

## ОЧЕРК РАЗВИТИЯ УЧЕНИЯ ОБ АТОМНОМ ЯДРЕ \*

Г. А. Гамов, (Ленинград)

II. Возбужденные состояния ядра и  $\gamma$ -лучи

§ 1. Весьма важным методом для получения сведений о строении атомного ядра является изучение спектров  $\gamma$ -лучей, излучаемых ядрами, возбужденными в процессе радиоактивного распада. Ввиду весьма короткой длины волны  $\gamma$ -лучей обычные дифракционные методы исследования спектров являются почти неприменимыми в этой области, и почти все имеющиеся в нашем распоряжении данные получены путем анализа вторичных электронных групп, сорванных  $\gamma$ -лучами с различных электронных оболочек распадающегося атома. Изучение распределения скоростей вторичных электронных групп не только дает нам данные о спектральном составе и относительной интенсивности линий  $\gamma$ -излучения, но также, как увидим дальше, позволяет вывести ряд заключений о квантовых характеристиках различных энергетических уровней ядра. Данному  $\gamma$ -кванту соответствует в магнитном спектре вторичных электронов ряд групп, сорванных с различных электронных оболочек атома ( $K, L_1, L_2, L_3, M_1, \dots$ ) и отстоящих друг от друга (в энергетической шкале) на расстояниях, равных разностям энергий связи указанных оболочек. Мы видим, что этот метод исследования может также непосредственно дать ответ на вопрос, атомом какого элемента испускается

\* См. первую статью этого обзора. „Усп. физ. наук“, том X, стр. 531, (1930).

данная  $\gamma$ -линия (для различных элементов энергии связи электронных оболочек различны), что важно в тех случаях, когда при современной технике эксперимента невозможно получить данный радиоактивный элемент в чистом виде (например в случае  $S$ -,  $S'$ - и  $S''$ -продуктов радиоактивных фамилий).

Не нужно забывать, что ввиду того, что время  $\gamma$ -излучения гораздо короче обычных периодов распада,  $\gamma$ -лучи, принадлежащие ядру какого-либо элемента, будут наблюдаться одновременно с распадом предыдущего элемента (распадом, бывшим причиной возбуждения). Таким образом  $\gamma$ -лучи, наблюдающиеся при распаде, скажем  $ThB$ , принадлежат в действительности возбужденному ядру следующего элемента ( $ThC$ ). При расчете энергии  $\gamma$ -квантов по энергии вторичных электронных групп мы должны брать энергию связи электронных оболочек атома-продукта.

Обращаясь к процессу выбрасывания из атома вторичных электронных групп, можно было бы думать, что здесь мы имеем дело с обычным фотоэффектом идущего из ядра  $\gamma$ -излучения в электронных оболочках атома. Подробный экспериментальный и теоретический анализ вопроса показывает однако, что это далеко не так, что главную роль здесь играют факторы, непосредственно связанные с самим ядром атома, и что обычному фотоэффекту обязана лишь весьма небольшая часть вторичных электронов. К этому заключению мы приходим, сравнивая опытные данные об относительном числе вторичных электронов и соответствующих  $\gamma$ -квантов (коэффициент внутреннего обращения) с теоретически вычисленными значениями коэффициента фотоэффекта для исследуемых  $\gamma$ -лучей. Опытные данные мы берем из исследований Эллиса \*, которому удалось разработать метод одновременного количественного определения интенсивности  $\gamma$ -лучей и вторичных электронных групп. Интенсивности наиболее сильных групп в спектре  $RaC$  по измерениям Эллиса указаны во втором и третьем столбцах табл. I, где даны непосредственно число  $\gamma$ -кван-

\* C. D. Ellis a. G.H. Aston Proc. Roy. Soc. A., Vol. CXXIX, p. 1930

ТАБЛИЦА I

Внутреннее обращение  $\gamma$ -лучей из RaC (уровни ядра RaC').

Энергия $\gamma$ -кванта $h\nu \times 10^6$ эрг	Число $\gamma$ -квантов (на один акт распада)	Число вторичных электронов с K-оболочки	Отношение (коэффициент внутреннего обращения)	Вычисленный коэффициент фотоэффекта
0,973	0,658	0,00401	0,0061	0,00046
1,229	0,065	0,00031	0,0048	0,00037
1,496	0,067	0,00041	0,0061	0,00033
1,797	0,206	0,00128	0,0062	0,00028
1,984	0,063	0,00036	0,0057	0,00026
2,210	0,064	0,00009	0,0014	0,00024
2,267	0,000 (!)	0,0025	$\infty$	0,00023
2,827	0,258	0,00041	0,0016	0,00018
3,528	0,074	0,00010	0,0013	0,00016

тов и число сорванных с K-оболочки электронов, рассчитанные на один акт распада.

Число вторичных электронов, приходящихся на один  $\gamma$ -квант, указано в четвертом столбце, в то время как пятый столбец дает коэффициент фотоэффекта, вычисленный по формуле:

$${}^k K = \frac{1}{Zp} \alpha^2 (2\alpha)^2 \sqrt{1-\alpha^2} \frac{\Gamma\{\sqrt{1-\alpha^2}-i\alpha\}^2}{\Gamma\{1+2\sqrt{1-\alpha^2}\}} e^{-2\alpha \arccos \alpha}, \quad (1)$$

где

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

выведенной специально для случая весьма жесткого электромагнитного излучения в атомах тяжелых элементов\*. Здесь  $Z$  есть атомный номер излучающего атома, а  $v$  — скорость выброшенного электрона. Мы видим, что числа пятого столбца раз в десять, двадцать меньше, чем наблюдаемый эффект, что указывает, что главную роль для указанных в таблице  $\gamma$ -лучей играет какой-то другой фактор взаимодействия.

\* Н. Casimir, Nature, December, 20, 1930.

Ввиду того, что на больших расстояниях от ядра мы можем быть вполне уверены в приложимости наших вычислений, причину эффекта приходится искать во взаимодействии атомного электрона с ядром на расстояниях, сравнимых с размерами ядра. Мы можем говорить об эффекте столкновения электрона с ядром и о передаче энергии путем непосредственного взаимодействия, без посредничества сил излучения (аналогично ударам второго рода). Ввиду нашего неведения о силах, действующих на электрон на столь близких расстояниях от ядра, мы не можем в настоящее время оценить вероятность такого процесса теоретически. Все же мы можем выставить одно важное заключение, оправдывающееся на опыте. Поскольку рассматриваемый процесс обусловлен столкновением атомного электрона с ядром, он должен быть весьма слаб для тех электронных орбит атома, для которых плотность вероятности в центре равна нулю, а для других орбит — быть пропорциональным плотности в центре. Для жестких  $\gamma$ -лучей это ожидание блестяще оправдывается на опыте: обращение  $\gamma$ -лучей наблюдается лишь для  $K$ -,  $L_1$ -,  $M_1$ -,  $N_1$ -, ... орбит, для которых, как известно, плотность вероятности в центре отлична от нуля; так же и относительные интенсивности вторичных электронных групп, соответствующих одной и той же  $\gamma$ -линии, довольно точно совпадают с вычисленной для атомного электрона плотностью вероятности в области ядра. В области мягких  $\gamma$ -лучей вероятность фотоэффекта значительно больше, и он здесь начинает превалировать над эффектом прямого столкновения. Это видно из того, что здесь обращение наблюдается во всех без исключения орбитах атомных электронов.

Здесь мы должны обратить особое внимание на  $\gamma$ -линию  $2,267 \cdot 10^{-8}$  эрг из спектра RaC. Как видно из табл. I, эта линия совершенно отсутствует как  $\gamma$ -излучение, в то время как наблюдаются весьма интенсивные группы вторичных электронов, ей соответствующих. Объяснение этого факта нужно искать в предположении, что соответствующий излучательный переход в возбужденном ядре RaC почему-либо запрещен, — это может, например, случиться, как показывает подробное исследование, если исходное и оконча-

тельное состояние ядра имеют оба азимутальное квантовое число, равное нулю. Поскольку „принцип выборности для излучательных переходов“ не должен быть применим к процессу непосредственной передачи энергии возбужденным ядром атомному электрону, мы можем понять, как и каким образом могут существовать вторичные электронные группы без наличия самой  $\gamma$ -линии. До настоящего времени нам известна лишь одна запрещенная  $\gamma$ -линия, но нужно надеяться, что при более подробном исследовании  $\gamma$ -спектров будет обнаружен еще ряд других, что поможет нам в решении задачи о построении систематики уровней атомного ядра.

Вероятность  $\gamma$ -излучения мы можем оценить в предположении, что мы имеем здесь дело с излучением колеблющейся заряженной частицы (диполя); это может быть  $\alpha$ -частица или же протон\*. Для этого случая мы можем написать для вероятности перехода:

$$\chi = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{Z^2 e^2 v^2}{\hbar^2 c^3} |r_{n,m}|^2, \quad (2)$$

где  $Ze$  есть заряд излучающей частицы,  $h\nu_{n,m}$  — энергия излученного  $\gamma$ -кванта и  $r_{n,m}$  — матричный элемент, соответствующий переходу. Из известного соотношения волновой механики:

$$\sum_{m=0}^{n-1} \frac{4\pi m v_{n,m}}{\hbar} |r_{n,m}|^2 = 1 \quad (3)$$

мы имеем:

$$|r_{n,m}|^2 < \frac{\hbar}{4\pi m v_{n,m}}. \quad (3')$$

И формула (2) приводится к виду:

$$\chi < \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{Z^2 e^2}{c^3 \hbar^2 m} (h\nu_{n,m})^2. \quad (2')$$

Конечно, выражение (2') дает нам лишь верхний предел, и действительное значение вероятности может быть в несколько раз меньше.

\* Предположение, что  $\gamma$ -лучи излучаются ядерными электронами, не выдерживает критики; в этом случае  $\gamma$ -линии не могли бы быть так резки, как в действительности.

Мы уже говорили, что ввиду нашего незнания сил оценить вероятность  $\mu$  выбрасывания вторичного электрона при столкновении с ядром мы не можем. Можно однако попытаться оценить эту вероятность в предположении кулоновского взаимодействия между электроном, приближающимся к ядру, и  $\alpha$ -частицами, двигающимися внутри ядра. Такая, весьма приближенная оценка произведена Фаулером\* и приводит для линии  $2,267 \cdot 10^{-6}$  эрг к значению  $10^{11} \text{сек}^{-1}$ . Ввиду того, что действительные силы взаимодействия, надо полагать, значительно больше кулоновских, эта величина может дать нам лишь нижний предел искомой вероятности.

§ 2. Мы обратимся теперь к весьма важному явлению, тесно связанному с квантовыми переходами возбужденного ядра, к  $\alpha$ -частицам аномально большой скорости (длинно-пробежным). Если  $\alpha$ -частица находится в ядре на возбужденном уровне, возможно, что вместо того, чтобы свалиться на более низкий уровень с излучением  $\gamma$ -кванта,  $\alpha$ -частица пересечет окружающий ядро потенциальный барьер и вылетит с полной энергией возбужденного уровня. Поскольку вероятность перехода через барьер для радиоактивных ядер во много раз меньше, чем вероятность  $\gamma$ -излучения, мы можем надеяться наблюдать такие  $\alpha$ -частицы лишь для самых короткоживущих ядер, да и то лишь в весьма малом числе. Действительно, до настоящего времени удалось наблюдать  $\alpha$ -частицы большой скорости только в случае  $\text{ThC}'$  ( $\lambda = 10^9 \text{сек}^{-1}$ ) и  $\text{RaC}'$  ( $\lambda = 10^5 \text{сек}^{-1}$ ). Избытки энергии различных групп большой скорости относительно нормальной группы, а также их интенсивность указаны в табл. IIа и IIб.

ТАБЛИЦА IIа  
 $\alpha$ -группы большой скорости из  $\text{ThC}'$

Название группы	Пробег $R_0$ см	Разность энергии $(E_{\alpha^n} - E_{\alpha_0}) \cdot 10^6$ эрг	Интенсивность $\times 10^6$
Нормальная			
$\alpha_0$	8,49	—	$10^6$
$\alpha^I$	9,77	1,30	65
$\alpha^{II}$	11,57	3,01	185

\* R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. A., Vol. 129, p. 1 (1930).

ТАБЛИЦА IIb  
 $\alpha$ -группы большой скорости из RaC'

Название группы	Пробег $E_0$ см	Разность энергии $(E_{\alpha^n} - E_{\alpha_0}) \cdot 10^4$ эрг	Интенсивность $\times 10^6$
Нормальная			
$\alpha_0$	6,85	—	$10^6$
$\alpha^I$	7,79	1,00	0,49
$\alpha^{II}$	9,04	2,32	16,7
$\alpha^{III}$	9,50	2,80	0,53
$\alpha^{IV}$	9,78	3,09	0,93
$\alpha^V$	10,21	3,50	0,60
$\alpha^{VI}$	10,46	3,74	0,56
$\alpha^{VII}$	10,83	4,11	1,22
$\alpha^{VIII}$	11,25	4,52	0,67
$\alpha^{IX}$	11,52	4,77	0,21

Как легко видеть, разности энергий, указанные в третьем столбце табл. IIa и IIb, дают нам непосредственно положение различных квантовых уровней распадающегося ядра. Задача об укладывании известных  $\gamma$ -линий в сериальную схему, намеченную изучением  $\alpha$ -частиц большой скорости, еще до настоящего времени не решена. В случае ThC' жестких  $\gamma$ -лучей, принадлежащих распаду этого элемента вовсе не обнаружено — очевидно их интенсивность слишком мала (меньше одного процента).

В случае RaC' мы имеем весьма богатый сильными линиями (до 0,6  $\gamma$ -квантов на процесс распада) спектр; но хотя некоторые линии могут быть определенно локализованы в схеме уровней, даваемой табл. IIb\*, неточность определения последних до сих пор не дала возможности полного решения задачи.

Из относительного значения интенсивности различных  $\alpha$ -групп большой скорости мы можем сделать важные заключения относительно вероятности различных переходов в возбужденном ядре. В самом деле, если  $\chi^{(n)}$  есть вероят-

\* Например,  $\gamma$ -линия  $h\nu = 0,933 \cdot 10^{-6}$  эрг с интенсивностью 6,0 почти наверняка соответствует переходу с уровня  $\alpha^I$  на нормальный уровень  $\alpha_0$ .

ность излучательного перехода, а  $\lambda^{(n)}$  — константа распада для возбужденного уровня, то общее число  $\alpha$ -частиц большой скорости с нашего уровня будет:

$$N^{(n)} = p^{(n)} \frac{\lambda^{(n)}}{x^{(n)}}; \quad x^{(n)} = \frac{p^{(n)} \lambda^{(n)}}{N^{(n)}} \quad (4)$$

где  $p^{(n)}$  есть процент возбуждения ( $p < 0,01$  для ThC' и  $p \cong 1$  для RaC'). Величина  $\lambda^{(n)}$  может быть вычислена по обычной формуле радиоактивного распада:

$$\lambda^{(n)} = \frac{h}{4\pi r^2} e^{-\frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h} \frac{1}{v_n} + \frac{16\pi e V m}{h} \sqrt{(Z-2)r^{(n)}}} \quad (5)$$

где  $m$  и  $v$  есть масса и скорость вылетающей  $\alpha$ -частицы, а  $r^{(n)}$  радиус ядра для возбужденной частицы. Для предварительной оценки мы можем принять, что критический радиус  $r^{(n)}$  для  $n$ -того возбужденного состояния  $\alpha$ -частицы тот же, что и в невозбужденном состоянии; однако нужно помнить, что ввиду расширения потенциального кратера ядра кверху радиус для частиц с большой энергией может иметь несколько большее значение.

Для  $\alpha$ -частиц двух известных групп ThC' и для главной группы RaC' мы можем вычислить по формуле (5) значение констант распада и получаем:

$$\lambda = 3 \cdot 10^{15}, 5 \cdot 10^{12} \text{ и } 7 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Полагая  $p < 0,01$  для ThC' и  $p \cong 1$  для RaC' и беря значение  $N$  из табл. 2а, б, мы имеем из формулы (4):

$$x \cong 5 \cdot 10^{12}, 3 \cdot 10^{14} \text{ и } 6 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1},$$

в то время как формула (2') дает:

$$x \cong 6 \cdot 10^{15}, 3 \cdot 10^{16} \text{ и } 2 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом мы видим, что полученные нами значения вероятности излучения значительно меньше, чем следовало бы ожидать из формулы (4'). Для объяснения этого факта мы можем сделать две различные гипотезы. Первая гипотеза: вероятность излучения действительно много меньше, чем 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). Вторая гипотеза для вычисления констант распада для высоковозбужденных  $\alpha$ -частиц в ядре неверна. Это будет означать, что для возбужденных состояний радиус несколько больше (на 20—30% для рассмотренных нами групп), что вообще согласуется с нашей моделью ядра не в виде „прямоугольного ящика“, но несколько расширяющегося кверху. Какая из двух указанных выше гипотез имеет место в действительности, решить по недостаточности опытного материала пока нельзя.

§ 3. Мы говорили до сих пор о процессах, происходящих в возбужденном ядре; сейчас мы обратимся к рассмотрению самого процесса возбуждения.

Мы будем рассматривать лишь возбуждение ядра, являющееся следствием  $\alpha$ -распада, ибо процесс  $\beta$ -распада и все связанные с ним явления до настоящего времени весьма неясны.

Если после вылета  $\alpha$ -частицы ядро-продукт остается в возбужденном состоянии, то ясно, что вылетевшая  $\alpha$ -частица будет обладать меньшей энергией, чем в том случае, когда процесс распада приводит к нормальному состоянию ядра-продукта.

Разница энергии между различными группами  $\alpha$ -частиц малой скорости должна соответствовать расстояниям уровней возбужденного ядра-продукта. После распада оставшееся возбужденным ядро будет переходить в нормальное состояние с излучением избытка энергии в форме  $\gamma$ -лучей. Если  $E_{\alpha_0}$  есть энергия нормальной группы  $\alpha$ -частиц распадающегося ядра, а  $E_0, E_1', E_2' \dots$  — энергии возбужденных уровней ядра-продукта, то различные  $\alpha$ -группы малой скорости будут иметь энергии:

$$E_{\alpha_1} = E_{\alpha_0} - [E_1' - E_0']; E_{\alpha_2} = E_{\alpha_0} - [E_2' - E_0'] \dots$$

Интенсивность различных групп будет весьма быстро убывать с уменьшением энергии ввиду возрастающей трудности проникновения через окружающий ядро потенциал-

ный барьер. Существование таких групп малой скорости было в действительности обнаружено в последнее время для целого ряда  $\alpha$ -распадающихся элементов по методу отклонения в сильном магнитном поле (Розенблюм \*) и по дифференциальному методу анализа пробегов  $\alpha$ -частиц (Резефорд) \*\*. Ввиду того, что разделение групп лежит почти на пределе старых методов измерений, эти группы получили название „тонкой структуры  $\alpha$ -лучей“. Розенблюму удалось показать, что  $\alpha$ -излучение ThC состоит из пяти близко лежащих групп, как указано в табл. III.

ТАБЛИЦА III  
 $\alpha$ -группы малой скорости из ThC

Название группы	Разность энергии $(E_{\alpha_n} - E_{\alpha_0}) \cdot 10^6$ эрг	Интенсивность $I_{\alpha_n} : I_{\alpha_0}$	Радиус ядра $r_0 \cdot 10^{13}$ см
$\alpha_0$ (норм.)	—	1	6,6
$\alpha_1$	0,0646	3,3	7,0
$\alpha_2$	0,522	0,1	6,9
$\alpha_3$	0,735	0,02	6,9
$\alpha_4$	0,768	0,07	7,3

Из сказанного следует ожидать найти в спектре  $\gamma$ -лучей, испускаемых при распаде ThC, линии, соответствующие различным переходам между уровнями, указанными в табл. 3. Такие  $\gamma$ -линии действительно могут быть найдены (0,0649; 0,231; 0,259; 0,444; 0,698; 0,762  $\cdot 10^{-6}$  эрг). Подбирая энергии уровней, намеченных  $\alpha$ -группами малой скорости, так, чтобы получить наименьшую среднюю ошибку в сравнении с  $\gamma$ -лучами, мы приходим к системе уровней, указанной в табл. IVa.

Табл. 4b показывает согласие между разностями энергий уровней и измеренными энергиями  $\gamma$ -квантов — как видно, совпадение больше чем удовлетворительно.

\* S. Rosenblum, C. R., Vol. CXC, p. 1124 (1930).

\*\* E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A. Vol CXXIX, p. 211 (1930).

ТАБЛИЦА IVa  
Уровни энергии ядра ThC''

Уровни	Энергия $\times 10^5$ эрг	
	из $\gamma$ -спектра	из $\alpha$ -группы малой скорости
A	0,0000	0,0000
B	0,0644	0,0646 $\pm$ 0,0012
C	0,502	0,522 $\pm$ 0,020
D	0,731	0,735 $\pm$ 0,015
E	0,758	0,768 $\pm$ 0,015

ТАБЛИЦА IVb  
Уровни и  $\gamma$ -лучи ThC''

Переход	Разность энергии между уровнями $\times 10^5$ эрг	Энергия $\gamma$ -кванта $\cdot 10^5$ эрг	$\Delta$
B — A	0,0644	0,0641	+ 0,0003
D — C	0,229	0,227	+ 0,002
E — C	0,256	0,255	+ 0,001
C — B	0,438	0,440	-- 0,002
E — B	0,694	0,694	0,000
E — A	0,758	0,758	0,000

В спектре  $\gamma$ -лучей отсутствуют три линии (переходы C — A; D — A; D — B), которые следовало бы ожидать по нашей сериальной схеме, что указывает на существование в ядре некоторых запрещенных переходов.

Относительная интенсивность различных групп малой скорости может быть вычислена как отношение констант распада. Пользуясь общей формулой (5), мы находим:

$$\frac{I_{\alpha n}}{I_{\alpha 0}} = e^{-\frac{8\pi^2 r^2}{h} (Z-2) \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_0}\right) + \frac{16\pi e^2 m}{h} \sqrt{Z-2} (r_n - r_0)}, \quad (6)$$

где  $r_n$  есть радиус ядра в  $n$ -том возбужденном состоянии. Полагая  $r_n = r_0$ , мы получаем из формулы (6) спадание интенсивности значительно более быстрое, чем наблюдается. Это указывает, что мы должны приписать возбужденному

ядру несколько больший радиус, чем в нормальном состоянии. Радиусы возбужденных состояний ядра  $\text{ThC}'$ , вычисленные по формуле (6), даны в последнем столбце табл. 3; как мы видим, радиусы довольно регулярно возрастают с увеличением возбуждения ядра. Мы должны заметить, что упомянутая в предыдущем параграфе возможность принимать для возбужденных  $\alpha$ -частиц, покидающих ядро, большее значение критического радиуса ядра стоит в тесной связи с полученным здесь результатом.

Тонкая структура  $\text{RaC}$  и  $\text{AcC}$ , была исследована Резерфордом; им было обнаружено в каждом из этих элементов присутствие одной сильной  $\alpha$ -группы малой скорости. Для  $\text{RaC}$  медленная группа отстоит на  $0,27 \cdot 10^{-6}$  erg, а в случае  $\text{AcC}$  на  $0,54 \cdot 10^{-6}$  erg от главной. Ввиду малого процента атомов  $\text{RaC}$ , дающих  $\alpha$ -распад,  $\gamma$ -излучение весьма слабо и замечено не было. В  $\gamma$ -спектре же  $\text{AcC}$  имеется сильная линия  $0,562 \cdot 10^{-6}$  erg, которая, очевидно, совпадает с измеренной тонкой структурой  $\alpha$ -лучей этого элемента. Вообще мы должны ожидать существования тонкой структуры  $\alpha$ -излучения и присутствия  $\gamma$ -спектра во всех случаях  $\alpha$ -распада, где первые возбужденные уровни ядра лежат не слишком высоко. Наоборот, отсутствие  $\alpha$ -групп малой скорости и  $\gamma$ -лучей должно нам указывать на то, что для возбуждения ядра необходима очень большая энергия.

§ 4. До настоящего времени в нашем распоряжении имеется слишком мало известных систем уровней для того, чтобы вывести какие-либо закономерности последних. Можно, однако, попытаться на основании общих предположений о строении ядер получить теоретически систему уровней для сравнения с имеющимся опытным материалом. Мы знаем, что ядра радиоактивных элементов состоят из большого числа  $\alpha$ -частиц, нескольких протонов и свободных электронов; на основании энергетических соображений мы можем, однако, заключить, что последние не играют существенной роли при получении систем дискретных квантовых уровней ядра. Мы должны, однако, делать различие между уровнями возбужденной  $\alpha$ -частицы и возбужденного ядерного протона; ввиду относительно меньшей массы протона следует ожи-

дать, что протонные уровни будут лежать на больших расстояниях друг от друга, чем в случае  $\alpha$ -частиц. Нужно также принять во внимание возможность существования комбинационных уровней (две и больше возбужденных частицы), энергия которых ввиду сильного взаимодействия между составными частями ядра будет отлична от суммы энергий простых уровней.

Для вычислений различных квантовых уровней для  $\alpha$ -частицы или протона в ядре наиболее рациональным является модель потенциального кратера, который за неимением более точных данных приходится принимать прямоугольным. При этой гипотезе вычисление уровней энергии приводится к нахождению айгенвертов уравнения:

$$\frac{d^2\Psi}{dr^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} \left[ E - \frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{j(j+1)}{r^2} \right] \Psi = 0 \quad (7)$$

при граничных условиях  $\Psi(r_0) = 0$ .

Здесь  $m$  есть масса частицы,  $j$  — угловой момент, а  $r_0$  — радиус ядра. Нахождение корней уравнения (7) может быть легко выполнено при помощи таблиц бесселевых функций. Вычисляя по уравнению (7) энергетические уровни  $\alpha$ -частицы и протона и строя все возможные комбинационные уровни, мы получаем весьма сложную систему, сравнение которой с наблюдаемыми уровнями до сих пор не привело к положительному результату. Нужно, однако, надеяться, что дальнейшие опытные исследования  $\alpha$ -частиц большой и малой скорости дадут нам возможность получить больше данных для сопоставления с нашими теоретическими представлениями и приведут к полному решению вопроса о серийных схемах ядра.