыточных протонов и избыточных электронов. Тем не менее, как мы увидим далее, мы не можем быть абсолютно уверены, что все, что возможно, упаковано в α -частицы; имеются вполне определенные указания на то, что в тяжелых ядрах могут существовать более чем три избыточных протона без образования новой α -частицы. Тем не менее мы можем сохранить указанную выше классификацию для формального описания и систематики атомных ядер.

Казалось бы, что строение ядра может быть объяснено, так же как и строение атома, при помощи принципов современной квантовой механики, но это только отчасти верно. Мы можем легко установить (зная размеры ядра), что скорости α -частиц и протонов внутри ядра весьма малы по сравнению со скоростью света; на основании этого следует ожидать, что мы сможем здесь применять обычную

¹ Это не имеет места, если положить в основу ядро атома водорода.

нерелятивистскую квантовую механику. Это ожидание действительно оправдывается: как мы увидим дальше, при описании тяжелых составных частиц ядра при помощи квантовой механики не возникает никаких принципиальных трудностей.

Совершенно иначе обстоит дело по отношению к ядерным электронам. Из принципа неопределенности Гейзенберга мы можем оценить неопределенность механического момента p для электрона, движущегося внутри ядра. Мы имеем соотношение:

$$\Delta p > \frac{h}{\Delta q}, \quad (1)$$

где Δq представляет собой неопределенность в положении электрона, а h — квантовая постоянная. Неопределенность в положении электрона, несомненно, не превосходит радиуса r_0 самого ядра, который, как мы увидим дальше, равен, приблизительно, 10^{-12} см. Подставляя численные значения, мы получаем:

$$\Delta p > \frac{h}{r_0} \approx 10^{-15} \text{ эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^{-1}. \quad (1')$$

Как хорошо известно, нерелятивистская механика может быть применена только в том случае, если механический момент движущейся частицы мал по сравнению с величиной mc , где m есть масса частицы, а c — скорость света. Для протона и для электрона мы имеем соответственно: $m_p c = 4,95 \cdot 10^{-14} \text{ эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^{-1}$ и $m_e c = 1,8 \cdot 10^{-17} \text{ эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^{-1}$. Таким образом мы видим, что для ядерных протонов (а еще того паче для ядерных α -частиц) релятивистскими поправками можно практически пренебречь, в то время как в случае ядерных электронов мы имеем резко релятивистский случай движения¹.

¹ Из соотношения $p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, где v есть скорость частицы, мы получаем для случая ядерных электронов $\frac{v}{c} = 0,9998$.

Квантовая теория движения частицы, двигающейся со скоростью, очень близкой к скорости света, натолкнулась в настоящее время на весьма серьезные затруднения. В последнее время был сделан ряд попыток обобщить современную квантовую механику на случай релятивистского движения. Дираком (Dirac) было предложено релятивистски-инвариантное волновое уравнение, которое было с успехом приложено к объяснению существования вращательного момента электрона, а также к объяснению главных черт релятивистского движения электрона в атоме. Тем не менее уравнения Дирака не представляют собою полного решения задачи; они могут быть с успехом приложены к описанию движения внеядерных электронов, где релятивистские поправки малы, но совершенно отказываются служить в применении к чрезвычайно быстро двигающимся электронам внутри ядра. Трудности возникают, главным образом, в связи с так называемыми состояниями отрицательной энергии и т. д.

Известно, что уже в классической релятивистской механике уравнения движения допускают два рода решений, соответствующих положительному и отрицательному значениям так называемой энергии покоя: $+mc^2$ и $-mc^2$ (часто говорят о „положительной и отрицательной массе“). Частицы с отрицательной энергией (отрицательной массой) должны были бы иметь весьма необычайные свойства и никогда не были наблюдаемы. Для таких частиц сила и ускорение должны были бы быть направлены в прямо противоположных направлениях. Если два электрона, один с „положительной“, а другой с „отрицательной массой“, встретятся, то первый из них будет отталкиваться от второго, а второй притягиваться к первому, в результате чего оба электрона полетят один за другим с безгранично увеличивающейся скоростью, представляя забавную картинку электронных гонок. В классической механике оба вида решений ($+mc^2$, $-mc^2$) совершенно независимы, и

мы можем обойти трудность, считая, что решение, соответствующее „отрицательной массе“, не отвечает никакой физической реальности, и рассматривая лишь решения, соответствующие положительной массе. В теории Дирака, однако, оба типа решений не совершенно независимы друг от друга, и имеется конечная вероятность перехода от одного решения к другому. Из уравнений Дирака мы можем получить, что вероятность такого перехода с уровня $+mc^2$ на уровень $-mc^2$ (с излучением разности энергий: $2mc^2$) весьма велика, и обыкновенный электрон с положительной массой не мог бы существовать больше чем 10^{-11} сек.

Мы должны здесь заметить, однако, что нечто подобное таким переходам действительно наблюдается, но, конечно, со значительно меньшей вероятностью. Весьма вероятно, что так называемая проникающая радиация

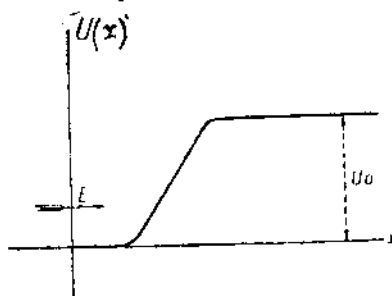


Рис. 1.

состоит из световых квантов с энергией порядка $m_e c^2$, как может быть определено из измерения коэффициента поглощения.

Трудности проявляются наиболее резко, если мы применим уравнения Дирака к проблеме отражения параллельного пучка электронов от высокого потенциального барьера. Рассмотрим электроны с заданной кинетической энергией E , падающие на барьер, образованный резким скачком потенциала от нуля до некоторого значения U_0 (рис. 1). Если $U_0 > E$, мы должны были бы ожидать, что все электроны отразятся от барьера. Решение уравнений Дирака для этого простого случая показывает, однако, что это будет иметь место только в том случае, если значение U_0 не превосходит некоторой определенной величины. В случае, если U_0 больше, нежели $E + 2m_0 c^2$, электрон может проникнуть через потенциальный барьер, переменяя

знак своей массы (парадокс Клейна), т. е. превратившись в частицу с „отрицательной массой“, как указывалось выше. Вероятность такого процесса довольно велика, так что большой процент падающих электронов сможет пройти через барьер.

Отсюда следовало бы, например, что электрон никогда не может удержаться внутри ядра более или менее значительный промежуток времени, если его энергия недостаточна для того, чтобы покинуть ядро. Он может, однако, всегда уйти из ядра, переменяя знак своей массы.

Кроме этих формальных трудностей релятивизирования квантовой механики имеется целый ряд экспериментальных фактов, указывающих, что решение этой проблемы едва ли может быть достигнуто каким-либо простым изменением обыкновенного волнового уравнения; обычные представления квантовой механики абсолютно отказываются служить при описании поведения ядерных электронов.

Задача нахождения уравнений для частицы, движущейся со скоростью, близкой к скорости света, очевидно, не может быть решена, не принимая во внимание, что взаимодействие между частицами также распространяется со скоростью света, т. е. не решив сперва проблемы квантовой электродинамики.

Этот круг проблем также тесно связан с вопросом о существовании элементарных единиц массы и заряда. Мы должны надеяться, что дальнейшее развитие теоретической физики даст нам возможность ответить на эти важные вопросы и приведет к полному решению этих, в настоящее время неясных, проблем.

Мы могли бы ожидать, что ввиду сильного взаимодействия между ядерными электронами и тяжелыми составными частями ядра окажется совершенно невозможным объяснить теоретически хотя бы часть явлений, происходящих в ядре. К счастью, однако, это не так: по каким-то непонятным нам причинам электроны, ведущие

себя внутри ядра совершенно необыкновенным образом, не оказывают существенного влияния на движение ядерных α -частиц и протонов — мы можем рассматривать процессы, связанные с тяжелыми составными частями ядра, не обращая внимания на присутствие ядерных электронов.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ ЯДЕР

В системе атомных ядер каждое ядро может быть охарактеризовано своей массой и зарядом. Мы уже видели, что массы всех ядер выражаются почти целыми числами, если принять за основание ядро гелия ($M_{He} = 4,0000$). Заряд ядра всегда кратен элементарному электрическому заряду. Таким образом мы можем приписать каждому ядру два целых числа, массовый номер M и зарядный номер Z . Очевидно, возможно существование нескольких ядер с одним и тем же зарядом, но с разными массами (изотопы) или с одинаковыми массами, но с разными зарядами (изобары).

В настоящее время мы имеем, главным образом благодаря исследованиям Астона (Aston), довольно богатые сведения относительно изотопного состава различных элементов. В табл. I (стр. 18—20) дан полный список всех в настоящее время известных ядер, расположенных в порядке зарядного номера.

Из массового и зарядного числа данного ядра мы можем легко определить число входящих в его состав α -частиц (N_α), избыточных протонов (N_p) и избыточных электронов (N_e), принимая гипотезу, что в ядре не может существовать более трех избыточных протонов. На рис. 2 *a, b, c, d* показано изменение числа избыточных электронов с увеличением числа α -частиц для четырех различных типов ядер. Для ядер *4a* эта картина наиболее проста: число избыточных электронов всегда четно, причем новые пары электронов появляются на примерно равных расстояниях — в этих местах мы имеем два изо-

Таблица I

Элемент	Атомный номер <i>Z</i>	Массовый номер <i>A</i>	Процент присутствия	Элемент	Атомный номер <i>Z</i>	Массовый номер <i>A</i>	Процент присутствия
H	1	1	100	K	19	{ 39 41*	94,8
He	2	4	100				5,2
Li	3	{ 6 7	{ 6 94	Ca	20	{ 40 44	
Be	4	{ 8 9	{ < 0,1 <i>c.</i> 100	Sc	21	45	
B	5	{ 10 11	{ 22 78	Ti	22	{ 48 (50)	
C	6	{ 12 13	{ <i>c.</i> 100 < 0,1	V	23	51	
N	7	{ 14 15	{ <i>c.</i> 100 ~ 0,1	Cr	24	{ 50 52 53 54	{ 4,9 81,6 10,4 3,1
O	8	{ 16 17 18	{ <i>c.</i> 100 < 0,03 ~ 0,15	Mn	25	55	
F	9	19		Fe	26	{ 54 56	
Ne	10	{ 20 21 22		Co	27	59	
Na	11	23		Ni	28	{ 58 60	
Mg	12	{ 24 25 26		Cu	29	{ 63 65	
Al	13	27					48,0
Si	14	{ 28 29 30		Zn	30	{ 64 66 67 68 69 70	{ 2,5 25,9 5,3 17,1 0,85 0,35
P	15	31		Ga	31	{ 69 71	
S	16	{ 32 33 34				{ 70 71 72 73 74 75 76 77	
Cl	17	{ 35 37 39	{ 59 41 < 1	Ge	32		
Ar	18	{ 36 40					

Продолжение

Элемент	Атомный номер Z	Массовый номер A	Процент присутствия	Элемент	Атомный номер Z	Массовый номер A	Процент присутствия
As	33	75		Ag	47	{ 107 109	
Se	34	{ 74 76 77 78 80 82		Cd	48	{ 110 111 112 113 114 116	
Br	35	{ 79 81		In	49	115	
Kr	36	{ 78 80 82 83 84 86	0,4 2,5 11,8 11,8 56,8 16,7	Sn	50	{ 112 114 115 116 117 118 119 120 121 122 124	1,07 0,74 0,44 14,19 9,81 21,48 11,02 27,04 2,96 5,03 6,19
Rb	37	{ 85 87*		Sb	51	{ 121 123	
Sr	38	{ 86 88		Te	52	{ 126 127 130	
Y	39	89		I	53	127	
Zr	40	{ 90 92 94 96		Xe	54	{ 124 126 128 129 130 131 132 134 136	0,1 0,1 2,3 27,1 4,2 20,7 26,4 10,3 8,8
Mo	42	{ 92 94 95 96 97 98 100	14,2 10,2 15,5 17,8 9,6 23,0 9,5	Cs	55	133	
Ru	44	{ 96 (98) 99 100 101 102 104	5 7 12 14 22 30 17	Ba	56	{ (136) 138	

Продолжение

Элемент	Атомный номер Z	Массовый номер A	Процент присутствия	Элемент	Атомный номер Z	Массовый номер A	Процент присутствия
La	57	139					
Ce	58	{ 140 142		Bi	83	{ 203 210* 211* 212* 214*	
Pr	59	141					
Nd	60	{ 142 144 (145) 146		Po	84	{ 210* 211* 212* 214* 215* 216* 218*	
		{ 196 198 199	{ 0,1 9,9 16,4				
W	74	{ 182 183 184 186	{ 22,6 17,2 30,1 30,0	Em	86	{ 219* 220* 222*	
Re	75	{ 185 187	{ 38 62	Ra	88	{ 223* 214* 226* 228*	
		{ 186 187 188	{ 1,0 0,6 13,5	Ac	89	{ 227* 228*	
Os	76	{ 189 190 192	{ 17,3 25,1 42,6				
		{ 200 201 202 204	{ 23,8 13,7 29,3 6,8	Th	90	{ 227* 228* 230* 232* 234*	
Hg	80			Pa	91	{ 231* 231*	
		{ 203 205	{ 39 70	U	92	{ 234* 238*	
Tl	81	{ 207* 208* 210*					
		{ 206 207 208 (209)	{ 86,8 9,3 3,9				
Pb	82	{ 210* 211* 212* 214*					

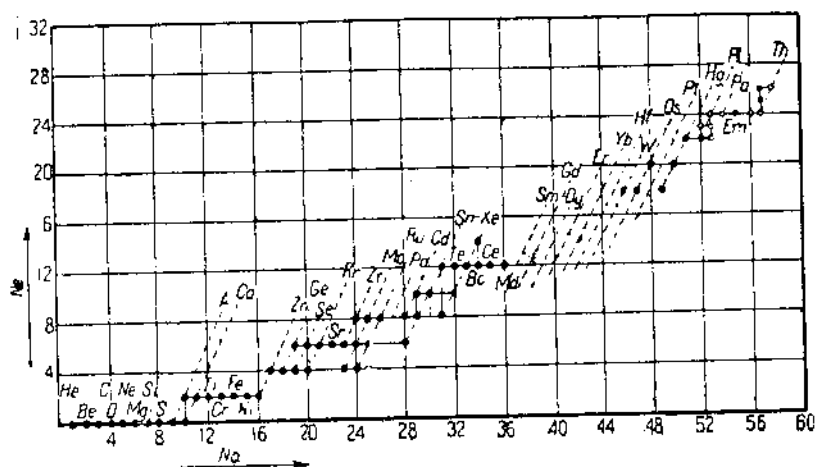


Рис. 2а. Число избыточных электронов в ядрах типа $4n$.

бара. Для ядер других типов ход кривых несколько осложняется ввиду присутствия избыточных протонов.

В тех местах, где появляется новая пара электронов, мы можем ожидать существования ядер с весьма слабо

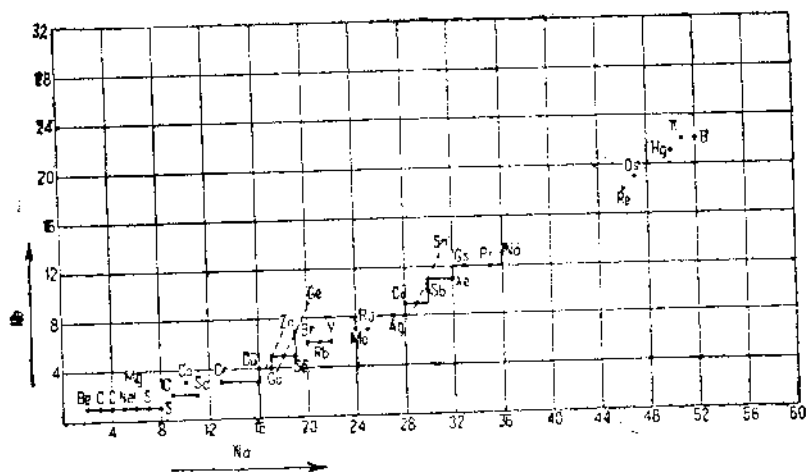


Рис. 2б. Число избыточных электронов в ядрах типа $4n + 1$.

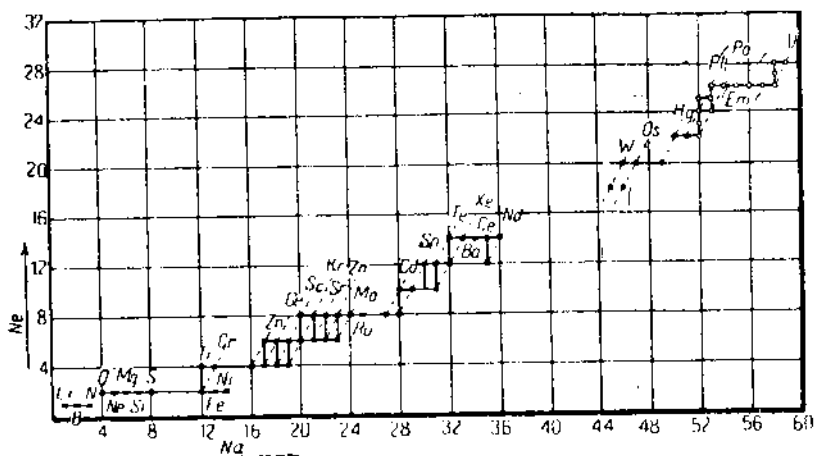


Рис. 2с. Число избыточных электронов в ядрах типа $4n + 2$.

связанными и, возможно, неустойчивыми электронными оболочками; весьма возможно, что естественная активность некоторых легких элементов (K , $Z=19$, $A=39$; 41 и Rb , $Z=37$, $A=85$; 87), расположенных как раз вблизи скачков рис. 2, связана именно с этой нестабильностью.

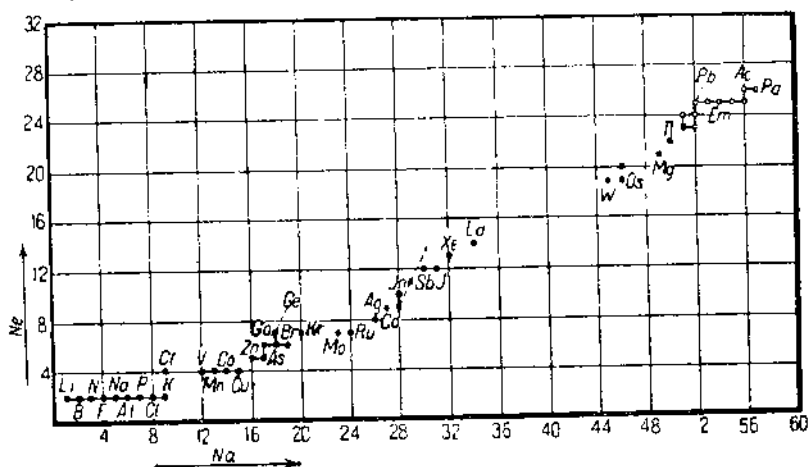


Рис. 2d. Число избыточных электронов в ядрах типа $4n + 3$.

3. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА (МАССОВЫЙ ДЕФЕКТ)

Поскольку сложные ядра стабильны, их внутренняя энергия связи должна быть отрицательной. Согласно основным принципам теории относительности масса такого ядра должна быть меньше суммы масс входящих в его состав электронов и протонов на величину:

$$\Delta M = \frac{E}{c^2}, \quad (2)$$

где E есть энергия связи, а c — скорость света. Величина дефекта массы сложных ядер может быть определена из точных измерений атомного веса различных изотопов.

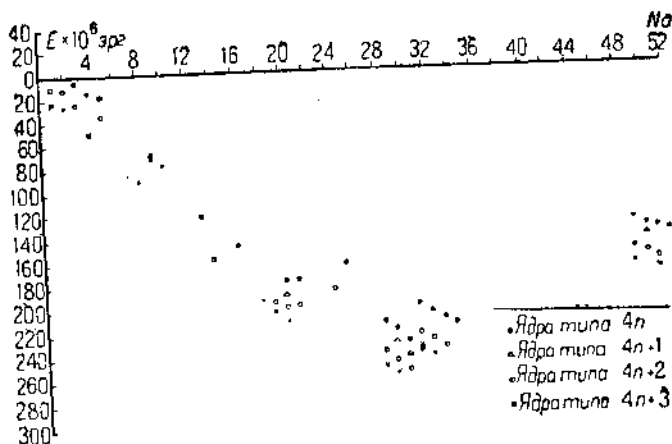


Рис. 3. Кривая дефекта массы, рассчитанная по отношению к α -частицам.

Например, α -частица построена из четырех протонов ($m_p = 1,6609 \cdot 10^{-24}$ г) и двух электронов ($m_e = 9,035 \cdot 10^{-28}$ г), ее масса равняется всего только $6,598 \cdot 10^{-24}$ г, в то время как $4m_p + 2m_e = 6,645 \cdot 10^{-24}$ г. Разница в $0,047 \cdot 10^{-24}$ г соответствует энергии связи $42,3 \cdot 10^{-6}$ эрг. Чрезвычайно большое значение этой энергии связи объясняет нам,

почему α -частица не распадается внутри ядра на свои основные части. При расчете дефекта массы сложных ядер мы будем считать их составленными из отдельных α -частиц, протонов (не более трех) и электронов.

Точные значения атомных масс элементов, исследованных до настоящего времени, и их внутренняя энергия связи приведены в табл. II а, b, c, d, а также на рис. 3, где внутренняя энергия связи отложена как функция числа содержащихся в ядре α -частиц.

Таблица IIа

Ядра типа 4n

Название эле- мента	Атомный номер Z	Число α -частиц N_α	Число остаточных электронов N_e	Точный вес (He = 4,0000) A	Энергия связи			Сред- няя ошиб- ка
					Масс. ед.	$E \times 10^{-6}$ вольт	$E \times 10^6$ эрг	
He ₄	2	1	0	4,0000	—	—	—	—
C ₁₂	6	3	0	11,9971	0,0029	2,7	4,3	± 3,4
O ₁₆	8	4	0	15,9914	0,0086	8,2	12,7	± 2,4
Ne ₂₀	10	5	0	19,9892	0,0108	10	16,0	± 5,9
Ar ₃₆	18	9	0	35,957	0,043	40	64	± 13
Ar ₄₀	18	10	2	39,949	0,051	48	76	± 12
Cr ₅₂	24	13	2	51,920	0,080	75	119	± 31
Zn ₆₄	30	16	2	63,903	0,097	91	141	± 31
Kr ₈₀	36	20	4	79,883	0,117	109	174	± 36
Kr ₈₄	36	21	6	83,883	0,117	109	174	± 31
Mo ₁₀₀	42	25	8	99,891	0,109	102	162	± 30
Sn ₁₁₂	50	28	6	111,858	0,142	133	211	± 50
Sn ₁₁₆	50	29	8	115,852	0,148	138	219	± 52
Sn ₁₂₀	50	30	10	119,847	0,153	143	227	± 53
Sn ₁₂₄	50	31	12	123,842	0,158	147	234	± 55
Xe ₁₃₄	54	31	8	123,867	0,133	124	197	± 55
Xe ₁₃₆	54	32	10	127,863	0,137	128	203	± 56
Xe ₁₃₆	54	33	12	131,859	0,141	131	209	± 58
Xe ₁₃₆	54	34	14	135,855	0,145	135	215	± 61
Hg ₁₉₆	80	49	18	195,910	0,090	84	133	± 87
Hg ₂₀₀	80	50	20	199,908	0,092	86	136	± 89
Hg ₂₀₄	80	51	22	203,906	0,094	87	139	± 90
Pt ₂₀₈	82	52	22	207,905	0,095	89	141	± 94

Таблица II б
Ядра типа $4n + 1$

Назва- ние эле- мента	Атомный номер Z	Число α -частиц N_α	Число остаточных электронов N_e	Точный вес (He = 4,0000) A	Энергия связи			Сред- няя ошиб- ка
					E Масс. ед.	$E \times 10^{-6}$ вольт	$E \times 10^6$ эрг	
C ₁₃	6	3	1	12,87	0,011	10,7	16,3	± 3
Cl ₃₇	17	9	2	36,960	0,047	44	70	± 14
Br ₈₁	35	20	6	80,882	0,125	116	185	± 30
Sn ₁₁₇	50	29	9	116,853	0,154	143	228	± 52
Sn ₁₂₁	50	30	11	121,846	0,161	150	239	± 53
Hg ₂₀₁	80	50	21	200,908	0,099	92	147	± 89

Таблица II с
Ядра типа $4n + 2$

Назва- ние эле- мента	Атомный номер Z	Число α -частиц N_α	Число остаточных электронов N_e	Точный вес (He = 4,0000) A	Энергия связи			Сред- няя ошиб- ка
					E Масс. ед.	$E \times 10^{-6}$ вольт	$E \times 10^6$ эрг	
Li ₆	3	1	1	6,009	0,006	5,6	8,9	$\pm 3,7$
B ₁₀	5	2	1	10,008	0,007	6,5	10,4	$\pm 3,8$
N ₁₄	7	3	1	14,000	0,015	14	22	± 6
O ₁₆	8	4	2	(17,931)	(0,034)	(31)	(49)	± 18
Ne ₂₀	10	5	2	21,993	0,022	21	33	± 8
Ni ₅₈	28	14	2	57,911	0,104	97	151	± 27
Kr ₇₈	36	19	4	77,884	0,131	122	194	± 36
Kr ₈₂	36	20	6	81,883	0,132	123	196	± 31
Kr ₈₆	36	21	8	85,883	0,132	123	196	± 33
Mo ₉₈	42	24	6	97,892	0,123	114	182	± 30
Sn ₁₁₄	50	28	8	113,856	0,159	148	236	± 50
Sn ₁₁₈	50	29	10	117,850	0,165	154	245	± 53
Sn ₁₂₂	50	30	12	121,845	0,170	159	252	± 55
Sn ₁₂₄	50	31	10	125,865	0,150	140	222	± 56
Xe ₁₂₆	54	31	12	129,861	0,154	143	228	± 58
Xe ₁₃₀	54	32	12	133,857	0,158	147	234	± 59
Xe ₁₃₄	54	33	14	137,857	0,158	147	234	± 59
Hg ₁₉₈	80	49	20	197,909	0,106	99	157	± 89
Hg ₂₀₂	80	50	22	201,907	0,108	101	160	± 90
Pb ₂₀₈	82	51	22	205,905	0,110	103	163	± 92

Таблица II d
Ядра типа $4n + 3$

Назва- ние эле- мента	Атомный номер Z	Число α -частиц N_α	Число остаточных электронов N_e	Точный вес (He = 4,0000) A	Энергия связи			Сред- няя ошиб- ка
					E Масс. един.	$E \times 10^{-6}$ вольт	$E \times 10^6$ эрг	
Li_7	3	1	2	7,038	0,014	13	21	± 4
B_{11}	5	2	2	11,005	0,017	16	25	± 4
F_{19}	9	4	2	18,990	0,032	30	47	± 6
P_{31}	15	7	2	30,966	0,056	52	83	± 12
Cl_{35}	17	8	2	34,964	0,058	54	86	± 13
As_{75}	33	18	6	74,894	0,128	120	190	± 28
Br_{79}	35	19	6	78,886	0,136	127	202	± 30
K_{83}	36	20	7	82,882	0,140	131	208	± 31
Sn_{115}	50	28	9	114,854	0,168	157	249	± 53
Sn_{119}	50	29	11	118,849	0,173	162	257	± 55
I_{127}	53	31	12	126,864	0,158	147	234	± 56
Xe_{131}	54	32	13	130,860	0,162	151	240	± 58
Hg_{199}	80	49	21	198,909	0,113	106	168	± 89
Pl_{207}	82	51	23	206,905	0,117	109	174	± 92

Мы видим, что энергия связи уменьшается с увеличением сложности ядра, достигая минимума для N_α , приблизительно равного тридцати. Наличие этого минимума приводит к серьезной трудности в интерпретации ядерной стабильности. В самом деле, ввиду того, что кривая, намеченная экспериментальными точками, начинает опять подниматься для $N_\alpha > 30$ (массовое число больше 120), мы должны ожидать, что все элементы тяжелее олова должны быть радиоактивными (α -распад), так как испускание α -частицы соответствует выделению энергии. Скорость такого распада, которая может быть приблизительно оценена по количеству освобождаемой энергии, будет весьма велика, и радиоактивность таких элементов можно было бы легко заметить. Однако нам известно, что ни один из элементов с атомным весом, меньшим 208, не обладает даже следами радиоактивности.

Теперь мы разберем более подробно вопрос о влиянии различных составных частей ядра на полную энергию связи и о точном виде кривой дефекта массы, намеченной в области ($120 < M < 208$) только весьма небольшим числом экспериментальных точек.

Сначала мы рассмотрим простейший случай ядра, построенного только из некоторого числа N_α α -частиц. Так построены лишь первые десять ядер типа $4n$; для более тяжелых элементов, как показано на рис. 2, к агрегату α -частиц всегда присоединены несколько пар ядерных электронов. Для того чтобы объяснить возможность устойчивой конфигурации положительно заряженных α -частиц, мы должны допустить существование некоторых сил притяжения, возникающих лишь на очень близких расстояниях между частицами и пересиливающих на этих расстояниях силы электростатических отталкиваний. Действительно, мы знаем о существовании таких сил из факта наличия аномального рассеяния α -частиц в гелии при очень близких столкновениях. При построении модели ядра, составленного из некоторого числа α -частиц, весьма важен вопрос, какие квантовые числа мы должны приписывать различным α -частицам. Решение этого вопроса весьма просто: все α -частицы в ядре (в невозбужденном состоянии) находятся на одном и том же квантовом уровне наименьшей энергии. Это является следствием того, что принцип Паули (Pauli), заставляющий электроны в атоме распределяться по различным квантовым уровням, неприменим к α -частицам. Можно показать из основных принципов квантовой механики, что принцип Паули должен применяться лишь для совокупности одинаково построенных частиц, каждая из которых состоит из нечетного общего числа протонов и электронов. Поскольку α -частица состоит из шести элементарных частиц, принцип Паули не должен иметь места¹. Поскольку число α -частиц на

¹ В последнее время правильность вышеуказанных теоретических рассуждений в применении к ядерным электронам находится под

данном квантовом уровне ничем не ограничено, мы должны ожидать, что все α -частицы ядра в положении равновесия перейдут в основное квантовое состояние.

Рассматривая такую совокупность одинаковых частиц, притягивающихся друг к другу с силами, весьма быстро убывающими с расстоянием, без доминирующего центрального тела, мы имеем проблему, существенно отличающуюся от проблемы движения электронов в атоме. Состояние такой совокупности должно быть весьма похоже на маленькую каплю жидкости, где внутри силы, действующие на частицу жидкости, почти уравновешиваются, а вблизи поверхности возникают мощные силы, препятствующие частице покинуть каплю (поверхностное натяжение). Хотя точного решения задачи о такой совокупности до сих пор не имеется (благодаря отчасти незнанию точного закона сил притяжения между α -частицами, отчасти же математическим трудностям, возникающим при рассмотрении этой проблемы), мы можем сделать ряд интересных заключений об общих свойствах такой модели. Прежде всего мы должны ожидать, что объем такой модели будет примерно пропорционален числу частиц, так что радиус ядра будет изменяться приблизительно как кубический корень из атомного веса; это заключение, как мы увидим далее, более или менее оправдывается на опыте. Потенциал внутри такой модели должен быть более или менее постоянен и резко возрастать на границах, образуя потенциальную яму, как указано на рис. 4а. Полная энергия такой модели должна быть примерно пропорциональна числу частиц.

Мы не должны, однако, забывать о наличии сил кулоновского отталкивания. Эти силы не могут изменить в значительной степени распределения потенциала внутри

большим сомнением; тем не менее мы можем считать неприменимость принципа Паули к α -частицам экспериментально доказанной исследованиями свойств полосатого спектра молекулы гелия.

ядра, где преобладают силы притяжения. Однако эти силы принизят значения потенциала на больших расстояниях и приведут к образованию вокруг ядра потенциального барьера, как указано на рис. 4б. Добавочная энергия, происходящая от кулоновских сил, может быть

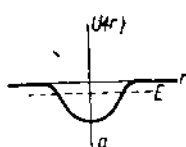


Рис. 4а.

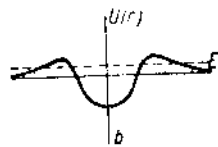


Рис. 4б.

оценена как электростатическая энергия сферы радиуса $r_0 \sim R_0 \sqrt[3]{N_\alpha}$ ($r_0 = 2,2 \cdot 10^{-13}$ см) с зарядом $+2e \cdot N_\alpha$.

Таким образом мы получаем для полной энергии нашей модели:

$$E \sim -CN_\alpha + \frac{(2e N_\alpha)^2}{r_0} \approx -CN_\alpha + \frac{(2e)^2}{R_0} N_\alpha^{\frac{5}{3}}. \quad (3)$$

Для малых значений N_α эта формула дает отрицательное значение полной энергии; для некоторого N_α энергия достигает минимума и начинает опять возрастать, так что ядра, построенные из большего числа α -частиц, должны быть неустойчивы. Как мы уже видели, эта формула может быть применена лишь для первых десяти ядер типа 4h, не имеющих избыточных электронов. Если мы выберем коэффициент C (значение которого не может быть легко получено теоретически из вышеуказанного упрощенного рассмотрения) так, чтобы кривая, даваемая формулой (3), прошла через экспериментальные точки дефекта массы вышеуказанных элементов, то наша кривая достигнет минимума при $N_\alpha = 20$, так что совокупность большего числа частиц не будет являться устойчивой. Это, однако, для нас маловажно, поскольку мы знаем, что уже при $N_\alpha > 10$ в ядрах всегда присутствуют избыточные электроны, изменяющие условия стабильности.

В настоящее время мы почти ничего не знаем о свойствах электрона внутри ядра и встречаемся в этих вопросах с громадными трудностями; поэтому едва ли можно

надеяться в настоящее время понять в деталях ход кривой энергии связи, поскольку она, несомненно, зависит от наличия ядерных электронов. Тем не менее можно обсудить некоторые возможности, ценность которых всецело зависит от того, как и поскольку мы можем применять обычные представления об энергии к электронам, находящимся внутри ядра.

Мы видели, что первая устойчивая электронная пара в ядре появляется при $N_a = 10$. Поскольку такая комбинация совокупности α -частиц и пары электронов является

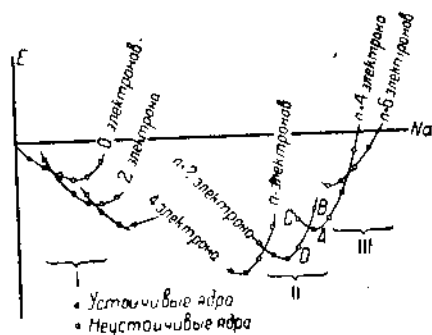


Рис. 5. Гипотетический вид кривой дефекта массы.

устойчивой для $N_a > 10$, соответствующая ей ветвь кривой энергии связи должна лежать в этой области ниже ветви, отвечающей одним только α -частицам, и обе кривые должны пересекаться вблизи $N_a = 10$, как указано на рис. 5.

Следующая электронная пара появляется при $N_a = 16$, так что кривая $N_a + 4e$ должна пересекать предыдущую кривую вблизи этой точки. Наиболее низкие части этой совокупности кривых (указанные на рис. 5 черными кружками) соответствуют устойчивым ядрам, в то время как внутренние части веток соответствуют неустойчивым элементам, готовым испустить пару электронов (левые ветки), или же „ионизированным ядрам“, готовым поглотить пару электронов из оболочек атома (правые ветки). Мы видим, что благодаря добавлению электронов устойчивая (спускающаяся) часть кривой дефекта массы продолжается значительно дальше, нежели для совокупности одних α -частиц. Наиболее интересным местом экспериментальной кривой энергии связи является восходящая ветвь

при $N_a > 30$. Казалось бы, что ядра этой области должны были бы неизбежно быть неустойчивыми. Для этой области экспериментальных данных очень мало. Единственно сносно измеренными значениями является дефект массы изотопов Hg и Pb. Эти значения с несомненностью говорят о поведении кривой, но из них нельзя сделать никаких заключений относительно деталей ее хода. Мы можем попытаться, однако, объяснить возможность существования устойчивых ядер в этой области, несмотря на общее возрастание энергии, предполагая, что кривые, соответствующие различным числам электронных пар в ядре, выглядят, как указано на рис. 5 (область II). Мы видим, что ядро A не может испустить ни α -частицу (преобразуясь в C), ни пару электронов (преобразуясь в B) ввиду того, что оба эти процесса связаны с потерей энергии и могут идти только при затрате энергии извне. Единственное энергетически возможное превращение в D с одновременным испусканием α -частицы и пары электронов будет, как легко показать, иметь такую малую вероятность¹, что по отношению к нему ядро можно считать практически стабильным. Согласно с вышеизложенным мы должны ожидать в области II некоторых пустых мест в ряду изотопов, наличие которых, однако, до настоящего времени не может быть подтверждено на опыте ввиду бедности экспериментального материала в этой области атомных весов.

В области радиоактивных элементов кривая дефекта массы может быть построена без затруднения, поскольку

¹ Если вероятности двух отдельных распадов будут $\lambda_1 = N_1 \cdot e^{-a_1}$ и $\lambda_2 = N_2 \cdot e^{-a_2}$, где N_1 и N_2 — числа столкновений частицы внутри ядра со стенками барьера, а e^{-a_1} и e^{-a_2} — прозрачности барьеров (см. главу II), то вероятность одновременного двойного распада будет

$$\lambda_{12} \approx \sqrt{N_1 \cdot N_2} \cdot e^{-a_1} \cdot e^{-a_2}.$$

Для радиоактивных веществ $N \approx 10^{21}$, а e^{-a} варьирует от 10^{-16} (для RaC') до 10^{-30} (для U). Выбирая наиболее благоприятный случай, когда оба распада отдельно идут так же скоро, как в случае RaC' , получаем, что вероятность двойного распада $\lambda_{12} \approx \sqrt{(10^{21})^2 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-16}}$ т. е. исчезающе мала.

разности энергий связи различных радиоактивных элементов даются непосредственно энергией соответствующих α - и β -частиц. Проведя кривые, соответствующие ядрам с одним и тем же числом электронов, мы получим три ветки, пересекающиеся друг с другом в области β -активных элементов. Из рисунка видно, что в этой области (область III) возможен переход с одной кривой на другую при одном распаде, идущем с выделением энергии. Этим и отличается область радиоактивных элементов от вышеуказанной полустабильной области II, где такой переход может осуществиться лишь при весьма мало вероятном двойном распаде.

4. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВСТРЕЧАЕМОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕР В ЗЕМНОЙ КОРЕ

Следующим интересным вопросом, связанным с проблемой строения атомного ядра, является вопрос о том, как часто встречаются те или иные ядра в окружающем нас мире, так как отсюда мы можем заключить об относительной устойчивости тех или иных ядер. Количество того или иного элемента в природе обуславливается, однако, не только специальными свойствами ядра, но также рядом космологических факторов. Химический анализ вселенной (точнее говоря, поверхности земли и метеоритов) дает нам относительные количества различных химических элементов; поскольку большинство химических элементов представляют собой смесь нескольких изотопов, необходимо также знание относительного количества последних. На рис. 6 относительные количества различных ядер отложены как функция массового числа. Мы видим, что ядра типа 4 существуют в природе в гораздо большем количестве, нежели ядра других типов (правило Гаркинса). Наиболее редко встречаются ядра типа $4n + 1$, что, очевидно, связано с тем, что, как можно видеть из кривых дефекта массы, первый протон в ядре связан обычно очень слабо.

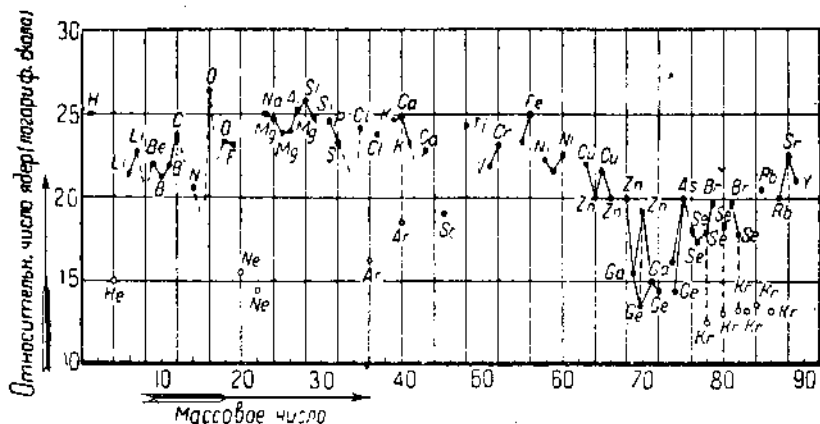


Рис. 6. Относительная встречаемость различных ядер (в земной коре).

Соображения относительно устойчивости различных ядер на основании этих данных имеют все-таки не очень большую ценность для теории строения ядра, поскольку кроме устойчивости ядер здесь играют также большую роль астрономические и геологические факторы.

5. МЕХАНИЧЕСКИЙ И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА

Если мы рассматриваем атомное ядро как целое, то наиболее важными его характеристиками, кроме массы и заряда, являются свойства симметрии, а также механический и магнитный момент. Известно, что „положения“ элементарной частицы (протона или электрона) характеризуются четырьмя величинами: тремя пространственными координатами x , y , z и вращательной координатой ϕ .

Согласно принципу Паули волновая функция, описывающая движение системы одинаковых элементарных частиц, должна быть антисимметрична по отношению ко всем четырем координатам. Возьмем, например, систему двух электронов в атоме гелия, — волновые функции могут быть разделены на два класса: функции симметричные в координатах и антисимметричные во вращательных

моментах (электроны вращаются в различных направлениях) и функции антисимметричные в координатах, но симметричные во вращательных моментах (электроны вращаются в одинаковых направлениях).

Если мы имеем систему одинаковых сложных частиц (состоящих из равного числа элементарных частиц), мы не можем а priori знать, должны ли мы описывать их движение симметричными или антисимметричными волновыми функциями или, иными словами, должны ли мы применять статистику Бозе-Эйнштейна или же Ферми-Дирака. На основании общих принципов квантовой механики можно, однако, показать, что мы должны применять симметричные или антисимметричные волновые функции соответственно тому, четное или нечетное общее число элементарных частиц заключается в одной сложной частице. Вращательный момент i такой сложной частицы будет также четным или нечетным кратным вращательного момента ($1/2$) элементарной частицы. Рассмотрим для примера молекулу, построенную из двух одинаковых атомов. Волновая функция, соответствующая некоторому квантовому состоянию молекулы, должна быть антисимметрична в координатах электронов и обладать некоторой вполне определенной для данного типа ядра симметрией в координатах ядер. Из анализа полосатого спектра такой молекулы можно всегда определить род симметрии в координатах ядра. Наблюдаемый полосатый спектр распадается на два класса линий, соответствующих параллельным и антипараллельным вращательным моментам ядер; простые соображения показывают, что отношение интенсивностей двух родов линий будет равняться:

$$\frac{W_{\uparrow\uparrow}}{W_{\uparrow\downarrow}} = \frac{i+1}{i}, \quad (5)$$

где i есть вращательный момент ядра. Это дает нам возможность из измерений интенсивностей линий полосатого спектра сделать непосредственное заключение о вращательном моменте ядра.

Другой более точный метод определения вращательного момента ядра заключается в изучении сверхтонкой структуры линий атомного спектра. Поскольку вращательный момент ядра направлен в различных направлениях относительно плоскости электронной орбиты, каждый простой уровень энергии атома будет расщеплен на ряд весьма близко друг к другу лежащих подуровней. Пусть $\vec{j}$ будет полный вращательный момент электрона (орбитальное и собственное вращение), а $\vec{i}$ — вращательный момент ядра. Результирующий момент $\vec{f} = \vec{j} + \vec{i}$ может иметь различные значения в зависимости от относительной ориентации векторов $\vec{i}$ и $\vec{j}$.

Применяя правило сложения квантовых векторов, мы видим, что $f = |\vec{f}|$ может принять следующий ряд значений:

$$\begin{aligned} f_0 &= j + i; f_1 = j + i - 1; \dots f_{2i} = j - i (j \geq i); \\ f_0 &= i + j; f_1 = i + j - 1; \dots f_{2j} = i - j (j \leq i). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом благодаря вращательному моменту ядра каждый энергетический уровень атома будет расщеплен на $2i + 1$ или $2j + 1$ подуровней соответственно тому, что больше: j или i .

Относительные расстояния между различными подуровнями могут быть оценены в предположении, что добавочная энергия взаимодействия между ядром и электроном пропорциональна скалярному произведению (ij) . Простой подсчет показывает, что относительные разности энергии между соседними подуровнями будут даваться отношениями:

$$f_0 : f_1 : f_2 : \dots : f_{\min} + 1, \quad (6')$$

где f_i определяется формулами (6).

Ввиду малости магнитного момента ядра (в 1800 раз меньше, чем для электрона) наблюдаемое расщепление весьма мало и может быть наблюдаемо лишь при помощи весьма мощных спектральных аппаратов, почему и зовется сверхтонкой структурой.

В табл. III даны результаты, полученные до последнего времени обоими методами для различных исследованных элементов.

Из приведенной таблицы мы видим, что протоны обладают тем же вращательным моментом ($1/2$), что и электроны, и подчиняются статистике Ферми-Дирака, с другой стороны, α -частицы (ядра гелия) не имеют вращательного момента и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, как и следовало бы ожидать от сложных частиц, построенных из четного числа протонов и электронов ¹.

Серьезные трудности возникают в случае ядра азота. Поскольку эти ядра построены из нечетного числа элементарных частиц (14 протонов и 7 электронов), мы должны были бы ожидать, что здесь должна быть применима статистика Ферми-Дирака; между тем исследование полосатых спектров показывает, что функции, описывающие молекулу азота, являются симметричными по отношению к ядрам. Это указывает на то, что ядерные электроны не должны как будто входить в счет при определении статистики ядер (число протонов в ядре азота четно). Тот же самый случай мы имеем и для ядра более легкого изотопа лития (Li_6), состоящего из четного числа протонов и нечетного числа электронов и подчиняющегося также статистике Бозе-Эйнштейна. Хотя до настоящего времени мы знаем всего лишь два вышеуказанных случая, тем не менее можно считать весьма вероятным положение, что статистика ядра определяется только числом содержащихся в нем протонов.

Знание вращательных моментов различных ядер дает нам возможность вывести ряд заключений относительно числа избыточных протонов в ядре. Поскольку α -частица

¹ Тот факт, что α -частицы подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, может служить экспериментальным доказательством того, что они являются сложными частицами, поскольку, согласно с общими принципами квантовой механики, элементарная частица всегда должна обладать отличным от нуля вращательным моментом.

Таблица III¹

Название элемента	Составляющие части ядра	Род симметрии	Вращат. момент ядра I	
			Из полоса- тых спектр.	Из сверх- тонкой стр.
H	$0\alpha + 1p + 0e$	антисимметр.	$\frac{1}{2}$	
He	$1\alpha + 0p + 0e$	симметр.	0	
Li	$1\alpha + 2p + 1e$		> 1	$0, \frac{3}{2}$
	$1\alpha + 3p + 2e$			
C	$3\alpha + 0p + 0e$		0	
N	$3\alpha + 2p + 1e$	симметр.(!)	$\frac{3}{2}$	
O	$4\alpha + 0p + 0e$		0	
F	$4\alpha + 3p + 2e$		$\frac{1}{2}$	
Na	$5\alpha + 3p + 2e$		$\sim \frac{5}{2}$	$< \frac{1}{2}$
	$8\alpha + 3p + 2e$		$\sim \frac{5}{2}$	
Cl	$9\alpha + 1p + 2e$			$\frac{5}{2}$
Mn	$13\alpha + 3p + 4e$		$\frac{3}{2}$	
As	$18\alpha + 3p + 6e$			$\sim \frac{3}{2}$
Br	$19\alpha + 3p + 6e$			
	$20\alpha + 1p + 6e$			> 0
Rb	$21\alpha + 1p + 6e$			
	$21\alpha + 3p + 8e$			$0; \frac{1}{2}$
	$27\alpha + 2p + 8e$			
	$27\alpha + 3p + 9e$			
	$28\alpha + 0p + 8e$			
Cd	$28\alpha + 1p + 9e$			$\sim \frac{3}{2}$
	$28\alpha + 2p + 10e$			
	$29\alpha + 0p + 12e$			
	$30\alpha + 1p + 10e$			
Sb	$30\alpha + 3p + 12e$			
I	$31\alpha + 3p + 12e$		$> \frac{3}{2}$	
Cs	$33\alpha + 1p + 12e$			
La	$34\alpha + 3p + 14e$			
Pr	$35\alpha + 1p + 12e$		$\frac{3}{2}$	0
	$49\alpha + 2p + 20e$			$\frac{1}{2}$
	$49\alpha + 3p + 21e$			0
Hg	$50\alpha + 0p + 20e$			$\frac{3}{2}$
	$50\alpha + 1p + 21e$			0
	$50\alpha + 2p + 22e$			0
	$51\alpha + 0p + 22e$			0
	$50\alpha + 3p + 22e$			$\frac{1}{2}$
Tl	$51\alpha + 1p + 22e$			$\frac{1}{2}$
	$51\alpha + 2p + 22e$			0
	$51\alpha + 3p + 23e$			$\frac{1}{2}$
Pb	$52\alpha + 0p + 22e$			
Bi	$52\alpha + 1p + 22e$			$\frac{3}{2}$

¹ Подробную литературу смотри: Goudsmith and Pauling, Line-Spectra, гл. XI (1930); Kronig, Band-Spectra, гл. III (1930).

не имеет вращательного момента и поскольку мы предполагаем все α -частицы в ядре находящимися на первом энергетическом уровне с орбитальным вращательным моментом, равным нулю, мы должны считать, что вращательный момент ядра как целого обуславливается исключительно избыточными протонами. Отсюда следует, например, заключить, что легкие ядра типа $4n$ не должны вообще обладать вращательным моментом, что и подтверждается на опыте. В ядре Li_7 мы предполагаем присутствие трех избыточных протонов: два из них должны быть на первом квантовом уровне с орбитальным моментом $j=0$ и с собственными вращательными моментами, направленными в противоположные стороны, третий протон должен находиться на следующем квантовом уровне с орбитальным моментом $j=1$. Мы получаем правильное значение момента ядра, предполагая, что момент этого протона направлен параллельно орбитальному моменту. Аналогичные рассуждения мы можем произвести и для других легких ядер, но встречаемся с трудностью для ядер тяжелых элементов. Например, ядро Bi , как видно из табл. III, имеет вращательный момент $i = \frac{9}{2}$, в то время

как это ядро на основании нашей гипотезы имеет только один избыточный протон. Это должно нам указывать на то, что в ядрах висмута не все возможные протоны связаны в α -частицы и что здесь нужно допустить существование пяти и девяти избыточных протонов. С другой стороны, ядро Tl , отличающееся от ядра Bi на одну α -частицу, имеет вращательный момент $i = \frac{1}{2}$; мы должны заключить отсюда, что α -частица, добавленная к ядру Tl , не сохраняется как индивидуальная частица, а распадается на составляющие ее протоны.

Измерение абсолютной величины расстояний между различными компонентами сверхтонкой структуры дает возможность, правда, путем весьма нудных и довольно неточных вычислений, сделать заключение о величине са-

мого магнитного момента ядра. Данных по этому вопросу пока довольно мало, но все они приводят к заключению, что магнитный момент ядер того же порядка, что и у протона (который в 1840 раз меньше магнитного момента электрона).

Кроме магнитного момента ядра имеются, очевидно, и другие факторы, могущие влиять на энергетические уровни атома, факторы, природа которых пока еще не ясна.

Действию этих факторов следует, например, приписать так называемое изотопическое смещение (*Isotopenverschiebung*) термов. Этот эффект был впервые замечен при изучении сверхтонкой структуры линий таллия¹ и недавно в более резкой форме в структуре спектральных линий ртути².

Ртуть, как видно из табл. III, состоит из шести изотопов (198, 199, 200, 201, 202, 204), из которых четные вовсе лишены момента, а из нечетных один имеет момент $\vec{i} = \frac{1}{2}$, а другой $\vec{i} = \frac{3}{2}$. Казалось бы, что термы, соответствующие четным изотопам, должны совпадать между собой, а также с центром симметрии расщепленных термов, принадлежащих изотопам нечетным.

Опыт показал, однако, что это не так: термы, принадлежащие различным изотопам ртути, смещены друг относительно друга, и это смещение идет параллельно с увеличением массового числа. Смещение это, однако, слишком велико, чтобы быть объясненным обычным движением ядра (*Mitbewegung des Kernes*) и причин его нужно искать в каком-то, пока еще неизвестном, взаимодействии атомных электронов с внутренней структурой ядра.

¹ H. Schüller, und I. Keyston, ZS. f. Phys., Bd. 70, S. 1 (1931)

² H. Schüller und Keyston, ZS. f. Phys., Bd. 72, S. 423 (1931)

ГЛАВА II

СПОНТАННЫЙ РАСПАД ЯДРА

1. ПОСТОЯННАЯ РАСПАДА И ЭНЕРГИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Мы уже видели, что при радиоактивном распаде испускаются два рода частиц: α -частицы и β -частицы. В случае α -распада заряд ядра уменьшается на две единицы, а его масса — на четыре, в случае β -распада заряд увеличивается на единицу, а масса остается практически неизменной. В обоих случаях ядро принадлежит после распада к тому же самому классу (см. стр. 17), что и до распада; поэтому радиоактивные элементы, естественно, распадаются на четыре независимые друг от друга семейства. В действительности мы знаем только три семейства: семейство тория ($4n$), семейство урана ($4n + 2$) и семейство актиния ($4n + 3$). Тот факт, что не удалось открыть семейства типа $4n + 1$, повидимому, объясняется тем, что элементы этого типа вообще встречаются очень редко. Каждое радиоактивное семейство начинается некоторым тяжелым элементом и затем, после ряда α - и β -превращений, заканчивается некоторым устойчивым продуктом распада, лежащим на границе устойчивых элементов. Устойчивые продукты распада всех трех известных нам семейств имеют (быть может, случайно) один и тот же заряд ядра и являются изотопами свинца.

Радиоактивные семейства схематически представлены на рис. 7. Мы видим, что сплошной ряд α -превращений время от времени прерывается двумя следующими друг за другом β -превращениями. Особенный интерес представляют разветвления радиоактивных семейств, имеющие место в случае продуктов С, когда ядро может претерпе-

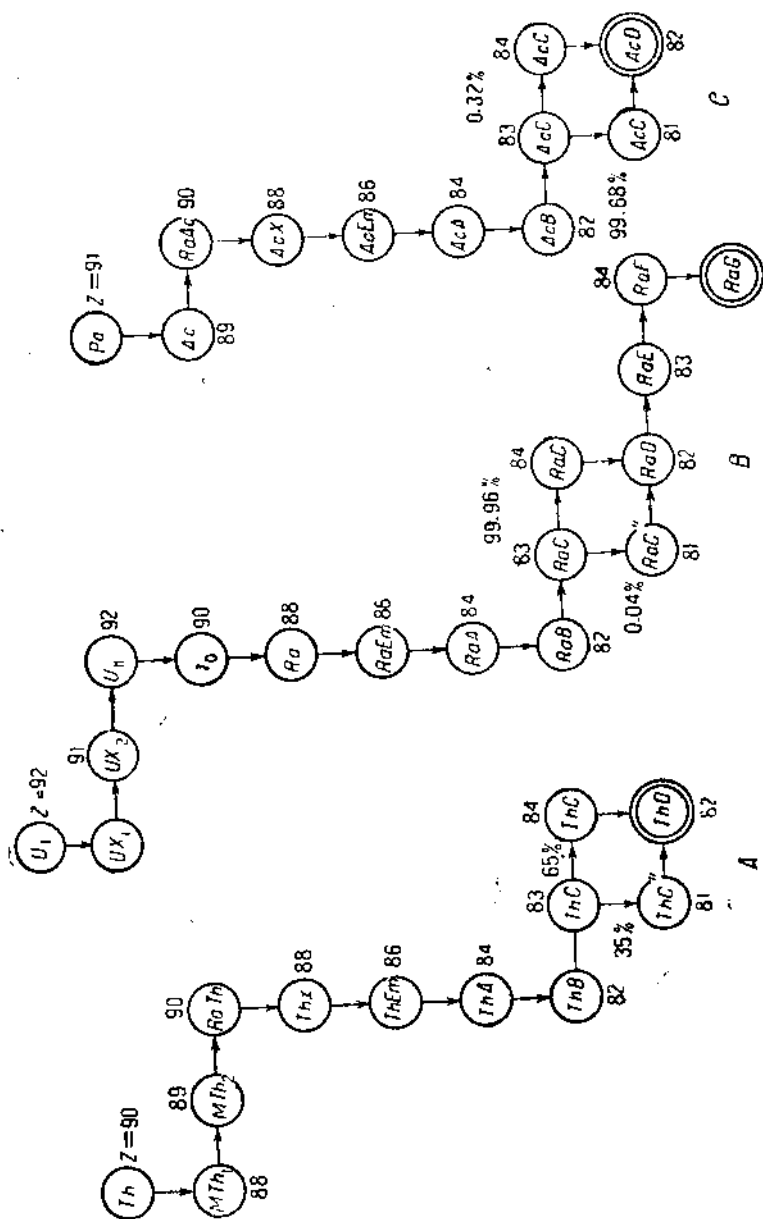


Рис. 7. Схемы радиоактивных семейств.

вать два разных рода превращений. Процентное соотношение числа ядер, претерпевающих то или другое превращение, определяется относительной вероятностью обоих процессов.

Одной из важнейших характеристик распада ядра является постоянная распада, обозначаемая обыкновенно буквой λ и представляющая вероятность распада в единицу времени. Если N_0 есть число еще не распавшихся ядер в момент времени t_0 , а N — число таких же ядер к моменту t , то число ядер, распадающихся в промежуток времени $(t, t + dt)$, равно:

$$-dN = \lambda N \cdot dt, \quad (1)$$

откуда

$$N = N_0 e^{-\lambda(t - t_0)}. \quad (1')$$

Количество рассматриваемого радиоактивного вещества убывает, следовательно, по экспоненциальному закону. Для каждого радиоактивного элемента постоянная распада λ имеет свое особое строго определенное значение, меняющееся при переходе от элемента к элементу в очень широких пределах от 10^{-18} сек. $^{-1}$ до 10^5 сек. $^{-1}$; средняя продолжительность жизни λ^{-1} меняется от миллиардов лет до ничтожной доли секунды.

Если имеет место двойной распад, то наблюдаемая константа распада складывается из констант того и другого превращения. Если λ_α и λ_β представляют вероятности обоих видов распада, то для полного числа распадающихся атомов мы имеем:

$$-dN = \lambda_\alpha N dt + \lambda_\beta N dt = (\lambda_\alpha + \lambda_\beta) N dt, \quad (2)$$

откуда видно, что результирующая постоянная распада является попросту суммой обеих констант в отдельности. Количества атомов, распавшихся тем или иным образом, очевидно, задаются формулами:

$$N_\alpha = \frac{\lambda_\alpha}{\lambda_\alpha + \lambda_\beta} N \quad \text{и} \quad N_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\alpha + \lambda_\beta} N. \quad (2')$$

Если измерить полную постоянную распада $\lambda_{\alpha\beta}$ и относительное количество α - и β -частиц, то обе константы λ_α и λ_β легко вычисляются по формулам:

$$\lambda_\alpha = \frac{\lambda_{\alpha\beta}}{1 + \frac{N_\beta}{N_\alpha}} \quad \text{и} \quad \lambda_\beta = \frac{\lambda_{\alpha\beta}}{1 + \frac{N_\alpha}{N_\beta}}. \quad (2'')$$

Постоянные распада различных радиоактивных элементов даны в четвертом столбце табл. V и VII.

Другой важной характеристикой радиоактивного превращения является энергия распада. Эта энергия выделяется из распадающегося ядра либо в виде кинетической энергии α - или β -частиц, либо в виде электромагнитного излучения (γ -лучи).

Энергию α -частиц можно непосредственно измерить, наблюдая отклонения пучка α -частиц в заданном магнитном поле (магнитные спектры). Таким путем удалось доказать, что пучок α -частиц, испускаемых одним и тем же радиоактивным элементом, отличается чрезвычайно высокой однородностью, т. е. что все частицы имеют в точности одну и ту же скорость. Однако в последнее время было показано, что у некоторых элементов наряду с главной группой α -частиц вполне определенной скорости существует и несколько очень слабых групп α -частиц иных, но тоже вполне определенных скоростей; к этому вопросу мы вернемся в следующей главе. При измерении энергии стандартом служит энергия α -частиц RaC' , так как их скорость была измерена с особой тщательностью Бриггсом¹; она равна $1,923 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Прямое измерение энергии α -частиц методом отклонения в магнитном поле было проделано до сих пор лишь для немногих радиоактивных элементов; наиболее надежные результаты приведены в табл. IV.

¹ G. H. Briggs, „Proc. Roy. Soc.“, A, 114, 313, 1927.

Таблица IV

Название элемента	Скорость α -частиц $V_\alpha \times 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	Энергия α -частиц $E_\alpha \times 10^6 \text{ эрг}$	Энергия распада	
			$E \times 10^6 \text{ эрг}$	$E \times 10^{-6} \text{ вольт}$
ThC' ¹	2,059	13,99	1,26	8,97
RaC' ²	1,923	12,20	12,43	7,82
ThC ₂₀ ¹	1,710	9,65	9,83	6,18
ThC ₂₁ ¹	1,704	9,58	9,76	6,14
RaA ¹	1,693	9,46	9,64	6,07
RaF ³	1,592	8,36	8,52	5,36

В большинстве экспериментальных работ принято выражать энергию α -частиц их способностью проникновения в материю. Если пучок α -частиц проходит через материю, то частицы постепенно теряют свою энергию, сталкиваясь с электронами атомов, и, наконец, на некотором рас-

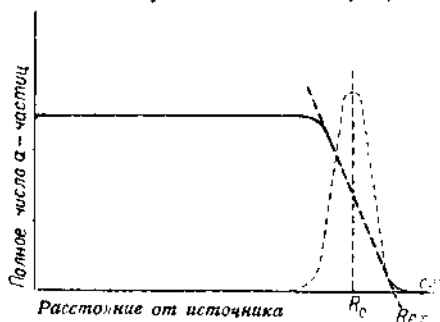


Рис. 8.

стоянии совершенно останавливаются. При этом интенсивность пучка уменьшается не по экспоненциальному закону, как в случае поглощения электромагнитных волн, но остается приблизительно постоянной до некоторого места, после

чего внезапно резко падает. На конце пучка спадание определяется тем, что длины отдельных траекторий α -частиц распределены по закону ошибок вокруг некото-

¹ C. Rosenblum, „C. R.“, vol. CXC, p. 1124 (1930).

² G. H. Briggs, „Proc. Roy. Soc.“, A, vol. CXIV, p. 371 (1927); vol. CXVIII, p. 557 (1928).

³ Lawrence, „Proc. Roy. Soc.“, A, vol. CXXII, p. 543 (1929).

рого значения R_0 (рис. 8). Эта средняя длина пути называется средним пробегом α -частицы в данном веществе и при данных условиях. В таблице обыкновенно приводят выраженный в сантиметрах пробег в воздухе при 15°C и при 760 мм давления. В большинстве старых работ вместо среднего пробега приводится экстраполированный пробег, который определяется из пересечения касательной в самом крутом месте кривой с осью пробегов. В новых работах средний пробег всегда определяется непосредственно с помощью дифференциальных электрических счетчиков. Для вычисления среднего пробега из экстраполированного пробега необходимо знать ширину спадающей части кривой. Из экспериментальных данных следует, что средний пробег в воздухе при 15°C и 760 мм может быть вычислен из экстраполированного пробега по формуле:

$$R_0 = R_{ex} - 0,044 \sqrt{R_{ex}}, \quad (3)$$

где длины даны в см. Связь между пробегом и энергией α частиц была впервые изучена Гайгером (Geiger), который нашел эмпирическое соотношение, гласящее, что пробег приблизительно пропорционален энергии в степени $3/2$. Принимая, что средний пробег α -частиц RaC' равен 6,854 см, а энергия $12,20 \cdot 10^{-6}$ эрг., мы можем написать соотношение Гайгера в виде:

$$E = [3,382 \cdot 10^{-6} \cdot R_0^{3/2} + \delta(R_0)] \text{ эрг.}, \quad (4)$$

где $\delta(R_0)$ есть небольшая поправка, исчезающая при $R_0 = 6,8$ см. На рис. 9 показаны значения $\delta(R_0)$ для тех элементов, у которых энергия α -частиц была найдена непосредственно по методу магнитного поля. Вычисляя энергию по заданному пробегу, мы должны применять формулу (4), находя значение поправки по рис. 9. Почти все элементы обладают пробегами, укладывающимися между экспериментальными точками на рис. 9, благодаря чему

значение поправки может быть довольно точно найдено интерполированием. Для вычисления энергии так называемых длиннопребжных α -частиц, испускаемых некоторыми радиоактивными элементами, мы должны экстраполировать кривую в сторону больших пробегов. На рис. 9 экстраполированная часть кривой вычислена по формуле:

$$R_0 = \frac{AE^2}{\lg(BE^2)}, \quad (4')$$

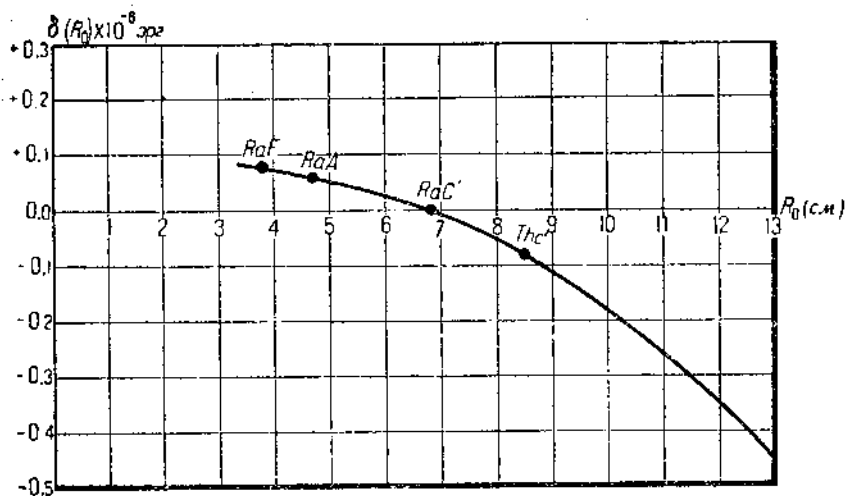


Рис. 9.

взятой из боровской теории поглощения α -частиц материей. При этом значения коэффициентов: $A = 2,211 \cdot 10^{10}$, $B = 865$ подобраны так, чтобы кривая прошла через экспериментальные точки RaC' и ThC'. Будучи результатом экстраполяции, значения энергии, вычисленные по рис. 9 в области длинных пробегов, не могут быть очень надежными.

Наиболее полный список экстраполированных пробегов α -частиц различных элементов был составлен Гайгером; в нашей книге мы будем исходить из этих значе-

Таблица V

Название элемента	Атомный вес A	Атомный номер Z	Константа распада λ сек. ⁻¹	R_{ex} (см) (15° C; 760 мм)	R_0 (см) (15° C; 760 мм)	Скорость α -частиц $V_\alpha \times 10^9$ см/сек	Энергия α -частиц $E_\alpha \times 10^6$ эрг	Энерг. расп. (с отлечей)	
								$E \times 10^6$ эрг	$E \times 10^{-6}$ вольт
Th	232	90	$1,33 \cdot 10^{-18}$	2,59 ²	2,52	1,3 ₉	6,3 ₄	6,4 ₂	4,0 ₈
RaTh	228	90	$1,16 \cdot 10^{-18}$	4,01 ₀ ²	3,93 ⁰	1,60 ₃	8,4 ₈	8,6 ₃	5,1 ₃
ThX	224	88	$2,20 \cdot 10^{-18}$	4,35 ₄ ²	4,26 ₁	1,64 ₇	8,9 ₂	9,1 ₁	5,7 ₃
ThEm	220	86	$1,27 \cdot 10^{-18}$	5,06 ₃ ²	4,96 ₁	1,73 ₁	9,8 ₀	10,0 ₇	6,3 ₃
ThA	216	84	4,78	5,68 ₃ ²	5,57 ₇	1,79 ₃	10,6 ₇	10,8 ₇	6,8 ₃
ThCa ₀	212	83	$1,54 \cdot 10^{-18}$	4,78 ₇ ²	4,69 ₃	1,710 ⁶	9,65 ⁶	9,83	6,18
ThC ₀₁	212	83	$5,11 \cdot 10^{-18}$	4,78 ₇ ²	4,69 ₃	1,704 ⁶	9,58 ⁶	9,76	6,14
ThC'	212	84		8,61 ₇ ²	8,48 ₇	2,059 ⁶	13,99	14,26	8,97
U ₁	238	92	$4,8 \cdot 10^{-18}$	2,70 ⁶	2,63	1,4 ₄	6,5 ₀	6,6 ₇	4,1 ₉
U _{II}	234	92		3,28 ⁶	3,20	1,5 ₀	7,4 ₃	7,5 ₆	4,7 ₃
I ₀	230	90	$2,9 \cdot 10^{-18}$	3,19 ₃ ²	3,11 ₃	1,48 ₇	7,3 ₀	7,4 ₈	4,6 ₇
Ra	226	88	$1,373 \cdot 10^{-18}$	3,38 ₀ ²	3,30 ₇	1,51 ₃	7,5 ₇	7,7 ₁	4,8 ₃
RaEm	222	86	$2,097 \cdot 10^{-18}$	4,12 ₃ ²	4,03 ₇	1,61 ₇	8,6 ₃	8,7 ₉	5,5 ₃
RaA	218	84	$3,78 \cdot 10^{-18}$	4,72 ₃ ²	4,62 ₀	1,693 ⁶	9,46	9,64	6,07
RaCa ₀	214	83	$1,34 \cdot 10^{-17}$	4,14 ₃	4,05 ₃ ⁴	1,62 ₄	8,6 ₁	8,8 ₂	5,5 ₃
RaCa ₁	214	84	$0,44 \cdot 10^{-17}$	3,95 ₃	3,86 ₃ ⁴	1,59 ₃	8,4 ₀	8,5 ₃	5,3 ₃
RaC'	214	84	$4,2 \cdot 10^{-18}$	6,97 ₁ ²	6,85 ₁	1,923 ⁶	12,20	12,43	7,82
RaF	210	84	$5,88 \cdot 10^{-18}$	3,92 ₃ ²	3,83 ₇	1,592 ⁶	8,36	8,52	5,36
Pa	235	91	$1,80 \cdot 10^{-18}$	3,67 ₃ ²	3,58 ₃	1,55 ₇	8,0 ₀	8,1 ₄	5,1 ₂
RaAc	231	90	$4,24 \cdot 10^{-17}$	4,67 ₀ ²	4,58 ₀	1,68 ₃	9,3 ₃	9,5 ₃	6,0 ₁
AcX	227	88	$7,16 \cdot 10^{-17}$	4,36 ₀ ²	4,27 ₀	1,64 ₃	8,9 ₇	9,1 ₃	5,7 ₄
AcEm	223	86	$1,77 \cdot 10^{-17}$	5,78 ₀ ²	5,68 ₀	1,80 ₃	10,9 ₇	11,1 ₇	7,0 ₃
AcA	219	84	$4,74 \cdot 10^{-18}$	6,58 ₃ ²	6,47 ₀	1,88 ₃	11,7 ₆	11,9 ₃	7,5 ₃
AcCa ₀	215	83	$4,39 \cdot 10^{-18}$	5,51 ₁	5,41 ₁ ⁴	1,78 ₀	10,4 ₈	10,65	6,7 ₀
AcCa ₁	215	83	$0,96 \cdot 10^{-18}$	5,09 ₁	4,99 ₁ ⁴	1,73 ₄	9,9 ₃	10,10	6,3 ₃
AcC'	215	84		6,49 ⁷	6,38 ₇	1,8 ₃	11,6 ₃	11,8 ₇	7,4 ₈

¹ E. Rutherford, Chadwick and C. D. Ellis, "Radioactive Substances" (Cambridge 1931); Jacobsen, "Phil. Mag.", vol. XLVII, p. 23 (1924); Barton, "Phil. Mag.", vol. II, p. 1273 (1926).

² G. H. Henderson and J. L. Nickerson, "Phys. Rev.", vol. XXXVI, p. 1344 (1930).

³ Geiger, "ZS. f. Phys.", Bd. 8, p. 45 (1922).

⁴ E. Rutherford, F. A. B. Ward and C. E. Wynn-Williams, "Proc. Roy. Soc.", A, vol. CXXIX, p. 211 (1930).

⁵ См. ссылки к табл. IV.

⁶ Laurence, "Phil. Mag.", vol. V, p. 1028 (1928).

⁷ L. F. Bates and J. S. Rogers, "Proc. Roy. Soc.", A, vol. CV, p. 97 (1924).

ний (табл. V). Соответственные значения средних пробе- гов, вычисленные по формуле (4), и соответственные значения энергии приведены в двух следующих столбцах той же таблицы.

Для нахождения полной энергии α -распада нужно принять во внимание так- же и кинетическую энер- гию той отдачи, которую испытывает атом; значе- ния полной энергии при- ведены в последнем столб- це табл. V.

Сравнивая энергию α -распада с соответствую- щей константой распада, мы замечаем весьма ин- тересную закономерность: постоянная распада очень быстро растет с увеличе- нием энергии распада.

Изображая графиче- ски зависимость $\lg \lambda$ от энергии рас- пада E , мы полу- чаем почти пря- мые линии, раз- личные для раз-

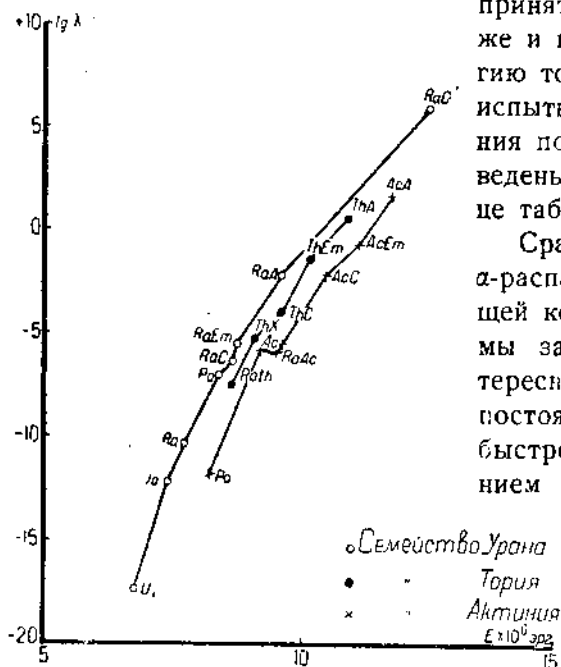


Рис. 10. Диаграмма Гейгера-Нэттола.

личных радиоактивных семейств, но параллельные друг другу (рис. 10). Эта закономерность известна под назва- нием правила Гейгера-Нэттола (Geiger & Nuttall). Из ри- сунка видно, что существуют некоторые отступления от этого правила: так, например, точка AcX не укладывается на плавную кривую. Было найдено также, что точки на графике Гейгера-Нэттола в действительности не лежат на прямой линии, но гораздо лучше ложатся на кривую, обращенную к оси E небольшой вогнутостью.

2. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА α -РАСПАДА

Для того чтобы понять причину чрезвычайно больших продолжительностей жизни радиоактивных элементов и связь этих продолжительностей с энергией распада, необходимо исследовать более подробно процесс испускания частиц. Весьма важные сведения о процессе α -распада можно извлечь из опытов Резерфорда над рассеянием быстрых α -частиц в радиоактивных веществах. Известно, что опыты этого рода в веществах с малым атомным весом позволили открыть отступления от закона Кулона на малых расстояниях и дали, таким образом, возможность судить о силах, действующих в ядре. С другой стороны, когда Резерфорд бомбардировал атомы урана очень быстрыми α -частицами тория C', он не нашел никаких отступлений от закона Кулона, хотя α -частицы приближались к ядру на расстояние $3 \cdot 10^{-12}$ см. Это показывает,

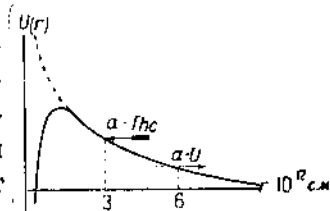


Рис. 11.

что силы притяжения начинают действовать на гораздо меньших расстояниях, куда уже нельзя проникнуть при бомбардировке тяжелых ядер самыми быстрыми α -частицами, которыми мы располагаем в наших лабораториях. Этот отрицательный результат, на первый взгляд не имеющий большого значения, приводит к некоторой трудности, решение которой позволит нам построить полную теорию α -распада.

На рис. 11 дано графическое изображение распределения потенциала вблизи ядра урана. При уменьшении расстояния от ядра потенциальная энергия сперва возрастает, и это происходит до расстояний, которые, несомненно, меньше, чем $3 \cdot 10^{-12}$ см. При этом она достигает значений, которые, несомненно, больше, чем

$$\frac{2Ze^2}{r} = \frac{2 \cdot 92 \cdot (4,77)^2 \cdot 10^{-20}}{3 \cdot 10^{-12}} = 13 \cdot 10^{-16} \text{ эрг.}$$

На более близких расстояниях начинают действовать силы притяжения, и кривая потенциальной энергии к центру ядра падает, в этой области на α -частицы действует сила притяжения. Упомянутая выше трудность состоит в том, что ядро урана испускает довольно медленные α -частицы с энергией $6,6 \cdot 10^{-6}$ эрг., т. е. с энергией, вдвое меньшей, чем у α -частиц тория C'. Каким же образом такая α -частица могла выйти из ядра, если на своем пути она должна пересечь потенциальный барьер, высота которого, наверно, превосходит полную энергию самой α -частицы? Если α -частица не имеет достаточно энергии для того, чтобы проникнуть за барьер, то она должна как будто навсегда остаться в ядре. Этот парадокс, который в классической теории представляется необъяснимым, исчезает с точки зрения волновой механики. Кажущийся парадоксальным факт прохождения частицы через такой барьер объясняется волновым характером новой квантовой механики и находит себе полнейшую аналогию в волновой теории света. Хорошо известно, что если лучи света падают на границу двух сред под углом, превышающим критический угол падения, то по законам геометрической оптики весь свет отражается и во вторую среду не проникает ничего. С точки же зрения волновой оптики процесс полного отражения света гораздо более сложен: колебания проникают и во вторую среду, причем их амплитуда убывает очень быстро (по экспоненциальному закону) с увеличением расстояния от поверхности раздела. Возмущение становится очень малым уже на расстоянии нескольких длин волны от этой поверхности. Того же самого мы должны ожидать и от волн де-Бройля, соответствующих потоку материальных частиц, падающих на потенциальный барьер.

Небольшая часть этих волн проникнет через потенциальный барьер любой конечной высоты, а это значит, что можно будет наблюдать частицы и по ту сторону барьера. Таким путем можно объяснить вылет α -частиц

из радиоактивного ядра и существование весьма больших продолжительностей жизни.

3. ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ

Вычислим теперь коэффициент прозрачности потенциального барьера. Предположим, что частица с энергией E падает (справа) на потенциальный барьер, изображаемый произвольной потенциальной функцией $U(r)$ (рис. 12). Предположим, что в некоторой области (x_1, x_2) функция $U(r)$ больше, чем полная энергия частицы, и что по обе стороны от этой области она стремится к постоянным значениям $U_{-\infty}$ и $U_{+\infty}$. Напишем уравнение Шредингера в виде:

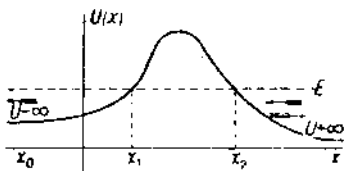


Рис. 12.

$$\frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} + \frac{2mi}{\hbar} \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} - \frac{2m}{\hbar^2} U(x) \psi(x, t) = 0, \quad (5)$$

где m обозначает массу частицы, а $\hbar$ — квантовую постоянную. Так как потенциальная энергия $U(x)$ не зависит от времени, то решение может быть написано в виде:

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) e^{-i \frac{E}{\hbar} t}, \quad (6)$$

где $\Psi(x)$ должна удовлетворять уравнению:

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] \Psi = 0. \quad (7)$$

Подставляя

$$\Psi(x) = e^{S(x)}, \quad (8)$$

мы получаем для $S(x)$ уравнение:

$$\frac{d^2 S}{dx^2} + \left(\frac{dS}{dx} \right)^2 + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) может быть решено методом последовательных приближений, если первый член мал по сравнению со вторым, т. е. если

$$\left| \frac{\frac{d^2 s}{dx^2}}{\left(\frac{ds}{dx}\right)^2} \right| = \left| \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\frac{ds}{dx}} \right) \right| \ll 1. \quad (10)$$

Мы увидим ниже, что те потенциальные барьеры, с которыми приходится иметь дело в теории радиоактивного распада, обыкновенно удовлетворяют этому условию. В первом приближении мы можем пренебречь первым членом и написать:

$$\left(\frac{ds_1}{dx} \right)^2 = \frac{2m}{h^2} [U(x) - E]. \quad (11)$$

Интегрируя, мы получаем:

$$S_1 = \pm \sqrt{2m} \int_{x_0}^{x_0} \sqrt{U(x) - E} \cdot dx + C. \quad (12)$$

Во втором приближении мы можем заменить первый член уравнения (9) выражением $\frac{d^2 s_1}{dx^2}$, вычисленным из (12).

При этом получается:

$$\left(\frac{ds_2}{dx} \right)^2 = \frac{2m}{h^2} [U(x) - E] \mp \frac{\sqrt{2m}}{h} \frac{d}{dx} \sqrt{U(x) - E}, \quad (13)$$

или

$$\frac{ds_2}{dx} = \pm \frac{\sqrt{2m}}{h} \sqrt{U(x) - E} - \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \sqrt{U(x) - E}. \quad (14)$$

Интегрируя, мы получаем:

$$S_2 = \pm \frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_0}^x \sqrt{U(x) - E} \cdot dx - \frac{1}{2} \lg \sqrt{U(x) - E} + C. \quad (15)$$

Продолжая вычислять таким образом, мы видим, что вполне достаточно ограничиться вторым приближением. Итак, окончательно мы получаем:

$$\Psi(x) = e^{s_1(x)} = \frac{C}{\sqrt[4]{U(x) - E}} e^{\pm \frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_0}^x \sqrt{U(x) - E} \cdot dx} \quad (16)$$

Решение (16) справедливо лишь для тех областей, в которых выполняется условие (10). Пользуясь первым приближением для $s(x)$, мы можем написать это условие в виде:

$$\left| \frac{h}{\sqrt{2m}} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\sqrt{U(x) - E}} \right) \right| \ll 1. \quad (17)$$

Возвращаясь к распределению потенциала, мы видим, что условие (17) не выполняется вблизи точек $x = x_1$ и $x = x_2$, где левая часть формулы (17) становится бесконечной. Для того чтобы произвести интегрирование по области, заключающей эти точки, необходимо знать вид функции $U(r)$, но если области $(x_1 - \Delta x_1, x_1 + \Delta x_1)$ и $(x_2 - \Delta x_2, x_2 + \Delta x_2)$, в которых функция $[U(x) - E]^{-\frac{1}{2}}$ слишком быстро меняется, малы, то можно подчинить решение с обеих сторон барьера граничным условиям непрерывности. С левой стороны мы должны взять в формуле (16) отрицательный знак в показателе для того, чтобы при подстановке выражения (16) в (6) получалась только волна, бегущая справа налево и представляющая частицы, которые пересекли барьер. На большом расстоянии от барьера с левой стороны потенциал $U(x)$ постоянен, и мы получаем комплексное выражение¹:

$$\Psi(x) = \frac{C}{\sqrt[4]{E - U_{-\infty}}} \cdot e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \sqrt{E - U_{-\infty}} (x - x_0)}, \quad (18)$$

$x \ll x_1$

представляющее волну, бегущую справа налево.

¹ В качестве начальной точки интегрирования x_0 мы выбираем значение x на большом расстоянии от левой стороны барьера ($x_0 \ll x_1$).

В области $x_1 < x < x_2$ разность $U(x) - E$ становится положительной, и оба решения вещественны независимо от произвольных постоянных, причем одно из них увеличивается с расстоянием, а другое быстро уменьшается. Для того чтобы соединить решения в точке $x = x_1$, необходимо внутри барьера взять общее решение с комплексными коэффициентами:

$$\Psi(x) = \frac{C}{\sqrt[4]{E - U(x)}} \left[b_+ \cdot e^{+\frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^x \sqrt{U(x) - E} \cdot dx} + b_- \cdot e^{-\frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^x \sqrt{U(x) - E} \cdot dx} \right]. \quad (19)$$

Легко видеть, что граничные условия в точке $x = x_1$ (непрерывность ψ и $\frac{d\psi}{dx}$) дают:

$$b_+ = \frac{1}{2} (1 - i) e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \int_{x_0}^x \sqrt{E - U(x)} \cdot dx},$$

$$b_- = \frac{1}{2} (1 + i) e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \int_{x_0}^x \sqrt{E - U(x)} \cdot dx}. \quad (20)$$

На другой границе барьера ($x = x_2$) второй член выражения (19) будет очень мал, и решение примет вид:

$$\Psi_{x \rightarrow x_2} = \frac{1}{2} \frac{C(1 - i)}{\sqrt[4]{E - U(x)}} e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \int_{x_0}^{x_1} \sqrt{E - U(x)} \cdot dx} e^{+\frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^x \sqrt{U(x) - E} \cdot dx}. \quad (21)$$

Для того чтобы соединить эту функцию с комплексным решением при $x > x_2$, мы должны снова взять линейную комбинацию обоих решений:

$$\Psi(x) = \frac{C}{\sqrt{E-U(x)}} \left[a_+ e^{+\frac{i\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^x \sqrt{E-U(x)} \cdot dx} + a_- e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^x \sqrt{E-U(x)} \cdot dx} \right] \quad (22)$$

Граничные условия дают:

$$a_+ = \frac{1}{2} (1-i) b_+ e^{\frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x)-E} \cdot dx},$$

$$a_- = \frac{1}{2} (1+i) b_+ e^{\frac{\sqrt{2m}}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x)-E} \cdot dx} \quad (23)$$

Если x'_0 есть некоторое значение x на большом расстоянии от правой границы барьера, то выражение (22) принимает вид:

$$\Psi = A_+ e^{+\frac{i\sqrt{2m}}{h} \sqrt{E-U+\infty} (x-x'_0)} + A_- e^{-\frac{i\sqrt{2m}}{h} \sqrt{E-U+\infty} (x-x'_0)}, \quad (24)$$

где амплитуды равны:

$$A_+ = \frac{-iC}{2\sqrt{E-U(x)}} e^{\frac{\sqrt{2m}}{h} \left[-i \int_{x_0}^{x_1} \sqrt{E-U} \cdot dx + \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U-E} \cdot dx + i \int_{x_2}^{x'_0} \sqrt{E-U} \cdot dx \right]},$$

$$A_- = \frac{C}{2\sqrt{E-U(x)}} e^{\frac{\sqrt{2m}}{h} \left[-i \int_{x_0}^{x_1} \sqrt{E-U} \cdot dx + \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U-E} \cdot dx + i \int_{x_2}^{x'_0} \sqrt{E-U} \cdot dx \right]} \quad (25)$$

Обе эти волны представляют падающий и отраженный поток частиц. Амплитуда отраженной волны в действи-

тельности должна быть несколько меньше, чем амплитуда падающей (так как часть волны пересекла барьер); в наших приближенных вычислениях мы получили амплитуды, равные по абсолютной величине, так как мы пренебрегли малыми членами.

Коэффициент прозрачности барьера определяется квадратом отношения амплитуд прошедшей и падающей волны:

$$G = \left| \frac{\Psi(-\infty)}{\Psi(+\infty)} \right|^2 = 4 \sqrt{\frac{E - U_{+\infty}}{E - U_{-\infty}}} e^{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x) - E} dx}. \quad (26)$$

Этой формулой мы воспользуемся в дальнейшем для вычисления прозрачности барьеров, окружающих радиоактивные ядра. Но перед тем как употреблять эту формулу, мы должны предварительно убедиться в том, что условие (16) выполнено.

4. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ α -РАСПАДА

Возвращаясь к проблеме радиоактивного распада, мы должны предположить, что поле потенциальной энергии, окружающее ядро, обладает шаровой симметрией и поэтому может быть представлено некоторой функцией $U(r)$. Эта функция, имеющая некоторое конечное значение, в центре ядра увеличивается до некоторого расстояния, образуя барьер, и затем на бесконечности исчезает (рис. 13).

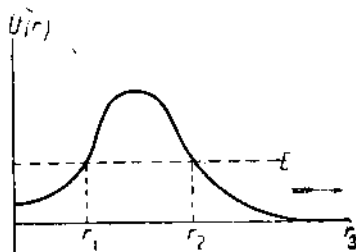


Рис. 13.

Волновое уравнение α -частицы, написанное в шаровых координатах r, ϑ, φ , имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \phi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2} \sin^2 \vartheta \frac{\partial^2 \phi}{\partial \varphi^2} + \\ + \frac{2mi\hbar}{\hbar} \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{2m}{\hbar^2} U(r) \phi = 0, \end{aligned} \quad (27)$$

или же, обозначая энергию буквой E :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Psi}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{r^2} \sin^2 \vartheta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)] \Psi = 0, \quad (28)$$

где

$$\Psi = \Psi(r, \vartheta, \varphi) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} E t}. \quad (29)$$

Так как потенциальная энергия не зависит от угловых координат ϑ и φ , то мы, как известно, можем написать решение уравнения (28) в виде:

$$\Psi_{E,j} = \frac{1}{r} S_j(\vartheta, \varphi) \chi_{E,j}(r), \quad (30)$$

где $S_j(\vartheta, \varphi)$ есть шаровая функция порядка j (j — целое число) и где $\chi_{E,j}(r)$ должно удовлетворять уравнению:

$$\frac{\partial^2 \chi_{E,j}(r)}{\partial r^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - U(r) - \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2m r^2} \right] \chi_{E,j}(r) = 0. \quad (31)$$

Число j соответствует азимутальному квантовому числу, а последний член в скобках обозначает добавочный потенциал, связанный с центробежной силой.

Однако не всякое решение нашего уравнения будет соответствовать процессу спонтанного выбрасывания α -частицы через потенциальный барьер из пространства, заключенного внутри него. Необходимо удовлетворить некоторым граничным условиям, которые вытекают из физического смысла решений нашего уравнения. Во-первых, функция Ψ должна иметь конечное значение в начале координат, а из формулы (30) видно, что это возможно лишь в том случае, когда $\chi(r)$ равно нулю при $r=0$. Во-вторых, вне ядра при больших r решение должно соответствовать частицам, вылетающим из ядра, иными словами, мы должны иметь расходящуюся, а не сходящуюся волну.

Если при произвольном значении E мы будем строить решения уравнения (31), удовлетворяющие начальному

условию $\chi(0) = 0$, то при больших значениях r мы получаем выражение:

$$\chi_{E,j} = A_{E,j} e^{\frac{iV\sqrt{2m}}{n} V\bar{E} \cdot r} + \bar{A}_{E,j} e^{-\frac{iV\sqrt{2m}}{r} V\bar{E} \cdot r}, \quad (32)$$

где коэффициенты $A_{E,j}$ и $\bar{A}_{E,j}$ зависят от E и j . Если мы подставим (31) в (29), то первый член даст расходящуюся, а второй сходящуюся волну. Условие, согласно которому волна должна быть только расходящейся, может быть написано в виде:

$$A_{E,j} \neq 0, \quad \bar{A}_{E,j} = 0. \quad (33)$$

Для каждого значения азимутального квантового числа j уравнения (33) определяют собою дискретный ряд значений E , которые могут быть отмечены различными значениями n . Таким образом мы получаем дискретный ряд энергий вылетающей частицы $E_{n,j}$; эти значения энергии зависят от двух целых чисел n и j (радиальное и азимутальное квантовые числа) совершенно таким же образом, как это происходит и в обыкновенной задаче об электронах в атоме. Существенным отличием является, однако, то обстоятельство, что здесь собственные значения (Eigenwerte) положительны или, точнее говоря, представляют комплексные числа с положительной вещественной частью.

На первый взгляд условие (33) показывает, что решений не существует, так как если $\bar{A}_{E,j}$ обращается в нуль при некоторых значениях E , то сопряженное с ним комплексное число $A_{E,j}$ тоже исчезает. Но это будет происходить лишь в том случае, когда E — вещественное число, как обыкновенно бывает в волновой механике. Мы можем удовлетворить условиям (33), если введем комплексные значения E^1 и напишем энергию в виде:

$$E_{n,j} = E_{n,j}^0 - \frac{i\hbar}{2} \lambda_{n,j}^2. \quad (34)$$

¹ Две комплексно-сопряженные функции одного и того же комплексного переменного не обращаются одновременно в нуль.

² Причины, по которым мы ввели в мнимую часть энергии коэффициент $\frac{\hbar}{2}$, станут ясны дальше.

Комплексные уравнения (33) дадут теперь ряд значений обоих вещественных чисел E^0 и λ . Таким образом мы приходим к выводу, что задача о радиоактивном распаде может быть решена лишь с помощью комплексных собственных значений. Рассмотрим теперь физический смысл решений, а также и смысл мнимой части в выражении энергии.

Вне потенциального барьера, окружающего ядро, решение нашего уравнения представляет расходящуюся волну, соответствующую потоку α -частиц, вылетающих из ядра. В предыдущем параграфе мы видели, что если потенциальный барьер достаточно высок, как всегда бывает в радиоактивных ядрах, то решение по ту сторону этого барьера (т. е. внутри ядра) будет весьма мало отличаться от стационарной волны, амплитуда которой гораздо больше, чем амплитуда уходящей волны. Пренебрегая небольшой уходящей частью, мы имеем внутри ядра волну, соответствующую частице, которая совершает колебания от стенки до стенки. Вещественная часть каждого собственного значения будет практически равна уровню энергии частицы, окруженной бесконечно высокими потенциальными стенками. Небольшая утечка частиц приводит к добавочному мнимому члену в выражении энергии, но это не отражается заметно на вещественной части.

Для того чтобы дать решениям уравнения Шредингера физическое толкование, нужно, как известно, построить выражения:

$$\sigma = \phi \bar{\phi}; \quad I = \frac{\hbar}{2mi} (\phi \cdot \text{grad } \bar{\phi} - \bar{\phi} \cdot \text{grad } \phi), \quad (35)$$

из которых первое обозначает плотность, а второе поток вероятности нахождения частицы в той или иной точке пространства. В случае обычных решений с вещественными собственными значениями оба эти выражения зависят от времени периодически или же не зависят от него вовсе, представляя собой устойчивые квантовые состояния

системы. В случае же комплексных собственных значений оба выражения будут содержать непериодический множитель:

$$\left[e^{-\frac{i}{\hbar} \left(-\frac{\hbar^2}{2} \lambda \right)} \right]^2 = e^{-\lambda t} \quad (36)$$

Таким образом плотность в каждой точке будет убывать со временем по экспоненциальному закону, и решение будет представлять постепенное спадание вероятности, которая сначала была сосредоточена вблизи центра. Логарифмический декремент (т. е. постоянная распада) есть $\lambda_{n,j}$.

Комплексность выражения энергии не только приводит к появлению затухающего множителя, зависящего от времени, но вызывает также и появление множителя непериодического по отношению к пространственным координатам, так как

$$\chi_{E_{n,j}}(r) = A_{n,j} e^{+\frac{iV_{2m}}{\hbar} \sqrt{E^0 - \frac{\hbar^2}{2} \lambda} \cdot r} = A_{n,j} e^{\frac{iV_{2m}}{\hbar} \sqrt{E^0} r} \cdot e^{+\frac{\lambda V_{2m}}{V_{2E^0}} r} \quad (37)$$

$r \rightarrow \infty$

Это обозначает, что амплитуда расходящейся волны постепенно увеличивается с расстоянием и на бесконечности стремится к бесконечному значению. Мы всегда встречаемся с этим в тех случаях, когда имеем дело с решениями, представляющими затухающий процесс, например в классической задаче об электромагнитной волне, испускаемой затухающим осциллятором. Тот факт, что в каждый данный момент времени мы имеем на большом расстоянии ненормально большой поток, объясняется тем, что эти волны были испущены задолго до этого момента времени, т. е. тогда, когда амплитуда колебания осциллятора была больше. В случае радиоактивного распада число частиц на большом расстоянии r от центра должно соответствовать вылету из ядра за время $t = \frac{r}{v}$ до рас-

смаатриваемого момента, когда плотность частиц в нем

была в $e^{\frac{\lambda r}{v}} = e^{\frac{\lambda r v \sqrt{m}}{V^2 E}}$ раз больше, а это в точности соответствует аperiодическому множителю в формуле (37). На практике такое увеличение не играет роли. Даже в случае элемента с самой короткой продолжительностью жизни, т. е. RaC' , у которого $\frac{1}{\lambda} = 10^{-5}$ сек., интенсивность потока удваивается лишь на расстоянии около 0,1 км, так как

$$\frac{v}{\lambda} = \frac{10^9 \text{ см/сек}}{10^5 \text{ сек}^{-1}} = 10^4 \text{ см} = 0,1 \text{ км}.$$

Мы видели, что расходящаяся шаровая волна не будет вполне периодической благодаря наличию затухающего множителя. В оптике подобное затухание привело бы к расширению спектральной линии в спектрографе. В случае движущихся частиц можно применять масс-спектрограф, и расширение линии можно было бы истолковать как неопределенность энергии частиц. Пользуясь интегралом Фурье для затухающей волны, легко показать, что неопределенность в значении энергии (половина ширины линии) равна

$$\Delta E \sim \hbar \lambda. \quad (38)$$

Вспоминая, что среднее время T пребывания α -частиц в ядре равно единице, деленной на постоянную распада, мы получаем:

$$\Delta E \cdot T \sim \hbar. \quad (39)$$

Это есть как раз соотношение неопределенности между энергией и временем, найденное Гайзенбергом. Вряд ли мы можем надеяться наблюдать эту неопределенность в энергии α -частиц известных нам радиоактивных элементов; самый короткий из известных периодов жизни равен $T = 10^{-5}$ сек., что дает для ΔE значение около 10^{-22} эрг., т. е. только $10^{-14}\%$ полной энергии.

Полный поток частиц через любую замкнутую поверхность, окружающую ядро, будет равен уменьшению полного их числа внутри поверхности. Взяв шар большого радиуса R с центром в ядре, мы можем написать:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \psi \bar{\psi} dv = \frac{h}{2im} \int \left[\psi \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial r_n} - \bar{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial r_n} \right] dS,$$

откуда

$$\lambda_{n,l} = \frac{\frac{h}{2im} \left(\chi \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial r} - \bar{\chi} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right)_{r=R}}{\int_0^R \chi \bar{\chi} dr}. \quad (40)$$

Эта формула не содержит t и окажется очень полезной для вычисления постоянных распада радиоактивного ядра. Она обозначает не что иное, как равенство коэффициента затухания отношению потока к полному числу частиц внутри, и представляет полную аналогию классической формуле для затухания излучающего осциллятора. Для вычисления постоянной распада посредством формулы (40) не имеет никакого практического значения, какое R мы возьмем, если только оно достаточно велико по сравнению с r_2 . В самом деле, мы видели, что поток довольно постоянен (он удваивается лишь на расстоянии 0,1 км). В знаменателе формулы (40) интегрирование производится до радиуса R , но так как χ чрезвычайно быстро уменьшается, то часть интеграла, соответствующая области вне ядра, чрезвычайно мала, и на практике приходится интегрировать только внутри потенциального барьера.

5. ПРИЛОЖЕНИЯ К СУЩЕСТВУЮЩИМ ЯДРАМ

Применим теперь наши формулы к вычислению постоянных распада существующих радиоактивных ядер. Распределение потенциальной энергии ядерной α -частицы в поле остальных частей ядра показано на рис. 14. На расстояниях, больших по сравнению с размерами ядра,

мы имеем кулоновское поле сил, обратных квадрату расстояния; на этих расстояниях потенциальная энергия α -частиц равна $\frac{2(Z-2)e^2}{r}$, где Z есть порядковое число распадающегося ядра. На некотором малом расстоянии от центра начинают действовать силы притяжения, и потенциал быстро падает вниз, достигая внутри ядра практически постоянного значения. Так как точный ход сил притяжения с расстоянием до сих пор неизвестен, то мы должны предположить некоторую форму потенциальной кривой на малых расстояниях, введя упрощенную модель ядра. Простым и естественным приближенным допущением о законе распределения потенциала внутри ядра является замена кривой линии на рис. 14 прямоугольным кратером. Мы допускаем, что

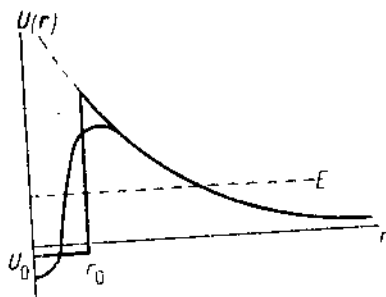


Рис. 14.

$$U(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r} \quad (r_0 < r). \quad (41)$$

$U(r)$ переходит скачком от $\frac{2(Z-2)e^2}{r_0}$ к U_0 при $r = r_0$.

$$U(r) = U_0 = \text{const} \quad (r < r_0).$$

Таким образом наша модель ядра определяется двумя постоянными: критическим радиусом r_0 и значением внутреннего потенциала U_0 . Обе эти постоянные, очевидно, относятся к ядру, представляющему продукт распада. Отметим здесь, что произвол в выборе такого приближения к истинной форме потенциального барьера повлияет очень мало на значение коэффициента прозрачности, так как главная часть интеграла в формуле (26) берется

по той области барьера, где отступления от закона Кулона весьма малы. С другой стороны, наша модель будет давать лишь весьма грубые результаты для уровней энергии α -частиц внутри ядра, так как эти значения существенно зависят от действительной формы потенциальной кривой.

Решение при $r < r_0$ имеет вид:

$$\chi_{E,j} = AF_{j+\frac{1}{2}}\left(\frac{\sqrt{2m}}{h}\sqrt{E-U_0}\cdot r\right), \quad (42)$$

где $F_{j+\frac{1}{2}}$ есть бесселева функция порядка $j + \frac{1}{2}$.

Если $\chi_{n,j+\frac{1}{2}}$ являются корнями этих функций, то

$$E_{n,j} = \frac{\chi_{n,j}^2 h^2}{2mr_0^2} + U_0. \quad (42')$$

В случае радиальных колебаний мы имеем:

$$\chi_{E,0} = A \cdot \sin \frac{\sqrt{2m}}{h} \sqrt{E-U_0} \cdot r, \quad (43)$$

откуда следует простой результат:

$$E_{n,0} = \frac{n^2 h^2 \pi^2}{2mr_0^2} + U_0. \quad (43')$$

Как мы уже говорили, эти формулы в применении к действительным ядрам являются лишь самым грубым приближением.

Вычисляя постоянную распада для нашей модели, мы сперва рассмотрим случай радиального движения. Нормируя к единице амплитуду выходящей из ядра волны, мы получаем:

$$\chi_{E,0} = e^{+\frac{i\sqrt{2m}}{h}\sqrt{E-U_0}r} = e^{+\frac{im}{h}v_e r}, \quad (44)$$

где v_e есть скорость выбрасываемой частицы. Согласно формуле (26) квадрат амплитуды колебаний внутри барьера равен:

$$|A|^2 = \frac{1}{4} \frac{v_e}{v_i} e^K, \quad (45)$$

где

$$K = \frac{2\sqrt{2m}}{h} \int_{r_0}^{\frac{2(Z-2)e^2}{E}} \sqrt{\frac{2(Z-2)e^2}{r} - E} dr;$$

v_t есть скорость α -частицы, колеблющейся внутри ядра.

Числитель и знаменатель в общем выражении постоянной распада (40) становятся:

$$\left. \begin{aligned} \frac{h}{2im} \left(\chi_{E,0} \frac{d\bar{\chi}_{E,0}}{dr} - \bar{\chi}_{E,0} \frac{d\chi_{E,0}}{dr} \right) &= v_t, \\ \int_0^{r_0} \chi_{E,0} \bar{\chi}_{E,0} dr &= |A|^2 \int_0^{r_0} \sin^2 \frac{\sqrt{2m}}{h} E \cdot dr = |A|^2 \frac{r_0}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

откуда окончательно:

$$\lambda_{E,0} = \frac{8v_t}{r_0} e^{-K}, \quad (47)$$

где множитель перед показательной функцией может быть классически описан как число столкновений, испытываемых в единицу времени α -частицей, колеблющейся внутри окруженного барьером ядра. Интеграл в показателе формулы (47) проще всего вычисляется посредством подстановки¹:

$$\cos^2 u = \frac{r}{\frac{2(Z-2)e^2}{E}} = \frac{r}{r^*}. \quad (48)$$

Мы имеем:

$$\lambda_{E,0} = \frac{8v_t}{r_0} e^{-\frac{4e^2(Z-2)}{h} \frac{(2u_0 - \sin 2u_0)}{v_e}}, \quad (49)$$

¹ $r^* = \frac{2(Z-2)e^2}{E}$ есть так называемый классический радиус ядра, т. е. наименьшее расстояние, на которое α -частица может приблизиться к ядру согласно классической механике.

как, вообще говоря, скорость в ряду идет увеличиваясь. Из формулы (54) видно, что $\lg \lambda$ очень мало зависит от радиуса r_0 , входящего в последний член; поэтому мы можем приближенно вычислить значение постоянной распада для различных радиоактивных элементов, зная Z и ν и пользуясь некоторым общим значением r_0 . Вычисления показывают, что, взяв значение $r_0 \sim 8 \cdot 10^{-13}$ см, можно получить довольно хорошее согласие с экспериментальными значениями λ . Систематические отступления показывают, что радиус r_0 не постоянен, но слегка увеличивается

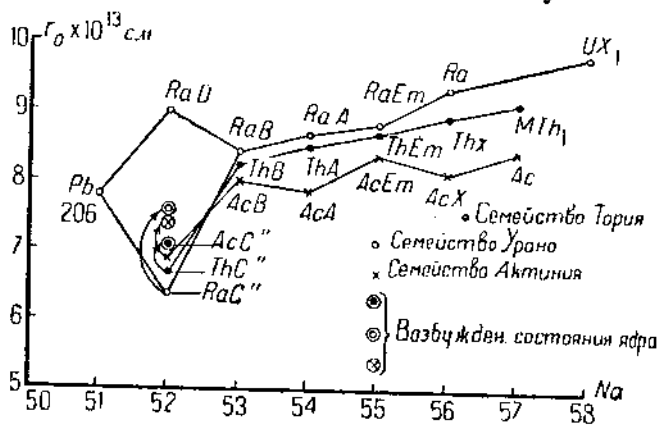


Рис. 15. Эффективные радиусы радиоактивных ядер.

в случае тяжелых элементов. Пользуясь экспериментальными значениями Z , ν и λ , можно вычислить радиусы ядер для элементов всех трех радиоактивных рядов. Эти радиусы приведены в табл. V¹ и на рис. 15.

Мы видим, что радиусы меняются довольно регулярно в пределах каждого ряда, систематически увеличиваясь при переходе к более тяжелым ядрам. Ядра соответствующих друг другу членов ряда тория и ряда урана имеют приблизительно одинаковые радиусы, между тем как у членов ряда актиния радиусы заметно меньше, что, ве-

¹ См. ссылки, приведенные внизу таблицы V (стр. 47).

Таблица VI

Распадающееся ядро	(Z-2)	Эффект. скорость $V_{\alpha} \left(1 + \frac{4}{M}\right)$	Константа распада $\lambda \text{ сек.}^{-1}$	Эффект. радиус ядра $r_0 \times 10^{13} \text{ см.}$	Ядро продукт.
Th	88	1,41	$1,3 \cdot 10^{-18}$	8,9	MTh _I
RaTh	84	1,63	$1,16 \cdot 10^{-8}$	8,7	ThX
ThX	86	1,68	$2,20 \cdot 10^{-6}$	8,5	ThEm
ThEm	84	1,76	$1,27 \cdot 10^{-2}$	8,3	ThA
ThA	82	1,83	4,95	8,1	ThB
ThC ₂₀	81	1,75	$1,5 \cdot 10^{-5}$	6,6	ThC'' (норм.)
ThC ₂₁		1,74	$5,1 \cdot 10^{-3}$	7,0	ThC'' (возб.)
ThC'	82	2,10	$[3 \cdot 10^3]$	[8,7]	ThD
U _I	90	1,44	$4,8 \cdot 10^{-18}$	9,5	UX _I
U _{II}	90	1,53	$[2 \cdot 10^{-18}]$	[9,3]	I ₀
I ₀	88	1,51	$2,9 \cdot 10^{-13}$	9,1	Ra
Ra	86	1,54	$1,39 \cdot 10^{-11}$	8,6	RaEm
RaEm	84	1,65	$2,097 \cdot 10^{-6}$	8,5	RaA
RaA	82	1,72	$3,78 \cdot 10^{-3}$	8,3	RaB
RaC ₂₀	81	1,65	$1,34 \cdot 10^{-7}$	6,3	RaC'' (норм.)
RaC ₂₁		1,62	$0,44 \cdot 10^7$	7,5	RaC'' (возб.)
RaC'	82	1,96	$4,2 \cdot 10^{-5}$	8,9	RaD
RaF	82	1,62	$5,88 \cdot 10^{-8}$	7,7	RaG
Pa	89	1,58	$1,9 \cdot 10^{-12}$	8,2	Ac
RaAc	88	1,72	$4,24 \cdot 10^{-7}$	7,9	AcX
AcX	86	1,68	$7,14 \cdot 10^{-1}$	8,2	AcEm
AcEm	84	1,84	$1,77 \cdot 10^{-1}$	7,7	AcA
AcA	82	1,92	$4,74 \cdot 10^{-3}$	7,9	AcB
AcC ₂₀	81	1,81	$4,49 \cdot 10^{-3}$	6,9	AcC'' (норм.)
AcC ₂₁		1,76	$0,96 \cdot 10^{-3}$	7,3	AcC'' (возб.)
AcC'	82	1,91	$[1 \cdot 10^{-3}]$	[8,3]	AcD

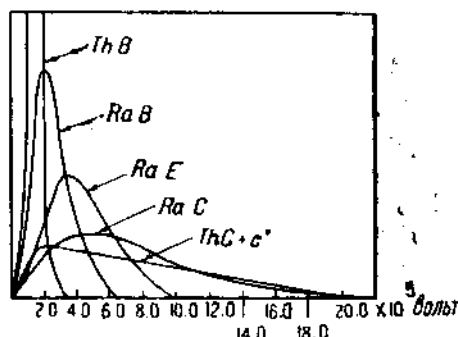
роятно, связано с присутствием нечетного числа протонов. Мы замечаем также ненормально малые значения радиуса ядра у C-продуктов всех трех рядов, где происходит разветвление ряда (α - и β -распад). Аномально большим радиусом обладает ядро RaC', отличающееся весьма малой продолжительностью жизни¹. Знание радиусов важно для

¹ Новые измерения Якобсена (Jacobsen) показали, что константа распада RaC' значительно меньше, чем принималось раньше (почти в сто

Таблица VIIb:

Название элемента	Атомный вес A	Атомный номер Z	Константа распада ¹ $\lambda_{\text{сек.}}^{-1}$	Энергия распада	
				$E_{\beta} \times 10^6 \text{ эрг.}$	$E_{\beta} \times 10^{-6} \text{ вольт}$
K	39.41	19	$(1,5 \cdot 10^{-21})$	$c. 1,5$	$c. 1,0$
Rb	85.87	37	$(5,0 \cdot 10^{-20})$	$c. 0,2$	$c. 0,1$

каким-либо вторичным испусканием β -частиц, которые первоначально обладали одинаковой энергией. Эллис изме-

Рис. 16. Энергетические спектры β -лучей.

рял в калориметре полную энергию, выделяющуюся при β -распаде данного количества Ra E. Так как γ -излучение этого элемента отличается весьма малой интенсивностью, то полная измеренная энергия, деленная на число распавшихся атомов, должна дать среднюю энергию распада, приходящуюся на ядро. Если непрерывный β -спектр происходит от вторичного рассеяния, в котором β -частицы теряют энергию при столкновении с атомами, то можно ожидать, что средняя энергия, измеренная по тепловому эффекту, окажется равной максимальной энергии, наблюдающейся в непрерывном спектре.

¹ Постоянные распада были приблизительно измерены Мюльхофом, который подсчитал число β -частиц, испускаемых данным количеством рассматриваемого элемента (W. Mühlhoff, „Ann. d. Phys.“, 7, 205, 1930). Исследования Г. Хевеши (G. v. Hevesy, „Nature“, 120, 838, 1927) показали, что наблюдаемое β -излучение калия обязано своим происхождением более тяжелому изотопу, и что, следовательно, приведенное в таблице значение λ нужно разделить на относительное количество этого изотопа (т. е. на 19). В настоящее время неизвестно, который из изотопов Rb активен. Возможно также, что наблюдаемое β -излучение происходит от какого-то неизвестного изотопа, присутствующего в весьма малом количестве (K_{40} ; Rb_{86}).

Однако в действительности это не так: энергия, измеренная Эллисом, в точности совпадает со средней энергией электронов непрерывного спектра, откуда следует, что потеря энергии при столкновениях не происходит и что непрерывность β -спектра есть свойство распадающегося ядра.

Несмотря на неопределенность в энергии β -частиц период распада при β -превращениях является у каждого элемента совершенно определенной величиной. Были проделаны специальные опыты с целью показать, что вероятность испускания β -частицы не зависит от ее энергии (у данного элемента). Препарат RaE был помещен за экраном, достаточно толстым для того, чтобы поглотить все β -частицы непрерывного спектра, за исключением самых быстрых. Измерялось уменьшение числа этих быстрых частиц в заданный промежуток времени; было доказано, что оно ничем не отличается от уменьшения полного числа электронов в непрерывном спектре. Это может иметь место лишь в том случае, если вероятность испускания быстрых электронов равна вероятности испускания медленных.

Это приводит к весьма странным следствиям. Так как не существует процесса, компенсирующего разницу в значениях энергии, потерянной при испускании β -частицы различными ядрами одного и того же элемента, то мы должны заключить, согласно принципу сохранения энергии, что внутренняя энергия данного ядра может принимать любое значение в пределах некоторой непрерывной области. Разница в энергиях ядер, однако, ни в чем не проявляется ни до β -распада, ни после него. Постоянные распада у элемента, испытывающего превращение, и у продукта этого превращения являются совершенно определенными; кроме того, нет никакого следа непрерывного распределения энергии в испускании α -частиц или γ -лучей. В этих процессах ядра данного элемента представляются совершенно тождественными друг другу, хотя до настоящего

ГЛАВА VI III

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДРА

I. СПЕКТРЫ ЛУЧЕЙ

Получившиеся в процессе срадажотного распада ядра могут оказаться с обладанием обилием энергии, чем соответствующего нормального состояния, или, наоборот, могут оказаться в возбужденном.

Переход ядра из возбужденного нормального состояния в виде короткой волны с мультимедийными энергиями в виде коротких волн с мультимедийными энергиями.

Ввиду сложности короткой длины волны обычные методы дифракции и рентгенографии кристаллической решетки могут быть применены для исследования их структуры. Наиболее удобным методом исследования коротких волн является метод дифракции электронов, который позволяет различать волны с длиной волны от 0,01 до 100 Å. В методе Майер (E. W. M. Mayer) на основе возможности детального изучения спектров. Такая же возможность может быть достигнута с помощью дифракции электронов (K, L₁, L₂, L₃, L_M, M...), что позволяет получить спектры коротких волн с длиной волны от 0,01 до 100 Å. В методе Майер (E. W. M. Mayer) на основе возможности детального изучения спектров. Такая же возможность может быть достигнута с помощью дифракции электронов (K, L₁, L₂, L₃, L_M, M...), что позволяет получить спектры коротких волн с длиной волны от 0,01 до 100 Å.

В случае, когда волны с длиной волны от 0,01 до 100 Å могут быть получены с помощью дифракции электронов (K, L₁, L₂, L₃, L_M, M...), что позволяет получить спектры коротких волн с длиной волны от 0,01 до 100 Å. В методе Майер (E. W. M. Mayer) на основе возможности детального изучения спектров. Такая же возможность может быть достигнута с помощью дифракции электронов (K, L₁, L₂, L₃, L_M, M...), что позволяет получить спектры коротких волн с длиной волны от 0,01 до 100 Å.

Таблица VIII

Анализ спектра AsX ($Z=88$)

Энергия электрон- ных групп $\times 10^6$ эрг.	Интенсив- ность	Происхо- ждение	Энергия электрон. оболочки $\times 10^6$ эрг.	Энергия γ -луча $\times 10^6$ эрг.	Отклоне- ния в %
0,0723	80	K (86)	0,1554	0,2277	0,6
0,2003	50	L_1''	0,026	0,2289	
0,2204	25	M_1''	0,0071	0,2275	
0,0889	100	K (86)	0,1554	0,2443	0,6
0,2159	60	L_1''	0,086	0,2445	
0,2358	15	M_1''	0,0071	0,2429	
0,0950	40	K (86)	0,1554	0,2504	1,0
0,2204	25	L_1''	0,0286	0,2490	
0,2407	15	M_1''	0,0071	0,2478	
0,1658	40	K (86)	0,1554	0,3212	2,0
0,2860	15	L_1''	0,0286	0,3165	
0,2717	100	K (86)	0,1554	0,4361	0,2
0,3990	30	L_1''	0,0286	0,4295	

есть следствие предыдущего α - или β -распада. Путем исследования магнитных спектров вторичных электронных групп был получен весьма богатый материал относительно γ -спектров различных радиоактивных веществ. Результаты, имеющиеся в настоящее время относительно энергии и интенсивностей различных γ -линий, приведены в табл. IX а, b, с, X а, b, с, и XI а, b, с¹.

¹ Относительные интенсивности различных γ -линий в наших таблицах представлены приблизительно интенсивностями вторичных электронных пучков, сорванных этими γ -лучами с K-оболочки. Лишь для немногих случаев RaB и RaC имеется абсолютное измерение интенсивности самих γ -линий (Ellis & Aston, Proc. Roy. Soc., A, vol. CXXIX, 1930). В этих случаях числа, данные в четвертом столбце, представляют число γ -квантов на один распадающийся атом.

Таблица IXa¹

$$\gamma\text{-спектры } \begin{cases} [\text{MTh}_1 \rightarrow \text{MTh}_2](\beta) \\ \text{MTh}_2 \rightarrow \text{RaTh}(\beta) \end{cases}$$

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсив- ность
0,0924	0,0581	L_1, L_3, M, N	(250)
0,1265	0,0795	L_1, L_3	(15)
0,205	0,129	L, M, N	(100)
0,293	0,184	K, L, M	(50)
0,387	0,243	K	(4)
0,398	0,250	K, L_1	(18)
0,508	0,319	K, L_1	(16)
0,538	0,338	K, L_1	(8)
0,649	0,408	K, L_1	(3)
0,735	0,462	K, L_1, M	(8)
1,454	0,914	K, L_1	(6)
1,543	0,970	K, L_1	(3)
2,555	1,606	K	(1)
2,619	1,646	K	(1)

Таблица IXb²

$$\gamma\text{-спектр } \text{ThB} \rightarrow \text{ThC}(\beta)$$

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсив- ность
0,1188	0,0747	L_1, L_3, M_1, N_1	(60)
0,278	0,175	K	(4)
0,304	0,191	K	(20)
0,321	0,202	K	(1)
0,369	0,232	K	(80)
0,383	0,241	K, L_1, M_1, N_1	(200)
0,401	0,252	K	(4)
0,480	0,302	K, L_1, M_1	(30)
0,557	0,350	K	(1)

¹ D. H. Black, „Proc. Roy. Soc.“, A, vol. CVI p. 632 (1925).² D. H. Black, l. c.

Таблица К К с¹

γ-сpectrum (ThThC-ThThC') (β)
 ThThC-ThThC' (α)
 ThThC-ThThC' (β)
 ThThC-ThThC' (β)

Энергия hν, MeV	Энергия hν, MeV	Обозначение наблюдаемого в	Относительная интенсивность по сравнению с ThThC'	Примечание
0,000049	0,0000403	L ₁ , L ₂ , L ₃ , L _M , M _N , N _O	(v. (s) s)	ThThC' (α)
0,201231	0,145145	K ₁ , L ₁	(f.) (f.)	ThThC' (α)
0,202259	0,163163	K ₁ K	(f.) (f.)	ThThC' (α)
0,20228	0,163178	K ₁ K	(f.) (f.)	
0,300810	0,195195	K ₁ K	(m.) (m.)	
0,303335	0,201211	K ₁ , L ₁	(m.) (m) s)	
0,303370	0,202233	K ₁ , L ₁	(m.) (m) s)	
0,303386	0,202243	K ₁ K	(f.) (f.)	
0,402402	0,202253	K ₁ , L ₁	(m.) (m) s)	
0,402412	0,202259	K ₁ , L ₁	(m.) (m.)	
0,404444	0,202279	K ₁ , L ₁	(v. (s) s)	ThThC' (α)
0,404464	0,202292	K ₁ , L ₁	(s.) (s.)	
0,500550	0,305346	K ₁ K	(m.) (m) f)	
0,600698	0,40439	K ₁ K	(f.) (f.)	ThThC' (α)
0,702762	0,40479	K ₁ K	(f.) (f.)	ThThC' (α)
0,802822	0,50517	K ₁ , L _M , M ₁	(v. (s) s)	
0,900938	0,50590	K ₁ , L ₁	(v. (s) s)	
0,907997	0,607627	K ₁ K	(m.) (m) f)	
1,04046	0,60858	K ₁ , L ₁	(m.) (m) s)	
1,230250	0,708786	K ₁ K	(m.) (m) f)	
1,385385	0,80871	K ₁ K	(m.) (m) s)	
1,410420	0,80893	K ₁ K	(f.) (f.)	
4,24212	2,60649	K ₁ , L _M , M ₁	(s.) (s.)	

Таблица Xa

 γ -схема ^{104}Ba - $^{104}\text{Ba}(\alpha)$

Энергия keV	Энергия keV	Обращение наблюдать в	Относит. интенсив- ность
0,29293	0,189189	K, K, M M	

Таблица Xb

 γ -схема ^{104}Ba - $^{104}\text{Ba}(\beta)$

Энергия keV	Энергия keV	Обращение наблюдать в	Относит. интенсив- ность
0,89252	0,89536	$L_1, L_2, L_3, L_4, M_1, M_2, N_1, N_2$	(53)(53)
0,30313	0,197197	K K	(2)(2)
0,30328	0,26206	K K	(1)(1)
0,386386	0,24243	K, K_1, L_1, M_1	(25)(25) 63
0,40413	0,26260	K, K_1, L_1	(6)(6)
0,489439	0,276276	K K	(3)(3)
0,492472	0,29297	K, K_1, L_1, M_1	(30)(30) 313
0,507507	0,30319	K K	(1)(1)
0,562563	0,39354	K, K_1, L_1, M_1	(40)(40) 511
0,70749	0,471471	K K	(1)(1)
0,76766	0,482482	K K	(1)(1)

L. M. Melnik, Zh. Fiz. Khim., 48, 26, 561 (1974).

A. C. D. Field and W. B. Skelton, Proc. Roy. Soc. A, 340, 106 (1974).

Таблица X¹

$$\gamma\text{-спектры} \left\{ \begin{array}{l} \text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'(\beta) \\ [\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}''](\alpha) \\ \text{RaC}' \rightarrow \text{RaD}(\alpha) \\ [\text{RaC}'' \rightarrow \text{RaD}](\beta) \end{array} \right.$$

Энергия $h\nu \cdot 10^4$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсив- ность	Происхо- ждение
0,0937	0,0589	L_1, L_2, L_3, M_1	(6)	RaC' (β)
0,382	0,240	K	(1)	
0,399	0,251	K	(1)	
0,437	0,275	K, L_1	(4)	
0,448	0,282	K	(2)	
0,528	0,332	K, L_1	(2)	
0,619	0,389	K, L_1	(1)	
0,682	0,429	K, L_1	(3)	
0,800	0,503	K, L_1	(1)	
0,867	0,545	K	(2)	
0,917	0,577	K	(1)	
0,937	0,589	K	(1)	
0,973	0,612	K, L_1, M_1, N_1	(30)0,663	
1,043	0,656	K	(5)	
1,067	0,671	K	(5)	
1,229	0,773	K, L_1	(5)0,065	
1,334	0,839	K	(3)	
1,496	0,941	K, L_1	(7)0,067	
1,590	1,000	K	(5)	
1,797	1,130	K, L_1, M_1	(13)0,208	
1,857	1,168	K	(3)	
1,934	1,248	K, L_1	(7)0,063	
2,051	1,290	K	(2)	
2,210	1,390	K, L_1	(1)0,064	
2,267	1,426	K, L_1	(16)0,003	
2,290	1,440	K	(2)	
2,326	1,463	K	(2)	
2,474	1,556	K	(1)	
2,554	1,606	K	(1)	
2,614	1,641	K	(1)	
2,681	1,686	K	(1)	
2,743	1,725	K	(2)	
2,773	1,744	K	(1)	
2,827	1,778	K, L_1	(8)0,259	
2,886	1,815	K	(1)	
3,019	1,899	K	(1)	
3,096	1,947	K	(1)	
3,228	2,030	K	(1)	
3,282	2,064	K	(1)	

¹ C. D. Ellis, „Proc. Camb. Phil. Soc.“, vol. XXII, p. 369 (1925).

Таблица Xc (продолжение)

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ V	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсив- ность	Происхож- дение
3,385	2,129	K	(1)	
3,523	2,219	K, L_1	(3)0,974	
3,734	2,380	K	(1)	
3,907	2,437	K	(1)	
4,015	2,525	K	(1)	
4,185	2,632	K	(1)	

Таблица Xd¹ γ спектр RaD $\rightarrow$ RaE(β)

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ V	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсивность
0,0750	0,0472	L_1, L_2, L_3, M_1, N_1	

Таблица XIa² γ -спектр Pa $\rightarrow$ Ac(α)

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ V	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсив- ность
0,1516	0,0954	L_1, M_1, N_1	(6)
0,468	0,291	K, L_1, M_1	(6)
0,515	0,324	K, L_1, M_1	(4)

¹ C. D. Ellis, „Proc. Camb. Phil. Soc.“, vol. XXI, p. 125 (1922).² L. Meitner, „ZS. f. Phys.“, Bd. 50, S. 5 (1923).

Таблица XII¹ γ -спектр RaAc $\rightarrow$ AcX(2)

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсивность
0,051	0,032	$L_2, L_3, M_1, M_2, M_3, N_1, N_2$	(2)
0,0695	0,0437	L_1, L_2, L_3, M_1	(4)
0,0847	0,0533	L_1, M_1	(4)
0,0976	0,0614	L_2, M_1, N_1	(3)
0,160	0,1007	L_1, M_1, N_1	(4)
0,2370	0,1491	K, L_1, M_1	(8)
0,311	0,1954	K, L_1, M_1	(3)
0,4036	0,2539	K, L_1, M_1	(4)
0,4485	0,2821	K, L_1	(2)
0,4773	0,3092	K, L_1	(2)

Таблица XII² γ -спектр AcX $\rightarrow$ AcEm(2)

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсивность
0,223	0,143	K, L_1, M_1	(8)
0,244	0,153	K, L_1, M_1	(10)
0,249	0,157	K, L_1, M_1	(4)
0,318	0,210	K, L_1	(4)
0,427	0,269	K, L_1	(10)

Таблица XII³

$$\gamma\text{-сп. ктр} \left\{ \begin{array}{l} [\text{AcC} \rightarrow \text{AcC}'](3) \\ \text{AcC} \rightarrow \text{AcC}''(2) \\ [\text{AcC}' \rightarrow \text{AcD}](6) \\ \text{AcC}'' \rightarrow \text{AcD}(3) \end{array} \right.$$

Энергия $h\nu \cdot 10^6$ эрг.	Энергия $h\nu \cdot 10^{-6}$ В	Обращение наблюдалось в	Относит. интенсивность
0,562	0,353	K, L_1, M_1	(16)
0,731	0,460	K, L_1	(5)
0,763	0,480	K, L_1	(3)

¹ L. Meitner, „ZS. f. Phys.“, Bd. 34, S. 807 (1925).² L. Meitner, l. c.³ L. Meitner, l. c.

Мы замечаем, что некоторые элементы имеют весьма богатые γ -спектры, в то время как у других весь спектр состоит из одной линии. Имеется также ряд элементов (RaEm, RaE), для которых γ -лучи вовсе отсутствуют или по крайней мере чрезвычайно слабы.

Присутствие или отсутствие γ -лучей при распаде, очевидно, связано с различными условиями возбуждения и относительным положением энергетических уровней ядра. Мы должны еще заметить, что пользоваться таблицами γ -лучей нужно пока что весьма осторожно, γ -спектроскопия — еще совсем новая отрасль науки, и имеющиеся списки γ -лучей обладают очень небольшой точностью.

Вполне возможно, что много γ -линий не зарегистрировано, и большие пустые пространства в таблицах (например, от $1,420$ до $2,212 \cdot 10^{-6}$ эрг. в спектре ThC) могут быть просто обязаны тому, что эта область не была детально исследована.

2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА α -ИЗЛУЧЕНИЯ И γ -ЛИНИИ

Поскольку излучение γ -лучей всегда следует за распадом ядра, мы приписываем это излучение переходу в нормальное состояние ядра-продукта, возбужденного при распаде. Схематическое представление последовательных распадов ядра и сопровождающего их γ -излучения дано на рис. 17. После (α - или β -)распада ядра 1

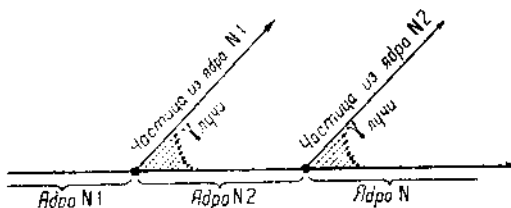


Рис. 17.

ядро продукта (2) может оказаться обладающим избытком энергии и, переходя в нормальное состояние, будет излучать γ -лучи. Так как время γ -излучения значительно короче периодов радиоактивного распада, γ -лучи будут наблюдаться одновременно с частицами, выбрасываемыми из ядра 1, и будут экспериментально приписаны этим ядрам,

хотя в действительности они обязаны переходам между энергетическими уровнями ядра 2 и обращены в электронных оболочках этого последнего атома. Ввиду этого является более рациональным называть γ -луч, указывая как имя распадающегося элемента, так и имя элемента-продукта. Так, например, γ -ThCC' в нашем обозначении означает γ -луч, возбужденный β -распадом ThC и принадлежащий энергетическим уровням ядра ThC'. Если ядро оказывается в возбужденном состоянии после α -распада, то ясно, что испущенная частица должна обладать меньшей энергией,

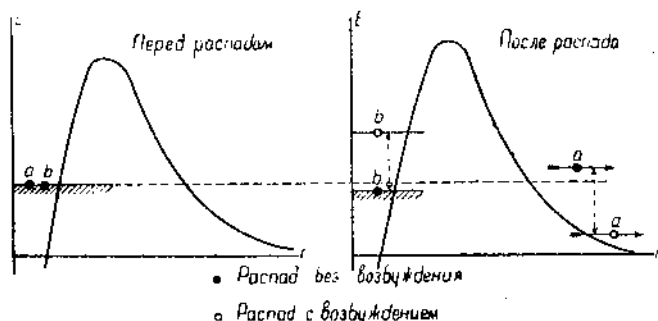


Рис. 18. Происхождение α -групп малой скорости.

чем в случае распада, оставляющего ядро-продукт в нормальном состоянии.

Разница энергии между различными α -группами малой скорости должна соответствовать разностям уровней возбужденного ядра-продукта (сравнить схематическое представление на рис. 18). Ядро-продукт, оказавшись в возбужденном состоянии, будет переходить в нормальное состояние с излучением избытка энергии в форме γ -лучей. Поэтому следует ждать, что энергии квантов, испущенных ядром-продуктом, должны равняться разностям энергии между различными группами в предыдущем распаде. Если возбуждение ядра есть следствие α -распада и если E_∞ есть энергия нормального α -распада, а E_0 ; E_1' ; E_2' ; ... энергии различных квантовых уровней ядра-про-

дукта, то различные медленные α -группы будут иметь энергию:

$$E_{\alpha_1} = E_{\alpha_0} - [E'_1 - E_0]; E_{\alpha_2} = E_{\alpha_0} - [E'_2 - E_0]; \dots$$

Интенсивность различных групп будет убывать весьма быстро с уменьшением скорости ввиду возрастающей трудности проникновения через потенциальный барьер, окружающий ядро. Существование таких α -групп малой скорости действительно было обнаружено в последнее время для целого ряда α -распадающихся веществ, обладающих γ -лучами. При помощи сильного электромагнита Парижской академии наук Розенблюму (Rosenblum)¹ удалось показать, что α -излучение ThC состоит из пяти весьма близлежащих дискретных групп, обозначенных им как „тонкая структура α -лучей“.

Таблица XIIa

α -группы малой скорости

Наименование групп	Разность энергии $\times 10^6$ эрг.	Разность энергии $\times 10^{-6}$ В	Интенсивность
α_0	—	—	1
α_1	0,0646	0,0406	3,3
α_2	0,522	0,328	0,1
α_3	0,735	0,462	0,02
α_4	0,768	0,483	0,07

Разности энергии и относительная интенсивность этих групп указаны в табл. XIIa.

Из сказанного выше следует ожидать найти в спектре γ -лучей, испускаемых при распаде ThC, линии, соответствующие различным переходам между уровнями энергии, указанными в табл. XIIa. Заглянув в таблицу γ -лучей ThCC' + CC' + C'D (стр. 78), мы действительно можем

¹ G. Rosenblum, „C. R.“, vol. CXC, p. 1124 (1930), „Journal de Physique“, vol. I, p. 438 (1930).

найти такие линии (0,0649; 0,231; 0,259; 0,444; 0,698, $0,762 \cdot 10^{-6}$ эрг.)¹. Поскольку энергии различных γ -линий смерены точнее, чем разности энергий между α -группами, наиболее рационально при построении системы уровней пользоваться этими точными данными. Мы должны подогнать энергии уровней, намеченных измерением α -групп, так, чтобы γ -лучи укладывались в них с наименьшей погрешностью. Такая „сбалансированная“ схема уровней ядра ThC дана в табл. XIIb и на рис. 19; согласие между измеренными энергиями γ -линий и вычисленными по разностям уровней можно видеть из табл. XIIc.

Таблица XIIb

Уровни	Энергия $\times 10^6$ эрг.	
	из γ -спектра	из α -групп
A	0,00.0	0,0000
B	0,0644	$0,0643 \pm 0,0012$
C	0,502	$0,522 \pm 0,020$
D	0,731	$0,735 \pm 0,015$
E	0,758	$0,763 \pm 0,015$

Таблица XIIc

Переход	Разность энергии между уровнями $\times 10^6$ эрг.	Наблюдаемая энергия кванта $\times 10^6$ эрг.	Δ
B—A	0,0614	0,0611	+ 0,0003
D—C	0,229	0,227	+ 0,002
E—C	0,256	0,255	+ 0,001
C—B	0,433	0,440	— 0,002
E—B	0,694	0,694	0,000
E—A	0,758	0,753	0,000

¹ Эти линии, как и все линии табл. IXb, вычислены в предположении, что они обязаны β -распаду ThC. Приписывая эти линии α -распаду ThC, мы должны ввести поправку на разность энергии K-уровней ThD и ThC², равную $-0,0036 \cdot 10^{-6}$ эрг. В табл. XIIc даны уже исправленные значения.

Из приведенных данных мы видим, что согласие между различными α -группами и γ -линиями вполне удовлетворительно. Три γ -луча отсутствуют, что указывает на возможность существования в ядре некоторых запретных переходов. (Впрочем, не исключена возможность, что отсутствие этих линий просто объясняется недостаточной полнотой имеющихся в настоящее время списков γ -лучей).

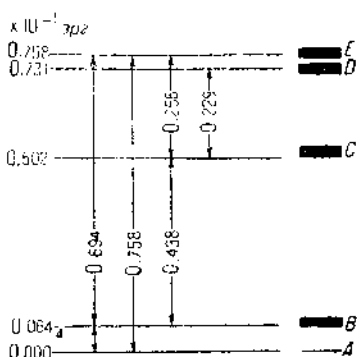


Рис. 19 Схема уровней ядра ThC'' .

Относительная интенсивность различных α -групп малой скорости может быть, очевидно, вычислена, как отношение соответствующих констант распада. Пользуясь формулой (50) из второй главы, мы имеем:

$$\frac{I_{\alpha_n}}{I_{\alpha_0}} = C \frac{2\pi e^2 \hbar^2 m}{h} (Z-2) \left[\frac{1}{1 - E_{\alpha_n}} - \frac{1}{1 - E_{\alpha_0}} \right] + \frac{8\pi e^2 \hbar^2 m}{h} (Z-2) [r_0^{(n)} - r_0], \quad (1)$$

где $r_0^{(n)}$ есть радиус ядра в n -ом возбужденном состоянии. Полагая $r_0^{(n)} = r_0$, мы получаем из формулы (1) спадание интенсивности значительно более быстрое, чем наблюдается.

Таблица XIII
Радиусы возбужденных ядер

Возбужденный уровень	Энергия возбуждения $\times 10^6$ эрг.	$r_0^{(n)} \times 10^{13}$ см.
Нормальный	0,030	6,6
B	0,064	7,0
C	0,502	6,9
D	0,731	6,9
E	0,758	7,3

Это указывает на то, что мы должны приписать возбужденным ядрам больший радиус, чем в нормальном состоянии, что представляется вполне резонным. Радиусы нормального и возбужденных ядер ThC'' , вычисленные по относительной интенсивности медленных α -групп, даны в табл. XIII.

В последнее время исследования Рёзерфорда и его сотрудников¹, разработавших новый дифференциальный

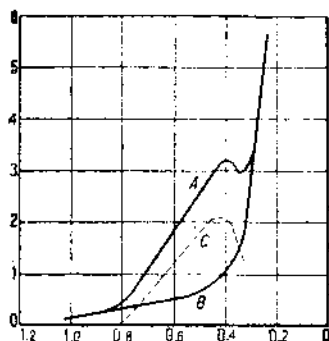


Рис. 20а. Тонкая структура α -лучей ThC.

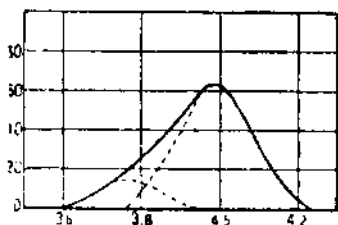


Рис. 20б. Тонкая структура α -лучей RaC.

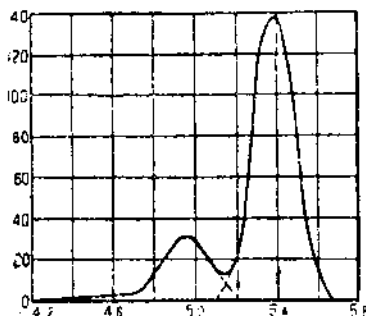


Рис. 20с. Тонкая структура α -лучей AcC.

метод измерения пробега α -частиц, обнаружили существование „тонкой структуры“ также и для α -излучения элементов RaC и AcC. Для всех трех C-продуктов кривые пробега указывают на существование нескольких дискретных групп малой скорости. Анализ этих кривых с целью определения точного значения энергий различных групп дает, однако, только весьма приближенные данные, и для более детального исследования необходимо применение метода магнитного поля. Результаты измерений Рёзерфорда представлены на рис. 20а, б, с. В случае ThC кривая пробегов, полученная Рёзерфордом, находится в полном согласии с данными Розенблюма. Анализ кривых для RaC и AcC указывает на присутствие помимо главных групп ($R_0 = 4,05$ см; $R_0 = 5,41$ см) более медленных групп:

$R_0 = 3,868$ см для RaC и $R_0 = 4,99$ см для AcC. Соответствующие разности энергий равняются $0,27 \cdot 10^{-6}$ эрг. для RaC и $0,54 \cdot 10^{-6}$ эрг. для AcC.

¹ E. Rutherford, F. Ward and C. Wynn-Williams, „Proc. Roy. Soc., A, vol. CXXIX, p. 211 (1930).“

В случае RaC процент ядер, дающих α -распад, весьма мал ($0,04\%$), и интенсивность соответствующей γ -линии должна быть исчезающе малой. В случае AcC, где процент α -превращений велик ($99,7\%$), γ -линия должна быть достаточно сильной и действительно может быть наблюдаема ($h_{\alpha} = 0,562 \cdot 10^{-6}$ эрг.). Вообще говоря, мы должны ожидать присутствия тонкой структуры для всех α -распадающихся элементов, обладающих γ -лучами, и, в первую голову, для ряда элементов семейства актиния.

Однако ввиду экспериментальных трудностей тонкая структура α -излучения этих элементов не была еще исследована, и лишь в самое последнее время И. Кюри (I. Curie) удалось получить указания на существование такой структуры для RaAc. С другой стороны, имеется ряд α -распадающихся элементов, не обладающих вовсе γ -лучами (RaEm, RaA, RaC' и т. д.); для этих элементов отсутствует также сложная структура α -излучения. Наличие для некоторых элементов медленных α -групп связано, очевидно, с тем, что для этих ядер первый возбужденный уровень лежит сравнительно близко от основного.

Очень сильное γ -излучение наблюдается, как правило, при β -распаде. Ввиду нашего незнания теории ядерных электронов мы в настоящее время не можем вывести никаких заключений относительно процесса возбуждения при β -превращениях. Опытный факт, что энергия γ -квантов никогда не превосходит верхнего предела непрерывного спектра β -электронов, указывает, однако, на близкую связь между возбуждением ядерных уровней и распределением энергии в непрерывном спектре β -лучей.

3. ДЛИННОПРОБЕЖНЫЕ α -ЧАСТИЦЫ И γ -ЛУЧИ

До сих пор мы говорили о возбужденных состояниях ядра как целого. Поскольку ядро состоит из большого числа различных частиц, мы можем разделять возбужденные состояния, обязанные возбуждению α -частицы, протона или же одновременному возбуждению нескольких ядерных

частиц. Нужно, однако, помнить, что ввиду сильного взаимодействия составных частей ядра такое разделение является несколько произвольным. Мы должны ожидать, что ввиду разных масс расстояния между энергетическими уровнями, обязанными возбуждению протона, будут раза в четыре больше расстояний уровней возбужденной α -частицы. Различные типы энергетических уровней ядра схематически представлены на рис. 21. Здесь $E_{\alpha}^{(0)}$ и $E_p^{(0)}$ пред-

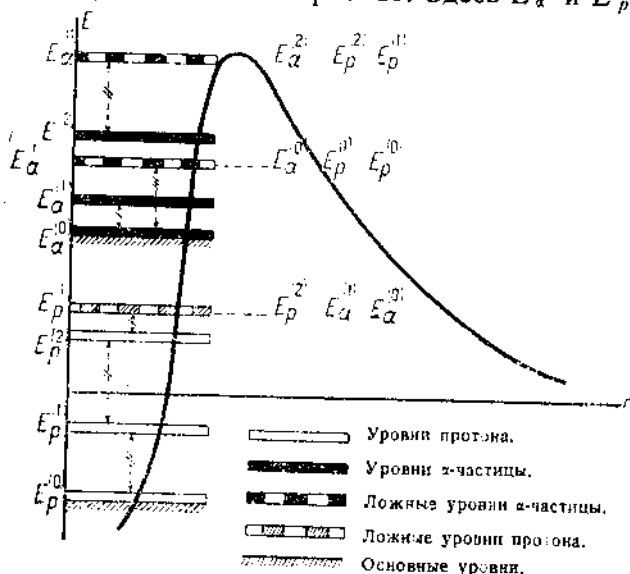


Рис. 21. Происхождение α -групп большой скорости.

ставляют основные уровни α -частицы и протона в ядре, а $E_{\alpha}^{(1)}, E_{\alpha}^{(2)}, \dots, E_p^{(1)}, E_p^{(2)}, \dots$ — соответствующие возбужденные уровни. В случае одновременного возбуждения двух или нескольких ядерных частиц мы будем получать суммарные уровни; не следует, однако, забывать, что ввиду сильного взаимодействия внутри ядра энергии этих суммарных уровней не будут в точности равняться сумме энергий простых уровней.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может отдать избыток энергии в форме γ -лучей. Нужно, однако,

иметь в виду также другую возможность, когда возбужденная частица с полной энергией возбужденного уровня пересекает потенциальный барьер, окружающий ядро, и вылетает с аномально большой скоростью. Такие группы большой скорости указывают на непосредственное положение энергетических уровней ядра. Поскольку основной уровень протона в радиоактивных ядрах лежит очень глубоко, необходимо необычайно сильное возбуждение, чтобы дать протону возможность покинуть ядро. С другой стороны, основной и, следовательно, и все возбужденные уровни α -частиц в радиоактивных ядрах лежат в положительной области, и мы всегда можем ожидать наличия α -частиц аномально больших скоростей.

Однако было бы неправильным сказать, что наблюдаемые α -группы большой скорости дают нам только положение α -уровней распадающегося ядра, так как ввиду сильного взаимодействия между протонами и α -частицами в ядре может произойти следующий процесс.

Предположим, что ядро находится в возбужденном состоянии, а именно один из ядерных протонов находится на каком-либо уровне $E_p^{(n)}$ (см. рис. 21). В таком случае протон, переходя на более низкий уровень $E_p^{(m)}$, может, вместо того чтобы излучить избыток энергии в форме γ -луча, передать его непосредственно α -частице, покидающей ядро с нормального уровня E_{α_0} . Мы увидим тогда α -частицу, вылетающую из ядра с энергией $E_{\alpha_0} + (E_p^{(n)} - E_p^{(m)})$, как будто бы действительно существовал соответствующий α -уровень.

Ввиду сильного взаимодействия вероятность такого процесса будет весьма велика, и практически будет очень трудно отличить такой „мнимый α -уровень“ от „действительных“. Мы приходим, таким образом, к заключению, что наблюдаемые α -группы большой скорости (длиннопробежные α -частицы) должны давать нам полную систему уровней распадающегося ядра.

Если $E_a^{(n)}$ есть энергия возбужденного уровня, $\lambda^{(n)}$ — соответствующая константа распада, $\gamma_{n,m}$ — вероятность перехода с n -ого на m -ый уровень с излучением γ -кванта, а $p^{(n)}$ — процент возбужденных ядер, то число α -частиц большой скорости, покидающих этот уровень, будет:

$$N^{(n)} = p^{(n)} \frac{\lambda^{(n)}}{\sum_{m=0}^{n-1} \gamma_{n,m}}. \quad (2)$$

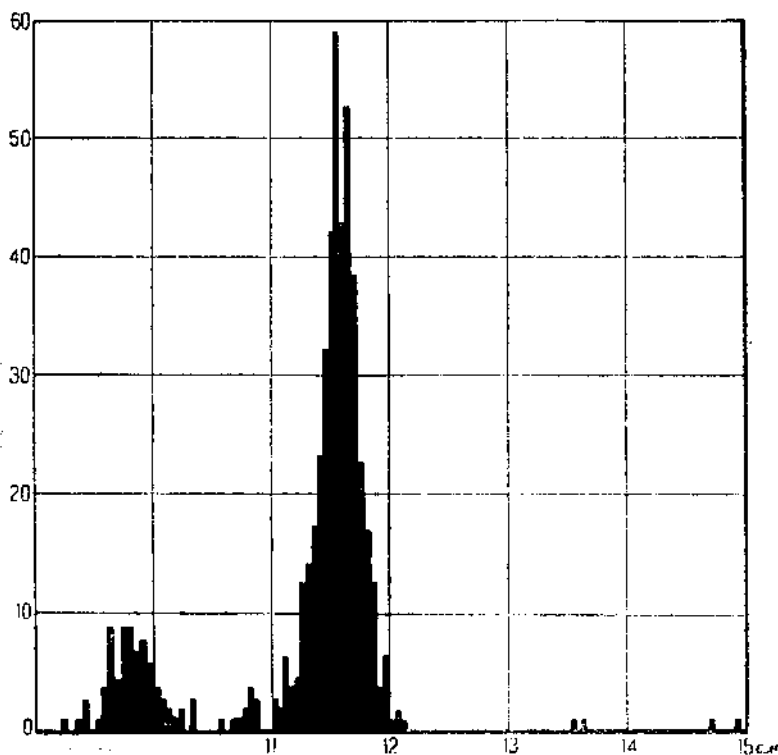


Рис. 22а. Длиннопробежные α -частицы из ThC'.

Число α -частиц, вылетающих с возбужденного уровня, будет весьма мало ввиду того, что даже для столь больших энергий константа распада λ все еще во много раз меньше, чем вероятность перехода на более низкие уровни

мы должны ожидать, что наиболее благоприятными для наблюдения α -частиц большей скорости будут являться элементы, обладающие уже в нормальном состоянии весьма коротким периодом жизни. И действительно, присутствие α -частиц большой скорости было замечено до настоящего времени лишь для весьма короткоживущих элементов ThC' и RaC'. На рис. 22а представлено распределение по пробегу α -частиц большой скорости из ThC' по данным

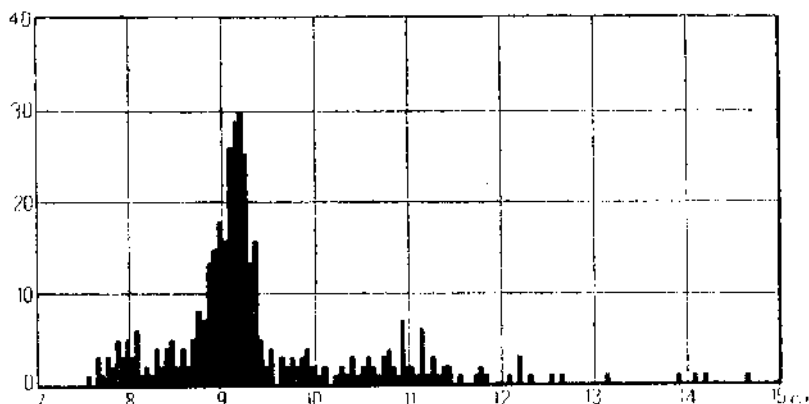


Рис. 22b. Длиннопробежные α -частицы из RaC'.

Фазера и Нимо¹. Мы можем заметить две хорошо определенные группы ($R_0 = 9,77$ см; $R_0 = 11,57$) и указание на несколько значительно более слабых групп.

Для случая RaC' имеются новые и весьма детальные исследования Рёзерфорда и его сотрудников², обнаруживших наряду с одной раньше известной сильной группой α -частиц большой скорости еще восемь новых. Результаты измерений Рёзерфорда и анализ получившейся кривой представлены на рис. 22b. Мы видим, что хотя положение нескольких групп можно считать достаточно достоверно установленным, положение других групп, получившихся

¹ Feather and Nimmo, „Proc. Roy. Soc.“, A, vol. CXXII, p. 668 [1929]

² E. Rutherford, Ward and Lewis, „Proc. Roy. Soc.“, A, vol. CXXXI, p. 684 [1931].

из разложения широких максимумов надвое, несколько сомнительно. Данные относительно энергии и интенсивности различных групп большой скорости из ThC' и RaC' указаны в табл. XIVa и XIVb.

Таблица XIVa
α-частицы большой скорости из ThC'

Наименование группы	Пробег R_0 см	Энергия $\times 10^6$ эрг.	Разность энергий		Относительное число
			$\times 10^6$ эрг.	$\times 10^{-6}$ вольт	
Нормальная α_0	8,48	13,99	—	—	1
α_I	9,77	15,29	1,30	0,82	65×10^{-6}
α_{II}	11,57	17,00	3,01	1,90	180×10^{-6}

Таблица XIVb
α-частицы большой скорости из RaC'

Название группы	Пробег R_0 см	Энергия $\times 10^6$ эрг.	Разность энергий		Относительное число
			$\times 10^6$ эрг.	$\times 10^{-6}$ V	
Норм. α_0	6,85	12,2)	—	—	1
α_I	7,79	13,20	1,00	0,63	$0,49 \cdot 10^{-6}$
α_{II}	9,04	14,52	2,32	1,46	$16,7 \cdot 10^{-6}$
α_{III}	9,50	15,00	2,80	1,76	$0,53 \cdot 10^{-6}$
α_{IV}	9,78	15,29	3,09	1,94	$0,93 \cdot 10^{-6}$
α_V	10,21	15,70	3,50	2,20	$0,6 \cdot 10^{-6}$
α_{VI}	10,46	15,94	3,74	2,35	$0,56 \cdot 10^{-6}$
α_{VII}	10,83	16,31	4,11	2,58	$1,26 \cdot 10^{-6}$
α_{VIII}	11,25	16,72	4,52	2,84	$0,67 \cdot 10^{-6}$
α_{IX}	11,52	16,97	4,77	3,00	$0,21 \cdot 10^{-6}$

Согласно вышесказанному, мы должны ожидать найти в спектре γ-лучей С-продуктов γ-линии, соответствующие

различным переходам между уровнями, намеченными α -частицами большой скорости. В случае ThC, однако, ожидаемые линии ($hw = 1,30; 1,71$ и $3,01 \times 10^{-6}$ эрг.) отсутствуют; вообще показано, что все жесткие γ -линии, указанные в табл. IXc, принадлежат β -распаду ядра ThC'. Это заставляет нас признать, что интенсивность возбуждения уровней ThC' при β -распаде ThC весьма мала ($< 10\%$), что делает ожидаемые линии слишком слабыми, чтобы быть замеченными при современной технике измерения.

В случае RaC мы имеем, наоборот, весьма богатый сильными γ -линиями спектр (к сожалению, неточность определения уровней по измерению α -частиц большой скорости не позволяет до настоящего времени построить полную схему, уложивши все известные γ -линии).

Сказать что-либо теоретически о строении энергетических уровней возбужденного ядра весьма трудно. Изложенная в гл. I грубая модель (ядро-капля) приводит к предположению, что схема уровней должна быть несколько аналогична системе собственных колебаний газа, заключенного в твердую сферическую оболочку. Уровни, полученные таким образом, даны на рис. 23. Принимая радиус сферической оболочки равным 10^{-12} см, мы находим, что первый уровень должен иметь энергию порядка 10^{-6} эрг. Попытки совместить указанную (или какую-либо другую) модель с наблюдаемыми значениями энергии уровней не привели, однако, до настоящего времени к сколько-нибудь интересному результату.

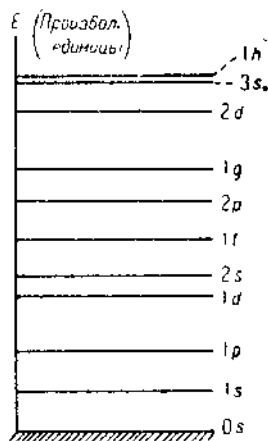


Рис. 23. Попытка теоретического построения системы уровней γ -лучей.

4. ВЕРОЯТНОСТЬ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Теперь мы обратимся более подробно к рассмотрению вопроса о вероятностях различных переходов возбужденного ядра. Излученные ядром γ -кванты могут иметь различные значения углового момента j_γ , начиная с единицы¹. Если длина волны γ -излучения велика по сравнению с размерами r_0 излучающей системы, — что мы имеем в нашем случае, — то вероятность испускания светового кванта с моментом j , большим единицы, будет весьма мала: вероятность убывает как $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^2 j^2$. Таким образом лишь переходы, приводящие к излучению γ -кванта с моментом, равным единице, могут быть ответственны за сильные γ -линии.

Если i и i' есть угловые моменты ядра до и после излучения, то мы имеем:

$$j_\gamma = i' - i. \quad (3)$$

Вспомнив то, что говорилось о возможных значениях углового момента испущенного γ -кванта, мы переходим к следующему „правилу отбора“.

1) Переход $\Delta i = \pm 1$ является возможным, так как при этом будет излучен γ -квант с моментом, равным единице.

2) Переход $|\Delta i| > 1$ вообще возможен, но интенсивность линий должна быть весьма мала.

3) Переход $\Delta i = 0$ при $i > 0$ возможен, так как в этом случае векторное уравнение (3) всегда позволяет испускание γ -кванта с отличным от нуля и равным единице моментом.

¹ Можно показать, что световых квантов с угловым моментом, равным единице, быть не может.

² Длина волны γ -лучей в среднем в 50 раз больше, чем радиус ядра, следовательно, вероятность переходов, приводящих к γ -кванту с моментом, равным двум, более чем в тысячу раз меньше, чем вероятность обычных переходов.

4) Переход $\Delta i = 0$ при $i = 0$ абсолютно запрещен, так как он должен был бы давать γ -квант с нулевым моментом.

Применяя к излучению γ -лучей ядром обычную формулу для вероятности дипольного излучения, мы можем написать¹:

$$\chi_{n,n} = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^2 \omega_{nm}^2}{\hbar^2 c^3} (r_{n,n})^2, \quad (4)$$

где $\omega_{n,n}$ — частота, а Ze и $r_{n,n}$ — заряд и матричный элемент амплитуды излучающей частицы. Применяя известное выражение волновой механики для верхнего предела матричного элемента амплитуды, мы можем привести формулу (4) к виду:

$$\chi_{n,n} < \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^2}{c^3 \hbar^2 m} (\hbar \omega_{n,n})^2, \quad (4')$$

дающему верхний предел для вероятности перехода. Более или менее прямой метод для оценки действительных значений вероятности излучения может быть применен в тех случаях, где нами наблюдаются α -группы большой скорости. Из формулы (2) мы имеем:

$$\chi_n = \sum_{m=0}^{n-1} \chi_{n,n} = p^{(n)} \frac{\lambda^{(n)}}{N^{(n)}},$$

где $\lambda^{(n)}$ может быть вычислено по энергии α -частиц большой скорости, а $N^{(n)}$ непосредственно наблюдается. Величину возбуждения $p^{(n)}$ мы можем примерно оценить по наблюдаемой интенсивности γ -лучей; так, для случая ThC' , как мы видели выше, необходимо принять $p^{(n)} < 0,01$, тогда как в случае RaC мы можем положить $p^{(n)} \sim 1$.

Для α -частиц двух известных групп ThC' и для главной группы RaC' мы можем вычислить значения констант

¹ $\sum_{m=0}^{n-1} \frac{2m\omega_{n,m}}{\hbar} |r_{n,m}|^2 = 1$, откуда $(r_{n,m})^2 < \frac{\hbar}{2m\omega_{n,m}}$.

распада, принимая радиус тем же, что и для нормального состояния, и получаем:

$$\lambda = 3 \times 10^{15}; 5 \times 10^{12}; 7 \times 10^9 \text{ сек.}^{-1}.$$

Полагая $p < 0,01$ для ThC' и $p \sim 1$ для RaC' и беря значения $N^{(n)}$ из табл. VIIa, b, мы имеем из формулы (2'):

$$\chi \sim 5 \times 10^{12}; 3 \times 10^{14} \text{ и } 6 \times 10^{14} \text{ сек.}^{-1},$$

в то время как формула (4') дает:

$$\chi \sim 6 \times 10^{15}; 3 \times 10^{18} \text{ и } 2 \times 10^{18} \text{ сек.}^{-1}.$$

Таким образом мы видим, что полученные нами значения вероятности излучения значительно меньше, чем можно было бы ожидать по формуле (4). Для объяснения этого факта мы можем сделать две различных гипотезы. 1) Вероятность излучения действительно много меньше, чем это соответствует излучению диполя. Это значило бы, что возбужденные ядра, ввиду особого характера симметрии, лишены дипольного момента, и мы имеем дело с излучением высшего порядка (квадруполь). 2) Гипотеза, что для вычисления константы распада высоко возбужденных состояний α -частицы в ядре мы можем принимать тот же радиус, как для нормального состояния, неверна. Это означало бы, что для возбужденных состояний радиус несколько больше (на 20%) для рассмотренных нами групп, что вообще согласуется с нашей моделью ядра в виде „прямоугольного ящика“, но несколько расширяющегося кверху. Какая из двух вышеуказанных гипотез действительно имеет место, решить по недостаточности экспериментального материала пока нельзя.

5. ВТОРИЧНЫЕ β -ЛУЧИ, ВЫБРАСЫВАЕМЫЕ ИЗ АТОМА ВО ВРЕМЯ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Энергия возбужденного ядра, вместо того чтобы быть излученной, может быть непосредственно переданной одному из атомных электронов. В этом случае мы будем

наблюдать вместо γ -кванта однородные пучки электронов, выброшенных с различных оболочек распадающегося атома. Как мы видели, такие группы вторичных β -частиц действительно наблюдаются и дают нам удобный метод для излучения γ -спектра.

Взаимодействие между возбужденным ядром и атомными электронами, дающее начало этому процессу, существенно различно на больших и на малых расстояниях от ядра. На расстояниях, больших по сравнению с размерами ядра, это взаимодействие может быть рассматриваемо, как обвязанное электромагнитному полю излучения ядра, и мы можем рассматривать этот процесс, как обыкновенный фотоэффект γ -лучей в электронных оболочках атома. Согласно общей теории возмущений, вероятность процесса дается интегралом

$$x_{1i}^{(e)} = \frac{1}{h} \left| \int W \phi_{e_1} \bar{\phi}_{e_2} dv \right|, \quad (5)$$

$r \gg r_0$

где ϕ_{e_1} и ϕ_{e_2} представляют собой волновые функции, описывающие движение атомного электрона, а W — член возмущения в волновом уравнении, происходящий от электромагнитного поля излучения ядра. Если W_n соответствует полю, нормированному на излучение одного кванта в единицу времени, формула (5) может быть написана в виде:

$$x_{1i}^{(e)} = x_{\omega}^{(e)} K(\omega), \quad (5')$$

где

$$K(\omega) = \frac{1}{h} \left| \int W_n \phi_{e_1} \bar{\phi}_{e_2} dv \right|^2. \quad (5'')$$

Величина $K(\omega)$ носит название коэффициента внутреннего фотоэффекта γ -лучей.

С целью указать, к какой электронной оболочке атома относится данный коэффициент, мы должны добавить соответствующий индекс и писать $^K K(\omega)$; $^L K(\omega)$; $^{L_1} K(\omega)$; ... Значение коэффициента внутреннего фотоэффекта может быть вычислено по формуле (5''), если мы подставим выражения для ϕ_{e_1} и ϕ_{e_2} . Для жестких γ -лучей, энергия которых

велика по сравнению с $m_e c^2$ ($0,54 \times 10^{-6}$ эрг.), мы получаем, таким образом¹:

$$K(\omega) = \frac{1}{Zp} \alpha^2 (2a)^2 \sqrt{1-\alpha^2} |\Gamma \{ \sqrt{1-\alpha^2} - i\alpha \}|^2, \quad (6)$$

где

$$\alpha = \frac{Ze^2}{\hbar c} \quad \text{и} \quad p = \frac{\left(\frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (6')$$

и Z есть атомный номер ядра.

В том случае, когда расстояние между электроном и ядром не мало по сравнению с длиной γ -волны, формула (6) не может быть больше применяема, поскольку электрон находится в области, где силы взаимодействия неизвестны. В этом случае мы должны писать:

$$\chi_2^{(e)} = \frac{1}{\hbar} \left| \int V_{n,e} \phi_n \bar{\phi}_n \phi_{e1} \bar{\phi}_{e2} dv \right|^2, \quad (7)$$

где $V_{n,e}$ есть неизвестная функция потенциальной энергии электрона на малых расстояниях от ядра. В этом случае единственное, что мы можем сказать, это то, что вероятность процесса будет пропорциональна значениям плотности $|\phi_{e1}|^2$ и $|\phi_{e2}|^2$ в области ядра.

Отсюда мы можем заключить, что вероятность $\chi_2^{(e)}$ будет сколько-нибудь значительна лишь в том случае, когда значения плотностей не исчезают для $r=0$, т. е. лишь в том случае, если электрон до и после вылета имеет квантовое число $l > 0$. Это приводит нас к следующему правилу отбора. Выбрасывание атомного электрона путем непосредственного взаимодействия с ядром на малых расстояниях будет иметь место лишь для изменения момента ядра $\Delta i = 0; \pm 1$. Это то же самое правило, что

¹ H. Casimir, Nature, Dec. 20 (1930).

и для γ -излучения, за тем исключением, что переход $0 \rightarrow 0$ здесь разрешен.

До полной вероятности выбрасывания атомного электрона мы получаем:

$$\chi^{(e)} = \chi_{\omega}^{(r)} K(\omega) + \chi_2^{(e)}. \quad (8)$$

Поскольку мы не можем в настоящее время вычислить абсолютные значения $\chi_2^{(e)}$, вопрос о том, какая из двух слагаемых в правой части выражения (8) играет главную роль, должен быть решен путем опыта.

С этой целью мы можем обратиться к исследованию Эллиса¹, который измерял число γ -квантов наряду с числом сорванных с K -орбиты электронов для атомов RaC . Его данные представлены в табл. XV.

Таблица XV

Внутреннее обращение γ -лучей RaC

$h\nu \times 10^8$ эрг.	Число γ -квантов (на один распадающийся атом)	Число электронов, сорванных с K -оболочки	Отношение	$K(\omega)$ вычисленное
0,973	0,658	0,00401	0,0061	0,00046
1,229	0,665	0,00031	0,0048	0,00 37
1,496	0,667	0,00041	0,0061	0,00033
1,797	0,206	0,00128	0,0062	0,00028
1,984	0,063	0,00036	0,0057	0,0 026
2,210	0,064	0,00009	0,0014	0,00024
2,267	0,000	0,0025	∞	0,00023
2,827	0,258	0,00041	0,0016	0,00018
3,528	0,074	0,00010	0,0013	0,00016

Если выбрасывание атомных электронов обязано, главным образом, внутреннему фотоэффекту, т. е. если $\chi^{(r)} K(\omega) \gg \chi_2^{(e)}$, отношение числа электронов к числу γ -квантов (данное в четвертом столбце) должно совпадать с теоретическим значением коэффициента $K(\omega)$. Из табл. XV мы

¹ C. D. Ellis. „Proc. Roy. Soc.“, vol. CXXIX, p. 180 (1930).

видим, однако, что теоретические значения в среднем в двадцать раз меньше измеренного отношения. Это означает, что доминирующее число вторичных электронов обязано не фотоэффекту, но непосредственному взаимодействию с ядром на малых расстояниях (столкновения с ядром). Это заключение подтверждается еще тем фактом, что сильные группы вторичных электронов наблюдаются в случае жестких γ -лучей лишь с атомных оболочек, имеющих квантовое число $l=0$. В табл. XV мы должны обратить внимание на линию $2,267 \times 10^{-6}$ эрг., которая присутствует во вторичном β -спектре, но совершенно не наблюдается как γ -луч. Это должно означать, что наша линия соответствует переходу $0 \rightarrow 0$, для которого γ -излучение абсолютно запрещено (см. стр. 96 и 97).

6. АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ γ -ЛУЧЕЙ

Поглощение жестких γ -лучей в материи обязано, главным образом, комптоновскому рассеянию атомными электронами. Поскольку энергия жестких γ -квантов во много раз больше, чем энергия связи электронов в атоме, мы можем здесь применять с большой точностью формулу Клейна-Нишины, выведенную для случая рассеяния свободными электронами.

Для коэффициента поглощения мы имеем:

$$\sigma = n\sigma_e = 4,96 \times 10^{-25} \cdot n \left[\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left\{ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \lg(1+2\alpha) \right\} + \frac{1}{2\alpha} \lg(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right], \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2}, \quad (9')$$

а n — число электронов на единицу объема поглощающего вещества.

В последнее время приложимость этой формулы к поглощению жестких γ -лучей в различных веществах была исследована многими авторами. Результаты всех экспериментальных исследований сходятся в том, что для легких элементов формула (9) вполне согласуется с измерениями, тогда как для более тяжелых элементов имеют место отклонения, растущие с атомным номером элемента. Мы рассмотрим здесь наиболее тщательные исследования по этому вопросу, произведенные Майтнер и Якобсеном. Их резуль-

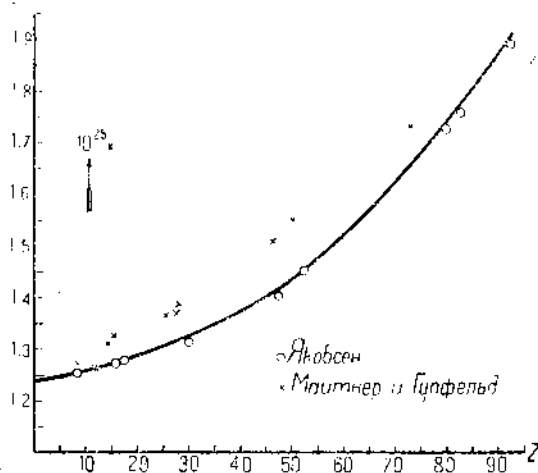


Рис. 24. Аномальное поглощение γ -лучей.

таты расходятся в вопросе о детальном ходе зависимости поглощения от атомного номера, в то время как, согласно Якобсену, аномальное поглощение гладко растет при переходе к более тяжелым элементам. Майтнер получает неправильный ход кривой скачками. Результаты измерений Майтнер и Якобсена представлены на рис. 24, где коэффициент поглощения γ -лучей ThC нанесен как функция атомного номера. Особенно резко бросается в глаза полученный Майтнер скачок в кривой поглощения между магнием и алюминием. Употребляемые в этих опытах γ -лучи ThC были профильтрованы через 4 см свинца и состояли прак-

тически из монохроматического излучения с энергией $h\nu = 4,212 \times 10^{-6}$ эрг. Теоретическое значение σ_e для этой энергии γ -квантов может быть вычислено по формуле (9) и равно $1,235 \times 10^{-25}$, так что мы видим, что для свинца отклонения достигают 40%.

Опыты с несколько более легкими γ -лучами (профильтрованными через 4 см свинца, но все-таки еще не вполне однородными и имеющими среднюю энергию $h\nu = 2,9 \times 10^{-6}$ эрг.) не дали никаких отклонений от нормального значения вплоть до цинка ($Z=30$) и отклонение всего лишь около 30% для свинца. Мы не имеем до настоящего времени определенных указаний на то, что аномальное поглощение в тяжелых элементах связано с аномально большим рассеянием; недавно опубликованные опыты Грея¹ указывают, наоборот, на то, что рассеяние жестких γ -лучей в тяжелых элементах точно следует закону Клейна-Нишины. Интерпретация наблюдаемой аномалии до сих пор не вполне ясна, мы даже не знаем, следует ли приписать это добавочное поглощение фотоэффекту γ -лучей в электронных оболочках атомов поглощающего вещества, или же мы имеем здесь дело с непосредственным взаимодействием γ -лучей с атомным ядром. Для решения этого вопроса весьма важно было бы знать, изменяется ли добавочное поглощение гладко или же скачками с увеличением атомного номера, но, как мы видели, как раз в этом вопросе данные различных исследователей резко расходятся. Как бы то ни было, кажется весьма маловероятным, что наблюдаемый эффект обусловлен обычным фотоэффектом. Для столь жестких γ -лучей вероятность фотоэффекта (по предварительной оценке) должна быть весьма мала и во всяком случае уменьшаться с увеличением жесткости γ -лучей, в то время как замеченный эффект изменяется как раз в обратном направлении.

¹ Gray, Proc. Roy. Soc. A*, vol. CXXX, p. 524 (1931).

Приписывая аномальное поглощение атомному ядру, мы должны прежде всего обсудить возможность рассеяния γ -лучей составными тяжелыми элементами ядра. Коэффициент поглощения (рассчитанный на одно ядро), обусловленный рассеянием α -частиц, будет:

$$\sigma_n = \frac{8\pi}{3} N^2 \left\{ \frac{2\omega (Ze)^2}{c^2} \sum_n \frac{(E_n - E_0)}{(E_n - E_0)^2 - (\hbar\omega)^2} |r_{n,0}|^2 \right\}^2, \quad (10)$$

где Ze и N есть заряд и число рассеивающих частиц в ядре, а $E_0, E_1, \dots$ — энергетические уровни ядра. Верхний предел для матричного элемента амплитуды $|r_{n,0}|$ может быть получен из известного соотношения волновой механики:

$$\sum_n \frac{2m(E_n - E_0)}{\hbar^2} |r_{n,0}|^2 = 1. \quad (11)$$

Мы получаем из (11):

$$|r_{n,0}|^2 < \frac{\hbar^2}{2m(E_n - E_0)},$$

и формула (10) приводится к виду:

$$\sigma_n < \frac{8\pi}{3} N^2 \left\{ \frac{(Ze)^2}{mc^2} \sum_n \frac{(\hbar\omega)^2}{(E_n - E_0)^2 - (\hbar\omega)^2} \right\}^2.$$

Полагая $Z=2$ и $N \sim 50$, мы получаем для $\hbar\omega = 4,212 \times 10^{-6}$ эрг. из формулы (10) значение в 1600 раз меньшее, чем наблюдаемый эффект. Эффект, даваемый ядерными протонами, будет еще того меньше. Конечно, формула (10) дает нам значительно большие значения, если мы предположим, что энергия γ -квантов лежит очень близко около одного из уровней $E_n - E_0$, т. е. будем рассматривать случай резонанса.

Вычисления показывают, однако, что, для того, чтобы объяснить наблюдаемое аномальное поглощение таким образом, нам необходимо предположить, что

$$|\hbar\omega - (E_n - E_0)| / \hbar\omega < 10^{-9}.$$

Предположение, что это имеет место не для одного, а для всех исследованных элементов, слишком невероятно.

Другая возможность заключается в том, чтобы приписать добавочное поглощение ядерным электронам, что ввиду нашего незнания поведения последних не может в настоящее время подвергнуться теоретической оценке. Мы должны только указать, что здесь мы можем ожидать самых необычных явлений.

ГЛАВА IV

ИСКУССТВЕННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ И ПРЕВРАЩЕНИЕ ЯДЕР

1. АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ α -ЧАСТИЦ

В этой главе мы будем иметь дело с явлениями, которые происходят тогда, когда атомы подвергаются бомбардировке частицами, обладающими очень большой энергией и проникающими очень близко к ядру. В подобных опытах обыкновенно употребляются α -частицы, испускаемые различными радиоактивными элементами, так как они обладают большей энергией, чем любые другие частицы, которыми мы в настоящее время обладаем в наших лабораториях. Недавно пытались искусственно получать интенсивные потоки быстро движущихся ионизированных атомов, разгоняя их очень сильными электрическими полями ($0,3 \cdot 10^6$ вольт).

Мы могли бы ожидать, что вероятность возмущения ядерной системы быстрыми частицами окажется наибольшей у легких элементов, где вследствие небольшого электрического заряда кулоновские силы отталкивания, действующие на падающие α -частицы, сравнительно малы. Если поток частиц падает на легкое ядро, окруженное потенциальным барьером, высота которого не очень велика по сравнению с энергией падающей частицы, то некоторая доля частиц сможет проникнуть за потенциальный барьер и попасть внутрь ядра. Рассмотрим теперь, что должно случиться с этими частицами. Они могут либо снова выйти из ядра без потери энергии (упругий удар), либо отдать часть своей энергии ядру. Первым процессом объясняются отклонения от обычной формулы рассеяния в кулоновском поле сил (аномальное рассеяние), второй же

процесс вызывает определенные изменения в ядре элемента, подвергаемого бомбардировке (искусственное возбуждение или расщепление ядра).

Рассмотрим сперва аномальное рассеяние. Хорошо известно, что если поток заряженных частиц, например α -частиц, рассеивается кулоновским полем сил, то как классическая, так и волновая механика предсказывает, что рассеяние должно происходить по закону Рёзерфорда. Это обозначает, что эффективное поперечное сечение, по которому должна ударить частица для того, чтобы испытать рассеяние в телесном угле $d\omega$, равно

$$\left(\frac{ZZ'e^2}{4E}\right)^2 \csc^4 \frac{\vartheta}{2} d\omega, \quad (1)$$

где Z и Z' обозначают порядковый номер рассеивающего ядра и частицы, E — энергию падающей частицы и ϑ — угол рассеяния.

Мы видели, что рассеяние α -частиц тяжелыми элементами оказывается в точности подчиняющимся этому закону. Мы заключаем отсюда, что поле ядер тяжелых элементов следует закону обратных квадратов до самых малых расстояний, на которые могут проникнуть эти частицы. Для легких элементов Рёзерфорд и Чэдвик нашли, однако, отклонения от этого закона. Достаточно медленные частицы удовлетворяют ему, но при увеличении энергии рассеяние сперва становится меньше, чем следовало бы по закону Рёзерфорда, а потом становится больше. Отсюда Рёзерфорд и Чэдвик заключили, что закон обратных квадратов перестает быть верным на тех малых расстояниях, до которых проникают эти частицы; они оценивали также и величину расстояния, на которой этот закон перестает действовать.

Для того чтобы объяснить аномальное рассеяние, мы должны вычислить амплитуду волны, рассеиваемой ядром, когда на него падает плоская волна, представляющая падающие α -частицы. Грубо приближенный закон рассеяния

может быть получен из волнового уравнения следующим образом. Каждый элемент объема рассеивает элементарную волну, и эти волны интерферируют друг с другом, образуя результирующую рассеянную волну. Амплитуда элементарной волны, рассеянной элементом объема $dx dy dz$, на расстоянии r от него равна величине

$$\frac{1}{r} \frac{2\pi m}{h^2} U(x, y, z) dx dy dz, \quad (2)$$

помноженной на амплитуду падающей волны в этой же точке, где $U(x, y, z)$ обозначает потенциальную энергию частицы в поле ядра. Элементарная волна имеет ту же фазу, что падающая волна, если U положительно, и противоположную фазу, если U отрицательно. Если U есть потенциал кулоновского поля, то результирующая всех элементарных волн представляет рассеянную волну с амплитудой

$$\frac{1}{r} \frac{ZZ'e^2}{4E} \operatorname{cosec}^2 \frac{\theta}{2}, \quad (3)$$

что непосредственно приводит к закону Рёзерфорда. На малых расстояниях от ядра начинают действовать некулоновские силы, и мы можем ожидать отступлений от закона Рёзерфорда. Однако, если потенциальный барьер достаточно высок по сравнению с энергией α -частицы, амплитуда падающей волны должна упасть почти до нуля на тех расстояниях, на которых отклонения от закона обратных квадратов становятся заметными; поэтому отступления от закона Рёзерфорда будут малы. С другой стороны, если амплитуда падающей волны внутри ядра достаточно велика, то элементарные волны, рассеянные этой областью, вызовут отклонения от закона Рёзерфорда. Для того чтобы вычислить рассеяние точно, мы должны были бы знать точную форму поля внутри ядра. Можно видеть, что обычные предположения о распределении

потенциала в ядре дают качественное объяснение отступлений от закона Рёзерфорда. В той области, где имеет

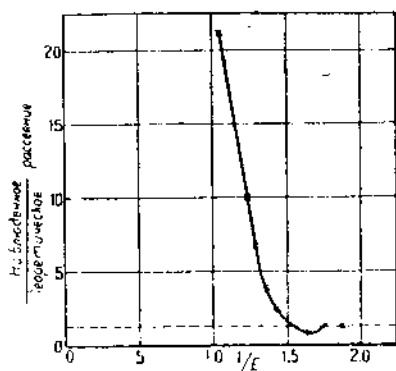


Рис. 25а. Рассеяние α -частиц в гелии.

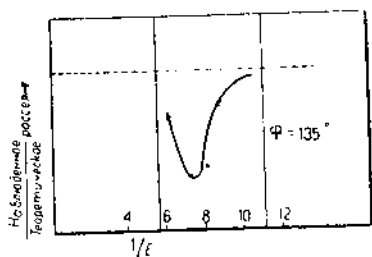


Рис. 25б. Рассеяние α -частиц в магнии.

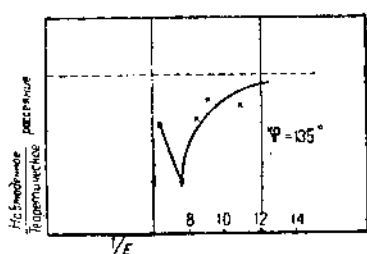


Рис. 25с. Рассеяние α -частиц в алюминии.

место закон Кулона, потенциал U положителен; на малых расстояниях ($r < r_0$) он падает и принимает отрицательные значения внутри ядра (в случае легких элементов). Поэтому волна, рассеянная внутренностью ядра, будет иметь противоположную фазу по отношению к волне, которая рассеяна областью, где действует закон обратных квадратов. Таким образом в той области, где обе волны имеют амплитуду одного и того же порядка величины, рассеяние, очевидно, будет меньше, чем следует из формулы Рёзерфорда. Если падающие частицы обладают еще большей энергией, так что внутреннее поле сил притяжения является ответственным за наибольшую часть полного рассеяния, то мы должны ожидать, что рассеяние будет больше, чем следует из формулы Рёзерфорда, потому что потенциал в ядре больше, чем он был бы в том случае, если бы ядро было точечным зарядом. На опыте найдено, что отношение наблюдаемого рассея-

ния к рассеянию, вычисленному по формуле Рёзерфорда при том же угле, сначала уменьшается, а затем снова ра-

стет (см. рис. 25а, б, с)¹. Наиболее разительные отступления от закона Рёзерфорда обнаруживаются в случае двух самых легких элементов — водорода и гелия. Для этих элементов рассеяние быстрых α -частиц превосходит раз в 20 рассеяние, вычисленное по формуле Рёзерфорда, в то время как для тяжелых элементов, вроде Mg и Al, можно наблюдать лишь начало поднимающейся части кривой.

Итак, мы видим, что возможно качественно объяснить наблюдаемые аномалии в рассеянии α -частиц легкими ядрами. Однако в настоящее время мы так мало знаем о точном распределении потенциальной энергии α -частицы внутри ядра, что бесполезно пытаться объяснить наблюдаемые отступления количественно.

2. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Исследуем теперь неупругие столкновения α -частиц с атомными ядрами, сопровождающиеся частичной потерей энергии частиц и приводящие к изменениям в структуре ядра. Необходимо различать следующие два случая:

А) Во время столкновения ядро возбуждается, вслед за чем может произойти сопровождающийся излучением переход в состояние меньшей энергии (искусственное возбуждение γ -лучей).

В) Во время столкновения выбрасывается одна из составных частей ядра, и ядро превращается в ядро другого элемента (искусственное превращение). При этом падающая частица может либо унести остаток энергии с собою, либо быть пойманной ядром².

¹ Rutherford and Chadwick, „Phil. Mag.“, 1, 889, 1925; 4, 605, 1927.

² Следует заметить, что процессы возбуждения и искусственного расщепления иногда могут совпадать. Если в процессе возбуждения возбужденный уровень ядерной частицы имеет положительную энергию, то эта частица может перепрыгнуть через потенциальный барьер и уйти прочь, вместо того чтобы совершить переход с излучением. Таким же

Различные виды неупругих ударов схематически изображены на рис. 26а, б, с. На этих рисунках E_a , $E_{a'}$, $E_a^{(n)}$ обозначают энергию α -частицы перед столкновением, после столкновения без захвата и после столкновения с захватом на n -ый уровень; $E_b^{(0)}$, $E_b^{(n)}$, $E_{b'}$ представляют энергию ядра в нормальном состоянии, энергию ядра в возбужденном состоянии и энергию выброшенной ядром частицы. В обоих случаях искусственного расщепления

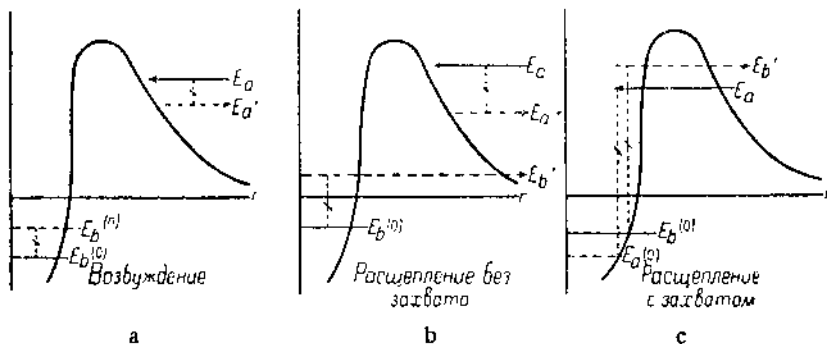


Рис. 26а, б, с. Типы неупругих столкновений с ядром.

(рис. 26 б, с) энергия выброшенной ядром частицы удовлетворяет следующему соотношению:

$$E_{b'} = E_a + [E_b^{(0)} - E_{a'}] - \delta \quad (\text{непрерывный спектр}), \quad (4)$$

$$E_{b'} = E_a + [E_b^{(0)} - E_a^{(n)}] - \delta \quad (\text{линейный спектр}), \quad (5)$$

где малая поправка δ есть энергия отдачи возникающего ядра.

Вероятности этих процессов определяются вероятностью перехода системы, состоящей из α -частицы и ядерной частицы (так мы будем называть частицу, выброшенную ядром), от начального состояния к другому состоянию с той же энергией. Согласно общей теории возмущений

образом, если ядро распадается, то падающая α -частица может быть поймана на один из возбужденных уровней и затем упасть на нормальный уровень, испуская γ -лучи.

в волновой механике вероятность такого перехода определяется выражением:

$$W = C \left| \int V(r_{a,b}) \psi_a \psi_b \psi_{a'} \psi_{b'} d\Omega_a d\Omega_b \right|^2, \quad (6)$$

где $V(r_{a,b})$ обозначает взаимную потенциальную энергию обеих частиц на расстоянии $r_{a,b}$ друг от друга, а ψ_a , ψ_b , $\psi_{a'}$, $\psi_{b'}$ обозначают волновые функции, соответствующие начальному и конечному состоянию обеих частиц. Следует заметить, что формулу (6) можно применять только в том случае, когда вероятность рассматриваемого процесса мала по сравнению с единицей. Если для некоторых процессов выражение (6) не мало, то это значит, что энергия взаимодействия настолько велика, что формулу (6) применять нельзя. В таких случаях необходимо найти точное решение задачи.

Значение коэффициента C зависит от метода нормировки волновых функций. Если волновая функция ψ соответствует изолированному отрицательному собственному значению энергии, то нормировка происходит обычным способом, а именно

$$\int \psi \bar{\psi} d\Omega = 1. \quad (7)$$

Это обозначает, что вероятность найти частицу где-либо в пространстве равна единице. Если ψ соответствует положительному собственному значению энергии, принадлежащему к непрерывному спектру, то такая нормировка теряет смысл, так как на бесконечности интеграл расходится. В этом случае мы пользуемся тем условием, что на бесконечности поток через единицу площади должен равняться единице. В различных задачах взаимодействия падающей частицы с ядром необходимо подставлять в формулу (6) различные значения коэффициента C , смотря по тому, сколько функций из числа четырех функций ψ_a , ψ_b , $\psi_{a'}$, $\psi_{b'}$ принадлежат к дискретному и сколько к непрерывному спектру. В наиболее важном случае, когда две

функции принадлежат отрицательным и две положительным собственным значениям, нужно положить $C = \frac{1}{h^2}$.

Нам понадобятся следующие три различные типа волновых функций:

А) Волновая функция, соответствующая частице, которая находится в ядре на устойчивом уровне отрицательной энергии. Такая функция представляет стационарную волну с амплитудой практически постоянной внутри потенциальной ямы ядерной модели и экспоненциально уменьшающейся до нуля при $r > r_0$, когда r стремится к бесконечности. Нормированная волновая функция может быть записана в виде:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{r < r_0} &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \omega e^{i \frac{E}{h} t}, \quad |\omega|^2 \sim 1, \\ \varphi_{r > r_0} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где Ω обозначает объем ядра и где ω представляет периодическую функцию, зависящую от выбранной ядерной модели, но всегда имеющую порядок величины единицы.

Б) Нормированная волновая функция, представляющая частицу с положительной энергией E и с моментом количества движения j , выброшенную из ядра:

$$\psi = \frac{1}{r} \chi_j(r) Y_j(\vartheta, \varphi) e^{i \frac{E}{h} t}, \quad (9)$$

где $\chi_j(r)$ обозначают решения соответствующего волнового уравнения, изображаемые на бесконечности асимптотическим выражением

$$\chi_{r \rightarrow \infty} = \frac{1}{\sqrt{4\pi v}} \sin \left(\frac{\sqrt{2mE}}{h} r + \alpha \right). \quad (10)$$

В) Волновая функция, представляющая на бесконечности параллельный поток частиц, т. е. плоская волна

$$\psi_{r \gg r_0} = A \sin \left(\frac{\sqrt{2mE}}{h} x + \alpha \right) e^{i \frac{E}{h} t}, \quad (11)$$

где направление потока частиц совпадает с осью x -ов. Эта функция нормирована таким образом, чтобы поток через единицу площади равнялся единице. Хорошо известно, что это выражение может быть разложено на ряд сферических волн, соответствующих частицам с различными значениями j момента количества движения относительно ядра:

$$\phi_{r \gg r_0} = A \sum_{j=0}^{\infty} \sqrt{\frac{\pi(2j+1)}{2mE} \frac{\hbar}{r}} \sin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} r + \alpha_j\right) Y_j(\vartheta, \varphi) e^{i \frac{E}{\hbar} t}. \quad (12)$$

Таким образом плоская волна может быть заменена набором сферических волн с различным j , соответствующих потоку

$$A^2 \frac{\pi \hbar^2}{2mE} (2j+1). \quad (13)$$

Вблизи ядра решение может быть написано в виде:

$$\phi = A \sum_{j=0}^{\infty} \sqrt{\frac{\pi(2j+1)}{2mE} \frac{\hbar}{r}} \chi_j(r) Y_j(\vartheta, \varphi) e^{i \frac{E}{\hbar} t}, \quad (14)$$

где $\chi_j(r)$ имеет асимптотическое выражение

$$\chi_j(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi v}} \sin\left(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} r + \alpha_j\right). \quad (15)$$

Полная вероятность распада под действием одной падающей α -частицы в секунду на см^2 равна

$$W = \sum_{j,j'} \frac{\pi \hbar^2}{2mE} (2j+1) W_{j,j'}, \quad (16)$$

где $\frac{\pi \hbar^2}{2mE} (2j+1)$ может быть названо числом столкновений в секунду при условии, что момент количества движения равен j и где $W_{j,j'}$, вычисляемое из нормированных шаровых волн, есть вероятность распада, отнесенная

к одному столкновению. Функции $\chi_j(r)$ удовлетворяют уравнению

$$\frac{d^2 \chi_j(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U_j(r)] \chi_j(r) = 0, \quad (17)$$

где

$$U_j(r) = U(r) + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2m r^2}; \quad E > 0. \quad (18)$$

Единственным существенным граничным условием для стационарной волны, с положительной энергией является

$$\psi(0) \neq \infty \text{ или } \chi(0) = 0. \quad (19)$$

Отсюда мы и начинаем строить наши решения. Конечные решения, очевидно, возможны для любого значения энергии в противоположность соответствующей задаче о спонтанном распаде, где только при определенных дискретных значениях E можно удовлетворить тому условию, что решение представляет расходящуюся волну. Исходя из значения $\chi = 0$ в центре, мы должны продолжить решение за потенциальный барьер. Внутри ядра, где кинетическая энергия положительна, мы имеем, как и в случае спонтанного распада, стационарную волну почти постоянной амплитуды A . На внутренней границе потенциального барьера это решение должно непрерывно соединяться с решением, соответствующим „области отрицательных кинетических энергий“; это решение может быть написано в виде:

$$\chi_{r_1 < r < r_2} = A_+ e^{\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^r \sqrt{U_j(r) - E} dr} + A_- e^{-\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^r \sqrt{U_j(r) - E} dr}. \quad (20)$$

Коэффициенты A_+ и A_- должны определиться из граничных условий при $r = r_1$ таким же точно образом, как в гл. II. Легко видеть, при любом значении E оба коэффициента имеют тот же порядок величины, как A . Внутри потенциального барьера ($r_1 < r < r_2$) первый член выражения (20) увеличивается, а второй очень быстро умень-

шается, так что для определения амплитуды стационарной волны вне ядра из поверхностных условий при $r=r_2$ нам нужно воспользоваться лишь первым членом; отношение амплитуды вне ядра к амплитуде внутри ядра будет иметь порядок величины

$$Ae^{-\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U_j(r) - E} dr} \quad (21)$$

В частных случаях, когда E имеет значение, очень близкое к вещественной части одного из собственных значений энергии ядерной модели, коэффициент A_- в формуле (20) исчезнет, что легко видеть при сравнении нашего решения с решениями гл. II. Таким образом отношение амплитуды вне ядра к амплитуде внутри ядра будет иметь порядок величины

$$Ae^{-\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U_j(r) - E} dr} \quad (22)$$

Так как решение $\chi(r)$ вне ядра всегда нормировано к единице, то для области внутри ядра мы имеем вообще:

$$\chi(r) \sim e^{-\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U_j(r) - E} dr}, \quad r < r_0 \quad (23)$$

а в случае резонанса:

$$\chi(r) \sim e^{+\frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U_j(r) - E} dr}, \quad r < r_0 \quad (24)$$

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА ПОСРЕДСТВОМ СТОЛКНОВЕНИЯ С α -ЧАСТИЦЕЙ

Когда ядро возбуждается столкновением с α -частицей, общая форма четырех волновых функций в интеграле взаимодействия (6) показана на рис. 27. Волновые функции,

изображающие нормальное и возбужденное состояние ядерной частицы, практически исчезают на расстояниях, превосходящих внутренний радиус r_0 потенциального барьера. С другой стороны, волновые функции, изображающие падающую и отраженную частицу, очень быстро уменьшаются внутри внешнего радиуса барьера ($= \frac{Zz_a e^2}{E_a}$). Поэтому ясно,

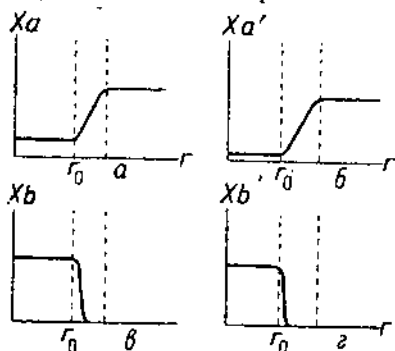


Рис. 27.

что главная часть интеграла (6) будет зависеть от взаимодействия частиц на сравнительно больших расстояниях, и мы можем спокойно принять кулоновское взаимодействие между частицами и положить

$$I = \int \frac{z_a z_b e^2}{V(r_a - r_b)^2} \phi_a \phi_a' \phi_b \phi_b' d\Omega_a d\Omega_b, \quad (25)$$

где z_a, z_b, r_a и r_b обозначают порядковые номера и радиусы-векторы падающей и ядерной частицы. При $|r_a| \gg |r_b|$ мы можем разложить кулоновский потенциал в ряд

$$\frac{1}{V(r_a - r_b)^2} = \frac{1}{r_a} + \frac{(r_a \cdot r_b)}{r_a^3} + \dots (r_a = |r_a|). \quad (26)$$

Интеграл принимает вид:

$$I = z_a z_b e^2 \left[\int \frac{1}{r_a} \phi_a \phi_a' d\Omega_a \int \phi_b \phi_b' d\Omega_b + \right. \\ \left. + \int \frac{r_a}{r_a^3} \phi_a \phi_a' d\Omega_a \int r_b \phi_b \phi_b' d\Omega_b \right]. \quad (27)$$

Второй интеграл в первом члене в скобках исчезает вследствие ортогональности ϕ_b и ϕ_b' , а второй интеграл

во втором члене есть не что иное, как матричный элемент r_b радиуса-вектора ядерной частицы. Интегрируя по углам, мы получаем окончательно:

$$I = z_a z_b e^2 r_b \int_{n, m, 0}^{\infty} \frac{1}{r_a^2} \chi_a \chi_{a'} dr_a, \quad (28)$$

где главная часть интеграла зависит от промежутка интегрирования $r > r_0$.

Решения χ_a и $\chi_{a'}$ выражаются посредством гипергеометрических функций и имеют асимптотическое выражение:

$$\left. \begin{aligned} \chi_a &= a \sin \frac{1}{h} \sqrt{2mE_a} (r - r^*) \\ \chi_{a'} &= a' \sin \frac{1}{h} \sqrt{2mE_{a'}} (r - r^*) \end{aligned} \right\} (r^* \gg r_0). \quad (29)$$

Мы уже видели, что на конечных расстояниях от ядра решения могут быть приближенно написаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} \chi_a(r) &= a \sin \left(\frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E - U(r)]} dr + C \right), \\ \chi_{a'}(r) &= a' \sin \left(\frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E' - U(r)]} dr + C' \right). \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

В наиболее важной области интегрирования, примыкающей к барьеру снаружи, обе функции быстро осциллируют, и вычисление интеграла несколько затруднительно. Для того чтобы сделать возможным приближенное вычисление интеграла, мы должны переменить порядок интегрирования следующим образом¹: мы представим решение

¹ Развитием этого метода я обязан Л. Ландау.

$\chi_a(r)$ в виде суммы двух экспоненциальных функций, вследствие чего интеграл (28) примет вид:

$$I = z_a z_b e^{2r_{n,m}} \left[C \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} e^{+\frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E-U(r)]} dr} \sin \frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E'-U(r)]} dr + \right. \\ \left. + C' \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} e^{-\frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E-U(r)]} dr} \sin \frac{1}{h} \int_{r^*}^r \sqrt{2m[E'-U(r)]} dr \right]. \quad (31)$$

Оба выражения под знаком интеграла в формуле (31) исчезают при $r \rightarrow \infty$ благодаря присутствию множителя $\frac{1}{r^2}$.

С другой стороны, подинтегральная функция в первом члене экспоненциально исчезает при $r \rightarrow +i\infty$, а во втором члене при $r \rightarrow -i\infty$. Поэтому мы выбираем путь интегрирования так, как показано на рис. 28, и интегрируем первый член в верхней части комплексной r -плоскости, а второй в нижней части.

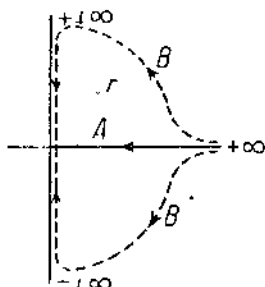


Рис. 28.

Легко видеть, что при таком пути интегрирования значение всего интеграла определяется с точностью до постоянного множителя значением подинтегральной функции на положительной части мнимой оси вблизи начала координат, т. е. выражением:

$$e^{-\frac{1}{h} \int_{r^*}^0 \sqrt{2m[U(r)-E]} dr} \sin \frac{1}{h} \int_{r^*}^0 \sqrt{2m[E'-U(r)]} dr \sim \\ \sim e^{-\frac{1}{h} \int_{r^*}^0 \sqrt{2m(U-E)} dr + \frac{1}{h} \int_{r^*}^0 \sqrt{2m(U-E')} dr} \quad (32)$$

если показатели достаточно велики.

Вычисление постоянного коэффициента в интеграле (29) несколько затруднительно, и мы удовольствуемся нахождением зависимости вероятности от энергии:

$$W = I^2 \sim Ae^{-\frac{2}{h} \left[\int_{i^*}^0 \sqrt{2m(U-E)} dr - \int_{j^*}^0 \sqrt{2m(U-E')} dr \right]} \quad (33)$$

или же, вычисляя интегралы в показателях таким же образом, как в теории α -распада (стр. 56), мы получим:

$$W = Ae^{-\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m} Z}{h} \left(\frac{1}{\sqrt{E'}} - \frac{1}{\sqrt{E}} \right)}. \quad (34)$$

Мы видим, что вероятность возбуждения данного ядерного уровня убывает экспоненциально с возрастанием энергии уровня $E_0 = E - E'$.

Вероятность уменьшается также очень быстро с возрастанием порядкового номера ядра; поэтому мы можем надеяться наблюдать возбуждение ядра столкновением лишь в случае легких элементов.

Если возбужденный уровень ядра положителен, то возбужденная частица может пересечь потенциальный барьер и уйти из ядра, иными словами, это будет распад без захвата падающей α -частицы. Как видно из кривых дефекта массы (стр. 142), средняя энергия связи α -частицы в ядре составляет около 10×10^{-6} эрг., так что для выбрасывания ядерной α -частицы без захвата падающей α -частицы последняя должна иметь энергию, превосходящую это число. Даже и в этом случае энергии отраженной и выброшенной α -частицы будут невелики, а вероятность распада очень мала; и действительно, такие процессы еще никогда не наблюдались. То же самое можно сказать и о выбрасывании ядерных протонов, хотя нельзя считать невозможным, что у некоторых элементов энергетические условия особенно благоприятны и процесс выбрасывания протона без захвата падающей α -частицы можно было бы наблюдать. Так как энергия отраженной

α -частицы может меняться от E_{a_0} до нуля, то выброшенные протоны должны иметь непрерывное распределение энергии от нуля до $E_{a_0} - E_p^{(0)}$.

Для того чтобы вычислить вероятность такого рода распада, мы должны помножить формулу (34) на множитель, представляющий вероятность того, что протон с энергией $E_{a_0} - E_{a'} - E_p$ пересечет соответствующий потенциальный барьер. Мы имеем:

$$W = Be^{-\frac{2\pi e^2 V \sqrt{2m_a} Z}{h} \left(\frac{1}{\sqrt{E_{a'}}} - \frac{1}{\sqrt{E_a}} \right) - \frac{\pi e^2 V \sqrt{2m_p} Z}{h} \frac{1}{\sqrt{E_p}}}, \quad (35)$$

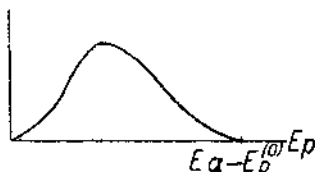


Рис. 29.

где B зависит от направления вылета протона. Из формулы (35) можно видеть, что в непрерывном спектре протонов интенсивность исчезает и у верхнего и у нижнего предела и достигает максимума около значения, равно-

го примерно двум третям верхнего предела (рис. 29). Повидимому, имеются некоторые указания на существование непрерывных спектров медленных протонов при распаде некоторых элементов.

4. ПРЕВРАЩЕНИЕ ЯДЕР ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С α -ЧАСТИЦАМИ

Исследуем теперь более детально процесс выбрасывания ядерной частицы при захвате падающей. Общий вид графика четырех волновых функций в интеграле (6) схематически показан на рис. 30. Легко видеть, что произведение четырех функций будет исчезать во всех точках шестимерного про-

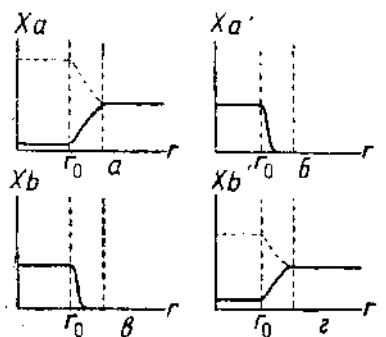


Рис. 30.

странства интегрирования, соответствующих положению a -частицы или b -частицы вне ядра, т. е. условию $r_a > r_0$ или $r_b > r_0$. Таким образом интегрирование следует производить лишь по внутренней части ядра. Внутри ядра четыре волновые функции могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned}\phi_a &= \frac{1}{\sqrt{\pi v_a r_0}} \omega_a e^{-\frac{1}{\hbar} I_{j,a} + i \frac{E_a}{\hbar} t}; & \phi_{a'} &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \omega_{a'} e^{\frac{E_{a'}}{\hbar} t}, \\ \phi_b &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \omega_b e^{i \frac{E_b}{\hbar} t}; & \phi_{b'} &= \frac{1}{\sqrt{\pi v_b r_0}} \omega_{b'} e^{-\frac{1}{\hbar} I_{j,b'} + i \frac{E_{b'}}{\hbar} t},\end{aligned}\quad (36)$$

так что вероятность превращения при одном столкновении становится равной

$$W_{j,j'} = \frac{1}{\hbar^2} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi v_a \cdot \pi v_b}} e^{-\frac{1}{\hbar} (I_{j,a} + I_{j',b'})} \frac{1}{\Omega r_0^2} \int V(r_{a,b}) \omega_a \omega_{a'} \omega_b \omega_{b'} d\Omega_a d\Omega_b \right]^2 \quad (37)$$

или

$$W_{j,j'} \sim \frac{\bar{V}^2}{K_a K_b} e^{-\frac{2}{\hbar} (I_{j,a} + I_{j',b'})}, \quad (38)$$

где

$$\bar{V} = \frac{1}{\Omega^2} \int V(r_{a,b}) \omega_a \omega_{a'} \omega_b \omega_{b'} d\Omega_a d\Omega_b \quad (39)$$

представляет некоторое среднее значение взаимной потенциальной энергии обеих частиц внутри ядра и где

$$K_a \sim \frac{1}{2} m_a v_a^2, \quad K_b = \frac{1}{2} m_b v_b^2 \quad (39')$$

представляют соответствующие кинетические энергии. Помножая число b -частиц в ядре n на число частиц в падающей волне с моментом количества движения j , мы получаем для полной вероятности распада с захватом падающей частицы выражение:

$$\begin{aligned}W &= \sum_{j,j'} \frac{\pi \hbar^2}{2mE} (2j+1) N_b W_{j,j'} = \\ &= \frac{\pi \hbar^2}{2mE} N_b \sum_{j,j'} (2j+1) \frac{\bar{V}^2}{K_a K_b} e^{-\frac{2}{\hbar} (I_{j,a} + I_{j',b'})},\end{aligned}\quad (40)$$

где суммирование происходит по всем значениям j_a и по соответствующим возможным значениям $j_{b'}$, которые, согласно закону сохранения момента количества движения, должны удовлетворять условиям

$$\begin{aligned} j_a + j_{b'} &\geq |j_n - j_{n'}|, \\ |j_a - j_{b'}| &\leq j_n + j_{n'}, \end{aligned} \quad (41)$$

где j_n и $j_{n'}$ обозначают значения момента количества движения (спина) ядра до и после распада.

Так как мы не знаем действительно существующих в ядре условий, то мы и не можем точно вычислить коэффициент в формуле (40). Тем не менее тот факт, что внутриядерные взаимодействия имеют тот же порядок величины, что и кинетическая энергия α -частиц (что следует из дефекта массы), позволяет нам ожидать, что значение коэффициента будет не очень сильно отличаться от единицы.

Вычисляя интегралы в показателях формулы (40) таким же образом, как это делается в теории спонтанного α -распада, мы в конце концов получаем:

$$\begin{aligned} W \sim \frac{\pi \hbar^2}{2mE} N_b \sum_{j, j'} (2j+1) e^{-\frac{\pi e^2 \sqrt{2m_a} Z z_a}{\hbar \sqrt{E_a}} + \frac{4e \sqrt{2m_a} \sqrt{Z z_a r_0} (1 + \sigma_j)}{\hbar}} \times \\ \times e^{-\frac{\pi e^2 \sqrt{2m_b} Z z_b}{\hbar \sqrt{E_b}} + \frac{4e \sqrt{2m_b} \sqrt{(Z + z_a - z_b) z_b r_0} (1 + \sigma_j)}{\hbar}}. \end{aligned} \quad (42)$$

Можно видеть, что в тех условиях, в которых происходит распад легких ядер, вероятность распада уменьшается очень быстро с увеличением j и j' , так что на практике лишь первый член этого разложения играет заметную роль. Так как главная часть распада связана с первой гармоникой падающей α -волны, то мы должны ожидать, что выброшенные протоны будут распределены равномерно по всем направлениям: это, как мы дальше увидим, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Из того, что было сказано о границах

применимости пертурбационной формулы (6) (стр. 100), вытекает, что ее можно применять лишь в том случае, когда один из экспоненциальных множителей мал; например, ее нельзя применять к тому случаю, когда энергия падающей α -частицы и энергия выброшенного протона — обе превосходят соответствующее наибольшее значение потенциальной энергии барьера.

Если энергия либо падающей α -частицы, либо выброшенной b -частицы совпадает с соответствующим возбужденным уровнем ядра, то мы должны ожидать явления резонанса, т. е. большого увеличения вероятности распада, так как в этом случае одна из функций χ_a или χ_b будет иметь гораздо большие значения, чем в других случаях (см. стр. 123). Значения функции χ в случае резонанса показаны на рис. 30 пунктирными линиями. В обоих случаях резонанса формулы (38) принимают вид¹:

$$W_{j,j'} = \frac{\overline{V^2}}{K_a K_b} e^{\frac{2}{\hbar}(U_{j,a} - I_{j',b'})}$$

при

$$I_{j,a} < I_{j',b'} \quad W_{j,j'} = 1. \quad (43)$$

При

$$I_{j,a} > I_{j',b'} \\ W_{j,j'} = \frac{\overline{V^2}}{K_a K_b} e^{-\frac{2}{\hbar}(U_{j,a} - I_{j',b'})}$$

При

$$I_{j,a} > I_{j',b'} \quad W_{j,j'} = 1. \quad (44)$$

Наконец, при

$$I_{j,a} < I_{j',b'}.$$

Эти формулы можно применять только в том случае, когда значения показателей отрицательны. В противном случае они не имеют физического смысла, так как для вероятности превращения на каждое столкновение они дают значения, превышающие единицу; в таких случаях мы, очевидно, можем принять, что вероятность равна единице.

¹ Из сказанного на стр. 117 следует, что в случае резонанса нужно переменить в выражении χ знак в показателе.

Мы уже видели, что вследствие сильного взаимодействия составных частей ядра оба рода уровней, соответствующих либо возбужденным α -, либо возбужденным b -частицам, практически не отличимы друг от друга. Поэтому было бы правильнее сказать, что резонанс будет иметь место, если энергия падающей α -частицы совпадает с энергией одного из возбужденных состояний целого ядра (первоначального ядра плюс α -частицы); или же, если читатель предпочитает, резонанс будет иметь место, когда энергия падающей α -частицы совпадает с энергией одного из возбужденных „действительных“ или „ложных“ α -уровней в ядре (см. стр. 90). Посредством такой терминологии мы выражаем лишь физический смысл формул (33) и (34). Если α -частица падает на ядро, обладая резонансным значением энергии, то она всегда проникнет внутрь ядра; вероятность проникновения на каждое столкновение равна единице. Итак, существуют две возможности: или α -частица уйдет прочь с первоначальным значением энергии, вероятность какового процесса зависит от $I_{j,a}$, или же будет выброшена другая частица, вероятность чего будет зависеть от $I_{j,b}$. Если вероятность ухода α -частицы больше, чем вероятность второго процесса ($I_{j,a} > I_{j,b}$), то относительное количество выброшенных b -частиц, очевидно, будет равно дроби $\frac{e^{-I_b}}{e^{-I_a}} = e^{I_a - I_b}$ в согласии с формулой (33).

Если выбрасывание b -частицы более вероятно, чем отражение α -частицы ($I_{j,a} < I_{j,b}$), то, очевидно, при каждом столкновении будет выбрасываться b -частица и $W=1$.

5. СРАВНЕНИЕ С ОПЫТОМ

Возбуждение ядер при столкновении с α -частицами было недавно исследовано Боте и Беккером¹, которым удалось наблюдать довольно жесткие γ -лучи нескольких легких элементов, бомбардируемых α -частицами полония.

¹ Bothe und Becker, „ZS. f. Phys.“, 46, 289 (1930).

Нужно различать следующие два рода искусственных γ -лучей: во-первых, те, которые возникают вследствие чистого возбуждения ядра, подвергаемого бомбардировке, когда падающая α -частица отражается, во-вторых, те, которые испускаются при распаде после того, как падающая α -частица была захвачена на один из верхних уровней ядра.

Наиболее характерным примером испускания γ -лучей первого рода являются γ -лучи ядра Be, распад которого никогда не наблюдался, хотя оно и испускает при бомбардировке интенсивнее γ -лучи. Из всех легких элементов бериллий обнаруживает самое интенсивное γ -излучение; свойства этого излучения были изучены весьма тщательно. Оно довольно однородно и обладает коэффициентом поглощения $0,5 \text{ см}^{-1}$ в свинце. Непосредственные измерения энергии γ -лучей, испускаемых при искусственном возбуждении, еще не были произведены.

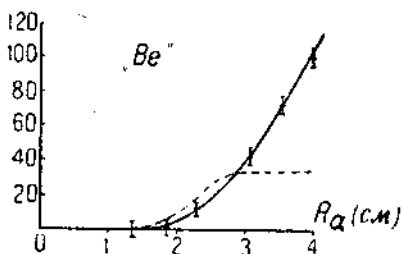


Рис 31.

Энергия испускаемых γ -квантов не зависит (в пределах точности опыта) от энергии падающих частиц; этого и следовало ожидать, так как рассматриваемые γ -лучи соответствуют переходам между вполне определенными энергетическими уровнями ядра. С другой стороны, число γ -квантов очень сильно зависит от энергии α -частиц и очень быстро убывает вместе с нею. На рис. 31 показана зависимость числа испускаемых γ -квантов от пробега падающих α -частиц. Пунктирная кривая получена дифференцированием и непосредственно дает число испускаемых γ -квантов, происходящих от α -частиц данного пробега.

Теоретическая формула вероятности возбуждения была выведена в § 3. Так как коэффициент в формуле (34) не

может быть точно вычислен, то она дает лишь относительные вероятности α -частиц с различной энергией. Мы имеем:

$$\frac{W_1}{W_2} = e^{-\frac{2\pi e^2 V \sqrt{2m\alpha}}{h}} Z \left(\frac{1}{\sqrt{E_{\alpha_1}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\alpha_2}}} \right). \quad (45)$$

Для больших значений E_α , когда энергия α -частицы больше, чем высота потенциального барьера вокруг ядра бериллия, выражение (45) превращается в единицу и теоретическая кривая становится параллельной оси E . Из рисунка видно, что согласие между теорией и опытом вполне удовлетворительно.

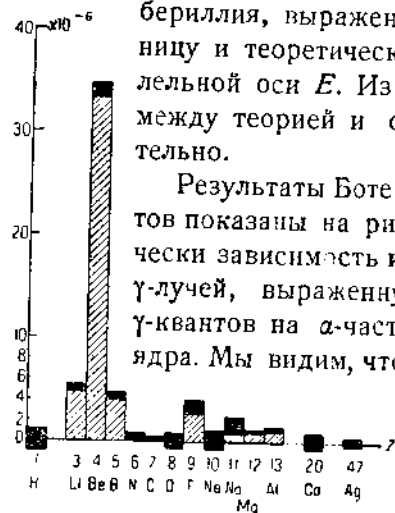


Рис. 32.

Результаты Боте и Беккера для других элементов показаны на рис. 32, изображающем графически зависимость интенсивности искусственных γ -лучей, выраженную приблизительно числом γ -квантов на α -частицу, от порядкового номера ядра. Мы видим, что за исключением двух самых легких элементов (Li и Be) возбуждение γ -лучей наблюдалось только у тех элементов, которые могут быть расщеплены искусственно. Хотя в случае

лития и бериллия γ -лучи объясняются одним лишь возбуждением, в случае ядра, способного расщепляться, мы все же должны считаться и с возможностью другого процесса. Если падающая α -частица захватывается на один из верхних уровней энергии образующего ядра, то выбрасываемый протон должен иметь энергию меньшую, чем если бы α -частица при захвате попадала на нормальный уровень. Разность энергий, однако, должна быть испущена вслед за этим в виде γ -лучей. Весьма вероятно, что γ -лучи, наблюдаемые у бора, алюминия и у других способных к расщеплению элементов, суть лучи этого рода.

Рассмотрим теперь результаты опытов над искусственным расщеплением наиболее тщательно исследованных элементов, для того чтобы проверить правильность выводов из наших общих теоретических соображений. Этими элементами являются азот, бор и алюминий.

Азот. Азот, первый из расщепленных элементов, был исследован Резерфордом и Чедвиком¹, которые пользовались α -частицами $RaCl$. Результаты их опытов показаны на рис. 33.

Так как в этих опытах применялись толстые слои искусственно расщепляемого элемента, то диаграмма распределения пробегов выброшенных протонов оказалась довольно растянутой. Энергия выброшенных протонов при каждой данной начальной энергии падающих α -частиц определяется из максимума наблюдаемого пробега. Числа, относящиеся к балансу энергии при расщеплении, сведены в следующую таблицу:

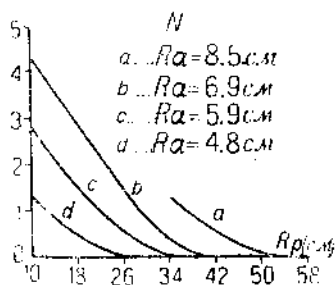


Рис. 33.

Таблица XVI

Φ	R_α (см)	R_p (см)	$E_\alpha \cdot 10^8$ эрг.	$E_p \cdot 10^8$ эрг.	$E_n \cdot 10^8$ эрг.	$\Delta E \cdot 10^8$ эрг.
0°	8,5	51	14,0	11,5	0,7	— 1,8
0°	6,9	40	12,2	9,8	0,6	— 1,8
0°	5,9	34	11,1	8,8	0,5	— 1,8
0°	4,8	27	9,6	7,6	0,5	— 1,5

¹ Rutherford and Chadwick, „Phil. Mag.“, 42, 809 (1921).

Мы видим, что при расщеплении азота всегда происходит потеря энергии; $\Delta E = -1,7 \cdot 10^{-6}$ эрг. $= -1,1 \cdot 10^6$ вольт.

Из этих опытов невозможно заключить, распадаются ли протоны на несколько отдельных групп с дискретными скоростями, происходящих от столкновения с захватом, или же их скорости образуют непрерывный спектр; не исключена возможность того, что есть несколько дискретных групп протонов, так как их было бы трудно открыть из наблюдаемого распределения пробегов.

Непосредственные наблюдения процесса искусственного расщепления азота были произведены Блэккетом¹ в камере Вильсона. Ему удалось получить восемь фотографий искусственного расщепления. Тот факт, что после столкновения мы видим только две траектории, наводит на мысль, что α -частица была захвачена ядром во время самого выбрасывания протона. Измерение углов показывает, что одна траектория принадлежит частице с массой, равной единице, т. е. протону, а другая — частице, вес которой превышает на три вес ядра азота (результатирующее ядро после выбрасывания протона и захвата α -частицы). Таким образом мы можем с уверенностью заключить, что при расщеплении азота захватывается α -частица; повидимому, в случае азота условия, необходимые для существования непрерывного спектра, не выполняются. Блэккет дает значение $\Delta E = -2,3 \cdot 10^{-6}$ эрг. в удовлетворительном согласии с данными Резерфорда и Чедвика. Существование только одной группы протонов, испускаемой азотом, показывает, повидимому, что в этом случае падающая α -частица всегда захватывается на нормальный уровень (мы увидим, что в случае бора и алюминия α -частицы, производящие искусственное расщепление, иногда захватываются на один из возбужденных уровней). Это хорошо согласуется с результатами Боте,

¹ P. M. S. Blackett, „Proc. Roy. Soc.“, 4, 107, 349 (1925).

который не мог найти никаких следов γ -излучения при искусственном распаде азота (рис. 32).

Число протонов, выбиваемых из азота α -частицами различных начальных энергий, показано на рис. 34. Из рисунка видно, что кривая вообще согласуется с предсказаниями теории; вероятность сперва быстро увеличивается вместе с энергией α -частиц, а при больших значениях энергии, превосходящих высоту барьера, стремится к постоянной величине.

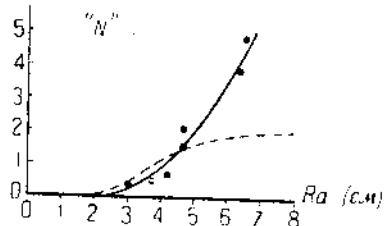


Рис. 34.

Бор. Искусственное расщепление бора было тщательно исследовано Боте и Фрэнцем¹, которые пользовались α -частицами полония и иногда радия С'. Протоны, выбиваемые из бора, образуют три различные группы, как видно из рис. 35. Мы не знаем, принадлежат ли все три группы наиболее распространенному изотопу B_{11} ², но существуют некоторые указания на то, что это неверно (см. дальше). Из наблюдаемых значений пробега мы находим, что для групп I и II баланс энергии положителен, так что обе эти группы происходят вследствие расщепления с захватом. Для группы III баланс энергии отрицателен, следовательно, эта группа мо-

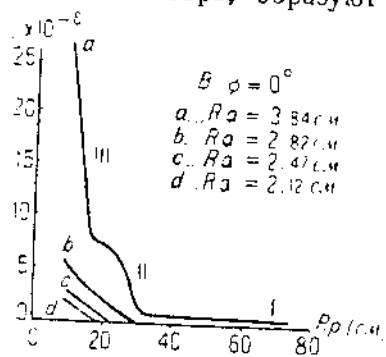


Рис. 35.

¹ Bothe und Fränzl, „ZS. f. Phys.“, 49, 1 (1928); Fränzl, *ibid.*, 63, 370 (1930); Bothe, *ibid.*, 63, 381 (1930).
² Бор имеет два изотопы — B_{11} и B_{10} — с относительной распространенностью 4:1.
¹⁰ Гаммер. Строение атомного ядра

жет происходить от расщепления без захвата; как мы увидим, своеобразное поведение этой группы делает ее

принадлежность к непрерывному спектру весьма вероятной.

Как мы видели, скорость выбиваемых протонов должна уменьшаться с возрастанием угла выбрасывания φ вследствие изменения энергии, идущей на отдачу ядра. Диаграмма распределения пробегов будет также различной для разных углов наблюдения. В самом деле, для направления

почти противоположного направлению падающих α -частиц ($\varphi = 153^\circ$), пробеги групп I и II весьма малы, а группа III уже едва намечается. Изменение распределения энергии трех групп протонов с изменением направления испускания показано на

рис. 36а, б, с, где экспериментальная кривая разделена на три части.

Мы наблюдаем разительное отличие между первым рисунком и

остальными двумя. Протоны группы III, повидимому, выбиваются преимущественно вперед; это является веским доводом в пользу того, что здесь мы имеем дело с непрерывным спектром. С другой стороны,

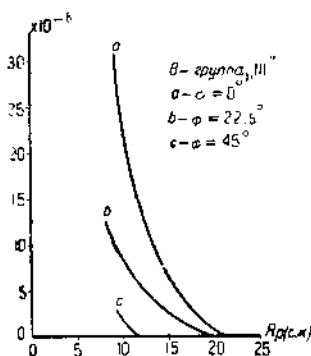


Рис. 36а.

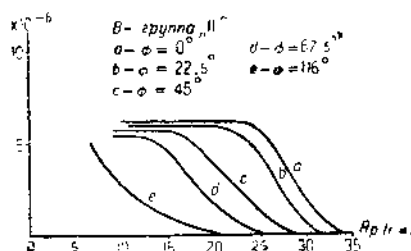


Рис. 36б.

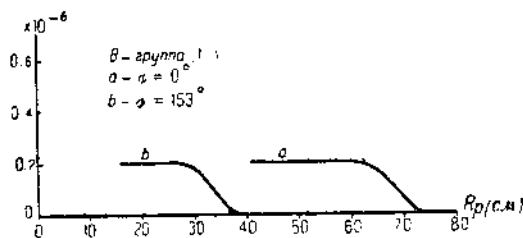


Рис. 36с.

для групп I и II пробег лишь постепенно уменьшается с углом φ , в то время как интенсивность остается практически постоянной. Мы видим, что протоны этих групп распределены по направлению довольно равномерно; этого мы и должны ожидать из теоретических соображений, относящихся к протонам, выбиваемым при распаде с захватом падающей α -частицы.

Из наблюдаемого пробега по различным направлениям мы можем вычислить соответствующие скорости v протонов различных групп. Результаты вычислений сведены в следующей таблице:

Таблица XVII

Первая группа бора

φ	0°	153°
R_p (см)	74	33
$v_p \cdot 10^{-9}$ см/сек	4,2	3,2

Третья группа бора

φ	0°
R_p (см)	~ 20
$v_p \cdot 10^{-9}$ см/сек	$\sim 2,6$

Вторая группа бора

φ	0°	$7,5^\circ$	30°	$52,5^\circ$	16°	153°
R_p (см)	33	32	29	27	20	15
$v_p \cdot 10^{-9}$ см/сек	3,2	3,2	3,1	3,0	2,7	2,4

Скорость падающих α -частиц полония равна $1,59 \cdot 10^9$ см/сек. Для распада с захватом падающей частицы легко показать из закона сохранения количества движения, что скорости протонов, выбрасываемых по различным направ-

лениям, должны быть равны друг другу в координатной системе, движущейся вместе с центром тяжести системы. Если α -частица полония ($v = 1,59 \cdot 10^9$ см/сек) сталкивается с ядром одного из изотопов бора (B_{11} или B_{10}), то центр тяжести системы будет двигаться со скоростью

$$\frac{4}{4+11} \cdot 1,59 \cdot 10^9 = 0,42 \cdot 10^9 \text{ см/сек} \text{ или } \frac{4}{4+10} \cdot 1,59 \cdot 10^9 =$$

$= 0,45 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$. Если нанести скорости выброшенных протонов в полярных координатах, то получатся круги с центрами в точках $0,42 \cdot 10^9$ или $0,45 \cdot 10^9$, смотря по тому, из какого изотопа был выбит протон. Рис. 37 по-

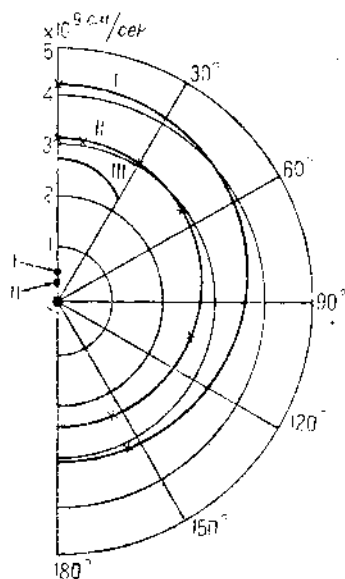


Рис. 37.

казывает, что это условие хорошо удовлетворяется для обеих групп I и II, хотя точность опыта недостаточна для того, чтобы отличить, принадлежат ли эти группы одному или разным изотопам бора. Для группы II мы получаем $0,38 \cdot 10^9$, а для группы I $0,52 \cdot 10^9$ (все-го лишь по двум точкам!); отступления от вычисленных значений, вероятно, связаны с неточностью соотношения Гейгера между скоростью и пробегом.

Если энергия падающих α -частиц уменьшается, то распределение пробегов быстро меняется. Наибольшие пробеги трех групп уменьшаются,

а интенсивность каждой из них быстро падает. Все это показано на рис. 35. Группы I и III при уменьшении энергии α -частиц очень быстро исчезают, в то время как группу II можно наблюдать значительно дальше. Баланс энергии всех трех групп приведен в табл. XVIII.

Таблица XVIII

Группа	Φ	R_α (см)	R_β (см)	$E_\alpha \times 10^6$ эрг.	$E_\beta \times 10^6$ эрг.	$E_\gamma \times 10^6$ эрг.	$\Delta E \times 10^6$ эрг.
III	0	3,84	20	8,36	6,2	0,4	-1,8
		3,84	33	8,36	8,6	0,6	+0,8
II	0	2,82	29	6,83	7,9	0,6	+1,7
		2,47	22	6,25	6,6	0,5	+0,8
I	0	2,12	13	5,66	5,7	0,4	+0,3
		3,84	71	8,36	14,7	1,1	+7,4

Таким образом мы можем заключить, что баланс энергии для различных групп таков:

$$\Delta E_I = +7,4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +4,7 \cdot 10^6 \text{ вольт,}$$

$$\Delta E_{II} = +0,9 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +0,6 \cdot 10^6 \text{ вольт,}$$

$$\Delta E_{III} = -1,8 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = -1,1 \cdot 10^6 \text{ вольт.}$$

Значение ΔE_{III} должно непосредственно давать энергию связи протона в ядре бора, если только группа III действительно имеет непрерывный спектр скоростей, значения же ΔE_I и ΔE_{II} должны давать разности между основным уровнем протона и возбужденным и нормальным уровнями α -частицы. Если α -частица захватывается на возбужденный уровень, то должен иметь место переход к нормальному уровню с испусканием γ -лучей. Такие γ -лучи действительно наблюдались Боте при искусственном расщеплении бора. Коэффициент поглощения наблюдавшихся γ -лучей равнялся $0,7 \text{ см}^{-1}$ (в свинце), что дает энергию на квант, равную около $1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг. Тот факт, что эта энергия гораздо меньше, чем ΔE_I , повидимому, должен быть объяснен тем предположением, что переход к нормальному состоянию осуществляется в несколько приемов.

Алюминий. Резерфорд и Чэдвик¹ нашли, что протоны, выбрасываемые алюминием, принадлежат двум различным

¹ Rutherford and Chadwick, „Proc. Cambr. Phil. Soc.“, 25, 186 (1929).

группам. Испускаемые радием C' α -частицы приводят к появлению в алюминии протонов с пробегам 90 и 56 см, движущихся вперед, причем длиннопробежная группа довольно слаба. Обе группы, повидимому, дискретны и должны быть объяснены захватом падающей α -частицы на нормальный и на один из возбужденных уровней энергии. Протоны этих двух групп имеют энергии $16,5 \cdot 10^{-6}$ и $12,2 \cdot 10^{-6}$ эрг., что дает, если принять во внимание энергию отдачи ядра, следующий баланс с энергии в обоих случаях:

$$\Delta E_I = +4,8 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +3,0 \cdot 10^6 \text{ вольт,}$$

$$\Delta E_{II} = +0,4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +0,25 \cdot 10^6 \text{ вольт.}$$

В случае алюминия не наблюдалось никакого непрерывного спектра, в существовании которого можно было бы быть уверенным; некоторые слабые следы, повидимому, наблюдались в переднем направлении.

Очень интересные опыты над искусственным расщеплением алюминия были сделаны Позе¹, которому удалось наблюдать явление резонансного расщепления, разобранный в предыдущем параграфе. Идея опытов вкратце такова: если однородный пучок α -частиц падает на слой расщепляемого элемента и если слой достаточно толст для того, чтобы все α -частицы остановились на различных глубинах, в нашем слое будут α -частицы с различными значениями энергии от начального значения до нуля. Группы протонов, возникающие при расщеплении с захватом, не будут очень отчетливо различимы; они будут перекрываться, так как протоны на различных глубинах в нашем слое будут выбиваться α -частицами различной энергии². Предположим теперь, что для некоторого значения энергии α -частиц, лежащего между начальным

¹ M. Pose, „ZS. f. Phys.“, 64, 1 (1924); 67, 194 (1931).

² Главная часть протонов будет испущена с поверхности слоя, так как вероятность расщепления уменьшается с уменьшением скорости α -частицы.

значением и нулем, произойдет резонанс. В результате будет большое увеличение числа протонов на той глубине слоя, где α -частицы обладают как раз этим значением энергии. Поэтому мы должны ожидать появления довольно резкой группы протонов на фоне размытого спектра. Пробег этой группы протонов не изменится, если уменьшить энергию падающих α -частиц, но он исчезнет скачком, если эта энергия

станет меньше резонансного значения. Исследуя распределение пробегов протонов, выбитых α -частицами полония из толстого слоя алюминия, Позе действительно нашел две такие группы с пробегами 58 и 47,5 см (в направлении вперед). Если уменьшать энергию падающих α -частиц различными фильтрами, то эти группы будут исчезать одна за другой. Результаты

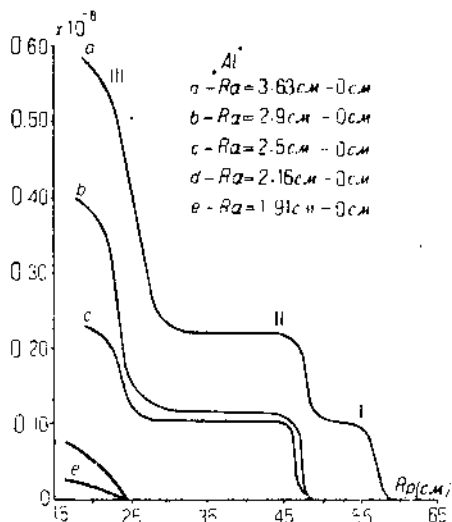


Рис. 38.

этих опытов показаны на рис. 38. Мы видим, что пробег и интенсивность обычной группы III уменьшаются вместе с энергией α -частиц регулярно, между тем как группы I и II ведут себя совершенно иначе, как и следует ожидать в случае резонансных групп. Группа I почти не меняется по интенсивности при уменьшении пробега падающих α -частиц от 3,63 до 2,9 см и сразу исчезает, если пробег меньше, чем 2,9 см. Тот же эффект наблюдается и в группе II, которая исчезает между $R_{\alpha} = 2,5 \text{ см}$ и $R_{\alpha} = 2,16 \text{ см}$. Отсюда мы заключаем, что нижние пределы пробегов α -частиц, производящих эти

и $10,9 \cdot 10^{-6}$ эрг. Вводя поправку на отдачу ядра, мы получаем для баланса энергии в обоих случаях:

$$\Delta E_I = +5,4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +3,4 \cdot 10^6 \text{ вольт,}$$

$$\Delta E_{II} = +5,4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг.} = +3,4 \cdot 10^6 \text{ вольт.}$$

Мы видим, что баланс энергии обеих наблюдаемых резонансных линий такой же самый, как у обычной группы I алюминия (стр. 137); поэтому их следует приписать распаду с захватом α -частицы на основной уровень.

Мы могли бы также ожидать существование резонансных групп, происходящих вследствие захвата α -частиц на первый возбужденный уровень и имеющих тот же самый баланс энергии, как и обычная группа II. Такие группы, однако, еще не наблюдались по причине малых значений пробегов.

Очень тщательные исследования искусственного расщепления легких элементов α -частицами полония были опубликованы недавно Чэдвиком, Констэблем и Поллардом¹. Эти опыты подтвердили в общем прежние результаты о боре, азоте и алюминии, а также дали новые данные о некоторых других элементах. Отклонения от закона Гайгера, дающего зависимость энергии протонов от пробега, были приняты во внимание, что делает значения баланса энергии, приведенные в этой работе, более надежными. Полученные результаты сведены в табл. XIX.

Об искусственном распаде других легких элементов в настоящее время известно очень немного. Резерфорду и Чэдвику удалось расщепить почти все легкие элементы ($A \neq 4n$) до $Z=19$ включительно при бомбардировке очень быстрыми α -частицами RaC' . Вероятность распада и энергия выбиваемых протонов очень быстро уменьшаются с возрастанием заряда ядра.

¹ G. Chadwick, G. E. R. Constable and E. C. Pollard, „Proc. Roy. Soc.“, A, 130, 463 (1931).

Таблица XIX

Расщепление легких элементов α -частицами полония

$$(R_\alpha = 3,8); E_\alpha = 8,36 \times 10^{-6} \text{ эрг.}$$

Название элементов	Массовое число M	Зарядное число Z	Направление вылета протона ϕ	Пробег протона R_p (см.)	Баланс энергии E	
					$\cdot 10^6 \text{ эрг.}$	$\cdot 10^{-6} \text{ V}$
В	10; 11	5	0°	76	+ 5,1	+ 3,2 ¹
				32	+ 0,3	+ 0,2
N	14	7	0°	17,5	- 2,1	- 1,3 ²
F	19	9	0°	55	+ 2,9	+ 1,8 ³
N	23	11	0°	41	+ 1,6	+ 1,0 ³
Al	27	13	0°	65	+ 3,7	+ 2,3 ¹
				32	- 0,2	- 0,1
P	31	15	90°	31	+ 0,8	+ 0,5 ²

6. БАЛАНС ЭНЕРГИИ В ИСКУССТВЕННОМ ПРЕВРАЩЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ

Рассмотрение данных опыта, известных в настоящее время, сразу показывает, что наиболее интенсивное искусственное расщепление (как в смысле пробега, так и в смысле числа выбиваемых протонов) наблюдается почти у всех элементов с атомным весом, отличным от $4n$. Единственными отступлениями от этого правила являются самые легкие элементы — литий ($4n + 3$, $4n + 2$) и бериллий ($4n + 1$). У этих элементов потенциальные барьеры, мешающие α -частице проникнуть внутрь ядра и протону уйти из него, очень низки (ниже, чем энергия бомбардирующих α -частиц); поэтому мы должны заключить, что неудача попыток расщепить эти элементы объясняется

¹ Существуют указания на группы $R_p = 20 \text{ см.}$ ² Одиночная группа.³ Существуют указания на несколько медленных групп.⁴ Существуют указания на группы $R_p = 15 \text{ см.}$

невыгодными энергетическими условиями, связанными каким-то образом с поведением кривой дефекта масс вблизи ее начала (см. стр. 142).

С другой стороны, элементы типа $4n$ очень трудно расщеплять. Самые легкие из известных элементов этого типа — гелий (4), углерод (12), кислород (16) — не показывают никакого следа распада, в то время как более тяжелые элементы, у которых главный изотоп принадлежит к типу $4n$ (Ne, Mg, Si, S), испускают лишь небольшое число протонов с очень коротким пробегом. Мы могли бы приписать этот небольшой эффект расщеплению изотопов более высокого порядка, примешанных в небольшом количестве к главному изотопу, но тот факт, что протоны, наблюдаемые у этих элементов, имеют весьма небольшой баланс энергии по сравнению с протонами других элементов не типа $4n$, делает более разумным предположение, что мы имеем дело с расщеплением самого изотопа типа $4n$. Этот взгляд находит себе сильное подтверждение в том факте, что аргон, у которого оба изотопа относятся к типу $4n$, тоже расщепляется. Как мы увидим, эта гипотеза находит себе подтверждение также и в анализе общей формы кривой дефекта масс у легких элементов.

До сих пор не удалось расщепить ни одного элемента с порядковым номером, превышающим 19; однако это не дает нам никаких определенных указаний об энергетических условиях, необходимых для расщепления ядра, так как у ядер с большим зарядом вероятность расщепления очень мала по причине большой высоты потенциального барьера.

Теперь мы сравним данные об энергии связи легких ядер, полученные из изучения искусственного расщепления, с данными, полученными из измерения дефекта массы. На рис. 40 изображены полученные из дефекта массы значения энергии связи легких ядер, которые предполагаются построенными из α -частиц, протонов и электронов; эти значения обозначены кружком с точкой посередине.

Сплошные кривые проведены через точки, соответствующие одному и тому же типу ядра; черные точки обозначают гипотетическую энергию связи ядра, для которого дефект массы не был измерен. Кривая $4n+4$ проведена в предположении, что не все возможные протоны и электроны связаны в α -частицы и существуют четыре свободных про-

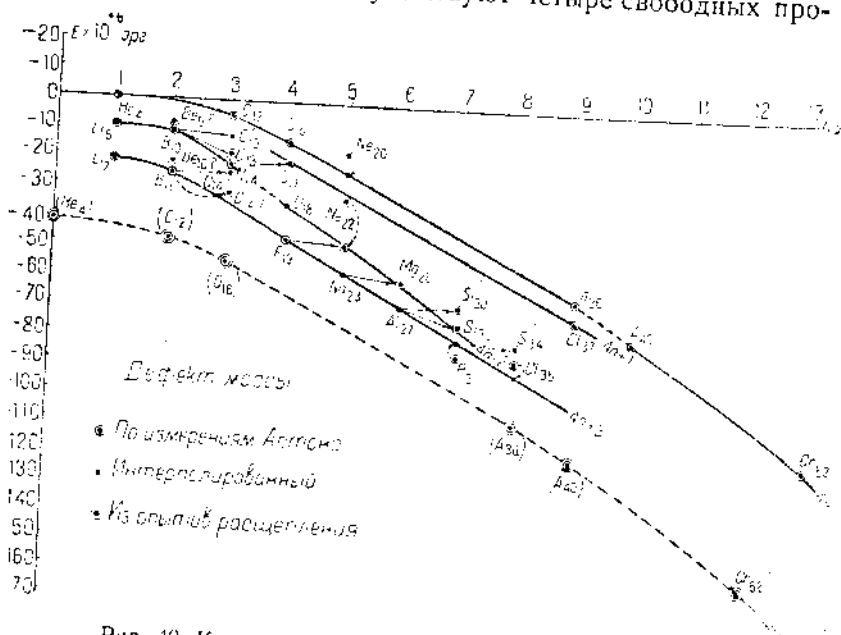


Рис. 40. Кривая дефекта массы для легких элементов.

тона; таким же образом можно построить кривые $4n+5$, $4n+6$,... Следует заметить, что кривые на рис. 40 сохраняют формальное значение для анализа энергетических условий в превращениях ядра, даже если гипотеза, что ядро, как целое, построено из α -частиц, ошибочна.

Баланс энергии при искусственном расщеплении элементов непосредственно дает нам разность между энергией связи первоначального ядра и энергией связи продукта распада. Наибольшее значение баланса энергии при распаде захватом α -частицы дает нам основной уровень энергии

образующегося ядра, между тем как меньшие дискретные значения энергетического баланса дают возбужденные уровни. Баланс энергии, соответствующий верхней границе непрерывного спектра, дает энергию связи ядра, содержащего одним протоном меньше, чем первоначальное ядро. Полученные таким путем энергии связи обозначены на рис. 40 маленькими квадратами, а стрелки обозначают превращения, при которых получается рассматриваемое ядро¹.

Из диаграммы сразу видно, что условия для выбрасывания протонов легкими элементами типа $4n$ очень неблагоприятны и что мы можем ожидать расщепления только при применении α -частиц огромной энергии. Например, для того чтобы выбить протон из кислорода, необходимо применять α -частицы с энергией, превосходящей $9 \cdot 10^{-6}$ эрг. в случае распада без захвата, и α -частицы с энергией, значительно превосходящей $19 \cdot 10^{-6}$ эрг. в случае распада с захватом. Для более тяжелых элементов этого типа расстояние между кривыми $4n+4$ и $4n+3$ уменьшается, и мы могли бы ожидать, что расщепление будет возможным, хотя баланс энергии все еще очень мал. Из рисунка видно, что если мы припишем наблюдаемое расщепление Ne, Mg, Si, S главным изотопам типа $4n$, то точки, соответствующие продуктам распада (Na_{23} , Al_{27} , P_{31}), хорошо уложатся на кривую $4n+3$.

Данные о распаде элементов типа $4n+3$ (Li_7 , B_{11} , F_{19} , Na_{23} , Al_{27} , P_{32}) позволяют нам построить кривую энергии ядер типа $4n+2$, для которых измерения дефекта массы дают очень мало указаний. Для $\text{Na} > 3$ эта кривая изменяется таким же образом, как кривая $4n+3$.

Некоторые затруднения возникли в связи с вопросом, какому из двух изотопов бора следует приписать наблюдаемые распады. Если мы припишем наблюдаемое непре-

¹ Как мы видели, нельзя быть уверенным в том, какой именно изотоп бора испускает наблюдаемые группы протонов; поэтому на рисунке указаны обе возможности.

рывное распределение протонов (предполагая, что оно действительно непрерывно) более распространенному изотопу B_{11} , то точка, соответствующая продукту распада, Be_{10} должна будет лежать как раз под точкой B_{11} . Так как тот же самый продукт получается и при распаде Li_7 с захватом α -частицы, то из чертежа видно, что Li_7 смог бы легко распадаться, и даже с положительным балансом энергии. Так как такой распад никогда не наблюдается, то мы вынуждены приписать наблюдавшийся непрерывный спектр распаду B_{10} (с образованием ядра C_{13}). В этом случае Li_8 должен был бы легко расщепляться, но вследствие сравнительной редкости этого изотопа эффект должен быть очень слабым. Кроме того, мы могли бы ожидать большой потери энергии при распаде Be_7 , что хорошо согласуется с данными опыта. Аналогичную трудность мы встречаем в случае групп протонов *I* и *II*, испускаемых бором. Если мы припишем группу *I* изотопу B_{10} (с образованием продукта C_{13}), то в кривой $4n + 1$ возникнет не-правильность. Если, однако, мы припишем эту группу изотопу B_{11} , то точка, соответствующая продукту распада C_{14} , будет лежать ниже, чем точка для N_{14} . Так как C_{14} отличается от N_{14} присутствием лишь одного электрона, то было бы довольно трудно понять, почему ядро N_{14} не захватит электрона, например из слоя *K*, и не перейдет таким образом в более устойчивое ядро C_{14} .

Все эти трудности интерпретации обусловлены неполнотой доступных нам экспериментальных данных; более подробное изучение дефекта масс и искусственного превращения легких элементов позволило бы нам найти истинную форму кривых энергии. Несмотря на неполноту наших знаний, мы уже можем делать некоторые предсказания о возможности расщепления данного элемента, основываясь на кривых энергии. Особенно интересные заключения мы можем сделать о возможности расщепления легких элементов при столкновении с протонами, сопровождающемся выбиванием α -частиц. Так, например, из кривых видно, что

можно ожидать большого выигрыша в энергии, когда α -частица выбрасывается, и протон захватывается легкими ядрами типа $4n+3$ (Li , B , F), между тем как в случае ядер типа $4n+2$ при этом будет происходить потеря энергии.

7. НЕЙТРОНЫ

В самое последнее время удалось обнаружить, что некоторые легкие элементы, будучи подвержены бомбардировке α -частицами, обладают, кроме известных уже раньше протонного излучения и γ -излучения, еще совершенно новым видом излучения.

Опыты Кюри и Жольо¹ показали, что излучение бериллия, вызванное α -бомбардировкой, обладает способностью при прохождении через экраны, содержащие водород (например, парафин), выбрасывать протоны, несущиеся со скоростью около 3×10^9 см/сек; эти протоны (с пробегом около 1 см) могли быть непосредственно сфотографированы в камере Вильсона. Этот факт был вскоре подтвержден Чэдвиком², которому удалось показать, что такого же рода эффект наблюдается при прохождении излучения бериллия и через ряд других веществ. Чэдвиком были наблюдаемы, кроме ядер водорода, также ядра гелия, лития, бериллия, углерода, азота и аргона, „выброшенные“ из соответствующих экранов при прохождении исследуемого излучения. Казалось бы, что происхождение этих атомов отдачи можно объяснить как результат столкновения γ -квантов, испускаемых бериллием с ядрами вещества экрана. Гипотеза эта приводит, однако, к серьезным противоречиям.

Если наблюдаемые ядра водорода происходят действительно от столкновения с γ -квантом, то, как легко подсчитать, квант этот должен иметь энергию около 52×10^6 вольт. Такие кванты, сталкиваясь с ядрами азота, должны сообщить им энергию порядка 43×10^5 вольт, что соответ-

¹ Irène Curie et F. Joliot, C. R., vol. 273, 703, 876 (1932).

² I. Chadwick, Nature, vol. 129, p. 312 (1932).

ствуует пробегу $R \approx 1,3$ мм. Между тем пробег ядер отдачи азота, согласно Чэдвику, достигает 3 мм. Кроме того, совершенно непонятно, каким образом при поимке α -частицы ядром бериллия может быть испущен γ -квант столь большой энергии (см. выше). Чэдвику удалось выйти из обоих указанных затруднений, предположивши, что мы имеем здесь дело вовсе не с γ -квантами, а с нейтральными частицами ядерных размеров, имеющими массу протона и выбрасываемыми из ядер бериллия при столкновении с α -частицей.

Ядро Be, захвативши налетевшую α -частицу полония и превращаясь в ядро C_{12} , должно испустить такой нейтрон с энергией (как можно оценить из величин массовых дефектов), как раз подходящей, чтобы объяснить наблюдаемые пробеги ядер отдачи как водорода, так и азота.

Наличие таких нейтронов удалось также заметить при α -бомбардировке элемента бора. В этом случае ядро бора при столкновении с α -частицей испускает кроме протона еще один нейтрон, что может объяснить ту неувязку с распределением по направлениям скоростей выбитых из бора протонов, о которой шла речь в § 5.

Не неся заряда и имея весьма малые (ядерные) размеры, нейтрон должен обладать неизмеримо большой проникающей способностью и в этом отношении может быть весьма полезен для искусственного расщепления элементов. В самом деле, отсутствие заряда, с одной стороны, значительно уменьшает отдачу кинетической энергии нейтрона атомным электронам, окружающим ядро, с другой — позволяет ему без затруднения проникать через потенциальные барьеры, окружающие ядра даже самых тяжелых элементов.

Большой интерес представляет собой также понимание строения самого нейтрона, представляющего собой, очевидно, самое простое составное ядро из одного протона и одного электрона.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

	I	II	III	IV	V	VI	VII	0	VII		
1	1 H 1.0072							2 He 4.0000			
2	3 Li 6.94	4 Be 9.02	5 B 10.82	6 C 11.9971	7 N 14.0003	8 O 15.9914	9 F 18.99	10 Ne 20.17			
3	11 Na 22.987	12 Mg 24.29	13 Al 26.98	14 Si 28.06	15 P 30.96	16 S 32.047	17 Cl 35.437	18 Ar 39.92			
4	19 K 39.033 29 Cu 63.52	20 Ca 40.07 30 Zn 65.35	21 Sc 44.13 31 Ga 69.69	22 Ti 47.87 32 Ge 72.57	23 V 50.92 33 As 74.893	24 Cr 52.01 34 Se 79.2	25 Mn 54.92 35 Br 79.871	36 Kr 82.9	26 Fe 55.81	27 Co 58.92	28 Ni 58.66
5	37 Rb 85.33 47 Ag 107.821	38 Sr 87.58 48 Cd 112.34	39 Yt 88.88 49 In 114.7	40 Zr 91.1 50 Sn 118.63	41 Nb 93.2 51 Sb 121.69	42 Mo 95.9 52 Te 127.4	43 Ma — 53 J 126.862	54 Xe 130.1	44 Ru 101.59	45 Rh 102.8	46 Pd 106.6
6	55 Cs 132.74 79 Au 197.10	56 Ba 137.28 80 Hg 200.49	57—71 Редкие земли 81 Tl 201.2	72 Hf 178.5 82 Pb 201.1	73 Ta 181.2 83 Bi 208.99	74 W 184.0 84 Po 210	75 Re 183.6 85 —	86 Rn 222	76 Os 190.9	77 Ir 192.93	78 Pt 195.1
7	87 — —	88 Ra 225.85	89 Ac 227	90 Th 231.99	91 Pa 231	92 U 238.05					
	Редкие земли:	57 La 138.82 65 Tb 159.1	58 Ce 140.1 66 Dy 162.38	59 Pr 140.8 67 Ho 163.4	60 Nd 144.17 68 Er 167.5	61 H — 69 Tu 164.3	62 Sm 150.35 70 Lu 172.9	63 Eu 151.9 71 Yb 174.9	64 Gd 156.9		