

С. В. СТАРОДУБЦЕВ
ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР
И АТОМНАЯ ОБОЛОЧКА
А. М. РОМАНОВ

*С. В. Стародубцев
А. М. Романов*

С. В. СТАРОДУБЦЕВ
А. М. РОМАНОВ

ПРЕВРАЩЕНИЯ
ЯДЕР
И АТОМНАЯ
ОБОЛОЧКА

+



С. В. СТАРОДУБЦЕВ, А. М. РОМАНОВ

ЯДРОЛАРНИНГ
РАДИОАКТИВ УЗГАРИШЛАРИ
ВА АТОМ КОБИҒИ

С. В. СТАРОДУБЦЕВ, А. М. РОМАНОВ

РАДИОАКТИВНЫЕ
ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР
И АТОМНАЯ ОБОЛОЧКА

В книге рассмотрен широкий круг вопросов теоретического и экспериментального изучения радиоактивных превращений. Большое внимание уделено роли атомной оболочки в процессах радиоактивных превращений. Подробно освещены экспериментальные методы исследования радиоактивных превращений, которые непосредственно связаны с оболочкой (-электронный захват, конверсия γ -лучей). Обсуждены эффекты влияния оболочки на время жизни радиоактивных атомов, энергетические спектры и угловую корреляцию ядерных излучений.

В связи с проблемой нейтрино и проблемой β -взаимодействия проанализированы работы по спектрометрии атомов отдачи и корреляции направлений вылета и поляризации частиц при β -превращениях.

Значительное место в книге занимает рассмотрение вторичных эффектов при β -распаде (внутреннее тормозное излучение, образование пар и т. д.), а также обсуждение теоретических и экспериментальных исследований возбуждения и ионизации атомов и молекул при радиоактивных превращениях.

Описаны практические методы разделения и обогащения изотопов и изомеров, основанные на кинетической и электронной "активации" атомов отдачи.

Книга рассчитана на физиков-экспериментаторов. Предполагается знакомство читателей с основами квантовой механики.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В книге освещен ряд вопросов, относящихся к радиоактивным превращениям ядер. Особое внимание уделено результатам теоретического и экспериментального изучения радиоактивных превращений, непосредственно связанных с атомной оболочкой (внутренняя конверсия γ -лучей, электронный захват). Рассмотрены эффекты, связанные с влиянием оболочки на время жизни радиоактивных атомов, энергетические спектры, угловую корреляцию ядерных излучений, ориентацию ядер и т. д. (гл. III).

Значительное место в книге занимает изложение теоретических и экспериментальных исследований возбуждения и ионизации атомов и молекул при радиоактивных превращениях (гл. V—VII).

В связи с проблемами нейтрино и β -взаимодействия подробно рассмотрены работы по спектрометрии атомов отдачи при β -превращениях (гл. IV). Дано также изложение некоторых результатов исследования анизотропии γ -излучения ориентированных ядер, поляризации β -частиц и γ -квантов. Эти исследования, как известно, уже привели к заключению о инвариантности β -распада по отношению к операциям пространственного отражения и зарядового сопряжения. Получен ряд доказательств справедливости теории двухкомпонентных нейтрино (Ландау, Ли и Янг). Необходимо отметить фундаментальную важность этих результатов для физики элементарных частиц. Однако следует заметить, что эта область физики развивается столь бурно, что не исключена возможность появления новых и „неожиданных“ результатов. В этой связи заметим, например, что уже после сдачи книги в печать появилась работа Аллена с сотрудниками по изучению β - R -корреляции при распаде Ag^{35} , заставляющая пересмотреть те выводы, которыми мы пользовались, например, до июня 1957 г. и которые, естественно, нашли свое отражение в книге. Получены новые, в некото-

рых отношениях противоречивые, данные о результатах исследования поляризации β -частиц. Эти данные имеют большое значение для решения проблем нейтрино и β -взаимодействия. В процессе подготовки книги к печати новые данные по мере возможности нами учтены.

За небольшим числом исключений результаты теоретических исследований приведены в виде конечных формул или выводов. С подробностями теоретических исследований читатель может ознакомиться, обратившись к работам, упомянутым в списке литературы.

Поскольку не представлялось возможным сделать исчерпывающий обзор экспериментальных работ по затронутым в книге вопросам, мы обращали внимание на подробное изложение некоторых отдельных экспериментов, в которых проявляются все особенности техники и методики исследований по данному вопросу. При этом, однако, не исключена возможность того, что выбор был сделан не лучшим образом и можно было бы подобрать более „характерные“ примеры.

Книга рассчитана на лиц, знакомых с основами атомной и ядерной физики и квантовой механики. Однако оказалось нелишним включить ряд параграфов, имеющих целью ввести читателей в круг рассматриваемых вопросов. Такими параграфами являются, например, § 1, 2, 8, 9, 10, 32.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР И ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

§ 1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР

Номенклатура ядер. Ядро атома с зарядом Ze и массовым числом A содержит Z протонов и $N = (A - Z)$ нейтронов. Нейтроны и протоны, входящие в состав ядер, часто рассматриваются как различные зарядовые состояния одной и той же частицы—нуклона. Массовое число A , таким образом, обозначает число нуклонов в ядре. Ядра с одинаковым зарядом называются изотопами. Строго говоря, название изотопы применяется также для обозначения химически идентичных атомов, т. е. атомов с одинаковым зарядом ядра и одинаковым числом электронов в оболочке. Примером изотопов могут служить изотопы водорода ${}_1\text{H}^1$ ($Z = 1$, $A = 1$), ${}_1\text{H}^2$ ($Z = 1$, $A = 2$), ${}_1\text{H}^3$ ($Z = 1$, $A = 3$). Один из них (третий H^3) радиоактивен. Иногда используется такой способ записи ядер: ${}_1^3\text{H}$. Здесь цифры влево от химического символа обозначают число протонов и нейтронов в ядре.

Атомы различных химических элементов, обладающие одинаковыми массами, называются изобарами. Этот же термин применяется для обозначения ядер, имеющих одинаковое число нуклонов. Изобарами являются, например, ядра ${}_6\text{C}^{14}$ ($Z=6$, $A=14$), ${}_7\text{N}^{14}$ ($Z=7$, $A=14$), ${}_8\text{O}^{14}$ ($Z=8$, $A=14$).

Изобары, отличающиеся друг от друга простой перестановкой числа протонов и нейтронов, образуют пары так называемых зеркальных ядер. Пары зеркальных ядер являются ${}_1^3\text{H}$ и ${}_2^3\text{He}$; ${}_3^7\text{Li}$ и ${}_4^7\text{Be}$ и т. д.

Общие свойства ядерных сил. Связь нуклонов в ядре обусловлена главным образом силами неэлектрического происхождения, ядерными силами. Хотя природа ядерных сил до настоящего времени не установлена, существует много экспериментальных данных, позволяющих сформулировать некоторые общие их свойства.

Перечислим эти свойства.

А. Короткое действие. Из опытов по рассеянию заряженных частиц на ядрах, из анализа величин энергии связи

нуклонов, из данных по рассеянию нейтронов на протонах и т. д. следует, что ядерные силы являются короткодействующими. Эффективный радиус действия ядерных сил по порядку величины равен 10^{-13} см.

Ядерное вещество и заряд сосредоточены почти равномерно в небольшом объеме сферической или сфероидальной формы. Относительная разность длин полуосей в последнем случае не превышает 20—30%. Объем ядра пропорционален числу содержащихся в нем нуклонов, а радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$.

Часто различают эффективный радиус действия ядерных сил, или просто ядерный радиус R_N , и эффективный радиус распределения заряда в ядре— „электрический“ радиус ядра R_C . Ядерный радиус $R_N \equiv R$ характеризует расстояние, на котором налетающая извне ядерная частица (протон, нейтрон) начинает испытывать воздействие ядерных сил. Величина R связана с ходом потенциала ядерных сил $V(r)$ у границ ядра.

Результаты опытов по взаимодействию тяжелых частиц (например, α -частиц, протонов и нейтронов) с ядрами могут быть согласованы между собой, если вычислять ядерные радиусы по формуле:

$$R = (1,4 \pm 0,15) \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (1.1)$$

Заметим, что хотя ядерные силы быстро убывают с расстоянием за пределами радиуса ядра, некоторое влияние их сказывается в пределах ближайших электронных орбит (см. гл. III).

„Электрический“ радиус R_C в некотором отношении характеризует распределение электрического заряда в ядре. Он определяется при изучении явлений, связанных с электрическими взаимодействиями (рассеяние быстрых электронов на ядрах, переходы в μ -мезонных атомах). Анализ особенностей этих явлений приводит к следующему выражению для электрического радиуса ядра:

$$R_C = (1,2 \pm 0,1) 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (1.2)$$

Опыты показали также, что размеры нуклонов меньше среднего расстояния между ними $\frac{h}{m_{\pi}c} \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ см¹. Нуклоны занимают примерно 1/40 часть объема ядер.

¹ Здесь и в дальнейшем через h обозначена величина постоянной Планка, деленной на 2π .

Зависимость ядерного потенциала от расстояния часто изображают некоторой функцией $V(r)$, имеющей вид потенциальной ямы с резко обрывающимися или округленными краями. Средняя глубина потенциальной ямы берется обычно в пределах от 20 до 50 мэв.

В. Зарядовая инвариантность ядерных сил. Совокупность имеющихся экспериментальных данных позволяет утверждать, что силы, действующие между тремя возможными парами нуклонов в ядре ($n-n$, $p-p$, $n-p$), по порядку величины равны, если эти пары находятся в одинаковых состояниях.

Наиболее простым доказательством этого являются экспериментальные данные о подобии свойств уровней легких зеркальных ядер.

С. Зависимость ядерных сил от спинов. Ядерные силы неодинаковы для различных ориентаций спинов взаимодействующих нуклонов, как показывают опыты по рассеянию нейтронов на орто- и параводороде и сравнение энергий связи дейтона в триплетном (3S) и синглетном (1S) состояниях.

Д. Тензорный характер ядерных сил. Для пары нуклонов с суммарным спином 1 (триплетное состояние) силы зависят также от взаимной ориентации спина по отношению к радиус-вектору между нуклонами. Это, например, проявляется в неравенстве нулю тензора электрического квадрупольного момента (см. ниже).

Е. Обменный характер ядерных сил. Это свойство проявляется в „насыщении“ ядерных сил. В хорошем приближении энергия связи ядра и объем ядра пропорциональны числу нуклонов. Энергия связи на один нуклон примерно одинакова в большом диапазоне изменения A и равна $\frac{D}{4} \approx 6 \div 8,5$ мэв (табл. 1).

Квантовые характеристики ядерных уровней. Ядро как квантовая система обладает некоторым спектром дискретных уровней или ядерных состояний¹. Каждый из этих уровней характеризуется определенным значением величин, не ме-

¹ Блатт и Вайскопф [54] предложили разграничить пределы использования терминов „ядерный уровень“ и „состояние“. В их номенклатуре термин „ядерный уровень“ обозначает квантовое состояние ядра как целого, а термин „состояние“ относится к состоянию отдельного нуклона. Такое разграничение является целесообразным, однако в литературе оно не приводилось. Мы не будем делать резкого различия между содержанием терминов „уровень“ и „состояние“, за исключением тех случаев, где это может привести к недоразумениям.

няющихся во времени (интегралов движения), или соответствующими значениями „хороших“ квантовых чисел. Такими величинами в первую очередь являются энергия, полный момент количества движения, который в литературе часто называют спином ядра, и чётность.

Таблица 1

Атомные массы, коэффициенты упаковки и энергии связи некоторых изотопов [104, 245]

Изотоп	Масса атома, а. е. м.	Коэффициент упаковки $f (\times 10^4)$	Энергия связи ядра D , мэв	
			полная	на один нуклон
0 p^1	1,0089349 ($\pm 1,6$)	—	—	—
1 H^1	1,0081460 ($\pm 1,3$)	81,46	—	—
1 H^2	2,0147411 ($\pm 2,4$)	73,70	2,22	1,12
2 He^4	4,0028773 ($\pm 2,7$)	9,69	28,3	7,07
3 Li^7	7,018225 (± 7)	26,03	39,3	5,61
6 C^{12}	12,003817 (± 5)	3,18	92,1	7,68
10 Ne^{20}	19,998798 (± 5)	— 0,60	160,6	8,03
18 Ar^{40}	39,975073 (± 22)	— 6,48	343,7	8,59
80 Sn^{116}	115,93916 (± 11)	— 5,25	988,08	8,52
54 Xe^{130}	129,94466 (± 10)	— 4,10	1096,97	8,43
60 Nd^{144}	143,9563 (± 3)	— 3,04	1198,6	8,32
72 Hf^{176}	175,9926 (± 8)	— 0,42	1423,1	8,08
74 W^{182}	182,0052 (± 8)	0,28	1460,4	8,03
78 Pt^{196}	196,0267 (± 6)	1,36	1754,0	7,92
82 Pb^{208}	208,04036 (± 25)	1,94	1638,56	7,86
92 U^{238}	238,1248 (± 6)	5,24	1803,1	7,58

Кроме того, уровни можно характеризовать также и величинами, которые необязательно сохраняются, но несохранение которых ведет к меньшей вероятности переходов между ними. Такими величинами могут быть, например, полный момент орбитального и спинового движения ядра, изотопический спин. Соответственно говорят о „неточных“ квантовых числах орбитального и спинового моментов и изотопического спина. „Неточность“ их обусловлена приближенностью некоторых предположений о структуре ядер и свойствах ядерных сил.

Уровень ядра с наименьшей энергией называется основным уровнем. Все остальные уровни являются возбужденными.

Массы ядер и атомов. Полная энергия ядра связана с его массой известным соотношением

$$E = mc^2 \quad (1.3)$$

В свою очередь масса ядра равна сумме масс составляющих его протонов и нейтронов с вычетом полной энергии связи нуклонов

$$m(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - \frac{D}{c^2}. \quad (1.4)$$

Здесь $m(Z, A)$ — масса ядра с зарядом Z и массовым числом A , m_p и m_n — массы протона и нейтрона, c — скорость света, D — полная энергия связи ядра.

Энергия или масса ядра в возбужденном состоянии больше, чем в основном состоянии. Соответственно энергия связи ядра в возбужденном состоянии меньше, чем в основном состоянии. В условной шкале энергий часто энергию основного уровня полагают равной нулю и энергии возбужденных уровней отсчитываются от нуля (см. § 3, 4).

В таблицах изотопов приводятся величины масс нейтральных атомов $M(Z, A)$. Это связано с тем, что на опыте, как правило, определяются массы атомов, а не ядер. Кроме того, следует иметь в виду, что энергия ядерных превращений определяется массами атомов, а не ядер (§ 19).

Масса ядра и масса нейтрального атома связаны простым соотношением

$$M(Z, A) = m(Z, A) + Zm_e - \frac{B}{c^2}, \quad (1.5)$$

где m_e — масса покоя электрона, B — энергия связи электронов, или атомная энергия связи.

Величина атомной энергии связи намного меньше энергии связи нуклонов в ядре. Если, например, энергия связи ядра Ar^{40} равна $D = 344 \text{ мэВ}$ (табл. 1), то полная энергия связи электронов в атоме аргона составляет $B \approx 17 \text{ кэВ}$ (табл. 34).

В качестве атомной единицы массы (а. е. м.) принимают $1/16$ массы атома кислорода O^{16} .

$$1 \text{ а. е. м.} = 1,6603 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931,162 \text{ мэВ}.$$

В этой так называемой физической шкале¹ масса покоя протона оказывается равной $m_p = 1,007593$ а. е. м., масса нейтрона $m_n = 1,008982$ а. е. м., масса электрона

¹ В химической шкале масс принимают равным 16,000 000 атомный вес естественной смеси изотопов кислорода (O^{16} , O^{17} , O^{18}). Таким образом, атомная единица массы в химической шкале в 1,000278 раз больше а. е. м., принятой в ядерной физике.

$m_e = 0,00054876$ а. е. м. (см. приложение I). Последняя часто используется как самостоятельная единица при расчетах энергетических соотношений в атомной и ядерной физике.

Величина

$$\Delta = M(Z, A) - A \quad (1.6)$$

называется в масс-спектрометрии дефектом масс. Этот же термин используется часто для обозначения полной энергии связи нуклонов. В спектрометрии пользуются также понятием коэффициента упаковки

$$f = \frac{M(Z, A) - A}{A}. \quad (1.7)$$

Для ядра O^{16} по определению $f = 0$. Минимальное значение $f = -8 \cdot 10^{-4}$ наблюдается у кобальта, железа и никеля.

Определение масс атомов и энергий связи нуклонов производится либо с помощью масс-спектрометрических измерений [405, 104, 389], либо из баланса энергий в ядерных реакциях [405, 104], либо с помощью микроволновых методов [104]. Ценные данные могут быть получены также при изучении схем распада радиоактивных ядер. Установление энергий (масс) ядер в возбужденных состояниях производится с помощью изучения спектрального состава ядерных излучений.

В табл. 1 приведены величины масс энергий связи и коэффициентов упаковки для некоторых стабильных и радиоактивных изотопов. Полные таблицы такого рода составлены Джелеповым и Зыряновой [104] и Кравцовым [245].

Для оценки масс тяжелых атомов в основных состояниях полезной является полуэмпирическая формула [148], полученная на основе модели жидкой капли с учетом оболочечной структуры ядер¹:

$$M(Z, A) = M_A + \Delta M_A + B_A(Z - Z_A - \Delta Z_A)^2 + \delta_A + \mu. \quad (1.8)$$

¹ Обычно используемые варианты полуэмпирической формулы Вейцекера [149, 405] отличаются от формулы (1.8) отсутствием поправочных членов ΔM_A и μ и величинами коэффициентов в других членах. Основу формулы (1.8) составляет вариант формулы Вейцекера, предложенный Франклем и Метрополисом.

Если выразить массы в атомных единицах, отдельные члены (1.8) могут быть вычислены с помощью следующих соотношений:

$$M_A = 1,01464 A + 0,014A^{2/3} - 0,041905 Z_A, \quad (1.9)$$

$$B_A = \frac{0,041905}{Z_A},$$

$$Z_A = \frac{A}{1,980670 + 0,0149624 A^{2/3}},$$

$$\delta_A = \frac{0,036}{A^{3/4}} \times \begin{cases} 1 & \text{— для нечетно-нечетных ядер,} \\ 0 & \text{— для нечетных ядер,} \\ -1 & \text{— для четно-четных ядер.} \end{cases}$$

Зависимость поправочных членов ΔM_A и ΔZ_A от атомного номера представлена на графиках рис. 1 и 2. Величина μ равна $-2,0$ мэв для ядер, содержащих 50 и 82 нейтрона, и $-1,1$ мэв для ядер с 50 протонами. Во всех других случаях $\mu = 0$.

Если ядро устойчиво по отношению к процессам деления на осколки или к процессам радиоактивных α - и β -превращений, оно называется стабильным. Ядра, неустойчивые по отношению к названным процессам, называются радиоактивными.

К числу радиоактивных ядер относятся также ядра, находящиеся в метастабильных состояниях возбуждения. Условие неустойчивости атома $M(Z, A)$ по отношению к распаду с испусканием частицы q определяется соотношением:

$$M(Z, A) > M(Z', A') + m_q, \quad (1.10)$$

где $M(Z', A')$ — масса образовавшегося при распаде атома, m_q — масса покоя испускаемой частицы.

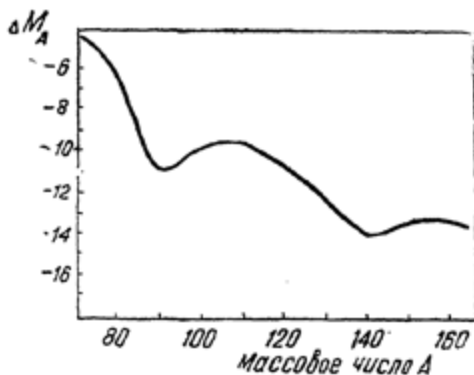


Рис. 1. Зависимость величины поправочного члена ΔM_A в формуле (1.8) от массового числа.

Распад неустойчивых и возбужденных ядер происходит по статистическому закону:

$$n = n_0 \exp. (-\lambda t), \quad (1.11)$$

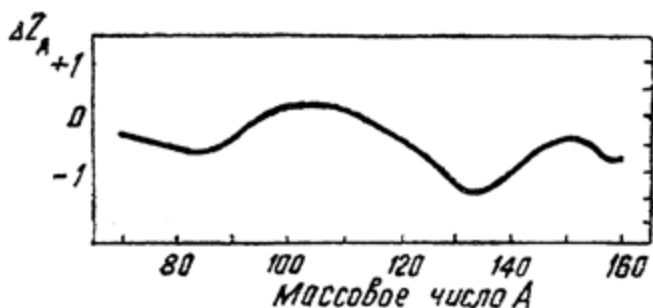


Рис. 2. Зависимость величины поправочного члена ΔZ_A в формуле (1.8) от массового числа.

где n — число нераспавшихся ядер в момент t ; n_0 — число ядер в начальный момент; λ — постоянная распада, т. е. вероятность распада, отнесенная к одному ядру и к единице времени.

Среднее время жизни ядер по отношению к радиоактивному превращению или к переходу из возбужденного состояния к основному связано с постоянной распада простым соотношением:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.12)$$

Период полураспада, т. е. время, в течение которого распадается половина из имевшегося к начальному моменту количества ядер, определяется следующим образом:

$$t = \frac{\ln 2}{\lambda} = (\ln 2)\tau = 0,693\tau. \quad (1.13)$$

Момент количества движения. Второй важной характеристикой ядерных уровней является полный момент количества движения \vec{I} . Полный момент всегда является интегралом движения. Квантовое число полного момента количества движения обозначается I ; абсолютная величина его равна

$$I^* = h \sqrt{I(I+1)}. \quad (1.14)$$

Момент ядра обусловлен движением составляющих его нуклонов. Состояния движения отдельных нуклонов описываются орбитальным моментом количества движения \vec{l} и спиновым моментом количества движения нуклона \vec{s} . Способ сложения этих моментов при „образовании“ полного момента ядра \vec{I} зависит от характера взаимодействия или „схемы связи“ между нуклонами.

В настоящее время не представляется возможным указать схему связи, которая была бы одинаково пригодной для описания всех ядерных явлений.

По аналогии с атомной спектроскопией, в ядерной спектроскопии рассматриваются два крайних типа связи: схема связи Ресселя—Саундерса, или просто LS -связи, и схема сильной спин-орбитальной связи, или jj -связи.

В схеме Ресселя—Саундерса предполагается, что взаимодействие спина и орбитального момента (взаимодействие „спин-орбита“) для каждого отдельного нуклона значительно слабее, чем взаимодействие между спинами и орбитами разных нуклонов. В этом случае орбитальные моменты отдельных нуклонов складываются по правилу:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i, \quad (1.15)$$

где \vec{L} — полный орбитальный момент ядра.

Подобным же образом складываются спины, давая полный спиновый момент ядра

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i. \quad (1.16)$$

Состояние ядра характеризуется полным моментом, равным

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (1.17)$$

Так же как и в атомной спектроскопии, в схеме LS -связи ядерные уровни с $L = 0, 1, 2, 3$ обозначаются $S, P, D, F \dots$

Численный индекс вверху влево от буквы, обозначающей состояние, указывает на мультиплетность уровня, равную $2S + 1$. Индекс внизу вправо соответствует величине I . Так, ${}^2P_{3/2}$ обозначает состояние с $L = 1, S = 1/2, I = 3/2$. Известно,

что основное состояние дейтона есть состояние 3S_1 ($L=0$, $S=1$) с небольшой примесью состояния 3D_1 ($L=2$, $S=1$).

В другом крайнем случае (jj -связь) взаимодействие спина и орбиты для отдельного нуклона предполагается сильным. В этом случае сохраняет определенное значение полный момент количества движения отдельного нуклона

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i. \quad (1.18)$$

Векторы \vec{j}_i , складываясь, дают полный момент количества движения ядра

$$\vec{I} = \sum_i \vec{j}_i. \quad (1.19)$$

Полный момент I и полное число уровней системы ядерных частиц не зависят от схемы связи. Однако относительное и абсолютное разделение уровней не одинаковы в схемах LS - и jj -связей.

Анализ экспериментальных данных показывает, что „чистая“ LS -схема связи хорошо описывает атомные спектры легких атомов. Для тяжелых атомов лучшим приближением является схема jj -связи. В ряде случаев удовлетворительное согласие с опытом дают промежуточные, или смешанные, типы связи.

В случае ядер „чистая“ LS -схема связи, по-видимому, никогда не осуществляется.

Заметим, что определяемой на опыте величиной является средняя во времени проекция момента \vec{I}^* в данном направлении. Эта проекция в общем случае равна $m_I \hbar$, где m_I — магнитное квантовое число — может принимать $(2I+1)$ различных значений:

$$m_I = I, I-1, \dots, -(I-1), -I.$$

В таблицах приводятся максимальные из наблюдаемых компонентов полного момента, т. е. величины $I\hbar$. Их и называют полным моментом (спином) ядер.

В настоящее время экспериментально определены моменты основных уровней большинства ядер. Моменты некоторых ядер приведены в табл. 2. Надежно установлено, что моменты основных состояний четно-четных ядер (Z и N четные) равны нулю. Основные состояния ядер с нечетными A имеют полный момент I , равный полуцелому числу \hbar .

Наконец, моменты зеркальных ядер в основных состояниях одинаковы.

Для определения моментов возбужденных состояний используются данные опытов по рассеянию и поглощению частиц ядрами, по кулоновскому возбуждению ядер, по

Таблица 2

Моменты некоторых стабильных и радиоактивных ядер в основных состояниях [241]

Ядро	Устойчивость	Полный момент кол-ва движения I (в единицах \hbar)	Магнитный момент μ (в ядерных магнетонах)	Квадрупольный момент Q ($e \cdot 10^{-24}$ см ²)
$^0_0 n^1$	рад.	1/2	-1,91280	—
$^1_1 H^1$	стаб.	1/2	2,79275	—
$^1_1 H^1$.	1	0,857354	$2,738 \cdot 10^{-3}$
$^3_3 Li^6$.	1	0,82189	$-4,6 \cdot 10^{-4}$
$^3_3 Li^7$.	3/2	3,25633	<0
$^5_5 B^{10}$.	3	1,80066	0,0740
$^{10}_{10} Ne^{20}$.	0	$2 \cdot 10^{-4}$	—
$^{12}_{12} Mg^{25}$.	5/2	-0,85466	—
$^{13}_{13} Al^{27}$.	5/2	3,64133	0,149
$^{14}_{14} Si^{29}$.	1/2	-0,55492	$< 1 \cdot 10^{-4}$
$^{19}_{19} K^{39}$.	3/2	0,390873	$-0,03 \div +0,14$
$^{19}_{19} K^{42}$	рад.	2	-1,137	—
$^{25}_{25} Mn^{55}$	стаб.	5/2	3,46753	$0,4 \div 0,55$
$^{30}_{30} Zn^{63}$	рад.	3/2	-0,10	—
$^{30}_{30} Zn^{64}$	стаб.	0	~ 0	—
$^{35}_{35} Br^{79}$.	3/2	2,10574	$0,30 \div 0,33$
$^{35}_{35} Br^{81}$.	3/2	2,26947	$0,25 \div 0,28$
$^{49}_{49} In^{113}$	рад.	9/2	5,2222	1,181
$^{49}_{49} In^{115}$.	9/2	5,5339	1,198
$^{62}_{62} Sm^{147}$.	7/2	-0,76	($< 0,72$)
$^{63}_{63} Eu^{151}$	стаб.	5/2	3,6	1,2
$^{63}_{63} Eu^{153}$.	5/2	1,6	2,6
$^{65}_{65} Er^{167}$.	7/2	-0,50	(10)
$^{71}_{71} Lu^{175}$.	7/2	2,9	6,5
$^{73}_{73} Ta^{181}$	стаб.	7/2	2,3	6,6
$^{84}_{84} Po^{215}$	рад.	5/2	—	—
$^{92}_{92} U^{235}$.	7/2	-0,8	8
$^{93}_{93} Np^{237}$.	5/2	6	—

изучению угловой корреляции и поляризации частиц при радиоактивных превращениях (§ 7, 22), измерению коэффициентов конверсии (§ 17) и т. д. Весьма ценными являются предсказания о моментах возбужденных уровней, сделанные на основе модельных представлений (§ 2).

Магнитные моменты ядер. Ядра с ненулевым моментом количества движения \vec{I} обладают магнитным моментом $\vec{\mu}$. Последний определяется следующим образом:

$$\vec{\mu} = \gamma h \vec{I} = g \mu_0 \vec{I}, \quad (1.20)$$

где γ — ядерное гиромангнитное отношение (размерность $гс^{-1} сек^{-1}$),
 g — ядерный g -фактор,
 μ_0 — ядерный магнетон.
 Ядерный магнетон равен

$$\mu_0 = \frac{eh}{2m_p c} = 5,0504 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} \cdot гс^{-1},$$

т. е. он в 1836,12 раза меньше магнетона Бора

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e c} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot гс^{-1}$$

Величиной, которая измеряется и которая приводится в таблицах, является максимально возможная в направлении вектора \vec{I} величина квантовомеханического вектора $\vec{\mu}$. Она равна

$$\mu = \gamma h I = \vec{\mu} \left(\frac{I}{\vec{I}} \right), \quad (1.21)$$

или в ядерных магнетонах

$$\mu = g I. \quad (1.21a)$$

Экспериментальная величина магнитного момента протона равна $\mu_p = 2,79275 \pm 0,0003^*$, т. е. в 2,79 раза больше того значения, которое следовало бы ожидать по аналогии с электроном. Абсолютное гиромангнитное отношение для протона равно $\gamma_p = 2,675 \cdot 10^4 гс^{-1} сек^{-1}$.

Поскольку магнитный момент протона обусловлен как орбитальным движением, так и спином, можно представить его следующей формулой

$$\vec{\mu} = g_I \vec{l} + g_S \vec{s}. \quad (1.22)$$

* Здесь и в дальнейшем величина μ выражена в ядерных магнетонах.

Для протона $g_l = 1$ и $g_s \approx 5,58$. Магнитный момент свободного нейтрона равен $\mu_n = -1,9128$. Он обязан только наличию спина. В соответствии с (1.22) для нейтрона $g_l = 0$, $g_s \approx -3,82$.

Экспериментальная проверка показала, что четно-четные ядра (He^4 , C^{12} , O^{16}) не имеют магнитного момента. Что касается величины μ для ядер с нечетными A , то еще в 1937 г. Шмидт отметил следующую закономерность. Если откладывать на графике зависимость μ от I для нечетно-четных или четно-нечетных ядер, то экспериментальные величины μ укладываются между двумя расчетными линиями. Эти линии получаются с помощью простых вычислений, основанных на предположении, что ядро состоит из сердцевинки, лишенной момента, и одного внешнего непарного нуклона, который и определяет величину механического и магнитного моментов ядра.

При этом должно быть

$$\mu = gj = \frac{1}{2} j \left[(g_l + g_s) + (g_l - g_s) \frac{l(l+1) - 3/4}{j(j+1)} \right], \quad (1.23)$$

где $j = l \pm 1/2$, g_l и g_s — орбитальный и спиновый g -факторы для нечетного протона или нейтрона.

В соответствии с приведенными выше значениями g_l и g_s для протонов и нейтронов уравнения предельных линий на диаграмме Шмидта $\mu = \mu(I)$ будут:

для нечетного протона

$$\begin{aligned} \mu &= I + 2,29 & (I = j = l + 1/2), \\ \mu &= I - 2,29 \frac{I}{I+1} & (I = j = l - 1/2); \end{aligned} \quad (1.24)$$

для нечетного нейтрона

$$\begin{aligned} \mu &= -1,91 & (I = j = l + 1/2), \\ \mu &= 1,91 \frac{I}{I+1} & (I = j = l - 1/2). \end{aligned} \quad (1.25)$$

На рис. 3 и 4 приведены диаграммы Шмидта для нечетно-четных и четно-нечетных ядер. Сплошные линии удовлетворяют (1.24) или (1.25). Точками изображены экспериментальные величины магнитных моментов ядер в основных состояниях.

нулевого квадрупольного момента свидетельствует о том, что среднее во времени распределение электрического заряда в ядре не обладает сферической симметрией.

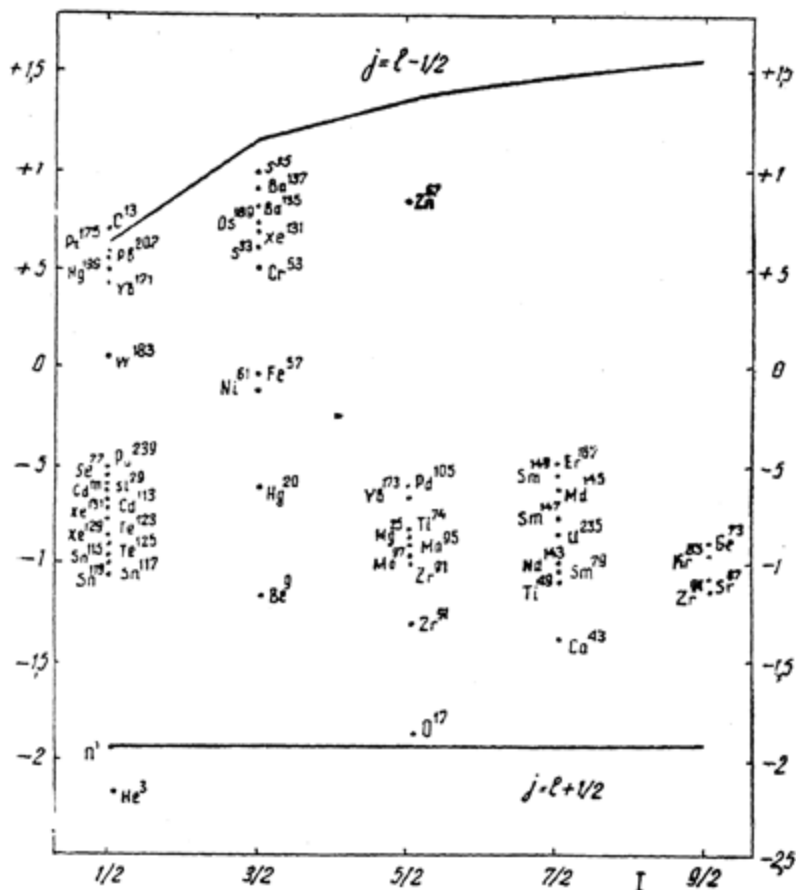


Рис. 4. Диаграмма Шмидта для ядер с нечетным числом нейтронов [70]. Точками изображены экспериментальные величины моментов ядер в основных состояниях.

Электрический квадрупольный момент ядра определяется так:

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho (3z^2 - r^2) d\tau = \frac{1}{e} \int \rho r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) d\tau, \quad (1.26)$$

где ρ — плотность заряда в элементе объема ядра $d\tau$ (рис. 5), θ — угол между радиус-вектором r и осью z .

Так как ядро с моментом I может находиться в $(2I + 1)$ различных состояниях, соответствующих различным ориентациям момента, то имеется $(2I + 1)$ различных значений квадрупольного момента. В таблицах ядерных моментов, например в табл. 2, приводятся значения Q , соответствующие максимальной проекции момента \vec{I} на ось симметрии заряда z , т. е. интеграл (1.26) берется по тем состояниям, для которых $I_z = m_I = I$.

В соответствии с этим Q можно определить еще так:

$$Q = \frac{1}{e} \langle \rho r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \rangle_{\text{ср.}} = Z \langle 3z^2 - r^2 \rangle_{\text{ср.}} \quad (1.27)$$

Эффективная величина квадрупольного момента в квантовом состоянии $m_I \neq I$ связана с величиной Q в состоянии $m_I = I$ следующим соотношением [54]

$$Q(m_I) = \frac{3 \cos^2 \beta_m - 1}{3 \cos^2 \beta_I - 1} Q = \frac{3m_I^2 - I(I + 1)}{I(2I - 1)} Q. \quad (1.28)$$

Как видно из (1.28), ядра с $I = 0$ и $I = 1/2$ не имеют квадрупольного момента в состоянии $m_I = I$.

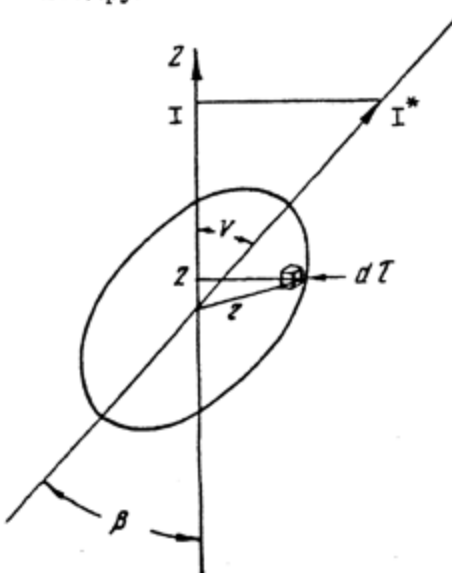


Рис. 5. К определению квадрупольного момента ядер.

Отрицательный знак Q соответствует сплюсненному в направлении оси Z распределению заряда. Если распределение зарядов вытянуто вдоль оси Z , знак Q положительный.

Физические основы методов определения моментов ядер рассмотрены в § 20. Техника экспериментов по определению ядерных моментов описана, например, в книгах [121, 161, 405]. Некоторые из экспериментальных величин μ и Q приведены в табл. 2 и на рис. 3, 4, 6. Для четно-нечетных ядер известные измеренные величины Q заключены в интервале от $-0,08 \cdot 10^{-24}$ до $3,9 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Для нечетно-четных ядер экспериментальные величины Q меняются от $-1,2 \cdot 10^{-24}$ до $+6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Для нечетно-нечетных ядер Q малы, за исключением Lu^{176} .

Что касается возбужденных уровней, то данные о моментах этих уровней могут быть получены, если пользоваться предсказаниями теории оболочек (§ 2) и анализировать данные по угловой корреляции ядерных излучений (§ 7, 21, 22) и коэффициентам конверсии (§ 17).

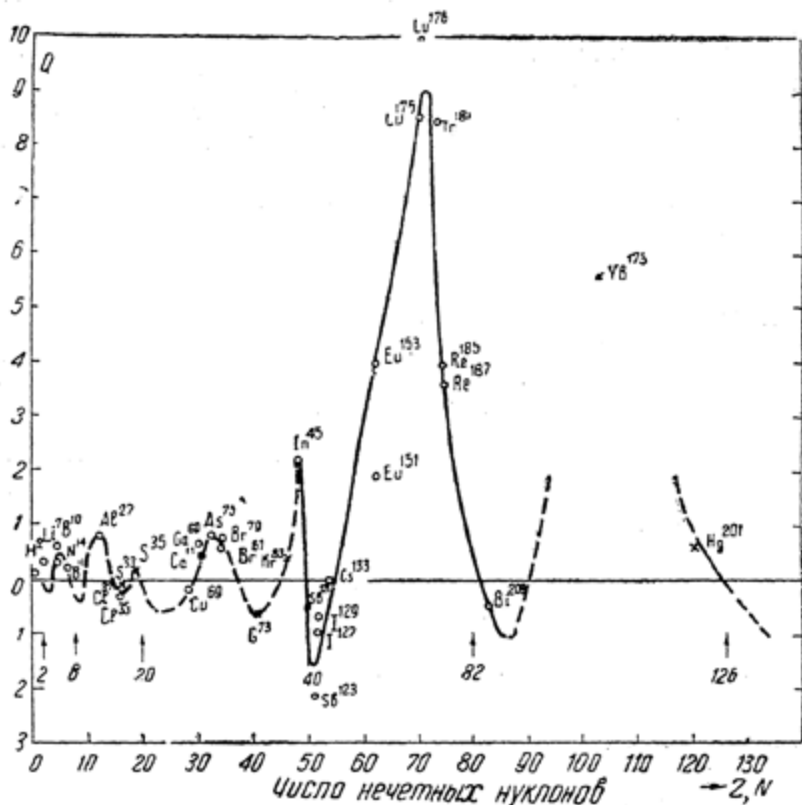


Рис. 6. Диаграмма экспериментальных величин квадрупольных моментов ядер [70]. Моменты нечетно-четных ядер и нечетно-нечетных ядер с разными Z изображены кружками. Моменты четно-нечетных ядер с разными N отмечены крестиками. Стрелки указывают области заполнения нуклонных оболочек.

Четность ядерных уровней. Четность ядерного уровня определяется четностью волновой функции состояния. Последняя определяет свойство волновой функции системы относительно отражения всех координат в начале системы координат. Четность волновой функции положительна, если

она не меняет знака при отражении, т. е. если волновая функция системы удовлетворяет тождеству

$$\Psi(-x, -y, -z, -s) \equiv \Psi(x, y, z, s).$$

Состояние, описываемое такой функцией, называется четным.

Четность волновой функции отрицательна, если при отражении она меняет знак на обратный.

Четность изолированной системы Π является константой движения и не изменяется при процессах, происходящих внутри системы.

Таким образом, все атомные и ядерные уровни имеют вполне определенную четность. Это утверждение не противоречит полученным в 1957 г. экспериментальным фактам о несохранении четности при β -взаимодействии (§ 29). Действительно, как мы убедимся позднее (§ 4 и 30), β -взаимодействие чрезвычайно слабо по сравнению с основным ядерным взаимодействием. Роль β -взаимодействия в формировании ядерных уровней ничтожно мала.

Изотопический спин. В рамках гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил (см. выше) весьма полезным оказалось обращение к формализму изотопического спина. Нейтроны и протоны ядра рассматриваются как различные зарядовые состояния одной частицы — нуклона, отличаясь друг от друга проекцией оператора изотопического спина нуклона $\frac{1}{2}\tau$ на ось ζ в некотором трехмерном пространстве изотопического спина. Эту проекцию, указывающую на зарядовое состояние нуклона, и называют изотопическим спином. При этом для нейтрона $\frac{1}{2}\tau_{\zeta} = -\frac{1}{2}$, для протона $\frac{1}{2}\tau_{\zeta} = \frac{1}{2}$. Переход нейтрона в протон описывается оператором

$$\tau^{-} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

действующим на зарядовую „координату“ волновой функции нейтрона.

Обратный переход описывается с помощью оператора

$$\tau^{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Изотопический спин ядра T равен сумме изотопических спинов отдельных нуклонов

$$T = \sum_i \frac{1}{2} \tau_i.$$

Проекция его на ось ζ равна

$$T_\zeta = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} \tau_\zeta^i = \frac{1}{2} (Z - N), \quad (1.29)$$

т. е. определяется взятой с обратным знаком величиной избытка нейтронов над числом протонов.

Состояния с изотопическим спином T , согласно (1.29), могут осуществляться только в ядрах, у которых $|Z - N| \leq 2T$. Состояния с $T=0$ осуществляются в ядрах с $Z = N$, а состояния с $T=1$ при $Z = N$ или $Z = N \pm 1$.

Замена протона на нейтрон или обратно приводит к изменению проекции изотопического спина на единицу, что формально может быть представлено как поворот ядра в пространстве изотопического спина. Величина изотопического спина при этом должна быть неизменной. Это приводит к правилам отбора по изотопическому спину, которые должны выполняться при ядерных превращениях. Разумеется, действие этих правил отбора ограничено тем, насколько точно предположение о зарядовой инвариантности ядерных сил.

§ 2. МОДЕЛИ ЯДЕР И ТИПЫ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Так как в настоящее время нет строгой теории строения ядра и ядерных взаимодействий, для интерпретации экспериментальных данных по необходимости приходится обращаться к различным упрощенным моделям ядра.

Сравнение опытных данных о спектрах ядер и свойствах ядерных излучений с предсказаниями, следующими из модельных представлений, дает возможность, во-первых, определить границы пригодности той или иной модели, во-вторых, сделать необходимые обобщения для более строгого подхода к описанию ядерных явлений.

Разумеется, всякая модель имеет ограниченную область применения. Так, например, модель жидкой капли [66, 157], основанная на предположении о сильном взаимодействии частиц в ядре, позволила понять такие особенности ядра и

ядерных состояний, как насыщение ядерных сил, постоянство плотности ядерного вещества в области с $R \sim A^{1/3}$, приблизительное постоянство энергии связи на один нуклон, закономерности, связанные с зависимостью массы атомов от числа нейтронов и протонов и т. д. (§ 1). В рамках капельной модели нашли удовлетворительное объяснение особенности деления ядер (§ 6), резонансный характер ядерных реакций и т. д. С другой стороны, наиболее адекватное описание характеристик ядерных уровней в области малых энергий возбуждения¹ дают так называемые модели ядерных оболочек.

Одночастичная модель оболочек. В основе простой одночастичной модели оболочек лежит предположение о том, что взаимодействие любого нуклона в ядре с оставшимися нуклонами может быть представлено сферически симметричной потенциальной ямой, средней между прямоугольной ямой и потенциалом осциллятора. Предполагается, что каждый нуклон движется независимо в среднем ядерном поле, образованном другими нуклонами. Кажущаяся несовместимость этого предположения и факта сильного взаимодействия нуклонов в ядре снимается, если учесть действие принципа Паули. Действительно, большинство столкновений нуклонов внутри невозбужденного или слабо возбужденного ядра не связано с обменом энергией, так как все или почти все квантовые уровни, на которые может перейти нуклон в результате столкновений, заняты. Иными словами, при низких энергиях возбуждения в ядре нет условий для „проявления“ эффектов сильного взаимодействия между нуклонами; наоборот, можно говорить о независимом орбитальном движении отдельных нуклонов в самосогласованном ядерном поле.

Как показали Майер [320], Хаксель, Иенсен и Суэсс [195], для того чтобы правильно описать порядок расположения одночастичных уровней, необходимо дополнительно предположить наличие у нуклонов сильной спин-орбитальной связи в форме $-f(r) \vec{\sigma} \vec{l}$, где \vec{l} — орбитальный момент нуклона, $\vec{\sigma}$ — спиновый оператор Паули, $f(r)$ — некоторая величина ~ 1 мэв.

В этой схеме (схема jj -связи) состояние отдельного нуклона характеризуется его полным моментом j и четностью. Так как состояние с данным j может возникнуть либо из состояния с $l = j - 1/2$, либо из состояния с $l = j + 1/2$ (оба

¹ Энергия возбуждения называется малой, если по величине она много меньше энергии связи нуклонов в ядре.

эти состояния имеют разную четность), то задание четности и j определяют также и квантовое число l . Таким образом, могут осуществляться следующие одночастные состояния: $s_{1/2}, p_{1/2}, p_{3/2}, d_{3/2}$ и т. д. (состояния s, d, \dots — четные, состояния p, f, \dots — нечетные). Эти состояния заполняются независимо протонами и нейтронами.

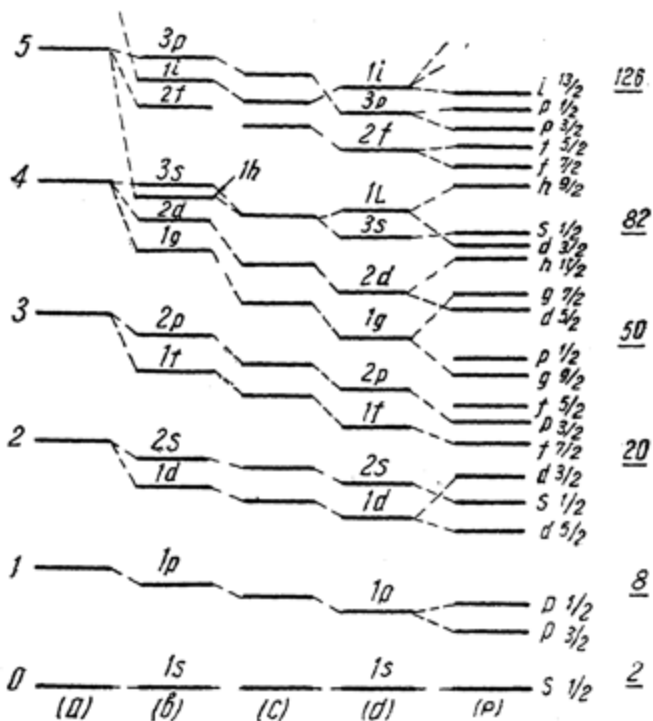


Рис. 7. Порядок расположения уровней в одночастичной модели при различных предположениях относительно формы ядерного потенциала;

a-гармонический осциллятор, *b*-бесконечная прямоугольная яма, *c*-прямоугольная яма конечной глубины, *d*-прямоугольная яма с закругленными краями, *e*-то же с учетом спин-орбитальной связи (схема Майер). Подчеркнутые цифры обозначают число нуклонов в заполненной оболочке.

На рис. 7 представлена схема энергетических уровней, полученная [195, 320] при использовании ядерного потенциала в форме прямоугольной ямы с закругленными краями с учетом сильной спин-орбитальной связи. Эта схема объясняет наблюдаемую на опыте особую устойчивость ядер с числом нейтронов или протонов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Как видно из рис. 7, указанные числа соответствуют полностью заполненным ядерным оболочкам.

Характерным для одночастичной модели является описание свойств ядра через свойства отдельных нуклонов.

При этом предполагается выполнение следующих правил [320]:

А. При данном значении l уровни с $j = l + 1/2$ имеют меньшую энергию возбуждения, чем уровни с $j = l - 1/2$, и заполняются раньше нуклонами.

При этом разность энергий между указанными уровнями растет с увеличением l , будучи пропорциональной величине $(2l + 1)A^{-2/3}$.

В. Вследствие неодинаковой величины спин-орбитальной связи в разных ядрах, действительный порядок следования уровней в пределах данной оболочки может отличаться от изображенного на рис. 7. Это в особенности касается пар уровней $d_{3/2} - s_{3/2}$, $f_{7/2} - p_{3/2}$, $p_{1/2} - g_{7/2}$, $g_{7/2} - d_{5/2}$.

С. Четные числа нейтронов или протонов, имеющих одинаковые l и j , связываются так, что их общий момент количества движений и магнитный момент равны нулю, а четность такой системы четная. В частности основные состояния четно-четных ядер должны быть 0^+ в соответствии с опытными данными (§ 1).

Д. Нечетные числа нейтронов или протонов сверх заполненной оболочки связываются так, что суммарный момент количества движения системы равен моменту последнего нечетного нуклона, и четность системы четная, если l четное, и нечетная, если l нечетное.

Е. Если сверх заполненной оболочки находится два идентичных нуклона в состояниях с одинаковыми j и l (ядра Li^6 , Be^{10} , N^{14}), то энергия связи их больше, чем энергия связи одного нечетного нуклона. Суммарный момент такой системы равен удвоенному моменту одной частицы.

Как показывает анализ экспериментальных данных [232, 277], одночастичная модель оболочек удовлетворительно описывает свойства уровней легких и средних ядер, имеющих сферически симметричную равновесную форму. Очень полезными оказались предсказания модели оболочек для интерпретации явлений, связанных с β -распадом (§ 4) и изомерными переходами в ядрах (§ 5).

Вместе с тем сразу же был отмечен ряд недостатков этой простой модели. Например, величины магнитных моментов ядер в одночастичной модели должны удовлетворять соотношениям (1.24), (1.25), т. е. величины их должны соответствовать точкам на линиях Шмидта в диаграмме $\mu = \mu(I)$.

Между тем, экспериментальные значения μ заметно отличаются от предсказанных (рис. 3, 4). Электрические квадрупольные моменты у большинства ядер оказались больше тех моментов, которые могли быть обусловлены одним протоном. Моменты и четности ряда уровней, особенно у тяжелых ядер, не могли быть объяснены одночастичной моделью.

Обобщенная модель оболочек. Было показано, что в области тяжелых ядер само предположение о сферической симметрии поля оказывается неверным, за исключением ядер с числом нейтронов и протонов, близким к магическим числам. Так, например, в области редких земель и актинидов равновесная форма ядер несферическая. В модифицированной, или обобщенной, модели оболочек, развитой в работах О. Бора и ряда других авторов [57, 14], учитывается связь между движением отдельных внешних нуклонов ядра и коллективным движением ядра как целого. Коллективные движения ядра влияют на движение отдельных нуклонов и обратно, так что свойства ядра и ядерных уровней в конечном счете определяются характером этого взаимодействия. При этом могут представиться два крайних случая. Когда взаимодействие спина и орбиты у отдельных нуклонов сильнее, чем взаимодействие нуклона с поверхностью, движения нуклонов и поверхности в первом приближении можно считать независимыми. Состояние частицы будет характеризоваться теми же квантовыми числами, что и в одночастичной модели оболочек. По-видимому это может иметь место, когда вне заполненных оболочек находится немного нуклонов, так что ядро имеет сферически симметричную равновесную форму.

Когда сверх заполненной оболочки имеется достаточно много нуклонов или оболочки далеки от заполнения, осуществляется сильная связь. В этом случае ядра в основном состоянии не имеют сферической симметрии, и величины J для отдельных нуклонов не являются уже больше хорошими квантовыми числами.

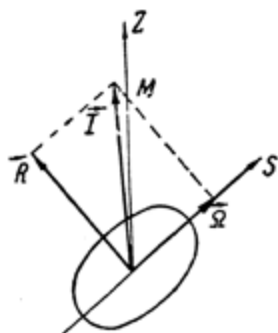
Так, например, совокупность большого количества экспериментальных данных (см. § 3) позволяет утверждать, что все ядра в области $150 < A < 190$ и $A > 222$ имеют несферическую равновесную форму. Энергетические спектры таких ядер содержат кроме одночастичных уровней, связанных с движением отдельных нуклонов, еще и коллективные уровни, обязанные движению ядра как целого.

Для несферических ядер характерно наличие полос энергетических уровней, обусловленных вращением ядра (враща-

тельные, или ротационные уровни). Если считать, что ядро обладает аксиальной симметрией и осуществляется сильная связь нуклонов с поверхностью, то сохраняющейся величиной будет не величина момента количества движения внешнего нуклона, а его проекция $\bar{\Omega}_p$ на ось симметрии S . Сохраняется только полный момент количества движения, который теперь равен (рис. 8)

$$\vec{I} = \vec{\bar{\Omega}} + \vec{R}. \quad (2.1)$$

Здесь $\vec{\bar{\Omega}}$ — вектор „собственного“ момента количества движения отдельных нуклонов,



\vec{R} — момент количества коллективного движения поверхности.

Сумма $\bar{\Omega}_p$ для отдельных нуклонов дает $\bar{\Omega}$. Последняя для низких ротационных уровней равна K , проекции полного углового момента на ось симметрии. Ротационные уровни характеризуются квантовыми числами I , K и M ,

где M — проекция \vec{I} на ось, фиксированную в пространстве (рис. 8).

Рис. 8. Диаграмма моментов в схеме сильной связи нуклонов с поверхностью для несферических ядер.

Энергия уровней ротационного спектра ядер с аксиальной симметрией в самом общем случае описывается формулой

$$E_I = E_0 + A \left[I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2) \delta_{K, 1/2} \right] + B \left[I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2) \delta_{K, 1/2} \right]^2, \quad (2.2)$$

где E_0 — постоянная, зависящая только от внутренней структуры,

$$A = \frac{\hbar^2}{2J},$$

J — эффективный момент инерции, связанный с ротационным движением около оси, перпендикулярной оси симметрии ядра, a — параметр, характеризующий нарушение связи с осью деформации,

$B = 2 \left(\frac{1}{\hbar\omega} \right)^2 \left(\frac{\hbar^2}{J} \right)^3$ — постоянная, характеризующая связь вращения и колебаний.

Члены выражения (2.2), содержащие параметр a , отличны от нуля только для состояний с $K = 1/2$ (такие состояния наблюдаются у ядер Pu^{239} , Tm^{169} и т. д., см. § 17).

Вибрационные, или колебательные, уровни могут встречаться как у ядер с несферической формой, так и у сферических ядер. Они характеризуют колебания ядерного вещества около равновесной формы при фиксированной ориентации ядерного поля. Для учета этого вида коллективного движения рассматривают ядро как набор гармонических осцилляторов с энергией квантов

$$\hbar\omega_\lambda = \hbar \left(\frac{C_\lambda}{B_\lambda} \right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где λ — момент кванта возбуждения,

C_λ — константа, характеризующая поверхностную потенциальную энергию ядра ($C_2 \approx 60$ мэв для средних и тяжелых ядер),

B_λ — массовый коэффициент:

$$B_2 = \frac{1}{2} \rho r_0^5 A^{5/2},$$

где ρ — плотность ядерной материи,
 r_0 — коэффициент в формуле (1.1).

Наиниже частоты коллективных колебаний соответствуют квадрупольным моментам типа ($\lambda=2$). Энергия квадрупольных квантов ~ 1 мэв для тяжелых ядер и увеличивается с ростом A .

Если учитывать только изменение эксцентриситета при малых колебаниях, то их можно описывать квантовыми числами n_β и n_γ .

Моменты ядер в обобщенной модели. Магнитный момент деформированных ядер обусловлен как движением отдельных нуклонов, так и коллективным движением. В схеме связи, изображенной на рис. 8, полный магнитный момент ядра равен

$$\mu = g_\Omega \frac{\Omega^2}{I+1} + g_R \frac{I(I+1) - \Omega^2}{I+1}, \quad (2.4)$$

где g_Ω и g_R — g -факторы для внутреннего и коллективного движения.

Для четно-четных ядер с $\Omega = 0$

$$\mu = g_R I \approx \frac{Z}{A} I. \quad (2.5)$$

Для основного состояния ядер с нечетными A ($I_0 = \Omega \neq 0$) имеем:

$$\mu = g_\Omega \frac{I_0^2}{I_0 + 1} + g_R \frac{I_0}{I_0 + 1}. \quad (2.6)$$

Вычисленные по этим формулам моменты близки к экспериментально определенным [277].

Как следует из опытных данных, представленных на рис. 6, квадрупольные моменты ядер с „замкнутыми“ оболочками малы. Квадрупольные моменты возрастают по мере увеличения числа частиц вне заполненных оболочек, достигая больших значений в области редких земель и тяжелых элементов.

Расчеты показывают, что между измеренным на опыте квадрупольным моментом Q и квадрупольным моментом Q_0 , определенным в системе, связанной с ядром¹, существует следующая связь [277]:

$$Q = \frac{I_0(2I_0 - 1)}{(I_0 + 1)(2I_0 + 3)} Q_0. \quad (2.7)$$

Внутренний квадрупольный момент Q_0 деформированного ядра равен

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R_0^2 \frac{\Delta R}{R_0}, \quad (2.8)$$

где ΔR —разность полуосей.

Типы ядерных уровней. В рамках модельных представлений различают одночастичные уровни и коллективные (ротационные и вибрационные) уровни². Одночастичные и коллективные уровни различаются по следующим „внешним“ признакам:

¹ Измеренные (спектроскопические) квадрупольные моменты характеризуют асимметрию распределения заряда в ядре. Внутренний момент Q_0 характеризует форму ядра относительно оси симметрии.

² Такое деление, строго говоря, возможно, если скорости движения отдельных нуклонов больше скоростей коллективного движения. Условие это выполняется при малых энергиях возбуждения ядер. С увеличением энергии возбуждения различие между одночастичными и коллективными уровнями сглаживается.

А. Коллективные уровни данного типа, например, уровни ротационной полосы, имеют одинаковую четность; разность моментов соседних уровней мала.

Соседние одночастичные уровни могут иметь различную четность, и ΔI для них может быть большим 3, 4, 5.

В. Одночастичные и коллективные уровни имеют различную вероятность разрядки энергии возбуждения.

Спектры уровней четно-четных ядер. Рассмотрим опытные данные о характеристиках уровней четно-четных ядер при низких энергиях возбуждения.

Как уже отмечалось (§ 1), основное состояние четно-четных ядер $0+$, т. е. ядра в основном состоянии имеют $I=0$ и положительную (четную) четность.

Первый возбужденный уровень большинства четно-четных ядер имеет момент $I=2$ и положительную четность. Исключения представляют ядра O^{16} , Ca^{40} , Ge^{72} , у которых первый уровень возбуждения $0+$. Энергия первого уровня особенно велика у ядер с заполненными нейтронными оболочками и заполненными протонными оболочками.

По мере удаления от состояния заполнения энергия первого уровня уменьшается, достигая величины 50—100 *кэВ* у тяжелых ядер. Это связано с переходом от сферически симметричной формы к сфероидальной. У таких ядер, как уже говорилось, легко возбуждаются коллективные ротационные уровни.

При этом в соответствии с (2.2) энергия уровней ротационных полос четно-четных ядер с точностью до постоянного слагаемого определяется формулой:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0(I_0+1)]. \quad (2.9)$$

Энергия уровней ротационной полосы, связанной с основным состоянием четно-четных ядер ($I_0=K=Q=0$), равна

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (2.10)$$

причем уровни этой полосы имеют следующие характеристики:

$$0+, 2+, 4+, \dots$$

Между величинами энергий уровней такой ротационной полосы существует простое соотношение

$$E(2+) : E(4+) : E(6+) : E(8+) : \dots = 1 : \frac{10}{3} : 7 : 12 : \dots$$

Это правило хорошо выполняется для ротационных полос четно-четных ядер. На рис. 9 приведена достаточно характерная для этого случая схема уровней ядра Hf^{180} . Цифры в круглых скобках означают рассчитанные с помощью (2.10) величины энергий. При этом использовалась величина J для первого возбужденного уровня. В квадратных скобках приведены расчетные величины энергий с учетом поправок на связь вращательного и колебательного движений ядра.

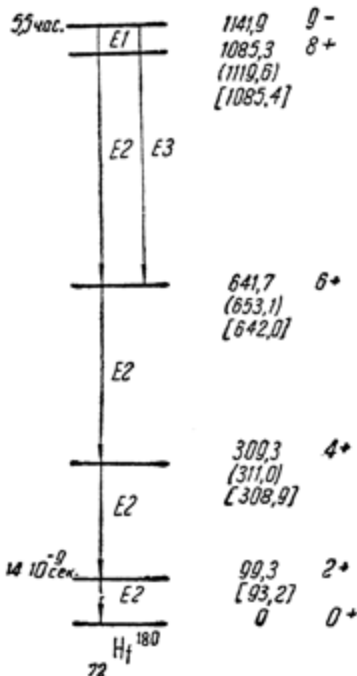


Рис. 9. Схема уровней ядра ${}_{72}\text{Hf}^{180}$. Цифры справа обозначают энергию уровней ($\kappa\varepsilon$), момент и четность. Энергия уровней в круглых скобках вычислена по формуле (2.10). Энергия уровней в квадратных скобках вычислена по формуле (2.2) с учетом связи вращения и колебаний ядра. Буква у стрелок обозначает тип γ -перехода, цифра — мультипольность излучения (§ 5).

Ротационной структурой обладают многие ядра, получившиеся в результате α -распада. Соответствующие примеры будут рассмотрены в § 3.

Кроме ротационных полос основного состояния ($K=Q=0$) в спектрах четно-четных ядер могут осуществляться также ротационные полосы, связанные с возбуждением внутренней структуры. В этих полосах имеет место последовательность уровней со следующими моментами:

$$I = K, K+1, K+2, \dots,$$

и четность этих уровней совпадает с четностью основного состояния полосы. Так, например, спектр уровней W^{182} содержит четыре ротационных полосы, связанных с состояниями $K=0$, $K=+2$, $K=-2$ и $K=-4$ [114].

Одночастичные уровни в четно-четных ядрах имеют значи-

тельно большую энергию возбуждения, чем ротационные. В области, где равновесная форма ядра сферическая, их последовательность описывается схемой Майер (рис. 7). В области несферичности, $150 < A < 190$, $A > 222$, последовательность и характеристики одночастичных уровней описы-

ваются схемой Нильсона [335*], полученной при решении задачи о движении нуклона в сфероидальном потенциале, с учетом спин-орбитальной связи.

Система одночастичных уровней теперь зависит от параметра деформации $\delta = \frac{\Delta R}{R_0}$, связанного с квадрупольным моментом соотношением (2.8).

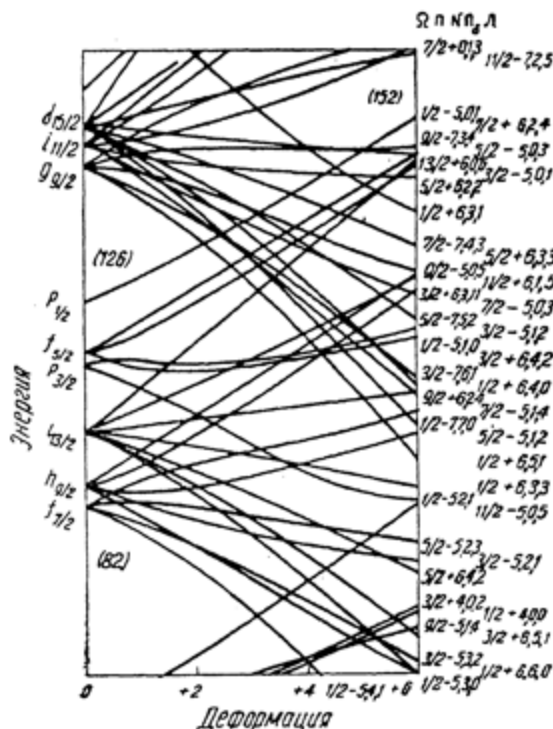


Рис. 10. Диаграмма одночастичных уровней деформированных ядер (схема Нильсона). Каждая орбита характеризуется квантовыми числами, Ω , Π , N , n_γ и Λ (см. текст)

На рис. 10 воспроизведена часть диаграммы Нильсона. Каждая орбита в этой схеме характеризуется квантовыми числами Ω , Π , N , n_γ и Λ . Здесь N —осцилляторное квантовое число, n_γ и Λ —компоненты N и l (орбитального момента частицы) на ось симметрии. Величина Λ равна $\Omega \pm \frac{1}{2}$.

* См. также работу Готфрида [174].

Квантовые числа l_γ и Λ являются „хорошими“ только при больших деформациях ядер.

Что касается вибрационных уровней, то они встречаются как у сферических, так и у деформированных ядер. Особенно проста структура полос вибрационных уровней у сферических четно-четных ядер, так как в этом случае вклад внутренней структуры в момент количества движения равен нулю [14]. Уровни в колебательной полосе четно-четных ядер, обязанные квадрупольным колебаниям ($\lambda = 2$), разделены одинаковыми промежутками $\hbar\omega_2^1$ и имеют характеристики $2+$ (первый колебательный уровень), $0+$, $2+$ или $4+$ (второй колебательный уровень), $0+$, $2+$, $3+$, $4+$ или $6+$ (третий колебательный уровень).

По мере удаления от заполненных оболочек энергия вибрационных уровней уменьшается.

Значительно сложнее структура колебательных полос у несферических ядер. Здесь параметр λ не является хорошим квантовым числом из-за связи колебательного и вращательного коллективных движений [14], и поэтому необходимо ввести квантовое число ν , характеризующее компоненту вибрационного момента на ось симметрии. Для данного λ величина ν может иметь следующие значения:

$$0, \pm 1, \dots, \pm \lambda.$$

Ротационные полосы, связанные с колебаниями, характеризуются теперь величиной $K = K_0 + \nu$, где K_0 — внутренний угловой момент в основном состоянии.

Если $\nu = 0$, то вибрации не приводят к изменению формы ядра, и спектр уровней должен быть обычным для ротационных полос.

Спектры уровней ядер с нечетными A . Характерной особенностью спектров ядер с нечетным числом нуклонов является наличие большого числа уровней и меньшая энергия возбуждения уровней по сравнению с соседними четно-четными ядрами. Эта особенность находит объяснение в модели оболочек. Действительно, как было указано выше, состояние ядер с нечетными A определяется состоянием возбуждения последнего нечетного нуклона. В то же время возбуждение четно-четных ядер связано с изменением состояния по крайней мере двух нуклонов.

Характеристики одночастичных уровней ядер с нечетными A даются схемой Майер (рис. 7), если равновесная фор-

¹ В действительности расстояния между уровнями не равны в точности $\hbar\omega_2$, а увеличиваются с ростом E .

ма ядер сферическая, и схемой Нильсона (рис. 10), если ядра деформированные.

Квантовое число K в ядрах с нечетным числом нуклонов равно проекции момента количества движения \vec{Q} последней нечетной частицы на ось симметрии ядра.

Энергии ротационных уровней определяются формулой

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} [(I + 1) - I_0 (I_0 + 1)],$$

где величины \hbar , J , I , I_0 имеют тот же смысл, что и в (2.9). Величина же $I_0 = K = \Omega \neq 1/2$. При этом имеет место следующая последовательность ротационных уровней:

$$I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2, \dots$$

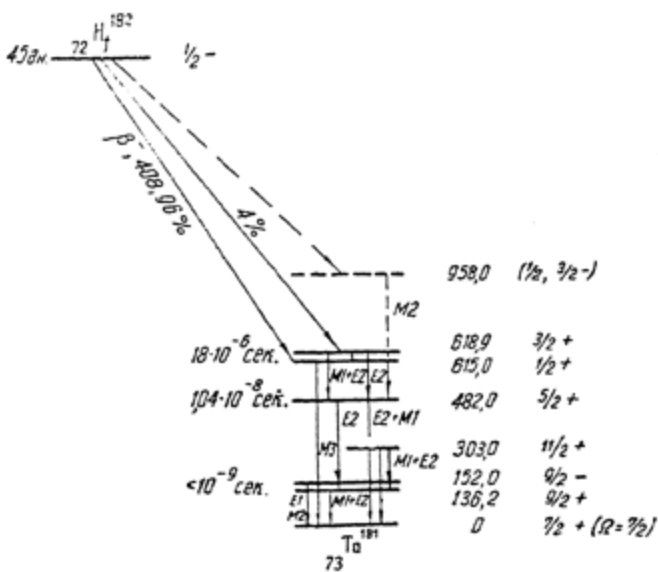


Рис. 11. Диаграмма распада $^{182}\text{Hf}_{72}$ и схема уровней $^{181}\text{Ta}_{73}$.

Четность волновой функции этих уровней такая же, как четность волновой функции нечетного нуклона.

Отношение энергии уровней в ротационных полосах ядер с нечетными A иное, чем в случае четно-четных ядер.

Для иллюстрации сказанного на рис. 11⁷ представлена схема уровней ядра Ta^{181} . Уровни с энергией 0, 136 и 303 *кэв* являются уровнями ротационными; уровни с энергией 152, 482 и 615 *кэв* являются одночастичными уровнями и описываются схемой Нильсона.

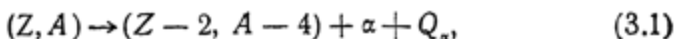
В случае $I_0 = K = 1/2$ необходимо учитывать добавочные члены (2.2), содержащие параметр a . Ядра в этом случае обладают „аномальным“ ротационным спектром (см., например, § 4).

Глава II

РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

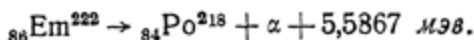
§ 3. АЛЬФА-РАСПАД

Альфа-распад представляет самопроизвольное испускание ядрами α -частиц. Этот процесс может быть записан в виде реакции:



где (Z, A) есть условное обозначение атома с зарядом Z и массовым числом A , Q_α — энергия α -распада.

Так, например, распад радона (Em^{222}) в соответствии с (3.1) записывается так:



В упрощенной модели (модель одного тела) предполагается, что α -частица существует в ядре как целое. Для того чтобы покинуть ядро, она должна преодолеть потенциальный барьер у поверхности ядра (рис. 12). Высота барьера растет с Z и оказывается равной 16—30 мэв. Поскольку энергия α -частиц значительно меньше высоты барьера (табл. 3), проникновение α -частиц через барьер обязано существованию так называемого туннельного эффекта. Резкая зависимость проицаемости барьера от энергии объясняет тот факт, что энергии испускаемых ядрами α -частиц заключены в узком интервале 4,5—8 мэв.

В настоящее время известно около двухсот α -активных ядер (естественных и искусственных). Большинство из этих ядер тяжелые ($Z > 82$).

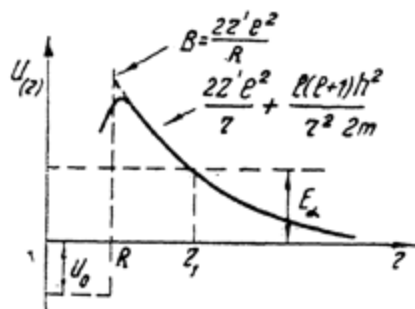


Рис. 12. Потенциал сил, действующих между дочерним ядром и α -частицей.

Энергия распада и критерий неустойчивости ядер относительно α -распада. Тепловой эффект ядерных реакций, или энергия радиоактивных превращений, в соответствии с законами сохранения, определяются соотношением:

$$Q = \left(\sum_{\text{нач.}} M_i - \sum_{\text{кон.}} M_f \right) c^2 = \sum_{\text{кон.}} E_f - \sum_{\text{нач.}} E_i, \quad (3.2)$$

где $\sum_{\text{нач.}} M_i$ и $\sum_{\text{кон.}} E_i$ означают сумму масс и сумму кинетических энергий частиц до превращения; $\sum_{\text{кон.}} M_f$ и $\sum_{\text{кон.}} E_f$ есть сумма масс и сумма кинетических энергий частиц после превращения; c — скорость света.

Если рассматривать распад „голых“, т. е. лишенных электронной оболочки ядер, то энергия α -распада согласно (3.2), определяется формулой

$$Q_\alpha = \{ m(Z, A) - [m(Z-2, A-4) + m_\alpha] \} c^2 - E^*, \quad (3.3)$$

где $m(Z, A)$ есть масса ядра (Z, A) в основном состоянии, m_α — масса покоя α -частицы, E^* — энергия возбуждения дочернего ядра ($E^* = 0$, если происходит переход между невозбужденными уровнями).

Условие неустойчивости ядер по отношению к α -распаду в этом случае представится неравенством:

$$m(Z, A) - m(Z-2, A-4) > m_\alpha + \frac{E^*}{c^2}. \quad (3.4)$$

Поскольку в реальных условиях происходит распад ядер, окруженных электронами, то, строго говоря (§ 19), массы ядер в формулах (3.3) и (3.4) должны быть заменены массами атомов. Условие неустойчивости тогда запишется так:

$$M(Z, A) - M(Z-2, A-4) > M(\text{He}^4) + \frac{E^*}{c^2}, \quad (3.4a)$$

где M обозначает массу нейтрального атома¹.

¹ В формулах (3.3), (3.3a), (3.4) и (3.4a) член E^* автоматически выпадает, если пользоваться величинами масс в соответствующих состояниях ядерного возбуждения. Поскольку при практических расчетах используются таблицы масс атомов или ядер в основных состояниях, целесообразно применять соотношения между массами в форме, приведенной в тексте.

Энергия α -распада в этом приближении равна

$$\frac{Q_\alpha}{c^2} = M(Z, A) - M(Z-2, A-4) - 4,0038773 - \frac{E^*}{c^2}. \quad (3.3a)$$

На рис. 13 изображен распад Ra^{226} . На схеме приведено расположение уровней нейтральных атомов, иллюстрирующее приведенные выше энергетические соотношения при α -распаде. Обычно на диаграммах α -распада применяется энергетическая шкала, причем энергия основного состояния

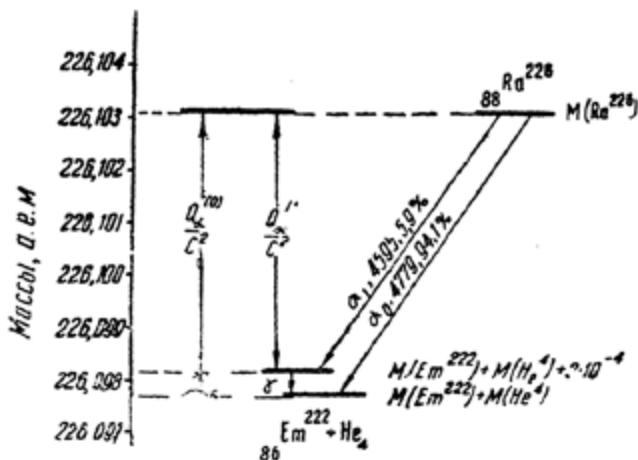


Рис. 13. Диаграмма распада Ra^{226} в шкале масс атомов, иллюстрирующая энергетические соотношения (3.3a). Энергия возбуждения первого уровня E_m^{222} равна 188 кэв. Другие слабовозбуждаемые уровни E_m^{222} не показаны на схеме.

системы „атом отдачи + атом гелия“ принимается равной нулю (см., например, диаграммы α -распада на рис. 17—19). Наклонные линии обозначают α -переход. Надписи у наклонных линий обозначают последовательно: индекс группы α -частиц, кинетическую энергию α -частиц, интенсивность группы α -частиц (в процентах). Такая система обозначений принята на всех схемах α -распада, приведенных в этой книге.

Нетрудно показать, используя (3.3a) и экспериментальные величины атомных масс (табл. 1), что легкие и средние атомы устойчивы по отношению к α -распаду. Оценка стабильности тяжелых атомов может быть произведена, если массы в (3.3a) вычислять с помощью полуэмпирической формулы (1.8).

Соответствующие расчеты показывают, что α -распад энергетически возможен для всех атомов с $A \gtrsim 180$.

Однако экспериментально α -распад в области $A \approx 180$ обнаружить трудно из-за исключительно больших периодов распада ($t > 10^{16}$ лет)*.

Энергия α -распада в некотором приближении равна сумме кинетических энергий α -частицы E_α и атома отдачи E_r ,

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_r = E_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_r} \right). \quad (3.5)$$

Правила отбора. Законы сохранения требуют, чтобы, во-первых, момент количества движения, уносимый α -частицей, был равен разности моментов начального и конечного ядер и, во-вторых, четность системы „ядро + α -частица“ была равна четности начального состояния.

В соответствии с этим при α -распаде должны выполняться следующие правила отбора:

$$|I_f - I_i| \leq l \leq |I_f + I_i|, \quad (3.6)$$

$$\Pi_i \Pi_f \leq (-1)^l, \quad (3.7)$$

где I_i и Π_i — момент и четность начального состояния;
 I_f и Π_f — момент и четность конечного состояния;
 l — момент количества движения, уносимый α -частицей.

Если начальное и конечное состояния являются четными, то при переходе должны испускаться α -частицы с четными значениями l . При α -распаде несферических ядер следует считаться также с правилами по квантовому числу K (см. ниже).

Вероятность α -распада. Вычисление вероятности α -распада связано с решением квантовомеханической задачи о прохождении частиц через потенциальный барьер.

Постоянная распада, т. е. вероятность испускания ядром α -частицы, в самом общем виде может быть представлена произведением двух сомножителей

$$\lambda = fP, \quad (3.8)$$

* Исключение представляют „естественный“ α -распад ${}_{82}\text{Sm}^{152}$ с периодом $1,5 \cdot 10^{12}$ лет и несколько случаев α -распада искусственно-радиоактивных ядер (Cd^{148} , Eu^{147}).

один из которых (f) определяет вероятность распада в отсутствие потенциального барьера, другой (P) — проницаемость барьера.

Конкретный вид формулы для λ зависит от характера предположений о потенциальном барьере и условий образования α -частицы в ядре.

Существующие теории α -распада исходят из предположения о сферической форме ядра и используют идеализированную модель потенциального барьера (рис. 12).

Потенциальная энергия α -частицы при $r < R$ (R — радиус ядра) считается постоянной и равной U_0 . При $r > R$ потенциальная энергия равна

$$U = \frac{2Z'e^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2}, \quad (3.9)$$

т. е. практически совпадает с кулоновской энергией α -частицы $\frac{2Z'e^2}{r}$, так как вклад центробежной энергии равен по порядку величины 0,002 $l(l+1)$ от вклада кулоновской энергии.

Здесь $Z' = (Z - 2)$ — заряд дочернего ядра, l — момент α -частицы, M — приведенная масса системы „ α -частица + атом отдачи“.

Проницаемость барьера частицей с зарядом pe и энергией E определяется формулой

$$P = \exp.[-\gamma(E, R)], \quad (3.10)$$

где

$$\gamma = \frac{2(2M)^{1/2}}{\hbar} \frac{Z'ne^2}{E^{1/2}} \left[\cos^{-1} x^{1/2} - x^2 (1-x)^{1/2} \right], \quad (3.11)$$

x — отношение кинетической энергии частицы к высоте барьера

$$x = \frac{ER}{Z'ne^2}.$$

При α -распаде $E = E_\alpha$, $n = 2$.

Если не интересоваться условиями образования α -частицы и считать, что она существует в ядре как целое (одночастичная модель), то множитель f в (3.8) может быть приравнен частоте колебаний α -частицы в ядре

$$f = \frac{v_\alpha}{R} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ сек.}^{-1} \quad (3.12)$$

Гамов [172], исходя из требования, чтобы волновая функция α -частицы первый раз обращалась в нуль на границе ядра, определил f следующим образом:

$$f = \frac{8\pi\hbar}{MR^2} \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ сек.}^{-1} \quad (3.13)$$

Наиболее точное выражение для f в указанном приближении получено Престоном [340]. Результат его вычислений представляется в форме двух уравнений:

$$f = \frac{2v'_\alpha}{R} \frac{\mu^2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\mu^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0}, \quad (3.14)$$

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha_0 \operatorname{tg} (\mu k R).$$

$$\alpha = \arccos x$$

$$\mu = - \left(1 - \frac{U_0}{Q_\alpha} \right)^{1/2}, \quad (3.15)$$

$$v_\alpha = \left(\frac{2Q_\alpha}{M} \right)^{1/2} = v_\alpha \left(1 + \frac{m_\alpha}{M} \right), \quad (3.16)$$

$$k = \frac{Mv'_\alpha}{\hbar} = \frac{(2MQ_\alpha)^{1/2}}{\hbar}. \quad (3.17)$$

Ландау [279], Блатт и Вайскопф [54], Девени [116] определяли f в функции среднего расстояния D между уровнями с одинаковыми четностью и моментами. Результат Блатта и Вайскопфа в принятых выше обозначениях представляется формулой

$$f = \frac{2D}{\pi\hbar} \frac{\mu^2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\mu^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0}. \quad (3.18)$$

При этом множитель f по порядку величины оказывается равным $2 \cdot 10^{20} \text{ сек.}^{-1}$

Следует заметить, что приведенные здесь результаты расчетов не могут претендовать на большую точность в предсказании периодов α -распада, поскольку они основаны на грубых предположениях о форме ядра и потенциального барьера и не учитывают реальных условий образования α -частицы в ядре.

Однако они правильно передают основные особенности α -распада: резкую зависимость периода распада от энергии распада и радиуса ядра.

В этой связи полезно сделать некоторые оценки. Для $Z=82$ проницаемость барьера, согласно (3.10), уменьшится в $4 \cdot 10^5$ раз, если энергия распада изменится от 6 до 5 мэв. Изменение R на 10% при тех же условиях приводит к изменению вероятности распада в 150 раз.

Зависимость постоянной распада от l сравнительно слаба. При $Q_\alpha = 6,203$ мэв, $Z' = 81$ (распад ThC, см. рис. 15) и $R = 8,52 \cdot 10^{-13}$ см, отношение λ_l/λ ($l=0$) равно 0,579 для $l=2$, 0,163 для $l=4$ и 0,0252 для $l=6$.

Приведенные выше формулы связывают четыре величины: Q_α (или E_α), R , U_0 и λ . Они представляют подходящую основу для систематики α -радиоактивных превращений, если использовать экспериментальные значения E_α и λ для определения U_0 и R [347,352].

Так, систематика экспериментальных данных об испускании α -частиц четно-четными ядрами, проведенная Капланом [231] на основе формул (3.14) — (3.17), привела к следующему выражению для эффективного радиуса ядер:

$$R = (1,57 \pm 0,15) 10^{-13} A^{1/2} \text{ см.} \quad (3.19)$$

При этом оказалось, что энергия α -распада превышает величину внутренней потенциальной энергии U_0 в среднем на 0,5 мэв.

Анализ этих же данных [351] на основе формул (3.10) и (3.13) привел к следующей зависимости

$$R = 1,48 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (3.19a)$$

Определенные подобным образом радиусы для ядер с нечетными A изменяются неравномерно (скачками).

В этой связи (см. также § 1) следует заметить, что определенные при систематике α -спектров радиусы нельзя отождествлять с истинными радиусами ядер, так как первые включают в себя также радиус α -частицы [169, 54]. Следует еще учесть, что большинство α -активных ядер имеет несферическую форму

Тонкая структура α -спектров. Основным методом изучения α -спектров является метод магнитного анализа [162, 169]. Исследования на магнитных спектрометрах большой

разрешающей силы (см. § 11) показали, что большинство ядер имеет сложный α -спектр (тонкая структура).

На рис. 14 приведен типичный спектр α -частиц, испускаемых при распаде изотопов, принадлежащих к семейству U^{230} . Спектр получен Асаро и Перлманом на магнитном спектрометре секторного типа. Для этой же цели широкое применение нашли магнитные спектрографы с двойной фокусировкой [169, 173].

Если при α -распаде дочерние ядра возникают не только в основном, но и в возбужденном состоянии, α -спектр имеет короткопробежные частицы. Наиболее интенсивная (главная) группа α -частиц в старой номенклатуре [49, 361, 220] обозначается α_0 ; остальные группы α -частиц обозначаются $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ в порядке уменьшения интенсивности. В новой номенклатуре группы обозначают так: α_{E^*} , где E^* — энергия возбуждения уровня, на который происходит переход при α -распаде. рис. (14).

Как правило, наиболее интенсивная группа α -частиц возникает при переходе между основными уровнями ядер (табл. 3). В этом случае [230]

$$\begin{aligned} E_{\alpha_1} &= E_{\alpha_0} - (E_1^* - E_0), \\ E_{\alpha_2} &= E_{\alpha_0} - (E_2^* - E_0), \end{aligned} \quad (3.20)$$

где E_{α_0} — энергия главной группы α -частиц, E_0, E_1^*, E_2^*, \dots — энергии уровней дочернего ядра.

Таким образом, по разности энергий α -частиц или γ -лучей, испускаемых после α -распада, можно установить энергии уровней дочернего ядра. Для определения других квантовых характеристик этих уровней необходимо установить тип и мультипольность γ -лучей одним из подходящих методов (см. § 5).

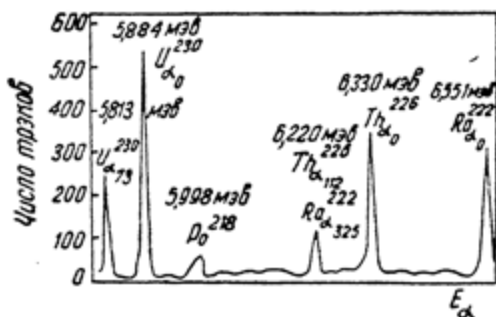


Рис. 14. Спектр α -частиц, испускаемых при распаде изотопов, входящих в семейство U^{230} . Из-за небольшой экспозиции четко выявляются только наиболее интенсивные α -линии.

Некоторые характеристики атомов при естественном α -распаде [49]

Изотоп	Группа α -частиц	Относительная интенсивность, %	Энергия распада Q_{α} , МэВ	Энергия α -частиц E_{α} , МэВ	Скорость α -частиц $v_{\alpha} \cdot 10^{-4}$, см/сек	Энергия атомов отдачи E_r , КэВ	Период полураспада t
$^{83}\text{Bi}^{211}$ (AcC)	α_0	82,6	6,748	6,620	1,782	128	2,16 мин.
$^{83}\text{Bi}^{212}$ (ThC)	α_2	17,4	6,394	6,273	1,735	121	
	α_1	27,2	6,2031	6,0861	1,710	117	60,5 мин.
	α_0	69,8	6,1628	6,0466	1,704	116,2	
	α_2	1,75	5,8750	6,7642	—	110,8	
	α_4	0,15	5,7303	5,6222	—	108,1	
	α_3	1,09	5,7110	5,6033	—	107,7	
	α_5	0,016	5,584	5,478	—	106,0	
	α_1	45	5,6100	5,5051	1,627	100,5	19,7 мин.
$^{83}\text{Po}^{214}$ (RaC)	α_0	55	5,5478	5,4441	1,618	100,4	138,4 дн.
$^{84}\text{Po}^{210}$ (RaF)	α_0	~100	5,4037	5,3007	1,597	103,0	$5 \cdot 10^{-3}$ сек.
$^{84}\text{Po}^{211}$ (AcC')	—	100	7,586	7,442	1,890	144	$3 \cdot 10^{-7}$ сек.
$^{84}\text{Po}^{212}$ (ThC')	—	100	8,9488	8,9488	2,06	168,7	
	α_0	100	9,6746	9,4923	2,134	—	
	α_2	$35 \cdot 10^{-4}$	10,623	10,422	2,24	—	
	α_3	$20 \cdot 10^{-4}$	10,7459	10,5432	2,25	—	
	α_1	$190 \cdot 10^{-4}$	7,8766	7,6804	1,921	146,2	$1,55 \cdot 10^{-4}$ сек.
	главн.	100	6,1103	5,9983	1,698	112,1	3,05 мин.
$^{84}\text{Po}^{214}$ (RaC')	—	100	6,3985	6,2823	1,738	116,2	54,5 сек.
$^{86}\text{Em}^{227}$ (Tn)	—	100	5,5867	5,4861	1,624	100,6	3,82 дн.
$^{86}\text{Em}^{228}$ (Rn)	—	95	5,7847	5,6814	1,653	103,3	3,64 дн.
	α_0	94,1	4,865	4,779	1,517	86	1590 лет
$^{90}\text{Ra}^{226}$ (ThX)	α_0	5,9	4,678	4,595	1,488	83	
$^{88}\text{Ra}^{226}$	α_1	72,5	5,5194	5,4226	—	96,8	
	α_0	28,5	5,4326	5,3374	—	95,2	1,9 лет
$^{90}\text{Th}^{232}$ (RaTh)	α_1	80	4,768	4,685	—	83	
$^{90}\text{Th}^{230}$ (Io)	α_0	20	4,698	4,616	—	82	$8 \cdot 10^4$ лет

Возникновение короткопробежных α -частиц иллюстрируется диаграммой распада ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ (ThC), приведенной на рис. 15.

Если ядро может испытывать α -распад, находясь как в основном, так и в возбужденном состоянии, то кроме главной группы, возникающей в большинстве случаев при переходе между основными состояниями, в α -спектре наблюдаются

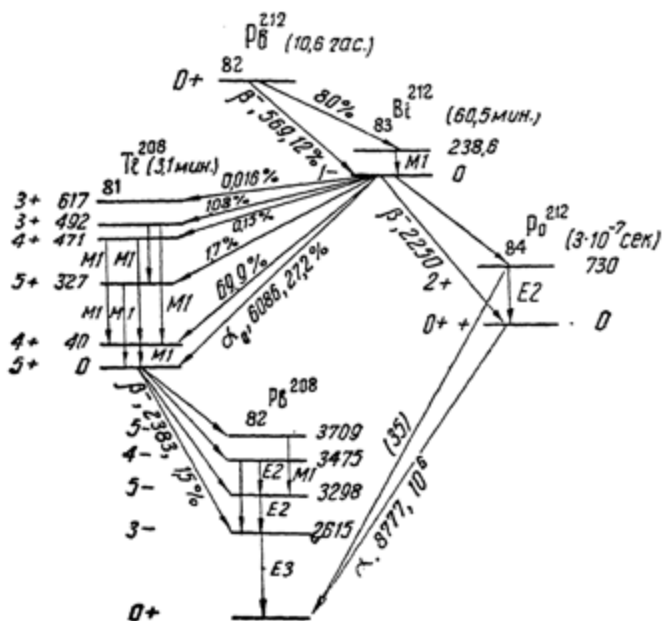


Рис. 15. Диаграмма последовательных переходов α , β , и γ при распаде ${}_{82}\text{Pb}^{212}$.

Цифры в скобках у химического символа изотопа обозначают период полураспада. Надписи у наклонных линий обозначают тип перехода, энергию частиц (кэВ), относительную интенсивность перехода. Вертикальные стрелки обозначают γ -переходы. Буква и цифра обозначают тип и мультипольность излучения (§ 5). На диаграмме даны характеристики уровней: моменты, четности и энергии (кэВ).

группы длиннопробежных частиц. Отношение интенсивностей групп длиннопробежных α -частиц и α -частиц основной группы резко зависит от энергии возбуждения исходного ядра. Такие спектры наблюдаются при распаде сильно возбужденных ядер Po^{212} (ThC'), Po^{214} (RaC') и др. Энергия длиннопробежных частиц определяется соотношениями (3. 20). В этом случае γ -излучение принадлежит исходному ядру, и разность энергий различных групп α -частиц позволяет установить схему уровней этого ядра.

Так, например, для $Z = 84$ $C = 50,15$, $D = 128,8$; для $Z = 90$ $C = 51,54$ и $D = 139,4$.

При этом постоянные распада для отдельных ветвей тонкой структуры (парциальные константы) находятся в согласии с теми величинами, которые ожидаются на основании значения энергий для каждой из групп.

Если пользоваться понятием коэффициента распада [57, 169]

$$F = \frac{\lambda_{\text{эксп.}}}{\lambda_{\text{выч.}}}, \quad (3.23)$$

причем $\lambda_{\text{выч.}}$ определять с помощью формул (3.14) — (3.19), то для большинства четно-четных ядер F принимает значения от 0,8 до 1,5.

Для ядер с нечетным числом нуклонов величины F имеют большой разброс от ~ 1 до нескольких десятков тысяч. Период α -распада таких ядер, как правило, больше, чем период распада четно-четных ядер с такой же энергией; α -спектры имеют более ярко выраженную тонкую структуру, причем переходы на возбужденные состояния сравнимы по интенсивности или даже превышают, как это видно из табл. 4, интенсивность переходов между основными состояниями.

Таблица 4

Некоторые характеристики искусственных α -эмиттеров [13,169]

Изотоп	Интенсивность группы α -частиц, %	Энергия распада Q_{α} , МэВ	Энергия α -частиц E_{α} , МэВ	Период полураспада t
$^{83}\text{Bi}^{210}$	100	5,95	5,83	7 мин.
$^{84}\text{Po}^{210}$	100	5,203	5,109	2,93 лет
$^{85}\text{Em}^{218}$	100	7,260	7,127	0,019 сек.
$^{92}\text{U}^{233}$	83,5	4,9	4,816	$1,62 \cdot 10^5$ лет
$^{93}\text{Np}^{237}$	53	4,85	4,78	$2,2 \cdot 10^6$ лет
$^{94}\text{Pu}^{238}$	72	5,589	5,495	89,6 лет
$^{95}\text{Am}^{241}$	84,2	5,583	5,476	470 лет
$^{96}\text{Cm}^{242}$	73,7	6,213	6,11	162,5 дн.
$^{97}\text{Bk}^{245}$	48	6,25	6,15	4,950 дн.
$^{98}\text{Cf}^{248}$	78	6,865	6,753	35,7 час.

Значительные отклонения экспериментальных периодов от рассчитанных по формулам типа (3.14) — (3.18) наблю-

даются также у некоторых четно-четных ядер, например, Po^{212} , Em^{212} и т. д.; α -превращения этих изотопов являются „запрещенными“ по сравнению с α -переходами других четно-четных ядер.

Делались многочисленные, в некоторых отношениях успешные, попытки объяснить отступления зависимости периода распада от момента, уносимого α -частицами [347], затрудненностью образования α -частицы в ядрах с нечетным числом нуклонов [352], влиянием электростатического взаимодействия α -частиц с дочерними ядрами [340, 350] и т. д.

Все эти объяснения охватывали только частные стороны, связанные с механизмом α -распада.

Для понимания указанных особенностей тонкой структуры α -спектров тяжелых элементов весьма полезным оказалось [57, 425, 58] обращение к идеям, составляющим основу обобщенной модели ядер (§ 2). Как показывают опытные данные [58, 169, 353], ротационные уровни часто возбуждаются при α -распаде тяжелых ядер. Так, например, первый и второй уровни возбуждения ядер, образующихся при распаде U^{230} , U^{232} , U^{234} , Pu^{238} , Pu^{240} , Cm^{242} , обладают всеми признаками ротационных уровней (§ 2). В качестве примера на рис. 17 приведена диаграмма распада Cm^{242} . Интересно отметить,

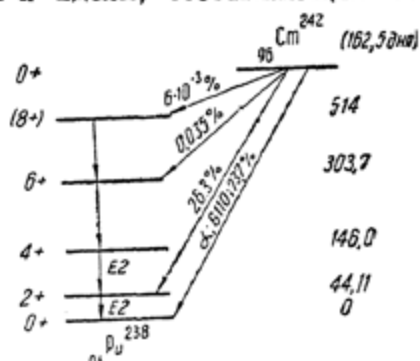


Рис. 17. Диаграмма α -распада ${}_{96}\text{Cm}^{242}$, иллюстрирующая переходы к уровням ротационного спектра ${}_{94}\text{Pu}^{238}$.

что вероятность перехода на второй ротационный уровень ($4+$) Pu^{238} аномально мала (в смысле требований простой теории α -распада) по сравнению с вероятностью распада на первый возбужденный уровень ($2+$). Эта аномалия наблюдается для других ядер и увеличивается с ростом A .

Ротационная структура уровней возбуждается также при распаде ядер с нечетными A . На рис. 18 приведена диаграмма α -распада Am^{241} [173].

Уровни Np^{237} с энергиями 60, 103, 157, 224, 305 кэВ принадлежат одной ротационной полосе; энергия их выражается формулой (2.9). Уровни Np^{237} с энергией 0 и 33 кэВ , принадлежащие другой ротационной полосе, возбуждаются слабо.

Бор, Фрёман и Моттельсон [58] сделали попытку объяснить флуктуации полных и парциальных констант α -распада. Переходы, для которых коэффициент $F \approx 1$, они называют

облегченными переходами. Существование их связывается с отсутствием запрета по квантовому числу K (§ 2), т. е. с выполнением правил отбора $\Delta K = 0$, „нет“.

При этом, по видимому, имеются благоприятные условия для образования α -частицы из двух протонов и двух нейтронов (обстоятельство, которое не учитывается в обычных теориях α -распада), и сам переход не связан с сильной перестройкой структуры ядра. Такие условия осуществляются при распаде четно-четных ядер.

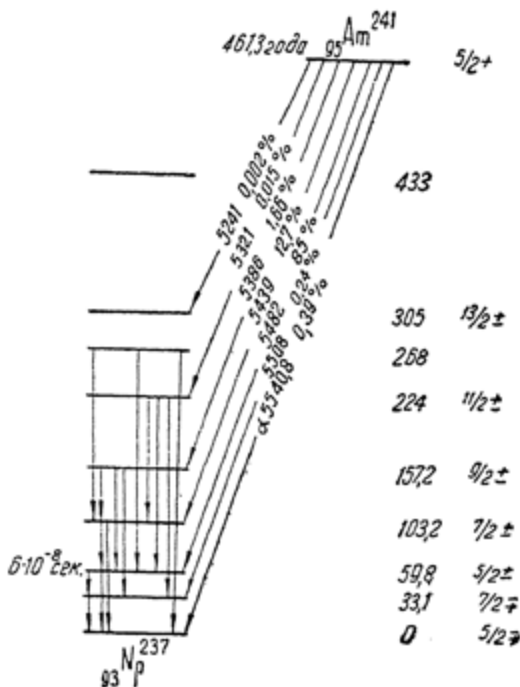


Рис. 18. Диаграмма α -распада Am^{241} [17^3].

Облегченные α -переходы могут наблюдаться также при распаде ядер с нечетными A , если состояние орбитального движения последнего нечетного нуклона одинаково в материнском и дочернем ядрах. Такой случай имеет место, например, при распаде U^{233} (рис. 19), Pu^{239} и др. При этом наблюдаются те же закономерности в α -спектре, что и при распаде четно-четных ядер.

Переходы, связанные с перестройкой внутренней структуры ядра, происходят с меньшей вероятностью. Так, например, по этой причине при распаде Am^{241} (рис. 18) α -переход на основной уровень Np^{237} является затрудненным ($F \approx 10^{-3}$).

Согласно Бору и другим [58], вероятность облегченного α -перехода нечетного ядра за 1 сек. из состояния (I_i, K_i) в состояние $(I_f, K_f = K_i)$ можно вычислять по формуле:

$$\lambda = \lambda_0 \sum_l C_l |\langle I_i K_i 0 | I_i I_j K_j \rangle|^2, \quad (3.24)$$

где l — момент α -частицы,
 $\langle I_i K_i 0 | I_i I_j K_j \rangle$ — коэффициенты векторной модели сложения угловых моментов (коэффициенты Клебша—Жордана),

λ_0 — константа, определяемая из уравнения (3.22) для четно-четных ядер с такой же деформацией,

C_l — коэффициенты, определяющие вероятность эмиссии α -частицы с данным l ($C_2 = 1$, $C_1 \approx 0,7$, $C_4 \sim 0,01$ для тяжелых ядер).

Авторы работы [57] нашли, что формула (3.24) удовлетворительно объясняет отношение интенсивностей в спектрах при облегченных переходах.

Формула Ландау [271]

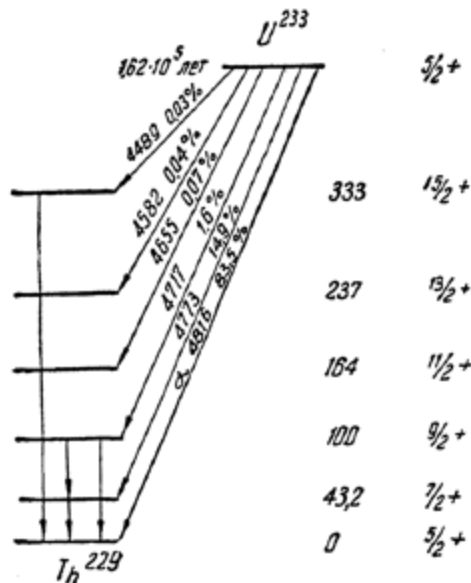


Рис. 19. Диаграмма α -распада U^{233} [173].

$$P = C (2I + 1) \exp. [-\alpha I (I + 1)] \quad (3.25)$$

по заключению [173] пригодна для определения отношения интенсивностей α -линий при распаде четно-четных ядер. Здесь C и α — эмпирические константы, не зависящие от энергии, но зависящие от размеров и формы ядер.

Остается под вопросом возможность использования формулы (3.25) для расчета интенсивностей α -линий при затрудненных переходах.

Согласно расчетам [202, 271], ожидается, что α -частицы испускаются главным образом с „носика“ деформированных ядер. Прямых экспериментальных доказательств этого утверждения нет.

Бета-распад характеризует способность нуклонов превращаться друг в друга с испусканием β -частиц (электронов или позитронов). Чтобы скоррелировать на основе законов сохранения наблюдающиеся на опыте особенности β -распада (непрерывное распределение β -частиц по энергии или импульсам, кратная \hbar величина разности моментов начального и конечного ядерных состояний), необходимо было предположить, что одновременно с β -частицей при распаде испускается еще одна незаряженная частица с полусцелым спином—нейтрино. Эта гипотеза [355] в настоящее время может считаться экспериментально доказанной (гл. IV).

В так называемой схеме Дирака (§ 23) электронный и позитронный распады записываются в виде реакций

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \nu^* + Q_{\beta-}, \quad (4.1)$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \nu + Q_{\beta+}, \quad (4.2)$$

или просто

$$n \rightarrow p + e^- + \nu^* + Q_{\beta-}, \quad (4.1a)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu + Q_{\beta+}. \quad (4.2a)$$

Здесь n , p , e^- , e^+ , ν , ν^* есть обозначения нейтрона, протона, электрона, позитрона, нейтрино и антинейтрино, соответственно, Q_{β} —энергия β -распада.

Бета-взаимодействие. Причиной β -распада является наличие специфического взаимодействия нуклонов ядра с электронно-нейтринным полем (β -взаимодействие). Это взаимодействие является слабым по сравнению с взаимодействием нуклонов в ядре, чем и объясняются большие времена жизни β -активных ядер.

Характеристическое „ядерное“ время по порядку величины равно 10^{-21} сек. Время жизни возбужденных состояний ядер по отношению к испусканию γ -квантов, характеризующее величину электромагнитного взаимодействия в ядре, составляет 10^{-12} — 10^{-13} сек. (§ 5). Между тем, самый короткий из наблюдаемых периодов β -распада равен 0,025 сек. (B^{12}); максимальный же из наблюдаемых периодов β -распада равен 10^{10} лет.

Малость энергии β -взаимодействия по сравнению с полной энергией ядра обуславливает возможность расчета ве-

роятности β -распада обычными методами теории возмущений [154, 235, 53, 54].

Вероятность β -перехода за единицу времени равна:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho(E),$$

где M — матричный элемент энергии β -взаимодействия H'

$$M = \int \Psi_f H' \Psi_i d\tau, \quad (4.3)$$

Ψ_i и Ψ_f — волновые функции начального и конечного состояний ядра,

$\rho(E)$ — плотность конечных состояний.

Оператор энергии β -взаимодействия H' должен описывать превращение нейтрона в протон или обратно с одновременным испусканием пары электрон (позитрон) — антинейтрино (нейтрино).

Теория представляет некоторый выбор формы оператора энергии β -взаимодействия. Этот выбор ограничивается лишь требованием, чтобы оператор линейно зависел от волновых функций частиц, участвующих в β -переходе¹, и был инвариантен относительно преобразований Лоренца. Таким требованиям удовлетворяет, например, оператор энергии взаимодействия в форме [154, 235]

$$H'_X = g \{ (\varphi_e^* O_X^L \varphi_\nu) \tau^- O_X^H + (\varphi_e^* O_X^L \varphi_\nu)^* \tau^+ O_X^H \}. \quad (4.4)$$

Здесь φ_e, φ_ν — волновые функции электрона и нейтрино;

O^L, O^H — дираковские операторы для легких частиц и нуклонов;

τ^- и τ^+ — операторы, действующие на изотопический спин нуклона и описывающие превращение нейтрона в протон (τ^-) и обратно (τ^+);

g — константа, характеризующая силу β -взаимодействия (постоянная β -взаимодействия).

Первый член оператора (4.4) используется для описания электронного распада, второй — описывает позитронный распад или электронный захват.

¹ Это следует [154] из соображений простоты и не противоречит требованию релятивистской инвариантности. Попытка видоизменить теорию Ферми заменой волновой функции нейтрино на производную ее по времени (Конопинский, Уленбек) успеха не имела и была отвергнута экспериментальными данными [235, 479].

В зависимости от трансформационных свойств операторов O^L и O^H различают [53] скалярную ($H_X = S$), векторную (V), тензорную (T), аксиально-векторную (A) и псевдоскалярную (P) формы оператора энергии β -взаимодействия. Применительно к электронному распаду они записываются так:

$$\begin{aligned}
 S &= \beta (\varphi_e^* \beta \varphi_\nu) \tau^-, \\
 V &= \left[1 (\varphi_e^* 1 \varphi_\nu) - \vec{\alpha} (\varphi_e^* \vec{\alpha} \varphi_\nu) \right] \tau^-, \\
 T &= \left[\vec{\beta} \sigma (\varphi_e^* \vec{\beta} \sigma \varphi_\nu) + \beta \vec{\alpha} (\varphi_e^* \vec{\beta} \vec{\alpha} \varphi_\nu) \right] \tau^-, \\
 A &= \left[\vec{\sigma} (\varphi_e^* \vec{\sigma} \varphi_\nu) - \gamma_5 (\varphi_e^* \gamma_5 \varphi_\nu) \right] \tau^-, \\
 P &= \beta \gamma_5 (\varphi_e^* \beta \gamma_5 \varphi_\nu) \tau^-.
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

Здесь $1, \beta, \vec{\alpha}, \vec{\sigma}, \gamma_5$ — дираковские матрицы. Соответственно говорят об S, V, T, A - и P -формах (инвариантах) β -взаимодействия и S, V, T, A - и P -вариантах теории β -превращений.

Никакие другие соображения, кроме данных опыта, не запрещают выбор какой-либо одной из простых форм β -взаимодействия или произвольной линейной комбинации этих форм.

Поэтому для интерпретации экспериментальных данных обычно исходят из следующего выражения для оператора энергии β -взаимодействия [110, 428, 490]*:

$$H' = \sum g_X H'_X = g_S S + g_V V + g_T T + g_A A + g_P P, \tag{4.6}$$

где g_X — константы, характеризующие относительный вклад простых инвариантов в осуществляющемся в природе взаимодействии нуклонов с полем легких частиц.

Установление закона β -взаимодействия сводится к определению величин и знаков констант g_X , входящих в (4.6). Соответствующие экспериментальные данные подробно рассмотрены в главе IV.

* В этом и ближайших параграфах использованы выводы теории, предполагающей сохранение четности при β -распаде. Хотя это предположение не подтвердилось опытом (§ 29), выводы теории остаются справедливыми при рассмотрении обычных явлений β -распада.

Энергия распада и критерий неустойчивости ядер по отношению к β -распаду. Энергия β -распада голых ядер в соответствии с (3.2) определяется равенством:

$$Q_{\beta^\mp} = \{ m(Z, A) - [m(Z \pm 1, A) + m_e + m_\nu] \} c^2 - E^*, \quad (4.7)$$

где m_e и m_ν — массы покоя β -частиц и нейтрино, E^* — энергия возбуждения дочернего ядра,

$m(Z, A)$ и $m(Z \pm 1, A)$ — массы ядер в основных состояниях.

Если использовать массы нейтральных атомов, то при учете (1.5) энергия β -распада должна определяться следующими соотношениями:

$$Q_{\beta^-} = \{ M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m_\nu \} c^2 - E^*, \quad (4.8)$$

$$Q_{\beta^+} = \{ M(Z, A) - M(Z - 1, A) - 2m_e - m_\nu \} c^2 - E^*. \quad (4.9)$$

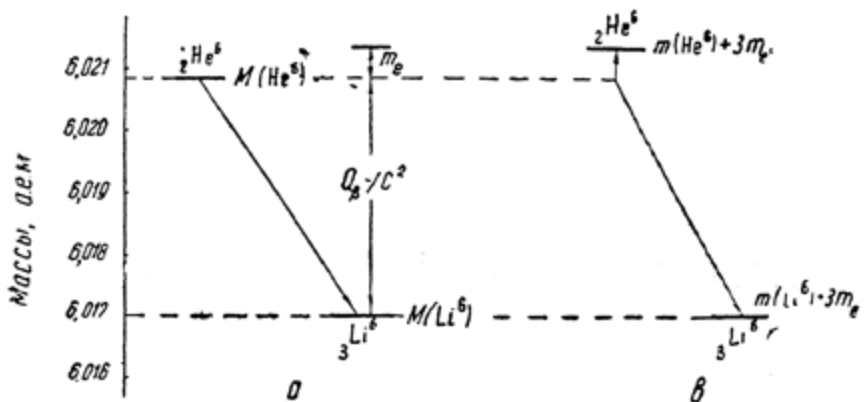


Рис. 20. Диаграмма β -распада He^6 в шкале масс нейтральных атомов (а) и в шкале масс ядер (б). Шкала масс ядер сдвинута по отношению к шкале масс атомов на величину $3m_e$

Условие неустойчивости атомов по отношению к электронному распаду записывается в следующем виде:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_\nu + \frac{E^*}{c^2}. \quad (4.10)$$

При позитронном распаде должно выполняться условие

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + 2m_e + m_\nu + \frac{E^*}{c^2}. \quad (4.11)$$

Энергетические соотношения (4.7), (4.8) и (4.9) иллюстрируются диаграммами на рис. 20 и 21. На рис. 20 изображена диаграмма β^- -распада Ne^6 в шкале масс нейтральных атомов. Рядом, правее, тот же распад изображен в шкале масс ядер.

Соответствующие диаграммы для β^+ -распада Ne^{19} приведены на рис. 21. Масса нейтрино при построении диаграмм принята равной нулю.

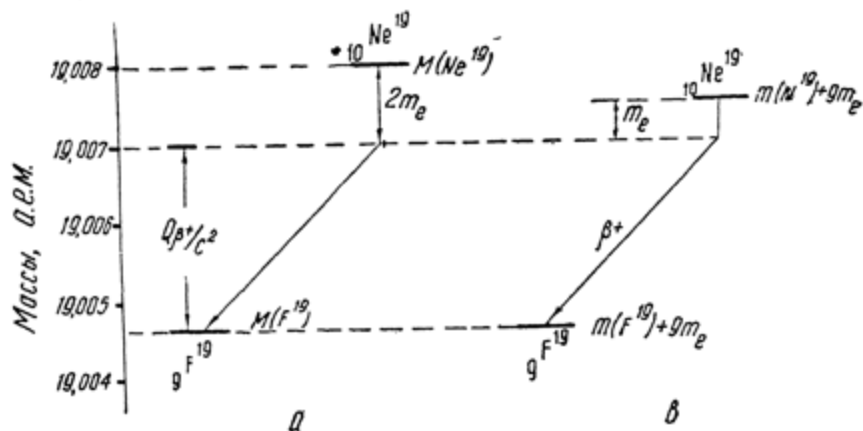


Рис. 21. Диаграмма β^+ -распада Ne^{19} в шкале масс нейтральных атомов (а) и в шкале масс ядер (б). Шкала масс ядер сдвинута по отношению к шкале масс атомов на величину $9m_e$.

Заметим, что диаграммы β^- - и β^+ -распадов в схеме уровней голого ядра идентичны. Диаграммы β^- - и β^+ -распадов в схеме уровней атомов различаются. При β^+ -распаде „освобождается“ (за счет аннигиляции позитрона и атомного электрона) энергия, эквивалентная двум массам электрона. Однако она не включается в энергию β^+ -распада Q_{β^+} .

Обычно диаграммы β -распада приводятся в системе уровней участвующих в переходе атомов, причем энергия основного состояния дочернего атома условно принимается равной нулю (см., например, рис. 15).

Энергия β -распада в хорошем приближении (§ 19) представляется как сумма кинетических энергий β частицы, нейтрино и атома отдачи:

$$Q_{\beta} = E + E_{\nu} + E_r = E_0 + E_r. \quad (4.12)$$

Здесь и дальше через E_0 обозначается граничная энергия β -спектра. Величины E_0 для некоторых случаев β -распада приведены в табл. 5.

Таблица 5
Некоторые характеристики атомов при β -распаде [227]

Распадающийся атом	Тип превращения	Период полураспада	Макс. кинетическая энергия β -частиц E_0 (Мэв)	Энергия гамма-лучей E_{γ} (Мэв)	Макс. энергия атомов отдачи E_{r_0} (эв)	Макс. скорость отдачи $v_{r_0} \cdot 10^{-6}$ (см/сек)	$\log_{10} ft$
n^1	β^-	12,8 сек.	0,782	—	760	38,2	3,13
H^3	β^-	12,4 лет	0,0181	—	—	—	3,1
He^6	β^-	0,83 сек.	3,50	—	1412	21,4	2,94
Li^8	β^-	0,89 сек.	12,7	—	11700	53	5,6
B^{12}	β^-	$27 \cdot 10^{-3}$ сек.	13,43	—	8680	37,4	4,18
C^{11}	β^+	23,35 мин.	0,97	—	94	4,06	3,62
N^{13}	β^+	10,13 мин.	1,20	—	110	4,03	3,67
O^{14}	β^+, γ	77 сек.	1,83	2,30	199 + 218	7,6	3,52
O^{15}	β^+	120 сек.	1,733	—	162	4,65	3,59
F^{17}	β^+, γ	70 сек.	1,72	0,98	148 + 30,8	4,58	3,36 (2,5)
Ne^{19}	β^+	18,5 сек.	2,3	—	200	4,7	3,29
P^{32}	β^-	14,30 дн.	1,71	—	76,7	2,15	7,80
Cl^{33}	β^+	2,8 сек.	4,20	—	345	4,5	3,54
Ar^{35}	β^+, γ	1,83 сек.	4,96	1,19; 1,73 (слаб.)	370	4,5	4,5 (4,7)
S^{35}	β^-	87,1 дн.	0,167	—	—	—	5,0
Kr^{88}	β^-	2,77 час.	2,43	—	51,7	1,06	6,7
Kr^{89}	β^-	3,18 мин.	3,9	—	115,5	1,58	—
Y^{90}	β^-	2,54 дн.	2,18	—	41,6	0,95	7,98
Pm^{147}	β^-	2,6 лет	0,225	—	—	—	7,3
Bi^{210} (RaE)	β^-	5,0 дн.	1,2	—	—	—	8,1

Правила отбора. Разрешенные и запрещенные переходы. В соответствии с законами сохранения энергия, им-

пульс, заряд, момент количества движения, уносимые парой легких частиц при β -переходе, должны быть в точности равны разности соответствующих величин для начального и конечного состояний ядра. Изменение четности ядерных состояний должно быть компенсировано. Таким образом, если даже переход энергетически возможен, мы должны считаться с правилами отбора по моменту количества движения I и четности Π . Далее, если переход нуклона в некоторое состояние разрешен правилами отбора, но это состояние уже занято другим нуклоном, вступает в силу запрет Паули, согласно которому ядро может содержать только два нуклона, находящихся в одинаковом состоянии пространственного движения и имеющих одинаковый изотопический спин.

Все это приводит к тому, что в общем случае при вычислении вероятности β -переходов необходимо учитывать также члены порядка $\frac{v_N}{c}$ и $\frac{R}{\lambda}$, где v_N — средняя скорость нуклона в ядре, λ — длина волны легких частиц, R — радиус ядра. Величины $\frac{v_N}{c}$ и $\frac{R}{\lambda}$ много меньше единицы.

Вероятность β -распада определяется величиной квадрата матричного элемента оператора H' . При вычислении последнего используют обычно расчеты в приближении $Z=0$, изображая волновые функции электрона и нейтрино плоскими волнами

$$\varphi_e = A \exp(i\vec{\eta}r),$$

$$\varphi_\nu = B \exp(i\vec{\eta}_\nu r).$$

Влияние электрического поля атома на β -частицы учитывается функцией $F(Z, w)$, на которую умножаются вероятности распада, рассчитанные в приближении $Z=0$ (§ 15). Здесь и в дальнейшем через η и η_ν обозначены импульсы β -частицы и нейтрино в единицах $m_e c$; w — полная энергия β -частицы в единицах $m_e c^2$:

$$w = \frac{E}{m_e c^2} + 1. \quad (4.13)$$

Поскольку при β -распаде существенное значение имеет изменение волновых функций в пределах ядра, т. е. на рас-

стоянии $r \sim 0,02$ (в единицах $\frac{\hbar}{m_e c}$), и поскольку значение $(\vec{\eta} + \vec{\eta}_v)$ по порядку величины не превышает нескольких единиц $m_e c$, то при вычислении матричного элемента перехода удобно воспользоваться разложением

$$\varphi_e^* O^L \varphi_v = A^* O^L B \left[1 + i(\eta + \eta_v) r - \frac{1}{2} (\eta + \eta_v) r^2 + \dots \right].$$

Подстановка в (4.3) приводит к сумме членов типа $\int \Psi_f^* O^H \tau \Psi_i d\tau$, зависящих только от свойств ядерных состояний (ядерные матричные элементы). В теории β -распада применяют сокращенную символическую запись $\int O$:

$$\int O = \sum \int \Psi_f^* O^H \tau \Psi_i d\tau, \quad (4.14)$$

где знак суммы означает суммирование по всем нуклонам и моментам конечных состояний.

Для описания так называемых разрешенных переходов используются ядерные матричные элементы $\int \beta$, $\int 1$, $\int \vec{\sigma}$, $\int \beta \vec{\sigma}$, которые получаются при замене $\exp.(\eta + \eta_v) r$ на единицу. По порядку величины они равны единице. Физически это означает, что роль релятивистских эффектов в случае переходов разрешенного типа пренебрежимо мала, и вероятность переходов практически не зависит от скорости нуклонов в ядре. Это означает, далее, что изменением волновых функций легких частиц в пределах ядра можно пренебречь, т. е. считать, что вероятность перехода не зависит от "координаты" превращающегося нуклона. Правила отбора для ядерных матричных элементов, описывающих разрешенные переходы, приведены в табл. 6. Заметим, что правила отбора для матричных элементов, используемых в T - и A -вариантах теории, в литературе называют правилами отбора Гамова-Теллера (GT), а T - и A -инварианты взаимодействия или их комбинации GT-частью β -взаимодействия. Соответственно, правила отбора для матричных элементов, используемых в S - и V -вариантах, называют правилами отбора Ферми, а S - и V -инварианты взаимодействия или их комбинации — фермиевской частью взаимодействия.

Различие правил отбора GT и правил отбора Ферми в случае разрешенных переходов физически сводится к тому, что в первом случае допускаются только такие переходы, при которых нуклон меняет ориентацию своего момента на

противоположную, а β -частица и нейтрино эмиттируются с параллельными спинами (триплетное спиновое состояние), во втором случае—с антипараллельными спинами (синглетное спиновое состояние).

Переходы, для которых ядерные матричные элементы $\int \beta$, $\int 1$, $\int \vec{\sigma}$ обращаются в нуль, относятся к классу запрещенных переходов. При этом матричные элементы фермиевского типа дают основной вклад, если $\Delta I \leq n$ (n —степень запрещения), а элементы GT дают основной вклад, если $\Delta I \leq n + 1$.

В теории первого запрещенного перехода используются, например, матричные элементы $\int \vec{\alpha}$, $\int \beta \vec{\alpha}$, $\int \gamma_s$, $\frac{\gamma Z'}{2R} \int \vec{r}$, $\frac{\gamma Z'}{2R} \int (\vec{\sigma} \vec{r})$, $\frac{\gamma Z'}{2R} \int (\vec{\sigma} \times \vec{r})$, описывающие переходы с изменением момента количества движения $\Delta I = 0, \pm 1$ и изменением четности („да“). Первые три члена являются матричными элементами релятивистского или импульсного типа. По порядку величины они равны $\frac{v_N}{c} \approx 0,1$ (v_N —скорость нуклонов в ядре). Остальные, содержащие полярный вектор \vec{r} , есть матричные элементы координатного типа. По порядку величины они равны $\frac{|\vec{r}|}{h/|\vec{\eta}_1 + \vec{\eta}_\nu|} \sim \frac{R}{\lambda}$.

Переходы первого запрещения с $\Delta I = 2$, „да“, обязанные матричным элементам B_{ij} , называются первыми уникальными запрещенными переходами. Вообще переходы с $\Delta I = n + 1$ называются уникальными переходами n -го запрещения. Они связаны с T - и A -видами взаимодействия.

Правила отбора для матричных элементов, используемых в теории первого запрещенного перехода, приведены в табл. 6.

Вероятность β -распада. Вероятность (отнесенная к единице времени) перехода в состояние, в котором β -частица обладает энергией от ω до $(\omega + d\omega)$, а направления вылета легких частиц заключены в пределах телесных углов $d\omega$ и $d\omega_\nu$, согласно теории β -превращений, выражается следующей формулой:

$$P^\pm(\omega, \vec{\eta}_1, \vec{\eta}_\nu) d\omega d\omega_\nu = (2\pi)^{-5} \left[C_n^\pm - \left(\frac{\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_\nu}{\eta_\nu \omega} \right) D_n \right] \times \\ \times F\eta_\nu^2 \omega d\omega d\omega_\nu, \quad (4.15)$$

Матричные элементы и правила отбора для разрешенного и первого запрещенного переходов

Степень запрета	Вариант теории	Матричный элемент ¹	Правила отбора	
			изменение момента количества движения	изменение четности
$n = 0$	S	$\int \beta \approx - \int 1$	0	нет
	V	$\int 1$		
	T	$\int \beta \vec{\sigma} \approx - \int \vec{\sigma}$	0, ± 1 , кроме $0 \rightarrow 0$	нет
	A	$\int \vec{\sigma}$		
	$S; V$	$\approx \frac{\gamma Z'}{2R} \int \vec{r}$	0, ± 1 , кроме $0 \rightarrow 0$	да
$n = 1$	V	$\int \vec{\alpha} \approx \int \frac{\vec{P}_N}{Mc}$	0, ± 1 , кроме $0 \rightarrow 0$	да
	T, A	$\approx \frac{\gamma Z'}{2R} \int \vec{\sigma} \vec{r}$	0	да
	T, A	$\approx \frac{\gamma Z'}{2R} \int (\vec{\sigma} \times \vec{r})$	0, ± 1 , кроме $0 \rightarrow 0$	да
	T	$\int \beta \vec{\alpha} \approx -i \int \frac{(\vec{\sigma} \times \vec{P}_N)}{Mc}$	0, ± 1 , кроме $0 \rightarrow 0$	да
	A	$\int \gamma_s \approx - \int \frac{\vec{\sigma} \times \vec{P}_N}{Mc}$	0	да
	P	$\approx \frac{\gamma Z'}{2R} \int \beta \gamma_s \vec{r}$	0, ± 1	нет
	T, A	$B_{ij} = \int \sigma_i x_j + \sigma_j x_i -$ $-\frac{2}{3} \vec{\sigma} \vec{r} \delta_{ij}$	0, $\pm 1, \pm 2$	да

¹ В приближенных выражениях для ядерных матричных элементов обозначено:

\vec{P}_N — средний импульс нуклона; M — масса нуклона; $\gamma = 1/137$; R — радиус ядра; Z' — заряд дочернего ядра; i — мнимая единица; c — скорость света.

где $F = F(Z, w)$ — функция Ферми, учитывающая влияние поля атома на β -частицы (§ 15),

C_n^\pm — множитель формы для переходов n -го порядка запрещения,

D_n — множитель корреляции для перехода n -й степени запрещения.

В случае разрешенных ($n = 0$) переходов величины C_0 и D_0 имеют следующий вид [112]:

$$C_0^\pm = [(g_S^2 + g_V^2) \left| \int 1 \right|^2 + (g_T^2 + g_A^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2]^\mp$$

$$\mp \left(\frac{2\gamma}{w} \right) \left[g_S g_V \left| \int 1 \right|^2 + g_T g_A \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \right] = C_0^{(0)} \mp 2 C_0^{(1)}, \quad [(4.16)]$$

$$D_0 = (g_S^2 - g_V^2) \left| \int 1 \right|^2 - \frac{1}{3} (g_T^2 - g_A^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2. \quad (4.17)$$

Здесь $\gamma = \left[1 - \left(\frac{Z'}{137} \right)^2 \right]^{1/2}$, g_S, g_V, g_T, g_A — парциальные константы взаимодействия в единицах $(m_e c^2) (h/m_e c)^3$. Знак плюс в этих формулах относится к позитронному распаду, знак минус — к электронному. Кроме того, положено

$$\left| \int \beta \right| \approx \left| \int 1 \right|; \quad \left| \int \beta \vec{\sigma} \right| \approx \left| \int \vec{\sigma} \right|; \quad m_V = 0.$$

Функцию распределения P для разрешенных переходов удобно представить в следующем виде:

$$P^\pm(w, \theta) dw d\theta = (4\pi^3)^{-1} C_0^{(0)} \left[1 + \frac{b_0^\pm}{w} + a_0 \left(\frac{\eta}{w} \right) \cos \theta \right] F(w^2 - 1)^{1/2} (w_0 - w)^2 w \sin \theta dw d\theta. \quad (4.18)$$

Здесь θ — угол между направлениями вылета β -частицы и нейтрино,

$w_0 = \frac{E_0}{m_e c} + 1$ — максимальная полная энергия β -частиц.

Коэффициенты a_0 и b_0 определяются отношениями:

$$a_0 = - \frac{D_0}{C_0^{(0)}}, \quad b_0^\pm = \mp \frac{2C_0^{(1)}}{C_0^{(0)}}, \quad (4.19)$$

где $C_0^{(0)}$ и $C_0^{(1)}$ — первое (не зависящее от энергии) и второе слагаемые в (4.16).

Как видно из (4.18), зависимость формы β -спектра от энергии определяется величиной коэффициента b . В настоящее время хорошо установлено (§ 30), что коэффициент b_0 (разрешенные переходы) пренебрежимо мал, и распределение энергии распада между нейтрино и β -частицей определяется статистическими весами соответствующих состояний.

Множитель формы C_n для запрещенных переходов ($n \neq 0$) представляет сумму из произведений квадратов ядерных матричных элементов на величины, в общем случае зависящие от ω , Z и Θ . Множители формы C_{nX} для отдельных вариантов теории (S, V, \dots) вычислены в работах Маршака [307], Грэйлинга [176] и др. Множители корреляции D_{nX} для первого и второго запрещенных β -переходов вычислены в работах Долгинова [111], Грэйлинга и Микса [177].

Коэффициенты перед ядерными матричными элементами в выражениях для C_{nX} и D_{nX} в указанных работах обозначены через B, M, N, P, Q и R . Таблицы численных значений функций L, M, N можно найти в работе Б. С. Желепова и Л. Н. Зыряновой [110].

Бета-спектры. Основным методом изучения β -спектров является метод магнитного анализа [428]. Используется также методика пропорциональных газовых спектрометров и сцинтилляционных спектрометров (§ 11).

До 1950 г. были исследованы подробно только разрешенные β -спектры. Примеры экспериментальных β -спектров даны на рис. 22, 23, 24.

На рис. 22 и 23 приведены β -спектры H^3 и He^6 , являющиеся типичными для разрешенных переходов. На рис. 24 изображен β -спектр RaE (запрещенный переход).

Для сравнения полученного на опыте распределения β -частиц с теоретически предсказанным экспериментальные точки откладываются в так называемых координатах Кюри. По оси ординат при этом откладываются величины

$$K = \left[\frac{N(\omega)}{\omega(\omega^2 - 1)^{1/2} F} \right]^{1/2} \text{ или } K' = \left[\frac{N(\omega)}{\omega^2 F} \right]^{1/2},$$

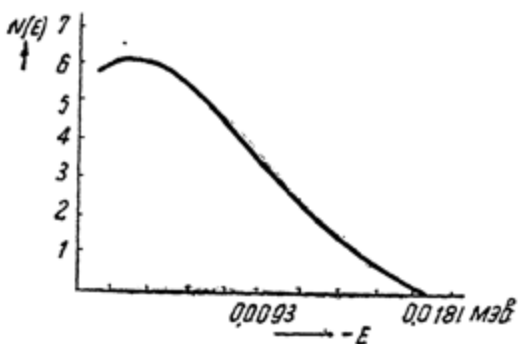


Рис. 22. Экспериментальный β -спектр
третия ($E_0 = 18,1$ кэв).

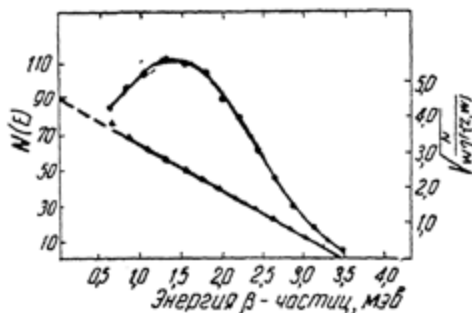


Рис 23. β -спектр He^6 в „нормальных“
координатах и в координатах Кюри [379].
Граничная энергия β -спектра $E_0 = 3,5$ мэв.

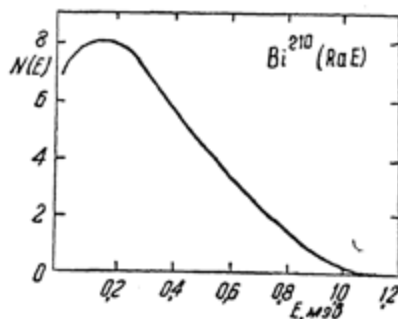


Рис. 24. Экспериментальный β -спектр
 RaE (запрещенный переход).

пропорциональные, как это следует из (4.15), величинам $C_n^{1/2}(\omega_0 - \omega)$ или $C_n^{1/2} \left[(1 + \eta_0)^{1/2} - (1 + \eta^2)^{1/2} \right]$. Здесь $N(\omega) = rP(\omega)$ и $N(\eta) = r'P(\eta)$ — количество β -частиц, приходящихся на энергетический интервал $d\omega$ или импульсный $d\eta$; r и r' — аппаратные коэффициенты. По оси абсцисс на графиках Кюри откладываются величины ω или $(1 + \eta^2)^{1/2}$.

Если коэффициент формы C_n не зависит от энергии β -частиц ($C_n = C_n^{(0)}$), см., например, (4.16), то спектр имеет так называемую разрешенную форму, т. е. зависимость его от энергии определяется только статистическим множителем $(\omega^2 - 1)^{1/2} \omega (\omega_0 - \omega)^2$. На графиках Кюри при этом должна получиться линейная зависимость K или K' от энергии (ср. рис. 23). Пересечение графика с осью абсцисс дает величину ω_0 .

Однако линейность графиков Кюри еще не является доказательством того, что переход разрешенного типа. Разрешенную форму имеют, например, β -спектры Pm^{147} , Tu^{170} , принадлежащие к классу запрещенных переходов.

Отклонение от прямой определяет зависимость b от энергии. Выбором подходящего теоретического множителя C_n можно линеализировать графики Кюри, так чтобы величина $\left[\frac{N}{S_n F \eta \omega} \right]^{1/2}$ изменялась пропорционально $(\omega_0 - \omega)$.

Так, например, при помощи поправочного множителя

$$\alpha_1 = \eta^2 + \eta_0^2 = (\omega^2 - 1) + (\omega_0 - \omega)^2$$

оказалось возможным линеализировать график Кюри при распаде Y^{91} (рис. 25). β -распад Y^{91} принадлежит к классу уникальных запрещенных переходов.

Приведенные периоды распада и номенклатура β -переходов. Величина ft , или приведенный период распада, есть произведение энергетического интеграла f на период полураспада t (в секундах)¹.

Энергетический интеграл f вычисляется по формуле

$$f^\pm = f^\pm(Z, \omega) = \int_0^{\omega_0} F^\pm(Z, \omega) (\omega^2 - 1)^{1/2} (\omega_0 - \omega)^2 \omega d\omega. \quad (4.20)$$

¹ Необходимо учитывать все возможные способы распада ядер. Это особенно важно иметь в виду при вычислении ft для позитронного распада, с которым может конкурировать захват электронов.

Подробные таблицы функций f^{\pm} можно найти в книге [110]. Для грубых оценок f можно воспользоваться кривыми рис. 26 [150].

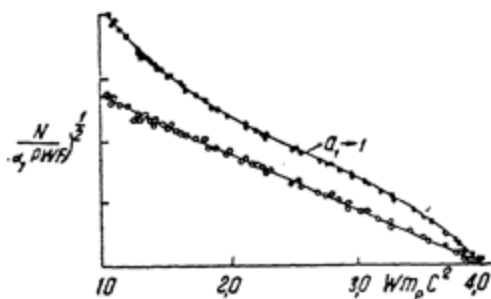


Рис. 25. График Кюри при уникальном переходе первого запрещения (распад Y^{91}). Для линеализации графика использован поправочный множитель α_1 (см. текст).

Связь величины ft с матричным элементом перехода дается формулой

$$(2\pi^3 \ln 2)^{-1} |M|^2 ft = 1. \quad (4.21)$$

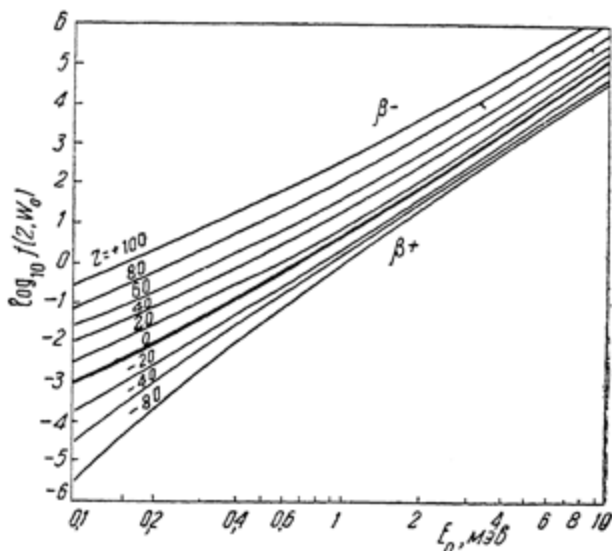


Рис. 26. Зависимость величины энергетического интеграла $f(Z, W_0)$ от E_0 и Z [151].

Для разрешенных переходов (4.21) в соответствии с (4.18) и (1.12) можно записать в следующем виде:

$$ft \left(\frac{|\int 1|^2}{A_F} + \frac{|\int \vec{\sigma}|^2}{A_{GT}} \right) = 1, \quad (4.22)$$

где через A_F и A_{GT} обозначено

$$A_F = \frac{2\pi^3 \hbar^3}{m_e c^2} \frac{\ln 2}{g_F^2} = 5,57 \cdot 10^{-20} g_F^{-2},$$

$$A_{GT} = 5,57 \cdot 10^{-20} g_{GT}^{-2}$$

$$(g_F = g_S + g_V, \quad g_{GT} = g_T + g_A),$$

причем константы g выражены в единицах $m_e c^2 \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^3$.

Анализ ft -величин для разрешенных переходов позволяет оценить относительный вклад фермиевских и гамов-теллеровских компонент β -взаимодействия, а также определить абсолютное значение константы β -взаимодействия (§ 29). Для этого необходимо знать величины квадратов ядерных матричных элементов. Такая оценка в некоторых случаях может быть произведена без привлечения дополнительных сведений о структуре ядер (см. ниже).

Номенклатура β -переходов, основанная на порядке величин ft , содержится в табл. 7.

Бета-распад и модели ядер. Теория β -распада в том виде, в каком она сейчас существует, не связана с какой-либо определенной моделью ядер. Другими словами, она не включает каких-либо специальных предложений о структуре ядер и свойствах ядерных состояний. Однако обращение к модельным и формальным представлениям о ядре и ядерных состояниях оказалось необходимым и полезным для интерпретации наблюдаемых на опыте фактов и закономерностей, касающихся β -распада. В свою очередь, данные по β -распаду составляют одно из эмпирических обоснований существующих моделей ядра и формальных представлений.

С точки зрения приложения к проблемам β -распада наибольший интерес представляют модели ядерных оболочек (§ 2) и формализм изотопического спина (§ 1).

Как мы видели выше, для вычисления вероятности разрешенных переходов необходимо знать величины ядерных

матричных элементов $|\int 1|^2$ и $|\int \vec{\sigma}|^2$. Эти величины могут быть вычислены без детальных сведений о ядерных силах и структуре ядер, если известно, что начальное и конечное

Таблица 7

Полуэмпирическая классификация β -переходов

Порядок перехода	Степень запрещения и категория переходов	Правила отбора			Область величин $\log_{10} ft$
		ΔI	$\Delta \Pi$	ΔI	
0	разрешенный облегченный	$0, \pm 1$	нет	0	2,9—3,6
0	разрешенный затрудненный	—	—	0	4,5—6,0
0	I -запрещенный	± 1	нет	± 2	5,5—7,0
1	1-й запрещенный (группа A)	$0, \pm 1$	да	± 1	5,5—7,5
1	1-й запрещенный (группа B)	± 2	да	± 1	7,1—9,5
1	1-й запрещенный уникальный	± 1	да	± 2	8—9

состояния ядер, определяемые состояниями одного нуклона сверх заполненных оболочек, одинаковы в схеме уровней, предсказанной моделью оболочек. При этом (246, 420)

$$|\int 1|^2 = 1,$$

$$|\int \vec{\sigma}|^2 = \begin{cases} \frac{j}{j+1} & (i_l = i_f = l - 1/2) \\ \frac{j+1}{j} & (i_l = i_f = l + 1/2). \end{cases} \quad (4.23)$$

Так, например, при переходах $s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$ (распад нейтрона) $|\int \vec{\sigma}|^2 = 3$, при переходах $p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$ $|\int \vec{\sigma}|^2 = 5/3$, при переходах $d_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$ $|\int \vec{\sigma}|^2 = 3/5$ и т. д.

Точность расчетов по (4.23) определяется тем, насколько правильно описание состояния ядра через состояние отдельных нуклонов. Как оказалось (§ 24), точность вычислений матричного элемента $|\int \vec{\sigma}|^2$ по формуле (4.23) недостаточна почти во всех случаях, за исключением случая распада нейтрона. Это

обусловлено тем, что в одночастичной модели не учитывается взаимодействие нуклона с ядерным остовом. В некоторых случаях более законным является рассмотрение состояния ядра как смеси одночастичных ядерных состояний.

Если участвующие в β -превращении легкие ядра имеют два или больше нуклона сверх заполненной оболочки, при вычислении матричных элементов необходимо руководствоваться более строгими правилами отбора по изотопическому спину (§ 1). Изотопические спины ядерных уровней, участвующих в β -переходах, могут либо совсем не отличаться, либо отличаются на ± 1 . Для матричных элементов Ферми $\Delta T = 0$ и

$$\left| \int 1 \right|^2 = T(T+1) - T_z T_{z'}, \quad (4.24)$$

где T_z и $T_{z'}$ — проекции изотопического спина ядра в начальном и конечном состоянии.

Если $T = 1/2$, то результаты вычислений $\left| \int 1 \right|^2$ по формуле (4.24) совпадают с (4.23). Если же $T = 1$, то при переходе $T_z = \pm 1 \rightarrow T_z = 0$, например, при переходе $0^{14} \rightarrow N^{14*}$, в соответствии с (4.24), имеем $\left| \int 1 \right|^2 = 2$. Для матричных элементов Гамова—Теллера правила отбора по изотопическому спину $\Delta T = 0, \pm 1$.

При вычислении $\left| \int \vec{\sigma} \right|^2$ в случае перехода, в котором участвуют две частицы сверх заполненной оболочки, результаты вычислений для одной частицы (4.23) должны быть умножены на $2/3$ (переход $I = 0 \rightarrow I = 0$) или на 2 (переход $I = 0 \rightarrow I = I + 1$).

В рамках гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил и формализма изотопического спина нашли удовлетворительное объяснение большие различия периодов распада легких ядер при разрешенных β -переходах. Так, период распада He^6 равен 0,823 сек., а период распада трития ~ 12 лет, т. е. отличается в 10^8 раз. Разрешенные переходы в соответствии с экспериментальными значениями ft делят на разрешенные облегченные, или сверхразрешенные, и облегченные затрудненные (см. табл. 7). Различие между ними определяется тем, что облегченные переходы происходят без изменения изотопического спина.

Большинство разрешенных β -переходов являются затрудненными. Исключение составляют β^- -переходы среди ядер с $A = 2n + 2$ (n — целое число). Например, облегченным разре-

шенным переходом является переход $He^6 \rightarrow Li^6$. При позитронном β -распаде к группе облегченных переходов относятся переходы между состояниями, входящими в один и тот же зарядовый мультиплет. Например, в триаде изобарных ядер $Be^{10} (T_z = -1)$, $C^{10} (T_z = +1)$ и $B^{10} (T_z = 0)$ наблюдаются облегченные переходы $C^{10} \rightarrow B^{10*} (\log ft = 3,62)$. К этой же группе относятся позитронные переходы между зеркальными ядрами, например $C^{11} \rightarrow B^{11}$, $F^{17} \rightarrow O^{17}$ и т. д.

Таким образом, переходы между состояниями, входящими в один и тот же мультиплет, в общем случае характеризуются большей вероятностью. Если бы ядерные силы не зависели от спинов, то в природе существовали бы только сверхразрешенные переходы, а обычные разрешенные и запрещенные переходы были бы вообще невозможны.

Одночастичная модель оболочек позволила объяснить причину уменьшенной вероятности β -переходов в легких и средних ядрах, удовлетворяющих правилам отбора $\Delta I = 1$, „да“.

Если оболочка близка к заполнению и при β -переходе $\Delta I = 2$, то вероятность такого перехода значительно меньше вероятности перехода с $\Delta I = 1$ (правило l -запрета). Такое положение имеет место, например, при распаде P^{32} (спектр имеет разрешенную форму, а $\log_{10} ft = 7,80$). В тяжелых ядрах ограничения, накладываемые l -запретом, в значительной мере теряют силу.

В тяжелых ядрах необходимо считаться с наличием коллективных уровней (§ 2). При этом, как показано в работе Джелепова и Пекера [118], β -переходы на возбужденные коллективные уровни при прочих равных условиях менее вероятны, чем переходы на одночастичные уровни. Этот результат находит естественное объяснение: переходы на коллективные уровни связаны с изменением состояния не одного, а многих нуклонов.

По этой же причине являются запрещенными β -переходы с $\Delta K > l$, где l — момент, уносимый легкими частицами. В этом случае говорят о запрете по квантовому числу K , или просто о K -запрете.

Для объяснения различий в вероятностях β -переходов в деформированных ядрах Алага [21] предложил использовать также так называемые асимптотические правила отбора. β -распады при этом классифицируются как облегченные или затрудненные в зависимости от того, выполняются или не выполняются следующие правила.

Разрешенные переходы:

$$\Delta I = 0, 1, \text{ „нет“}, \quad (4.25)$$

$$\Delta N = 0, \Delta n_z = 0, \Delta \Lambda = 0.$$

Первый запрещенный переход:

$$\begin{aligned} \text{а) } \Delta I &= 0, 1, \text{ „да“} \\ \Delta N &= 1, \Delta n_z = 0, \Delta \Lambda = 1, \\ \Delta N &= 1, \Delta n_z = 1, \Delta \Lambda = 0; \\ \text{в) } \Delta I &= 2, \text{ „да“} \\ \Delta N &= 1, \Delta n_z = 0, \Delta \Lambda = 1. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Как показал анализ ft -величин для элементов из области редких земель, переходы, при которых не выполняются указанные правила, замедлены примерно в 10 раз по сравнению с теми переходами, при которых эти правила выполняются.

Аналогичное положение существует при β -распаде тяжелых элементов, таких как Pu^{239} , Am^{239} .

Для иллюстрации сказанного обратимся к диаграмме уровней Pu^{239} , возбуждаемых при электронном распаде Np^{239} или захвате электронов ядрами Am^{239} (рис. 27). Характеристики уровней Pu^{239} были установлены при изучении β -спектров и конверсионных спектров при распаде Np^{239} и Am^{239} (см. § 17), а также при исследовании кулоновского возбуждения уровней.

Было установлено [204, 205], что в спектре имеются две полосы ротационных уровней. Одна из них является „аномальной“ с основным состоянием $K = \Omega = 1/2$. Энергии уровней этой полосы удовлетворяют формуле (2.2), если положить $A = \frac{\hbar^2}{2J} = 6,25 \text{ кэв}$ и $a = -0,58$. Другая полоса уровней является нормальной ($K = \Omega = \frac{5}{2}$). Кроме этих полос, спектр Pu^{239} содержит одночастичные уровни с $I = 5/2$ или $\frac{7}{2}$ — (энергия 392 кэв) и $I = 5/2$ или $\frac{7}{2} +$ (512 кэв).

Идентификация одночастичных уровней и основных уровней ротационных полос производилась с помощью схемы Нильсона (рис. 10). Так, основной уровень ротационной полосы с $K = \frac{1}{2}$ соответствует нильсоновской орбите с квантовыми характеристиками $\frac{1}{2} +$, 6, 3, 1 (при экспе-

вследствие действия правил отбора по n_z ($\Delta n_z = 2$). β -переходы к одночастичным уровням Pu^{239} ($E=393$ кэв) по обычным правилам являются переходами первой степени запрещения ($\Delta I=0$, „да“). Однако они несколько замедлены ($ft=6,8$) из-за правил отбора по квантовым числам N и n_z .

На рис. 28 А и В представлен спектр электронов, испускаемых при распаде Sb^{124} , и разложение сплошного спектра на компоненты.

§ 5. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ И ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Вводные замечания. Имеется много способов возбуждения ядер. Так, например, большая часть ядер при α -распаде и β -распаде оказываются в возбужденном состоянии.

Переход ядра из возбужденного состояния в основное или низшее возбужденное состояние происходит путем испускания кванта электромагнитного излучения (γ -кванта). Энергия, выделяющаяся при этом, равна разности энергий начального и конечного состояний ядра (см., например, рис. 9):

$$Q_\gamma = E_i^* - E_f^* \quad (5.1)$$

и распределяется между γ -квантом и атомом отдачи¹

$$Q_\gamma = E_\gamma + E_r \approx E_\gamma = h\omega. \quad (5.2)$$

Здесь ω — частота излучения, E_r — кинетическая энергия атома отдачи.

Благодаря наличию электронной оболочки разрядка энергии возбуждения может происходить не только путем испускания γ -кванта, но и путем передачи энергии возбуждения одному из электронов оболочки. Это явление называется внутренней конверсией; электроны, выброшенные из атома при внутренней конверсии γ -квантов, называют конверсионными электронами.

Энергия γ -квантов определяется либо непосредственно путем измерения длины волны (кристалл-диффракционный метод, см. § 11), либо косвенными способами, путем измерения энергии фотоэлектронов, или комптоновских электронов, выбитых γ -квантами из атомов мишени. Наконец,

¹ Учет энергии отдачи имеет существенное значение только при рассмотрении резонансного рассеяния γ -лучей (§ 11) и химических эффектов, сопровождающих γ -излучение (§ 41—42).

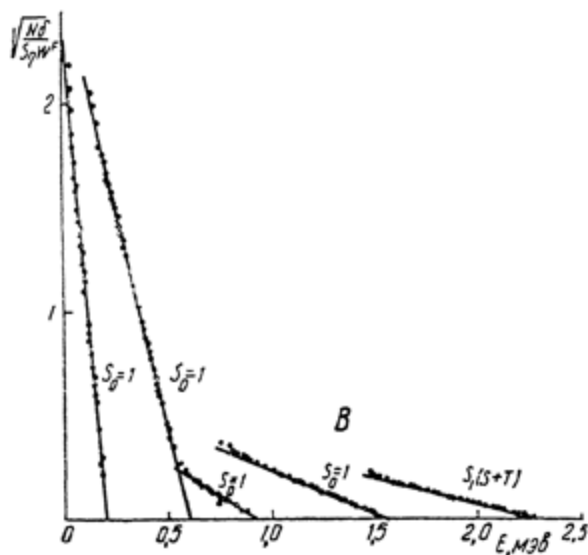
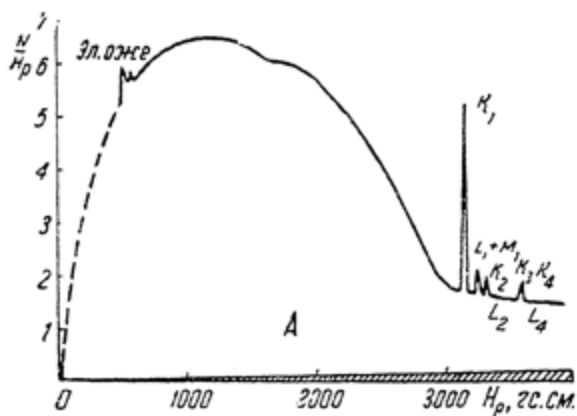


Рис. 28. А. Общий вид β -спектра Sb^{124} при H_p от 0 до 4000 zc см [498]. Видны линии, отвечающие оже-электронам K -серии и конверсионным электронам от γ -переходов с энергией 603 (K , $L + M$), 646 (K , L), 714 (K), 723 (K , L), 969 (K) кэВ . Заштрихованная область над осью абсцисс показывает фон электронов отдачи и рассеянных электронов. В. Разложение β -спектра Sb^{124} на компоненты. Приведены графики Кюри для парциальных β -спектров. При этом предполагается, что жесткая компонента ($E_0 = 2311 \pm 6 \text{ кэВ}$) соответствует запрещенному переходу $\Delta I = 1$, да при смеси взаимодействий $S + T$. Мягкие компоненты имеют разрешенную форму ($S = 1$).

энергия перехода может быть определена по кинетической энергии конверсионных электронов (§ 17).

Полный период распада возбужденного состояния с учетом конверсии равен

$$\lambda = \lambda_{\gamma} (1 + \lambda_e / \lambda_{\gamma}) = \lambda_{\gamma} (1 + \alpha), \quad (5.3)$$

где λ_{γ} и λ_e — вероятности радиационного и конверсионного переходов,

α — коэффициент конверсии.

Типы и мультипольности электромагнитного излучения. Правила отбора. Известно [179, 54, 162, 232], что электромагнитное поле излучения некоторой осциллирующей системы зарядов может быть представлено как результат наложения полей излучения, соответствующих электрическому и магнитному диполям, квадруполям и т. д.

Тип (класс) излучения обозначают буквой E (электрическое) или M (магнитное). Мультипольность излучения или порядок перехода определяется низшей степенью величины $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$, входящей в выражение для интенсивности соответствующего излучения. Здесь λ — длина волны излучения, деленная на 2π , R — размеры излучающей системы. Для квантов с энергией $E_{\gamma} \sim 1 \text{ мэв}$ $\lambda \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$, так что обычно выполняется условие $\frac{R}{\lambda} \ll 1$.

Обозначение E1 соответствует электрическому дипольному излучению, M2 — магнитному квадрупольному излучению и т. д.

Электрические мультипольные переходы отвечают периодическим изменениям плотности заряда в ядре. Магнитные мультипольные переходы связаны с изменением плотности тока, т. е. с изменением величины $\left(\frac{v_N}{c}\right) \rho$, где v_N — средняя скорость нуклонов в ядре. Поэтому вероятность магнитных переходов по порядку величины в $\left(\frac{c}{v_N}\right)^2$ раз меньше вероятности электрических переходов той же мультипольности.

Разложение по полям мультиполей есть разложение по состояниям с определенными значениями моментов количества движения.

Излучение мультипольности 2^l (2^l - польное излучение) обладает по отношению к излучающей системе моментом количества движения lh . Если I и I_{γ} — моменты количества

движения начального и конечного состояний ядра, то момент количества движения, уносимый γ -квантом, заключен в следующих пределах:

$$|I_i + I_f| \geq l \geq |I_i - I_f|, \quad (5.4)$$

так что наименьшее возможное значение l равно $(I_i - I_f)$. При этом в соответствии с правилами отбора по четности при испускании электрического 2^l -польного кванта четность волновой функции излучающей системы меняется как $(-1)^l$, т. е. четность электрического мультиполя такая же, как четность частицы, имеющей то же самое l .

При испускании магнитного 2^l -польного излучения четность меняется как $(-1)^{l+1}$.

Правила отбора для излучения различных типов приведены в табл. 8. Электрическое 2^l -польное и магнитное 2^{l-1} -польное излучения возникают только при переходах между уровнями с одинаковой четностью, если l — четное, и между уровнями с разной четностью, если l — нечетное. Так, например, между уровнями ротационных полос происходят преимущественно переходы типа E2 или M1 (см. рис. 9, 14, 17 и др.), поскольку четность этих уровней одинакова.

При переходах между уровнями различных типов в несферических ядрах следует считаться с правилами отбора по квантовому числу K и с асимптотическими правилами отбора по квантовым числам N, n_z и Λ (§ 4).

Правила отбора по K

$$|K_i - K_f| \equiv \Delta K \leq l \quad (5.5)$$

объясняют меньшую вероятность переходов, при которых ΔK превышает l , по сравнению с переходами, при которых выполняется условие (5.5) или по сравнению с вероятностью одночастичных переходов того же порядка мультипольности.

K -запрещение приводит к тому, что увеличивается примесь компонент высшей мультипольности или даже изменяется преобладающий порядок мультипольности ядерного перехода.

Так, например, в соответствии с (5.5) переходы M1 являются запрещенными, а переходы E2 — разрешенными, если $\Delta K = 2$, а $\Delta I = 0$ („нет“).

Асимптотические правила отбора выражаются формулами (4.25), (4.26).

Правила отбора для электрических и магнитных мультипольных переходов

Тип и мультипольность излучения	Минимальное значение l в формуле для вероятности γ -перехода	Изменение чётности	Степень $\left(\frac{r}{\lambda}\right)$ в интенсивности излучения
Электрический диполь E 1	1	да	2
Магнитный диполь M 1	1	нет	4
Электрический квадруполь E 2	2	нет	4
Магнитный квадруполь M 2	2	да	6
Электрический октуполь E 3	3	да	6
Магнитный октуполь M 3	3	нет	8
Электрический шестнадцатиполь E 4	4	нет	8
Магнитный шестнадцатиполь M 4	4	да	10

Вероятность радиационных переходов в возбужденных ядрах. Вероятность испускания возбужденным ядром γ -кванта вычисляется с помощью известной формулы теории возмущений (4.3), в которой в качестве гамильтониана возмущения выбирается оператор энергии взаимодействия нуклонов ядра с электромагнитным полем излучения.

Соответствующие расчеты [54, 55] приводят к следующим формулам:

$$\lambda_{\gamma E l} = \frac{8\pi (l+1)}{l [(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \left(\frac{1}{\hbar}\right) |Q_{E l}|^2, \quad (5.5a)$$

$$\lambda_{\gamma M l} = \frac{8\pi (l+1)}{l [(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \left(\frac{1}{\hbar}\right) |Q_{M l}|^2, \quad (5.5b)$$

где Q_{El} и Q_{Ml} суть электрические и магнитные мультипольные моменты излучающей системы,

$$(2l+1)!! = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2l+1).$$

Грубые оценки моментов могут быть получены из простых соображений. Так как электрический момент системы обусловлен в основном изменением распределения заряда, а интеграл по распределению плотности заряда $\rho(r)$ равен полному заряду ядра Ze , то

$$|Q_{El}| \leq ZeR^l, \quad (5.6)$$

где R — радиус ядра.

Магнитные мультипольные моменты, обусловленные изменением плотности тока, как уже было замечено, по порядку величины в $\left(\frac{c}{v_N}\right)$ раз меньше величины Q_{El} . Точнее,

$$|Q_{Ml}| \approx 3 \left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right) |Q_{El}|, \quad (5.7)$$

где m_p — масса протона.

Строго говоря, необходимо учитывать наличие спинов и магнитных моментов у нуклонов и соответствующий вклад в электрический и магнитный мультипольные моменты. Этот вклад, однако, по порядку величины равен 10^{-3} от вклада плотности заряда при энергиях переходов ~ 1 МэВ.

Точное определение мультипольных моментов составляет трудную задачу, так как для этого необходимо исходить из вполне конкретных предположений о внутренней структуре ядер. При этом рассматриваются две крайних модели — модель независимых частиц (§ 2) и капельная модель.

В модели независимых частиц излучение γ -кванта связывается с изменением состояния одного протона. В этом приближении Мошковский [308] получил следующие выражения:

$$\lambda_{\gamma El} = \frac{2(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \omega \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2l} S M_{El}^2, \quad (5.8)$$

$$\lambda_{\gamma Ml} = \frac{2(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \omega \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2l} \left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right)^2 S M_{Ml}^2. \quad (5.9)$$

Здесь S — статистический фактор, зависящий только от моментов состояний,

M_{El} и M_{Ml} — матричные элементы, зависящие от деталей структуры ядра:

$$M_{El}^2 = \left| \left(\frac{r}{R} \right)^l \right|_{f_l}^2, \quad (5.10)$$

$$M_{Ml}^2 = \left(\mu_p l - \frac{l}{l+1} \right)^2 \left| \left(\frac{r}{R} \right)^{l-1} \right|_{f_l}^2, \quad (5.11)$$

причем

$$\left| \left(\frac{r}{R} \right)^l \right|_{f_l}^2 = \left| \int_0^\infty R_f \left(\frac{r}{R} \right)^l R_l r^2 dr \right|^2, \quad (5.12)$$

R_l и R_f — радиальные части волновых функций протона,
 μ_p — магнитный момент протона.

Статический фактор S равен единице при переходах

$$I_i = l + \frac{1}{2} \rightarrow I_f = \frac{1}{2}.$$

В других случаях

$$S = S(I_i, l, I_f) = \frac{\left(I_i - \frac{1}{2} \right)!}{(2I_i)!!} \frac{(2l+1)!!}{l!} \frac{(2I_f)!!}{\left(I_f - \frac{1}{2} \right)!} \quad (5.13)$$

Величина радиального интеграла (5.12) зависит от формы потенциальной ямы. Численные расчеты интеграла для разных случаев содержатся, например, в статье Мошковского [308].

По-видимому, для оценки относительных величин радиальных интегралов в указанном приближении достаточно ограничиться оценками Вайскопфа [480, 54], предположившего постоянство радиальных волновых функций в области $r < R$. При этом для El

$$\left| \left(\frac{r}{R} \right)^l \right|_{f_l} = \frac{3}{l+3},$$

для Ml

$$\left| \left(\frac{r}{R} \right)^{l-1} \right|_{f_l} = \frac{3}{l+2}.$$

С учетом этого формулы (5.8) и (5.9) можно записать в следующей, более удобной для практического использования форме:

$$\lambda_{\gamma E1} = S \frac{4,4(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+3}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ МэВ}}\right)^{2l+1} \times \\ \times (R \text{ в } 10^{-13} \text{ см})^{2l} 10^{+2l} \text{ сек.}^{-1} \quad (5.8a)$$

$$\lambda_{\gamma M1} = S \frac{0,19(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{3}{l+2}\right)^2 \left(\mu_p l - \frac{l}{l+1}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ МэВ}}\right)^{2l+1} \times \\ \times (R \text{ в } 10^{-13} \text{ см})^{2l-2} \cdot 10^{+2l} \text{ сек.}^{-1} \quad (5.9a)$$

Принимая $R = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ см}$, $\mu_p = 2,79$ и выражая энергию в МэВ, имеем:

$$\lambda_{\gamma E1} = 1,5 \cdot 10^{14} A^{2/3} E_{\gamma}^3 S,$$

$$\lambda_{\gamma E2} = 1,6 \cdot 10^8 A^{1/3} E_{\gamma}^5 S,$$

$$\lambda_{\gamma E3} = 1,1 \cdot 10^2 A^2 E_{\gamma}^7 S,$$

$$\lambda_{\gamma M1} = 2,8 \cdot 10^{13} E_{\gamma}^3 S,$$

$$\lambda_{\gamma M2} = 1,2 \cdot 10^8 A^{2/3} E_{\gamma}^5 S,$$

$$\lambda_{\gamma M3} = 1,8 \cdot 10^2 A^{1/3} E_{\gamma}^7 S.$$

Зависимость λ_{γ} от энергии, типа и мультипольности переходов для ядер с $A = 100$ изображена на рис. 29.

Из формул, полученных на основе капельной модели, можно отметить формулу Бете [53]

$$\lambda_{\gamma E1} = \tau_1^2 \left(\frac{Z^2 e^2}{\hbar}\right) \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \frac{R^{2l}}{(l!)^2} \quad (5.14)$$

и формулу Фирца [151]

$$\lambda_{\gamma E1} = \left(\frac{3Ze}{mc^3}\right) \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2l-2} \omega^2 \frac{2^{2l} l (l+1)}{[(2l+1)!!]^2}. \quad (5.15)$$

Здесь m , Z , R — масса, заряд и радиус ядра,
 η — коэффициент, определяющий амплитуду колебаний „ядерной жидкости“.

При $\eta = 1$, $R \approx 10^{-12}$ см, $A \approx 200$ формула (5.14) приводится к следующему простому виду:

$$\tau_{\gamma E l} = 5 \cdot 10^{-21} (l!) \left(\frac{20}{h\omega} \right)^{2l+1} \text{ сек.} \quad (5.14a)$$

(энергия в МэВ).

Все перечисленные выше формулы являются приближенными в той степени, в какой приближенными являются положенные в основу расчетов предположения о структуре ядер. В частности, вычисленные с помощью (5.8) вероятности электрических мультипольных переходов являются заведомо завышенными, поскольку они не учитывают корреляции между движением отдельных нуклонов в ядре.

С другой стороны, расчеты на основе капельной модели дают заниженные величины вероятностей, в особенности вероятностей дипольных электрических переходов.

Из формул (5.8), (5.9) и из графиков рис. 29 следует, что вероятность электрических и магнитных переходов с энергией $E_{\gamma} < 1$ МэВ

должна изменяться примерно в 10^6 раз при изменении l на единицу. Магнитное 2^l -польное излучение по порядку величины в 100 раз менее вероятно, чем электрическое 2^l -польное излучение той же энергии.

Различие λ_{γ} , вычисленных по формулам (5.8), (5.9), с одной стороны, и по формулам (5.14) или (5.15), с другой, может быть большим.

Приведенные вероятности переходов к ротационным уровням спектра. Как уже отмечалось, γ -переходы между уровнями данной ротационной полосы принадлежат к классу

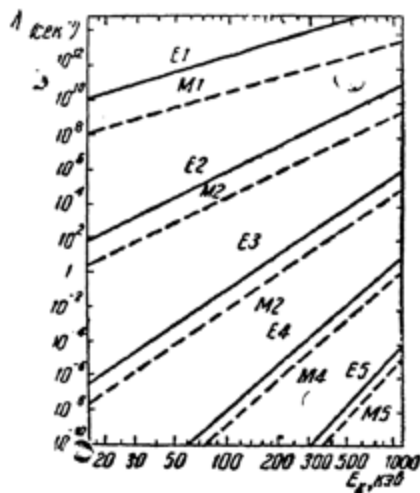


Рис. 29. Вероятность γ -переходов в ядрах с $A = 100$ в функции энергии и мультипольности. Вычислено на основе одночастичной модели

$$[S = 1, R = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/2}].$$

E2- или M1-переходов. Внутренние волновые функции таких состояний совпадают, и абсолютные вероятности переходов могут быть выражены через внутренние моменты состояния. Расчеты производятся с помощью общей формулы (5.5). Приведенные вероятности таких переходов¹ вычислены Бором и Моттelsonом [57].

При переходе $I+2 \rightarrow I$ в четно-четных ядрах

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi} I^2 Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(3I+5)}. \quad (5.16)$$

Так как Q_0 для деформированных ядер велико, то $B(E2)$ для „коллективных“ переходов может быть в 100 раз больше, чем $B(E2)$ для одночастичных переходов.

Так, для γ -перехода в Nd^{148} с энергией 300 кэВ отношение $F = \frac{\lambda_{набл.}}{\lambda_{одночаст.}}$ равно 10; для перехода с энергией 93 кэВ в Ni^{130} (рис. 9) $F = 80$ и т. д.

Для ядер с нечетными A и переходов $I+1 \rightarrow I$ ($\Omega \neq \frac{1}{2}$) приведенные вероятности равны:

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{eh}{2m_p c} \right)^2 (g_\Omega - g_R)^2 \frac{\Omega^2 (I+1-\Omega)(I+1+\Omega)}{(I+1)(2I+3)}, \quad (5.17)$$

$$B(E2) = \frac{15}{16\pi} I^2 Q_0^2 \frac{\Omega^2 (I+1-\Omega)(I+1+\Omega)}{I(I+1)(2I+3)(I+2)}. \quad (5.18)$$

Если при переходах между одночастичными уровнями с $\Delta I = 1$ („нет“) вероятность излучения M1 должна превосходить вероятность излучения типа E2 (см. выше), то при переходах между ротационными уровнями вероятности M1 и E2 могут быть одного порядка величины.

Экспериментальное отношение приведенных вероятностей

$$\frac{B\left(M1; \frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}\right)}{B\left(M1; \frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}\right)}$$

¹ В соответствии величинам $|Q|^2$ в формуле (5.5).

для Ta¹⁸¹ (рис. 11) оказалось равным $2,5 \pm 1,0$. Вычисления по формуле (5.17) дают для этого отношения величину 1,53. Для того же ядра на опыте определено

$$\frac{B(E2; 7/2 \rightarrow 9/2)}{B(E2; 7/2 \rightarrow 11/2)} = 3,8 \pm 0,7.$$

По формуле (5.18) это отношение равно 3,89.

Вероятности переходов между уровнями различных типов (между различными конфигурациями частиц), как правило, затруднены по сравнению с переходами той же энергии между одночастичными уровнями или коллективными уровнями. Вычисления абсолютных величин вероятностей переходов между уровнями различного типа представляют трудную задачу.

Более простой задачей является вычисление отношения приведенных вероятностей переходов мультипольности l с данного уровня i к двум различным уровням f и f' одной и той же ротационной полосы [19]. В этом случае отношение зависит только от геометрических множителей и равно

$$\frac{B(l, I_i \rightarrow I_f)}{B(l, I_i \rightarrow I_{f'})} = \frac{\langle I_i l K_i (K_f - K_i) | I_i l f K_f \rangle^2}{\langle I_i l K_i (K_f - K_i) | I_i l f' K_{f'} \rangle^2}. \quad (5.19)$$

Здесь $\langle I_i l K_i (K_f - K_i) | I_i l f K_f \rangle$ — коэффициенты Клебша—Жордана, коэффициенты векторной модели для сложения угловых моментов I_i и l с образованием результирующего момента I_f .

Из формулы (5.19) следует, например, что интенсивности E2 компоненты при 57,3 и 49,4 кэВ переходах в Pu²³⁹ (см. рис. 27) из состояния с моментом $5/2$ в состоянии с моментами $3/2$ и $1/2$ относятся друг к другу как 3,5:1. Из опытов [205] следует, что это отношение равно 3,2:1.

Изомерные состояния ядер. Изомерными переходами называют переходы в ядрах, имеющих метастабильные (длительно существующие) возбужденные состояния. Соответственно изомерами называют одинаковые по составу ядра, находящиеся в различных состояниях ядерного возбуждения, т. е. ядра, отличающиеся своими радиоактивными свойствами (период распада, тип излучения).

Различие между простым возбужденным состоянием ядра и метастабильным состоянием в некотором смысле неопре-

деленно. Обычно [422] метастабильными состояниями условно называют состояния с временем жизни больше 10^{-9} сек. Заметим (см. § 2), что типичное среднее время жизни возбужденного состояния по отношению к испусканию γ -кванта (переход E2) с энергией ~ 1 мэв равно 10^{-11} сек.

Время жизни метастабильных состояний исчисляется минутами, часами, а для изомера Np^{236m} оно равно ~ 5000 годам.

Малость энергии распада является необходимым, но недостаточным условием существования метастабильных изомерных состояний. Как показал Вейцекер, главной причиной, обуславливающей существование изомерных состояний, является большая разность моментов количества движения начального и конечного состояний ($\Delta I \geq 3$). То обстоятельство, что слабозвозбужденные состояния обладают моментом, сильно отличающимся от момента основных состояний, стало понятным в рамках модели оболочек (см. ниже).

Ядерная изомерия была обнаружена в 1921 г. Ганом, показавшим, что $\text{UZ} ({}_{91}\text{Pa}^{234})$ является изотопом и изобаром UX_2 , но отличается от последнего бльшим периодом распада.

Ядерная изомерная среди искусственно радиоактивных веществ была впервые обнаружена в работе Б. В. Курчатова, И. В. Курчатова, Л. И. Русинова и Л. В. Мысовского [233], изучавших распад радиоактивных изотопов брома. Было показано, что Br^{80} существует в двух состояниях возбуждения, в одном из них (Br^{80m}) период распада равен 4,4 часа, в другом (основном)—период распада 18 мин.

Диаграмма распада Br^{80} приведена на рис. 30. Она была установлена в результате работ большого количества исследователей (см. § 17).

К настоящему времени обнаружено существование около 150 изомерных пар ядер.

Методы определения типа и мультипольности γ -излучения. Определение типа и мультипольности γ -излучения представляет очень важную задачу не только с точки зрения проверки выводов существующей теории радиационных переходов, но главным образом с точки зрения задач ядерной спектроскопии (установление квантовых характеристик ядерных уровней).

Можно указать следующие методы определения типа и мультипольности γ -излучения:

1) сравнение экспериментальных и теоретических величин постоянных распада λ_γ (рис. 29);

- 2) сравнение экспериментальных и теоретических величин коэффициентов конверсии (§ 17);
- 3) сравнение экспериментальных и теоретических величин отношения коэффициентов конверсии на разных оболочках, например, сравнение величин α_K/α_L (§ 16, 17);
- 4) сравнение коэффициентов конверсии на различных подоболочках атомов, например, на подоболочках L_I , L_{II} и L_{III} (§ 16, 17);
- 5) изучение угловой и пространственной корреляции последовательных ядерных излучений (§ 7, 21);
- 6) изучение углового распределения γ -квантов, испускаемых ориентированными ядрами (§ 22).

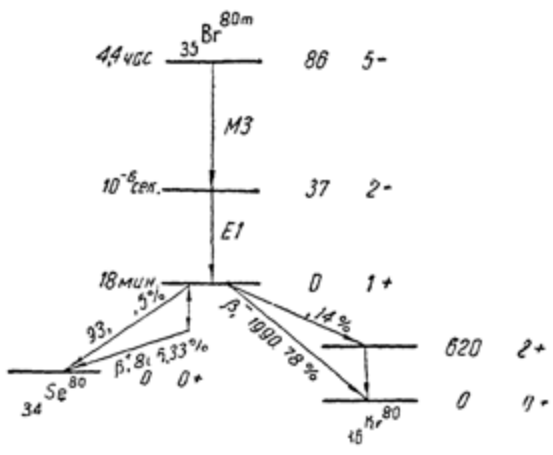


Рис. 30. Диаграмма распада ^{80m}Br .

Из указанных здесь методов наибольшими недостатками обладает первый метод. Главный недостаток этого метода заключается в неточности теоретических расчетов $\lambda_{\gamma, \beta}$; о чем уже говорилось выше. Второй недостаток заключается в том, что полная вероятность распада зависит от коэффициента конверсии, а последний в свою очередь зависит от характера и мультипольности перехода.

Наилучшие возможности доставляются методами 3, 4, 5 и 6.

Острова изомерии и модель оболочек. При анализе закономерностей в распространении изомеров среди атомных ядер было установлено, что изомерные уровни наблюдаются главным образом у ядер с нечетными массовыми числами. При этом изомеры встречаются только в определенных об-

ластях массовых чисел, которые называются „островками изомерии“ (Финберг, Хеммак, Нордгейм). Эти области следующие:

$$39 \leq Z, N \leq 49,$$

$$63 \leq Z, N < 81,$$

$$93 \leq Z, N \leq 125.$$

Факт этот нашел объяснение в рамках одночастичной модели оболочек (§ 2).

В самом деле, обращаясь к схеме уровней Майер (рис. 7), мы видим, что в области $39 \leq Z, N \leq 49$ близко друг к другу расположены уровни $p_{1/2}$ и $g_{7/2}$. Уровни эти имеют различную четность, а разница их моментов равна четырем. Согласно правилам отбора (табл. 8), переход ядра с уровня $g_{7/2}$ на уровень $p_{1/2}$ должен быть магнитным 2^+ -польным (M4). Действительно, в этой области¹ часто наблюдаются изомерные состояния и переходы типа M4 или E3 (ядра ${}_{39}\text{Y}^{87}$, Y^{89} , Zn^{69} , Ge^{72}).

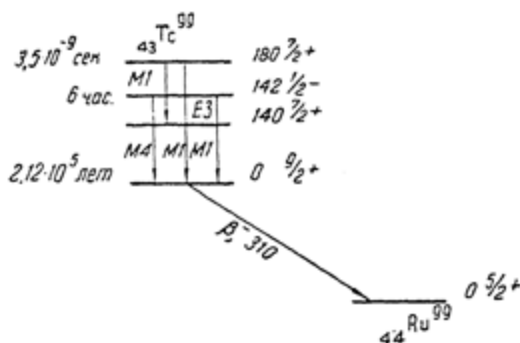


Рис. 31. Диаграмма распада ${}_{43}\text{Tc}^{99}$.

На рис. 31 приведена диаграмма распада ${}_{43}\text{Tc}^{99}$, обладающего рядом особенностей.

Существование второго „островка“ изомерии также объясняется схемой Майер. В области $63 \leq N, Z \leq 81$ близко расположенными друг к другу парами уровней являются $h_{11/2} - d_{5/2}$ и $h_{11/2} - d_{7/2}$.

¹ Нижняя граница области определяется условием, что заполнение уровня $p_{1/2}$ начинается у ядер, имеющих 39 протонов или нейтронов.

Между этими уровнями могут происходить изомерные переходы типа М4 или Е3.

В этой области обнаружено существование 30 изомерных ядер (часть из них перечислена в табл. 9).

Таблица 9

Таблица изомерных ядер

Изомер	Энергия метастабильного состояния, кэВ	Период полураспада метастабильного состояния	Идентификация уровней в схеме оболочек		
			основной	метастабильный	промежуточный
${}_{21}\text{Sc}^{44}$	271	2,44 дн.	—	—	—
${}_{30}\text{Zn}^{69}$	436	13,8 час.	$2P_{3/2}$	$1g_{7/2}$	—
${}_{34}\text{Se}^{73}$	67,1	7,08 час.	$2P_{1/2}$	(7/2+)	—
${}_{35}\text{Br}^{80}$	86	4,4 час.	1+	5—	2
${}_{36}\text{Kr}^{85}$	305	4,4 час.	$1g_{7/2}$	$2p_{3/2}$	—
${}_{48}\text{Cd}^{111}$	392	48,6 мин.	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{5/2}$
${}_{50}\text{Sn}^{119}$	89,1	250 дн.	$3s_{1/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
${}_{52}\text{Te}^{123}$	247,5	104 дн.	$3s_{3/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$
${}_{72}\text{Hf}^{179}$	375	19 сек.	$3p_{3/2}$	$1h_{7/2}$	$[3P_{3/2}]$
${}_{80}\text{Hg}^{197}$	299	23 час.	$3p_{1/2}$	$i_{3/2}$	$2f_{5/2}$
${}_{82}\text{Pb}^{207}$	1570	0,9 сек.	$3p_{1/2}$	$i_{3/2}$	$2f_{5/2}$

Интересно отметить, что изомерные ядра группируются главным образом в области $63 < N < 81$ (N — число нейтронов в ядре), но редко встречаются в области $63 < Z < 75$. Это обстоятельство не находит объяснения в схеме Майер.

Третий островок изомерии охватывает область $93 \leq N$, $Z \leq 125$, где, как следует из схемы Майер, близкими по энергии могут оказаться следующие уровни $i_{13/2}$ — $f_{7/2}$ — $f_{7/2}$ — $p_{3/2}$ — $p_{1/2}$.

В этой области обнаружено существование 15 изомеров, причем они сгруппированы в области $115 \leq N$, $Z \leq 125$, но не встречаются в области $93 \leq N \leq 125$.

Отсутствие изомеров в областях $63 < Z < 75$ и $91 \leq N \leq 115$ легко понять [356], если учесть установленный

на основании многих наблюдений факт несферичности средних и тяжелых ядер. Действительно, указанные выше границы областей, где изомеры почти не встречаются, совпадают с границами распространенности ядер, обладающих ротационными спектрами (см. § 2).

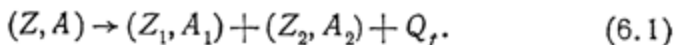
Этот факт свидетельствует о том, что в несферических ядрах условия для образования изомерных состояний менее благоприятны, чем в ядрах со сферической симметрией.

Изомерные переходы у ядер с $99 < N < 115$ (Dy^{165} , Ni^{179} , W^{183}) описываются в рамках схемы Нильсона (рис. 10).

§ 6. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Тяжелые ядра нестабильны по отношению к распаду с испусканием положительно заряженных частиц. Этот факт становится понятным, если учесть, что кулоновская энергия отталкивания протонов в ядрах растет пропорционально Z^2 , а энергия связи, обусловленная специфическими ядерными силами, растет пропорционально A (§ 1).

Одним из возможных способов распада тяжелых ядер с уменьшением Z является α -распад (§ 3), другим — деление ядер на осколки. Чаще всего происходит деление на два осколка с испусканием двух-трех мгновенных нейтронов:



Стабильность ядер по отношению к процессам самопроизвольного (спонтанного) деления на осколки определяется величиной превышения кулоновского барьера над энергией возбуждения. Поэтому деформация ядер (как статическая, так и динамическая) существенным образом определяет вероятность процессов деления.

Большинство ядер с $Z > 95$ нестабильны по отношению к спонтанному делению. Для ядер с меньшими Z возбуждение, необходимое для деления, может быть сообщено, например, захватом нейтрона, α -частицы и т. д. При этом с большой вероятностью происходит так называемый надбарьерный распад. Для деления ядер с нечетным числом нуклонов (U^{233} , U^{235} , Am^{241}) оказывается достаточным избыток энергии связи при захвате теплового нейтрона. В других случаях (Th^{232} , U^{238} , Np^{237}) распад может быть вызван только быстрыми нейтронами, которые „вносят“ в ядро

добавочную кинетическую энергию. Для этих ядер существует пороговая энергия деления:

$$E_p \approx B_f - D_n,$$

где B_f — величина барьера деления промежуточного ядра, D_n — энергия связи нейтрона в промежуточном ядре.

Так, например, порог деления ядер Th^{232} равен $E^p = 0,9$ мэв.

Устойчивость ядер по отношению к делению. Если исходить из капельной модели ядра и считать ядерное вещество несжимаемым и равномерно заряженным, то легко показать [66, 157], что устойчивость ядра по отношению к колебаниям определяется величиной параметра

$$x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{кр.}},$$

где $(\frac{Z^2}{A})_{\text{кр.}}$ по порядку величины равно 45—48.

При этом принято во внимание изменение при деформации только кулоновской энергии отталкивания и энергии поверхностного натяжения. При больших и малых значениях x ядро неустойчиво по отношению к делению. В грубом приближении барьер деления принимается равным разности энергий кулоновского отталкивания осколков при их соприкосновении и энергии деления Q_f . Если энергия деления Q_f на несколько миллионов эв меньше, чем высота барьера B_f , то ядро обычно стабильно по отношению к процессам деления.

Опыт показал, что между величиной порога деления и величиной Z^2/A нет прямой связи. Предсказанная капельной моделью симметрия деления ядер на опыте также не наблюдается. Попытки „улучшить“ теорию учетом сжимаемости и поляризуемости ядерной жидкости не привели к заметным успехам. Некоторые особенности деления нашли, однако, объяснение в рамках обобщенной модели ядра. Хилл и Уилер [202] показали, что несферичность делящегося ядра приводит к изменению барьера деления, так что проницаемость барьера в направлении носика (вытянутости) больше, чем в других направлениях.

Оказалось необходимым учесть также связь коллективных движений (деформации) с движением отдельных нуклонов. Точные количественные расчеты устойчивости ядра по отношению к делению в рамках обобщенной модели не производились. Поэтому широкое распространение до сих пор имеют указанные выше критерии устойчивости.

Вероятность спонтанного деления. Вероятность спонтанного деления вычисляется [157] аналогично вероятности α -распада, см. формулу (3.8). При этом полагается

$$f \sim 10^{21} \text{ сек.}^{-1}, P \sim \exp. \left[-\frac{2\pi}{h} e \left(\frac{R}{2M} \right) V \overline{M_1 M_2} V \overline{Z_1 Z_2} \right],$$

где R — радиус ядра,
 M_1 и Z_1 — масса и заряд одного осколка,
 M_2 и Z_2 — масса и заряд другого осколка,
 M — масса исходного атома.

По Бору и Уиллеру [66],

$$P \sim \exp. \left[-\frac{\delta}{h} (2ME_f)^{1/2} \right], \quad (6.2)$$

где E_f — порог фотоделения (деления под действием γ -квантов) для данного ядра,

δ — параметр деформации. Если положить $\delta \sim 10^{-13}$ см, то константа деления оказывается равной $\lambda_f \sim 10^{-22}$ лет $^{-1}$.

Таблица 10

Периоды спонтанного деления и α -распада тяжелых ядер [357]

Изотоп	Период спонтанного деления t_f (лет)	Период α -распада (лет)	$\frac{t_f}{t_\alpha}$
$^{226}\text{Ra}_{88}$	$> 10^{14}$	1590	$> 6,10^{10}$
$^{230}\text{Th}_{90}$	$> 1,5 \cdot 10^{17}$	$8 \cdot 10^4$	$> 1,9 \cdot 10^{12}$
$^{232}\text{Th}_{90}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	$1,0 \cdot 10^3$
$^{234}\text{U}_{92}$	$1,6 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^5$	$6,4 \cdot 10^{10}$
$^{238}\text{U}_{92}$	$8,0 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^6$
$^{238}\text{Pu}_{84}$	$3,5 \cdot 10^9$	2,7	$1,3 \cdot 10^9$
$^{239}\text{Pu}_{84}$	$5,5 \cdot 10^{13}$	$2,44 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^{11}$
$^{248}\text{Cf}_{98}$	$7 \cdot 10^3$	0,56	$1,3 \cdot 10^4$
$^{252}\text{Cf}_{98}$	66	2,2	30
$^{254}\text{Fm}_{100}$	3,2 час.	—	—
$^{256}\text{Mv}_{101}$	3,5 час.	—	—

Подобные расчеты не дают, однако, возможности точно предсказать период распада.

Экспериментальные величины периодов деления ядер t_f для ряда изотопов приведены в табл. 10. Там же дано сравнение экспериментальных величин периодов деления и α -распада.

Обращают внимание следующие эмпирические закономерности:

1) отношение t_f/t_n слабо зависит от Z и является убывающей функцией числа нейтронов в ядре (изменяется от 10^{12} до ~ 10 при возрастании N от 140 до 154);

2) вероятность деления немонотонно зависит от Z^2/A (наблюдаются максимумы на кривой $\lg t_f = f\left(\frac{Z^2}{A}\right)$).

Вероятность деления при средних (1–10 мэв) энергиях возбуждения. Для ядер, которые могут делиться при захвате тепловых нейтронов, сечение деления при энергиях нейтронов 1–6 мэв постоянно и равно

$$\sigma_f = \pi R^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n'}$$

где Γ_f — ширина деления,

Γ_n' — нейтронная ширина.

При меньших энергиях (начиная от $E_n \approx 100$ кэв) сечение деления изменяется как $\frac{1}{v}$. При этом для ядер, имеющих порог деления, наблюдается быстрый (по экспоненте) рост сечения деления от нуля до постоянной величины

$$\sigma_{f0} \approx \frac{\Gamma}{\Gamma_f + \Gamma_n'}$$

При $E_n \gtrsim 6$ мэв для этих ядер наблюдается новый рост сечения деления, связанный с возможностью деления промежуточных ядер, предварительно испустивших нейтрон.

Энергия деления. Возможность спонтанного деления обусловлена тем, что энергия связи $\frac{D}{A}$, приходящаяся на один нуклон, равна $\sim 8,5$ мэв в области средних величин Z ; в то же время в области $Z \gtrsim 90$ $\frac{D}{A} \sim 7,6$ мэв (см. табл. 1).

Энергия, выделяющаяся при делении ядра на 2 осколка, может быть вычислена по формуле:

$$Q_f = M^*(Z, A) - M(Z_1, A_1) - M(Z_2, A_2), \quad (6.3)$$

где $M^*(Z, A)$ — масса возбужденного атома, испытывающего деление,

$M(Z_1, A_1)$, $M(Z_2, A_2)$ — массы первичных осколков в их основных состояниях.

При этом массы атомов могут быть определены с помощью полуэмпирической формулы (1.8). Приведем пример использования этой формулы применительно к случаю деления U^{235} , захватившего тепловой нейтрон.

В соответствии с экспериментальными данными, масса атома U^{235} равна 235, 11794 а. е. м.; масса атома урана, захватившего тепловой нейтрон, равна $M^* = 236, 1269$ а.е.м. Полная масса осколков при асимметричном делении ${}_{40}Zr^{100} + {}_{92}Te^{136}$, вычисленная с помощью (1.8), равна 235,91051 а.е.м., а при симметричном делении ${}_{46}Pd^{113} + {}_{46}Pd^{113} = 235,91288$ а.е.м. Если использовать эти данные и соотношение (6.3), то энергия асимметричного деления должна быть равной $Q_f(\text{асим.}) = 0,21641$ а.е.м. = 201,48 мэв. При симметричном делении энергия деления оказывается равной $Q_f(\text{сим.}) = 0,21404$ а.е.м. = 199,27 мэв, т. е. должна быть на 2 мэв меньше, чем в случае асимметричного деления.

Заметим, что в ранних теориях деления [66, 157], основанных на капельной модели (без учета оболочной структуры ядер), делалось заключение, что полная энергия, выделяющаяся при делении, максимальна в случае симметричного деления. В частности, если при вычислении масс использовать формулу (1.8) без поправочных членов ΔM_A , ΔZ_A и μ , то полная энергия, выделяющаяся при симметричном делении U^{236} , оказывается на 4,2 мэв больше, чем полная энергия деления ${}_{40}Zr^{100} + {}_{92}Te^{136}$. Это не соответствует действительности.

Энергия деления расходуется на сообщение осколкам кинетической энергии и энергии возбуждения. В конечном итоге энергия возбуждения проявляется в форме кинетической энергии нейтронов и энергии последовательных β -переходов. По расчетам Фонга [148], средняя величина кулоновской энергии отталкивания осколков при делении U^{235} , захватившего нейтрон, равна 175,6 мэв и монотонно убывает с ростом отношения $\frac{A_2}{A_1}$. Эта величина находится в хорошем согласии с экспериментально определенной [280] средней кинетической энергией осколков 167,1 мэв. Средняя энергия возбуждения осколков, по расчетам [148'], равна 26,5 мэв; на опыте определено 22,5 мэв. Основная часть нейтронов деления "испаряется" из осколков в течение времени $\sim 10^{-14}$ сек. после акта деления (мгновенные нейтроны). В среднем они уносят 5—6 мэв энергии. Около 0,007 от общего числа нейтронов испускаются с "запозданием" (период до 60 сек.). Каждая пара осколков, кроме того, претерпевает до шести последовательных β -превращений

(по два-три на каждый осколок). Энергия радиоактивного распада осколков при делении U^{235} достигает 20 мэв.

Число нейтронов деления и спектр нейтронов деления. Число нейтронов $\bar{\nu}$, приходящихся на один акт деления ядер, в среднем равно 2—3. В табл. 11 приведены экспериментальные величины $\bar{\nu}$ для ряда изотопов урана и плутония. Там же приведены весьма важные для расчетов цепных реакций величины $\nu_{эф.} = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_c}$, где σ_f и σ_c — сечение деления и сечение поглощения нейтронов в делящемся веществе.

Таблица 11

Среднее число нейтронов, приходящихся на один акт деления изотопов, захвативших медленный нейтрон

Изотоп	U^{233}	U^{235}
$\bar{\nu}$	2,6 ± 0,1 [243] 2,46 ± 0,15 [134] 2,56 ± 0,03 [280]	2,5 ± 0,1 [243] 2,45 ± 0,15 [134] 2,45 ± 0,03 [280]
$\nu_{эф.} = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_c}$	2,28 ± 0,25 [443] 2,36 ± 0,03 [15]	2,065 ± 0,025 [443] 2,12 ± 0,03 [15]

Изотоп	Pu^{239}	Pu^{241}
$\bar{\nu}$	3,0 ± 0,12 [243] 2,86 ± 0,18 [134] 2,93 ± 0,04 [280]	3,1 ± 0,12 [243] 2,98 ± 0,18 [134] —
$\nu_{эф.} = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_c}$	2,035 ± 0,025 [443] 2,03 ± 0,03 [15]	— —

Так как быстрые нейтроны возникают главным образом за счет разрядки энергии возбуждения осколков, а последняя связана с энергией возбуждения делящегося ядра, то следует ожидать, что среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ зависит от величины энергии возбуждения ядра. Измерения [243] показали, что $\bar{\nu}$ при „вынужденном“ делении Pu^{239} тепловыми нейтронами в 1,3 раза превышает значение $\bar{\nu}$ для спонтанного деления Pu^{240} .

В первом случае энергия возбуждения ядра равняется 6,5 мэв (энергия связи последнего нейтрона), во втором случае энергия возбуждения равна нулю.

Последующие измерения [244] показали, что среднее число нейтронов, испускаемых при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} ,

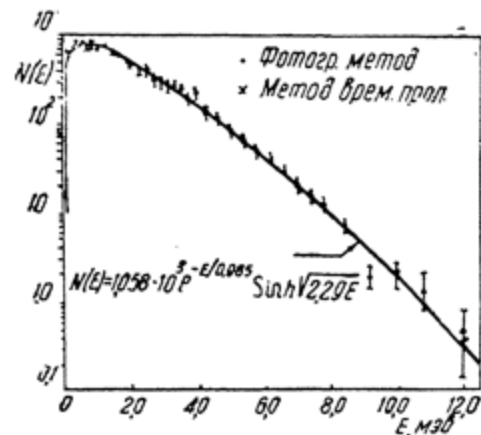


Рис. 32. Спектр нейтронов, испускаемых при делении U^{235} . Точками и крестиками изображены результаты экспериментальных измерений.

под действием тепловых нейтронов примерно на 10% меньше, чем в том случае, когда используется полный спектр нейтронов деления (рис. 32). Подобные результаты были получены в ряде других работ. Эти данные согласуются с расчетом Фаулера, о котором было сообщено в докладе на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии [280].

Энергетические спектры нейтронов де-

деления для упомянутых выше изотопов урана и плутония близки друг к другу. На рис. 32 показан спектр нейтронов деления U^{235} по данным Личмана [280] и Гранберга [186]. Результаты измерений тремя методами хорошо укладываются на кривую следующего вида

$$n(E) = K \left[\exp. \left(-\frac{E}{0,965} sh \sqrt{2,29 E} \right) \right], \quad (6.4)$$

где K — константа,

E — энергия нейтронов.

При $E < 9$ мэв распределение нейтронов хорошо описывается [186] более простой формулой:

$$n(E) = KE^{1/2} \exp. (-0,775 E).$$

Ранее спектры нейтронов деления измерялись в работах Замятнина, Флёрова и Мухина (1948—1949 гг.) и в работах ряда американских авторов. Результаты этих работ несколько отличаются от результатов, доложенных Личманом,

в области низких энергий ($< 0,7$ мэв). Подробное изложение этих результатов можно найти в статье Б. Г. Ерозолимова [135].

Распределение продуктов деления по массам и зарядам. Угловое распределение осколков. На опыте наблюдается асимметрия распределения осколков деления по массам и зарядам. На рис. 33 приведена кривая распределения по массам конечных продуктов деления U^{235} под действием тепловых нейтронов. Кривая получена в результате осреднения большого количества экспериментальных данных. Как видно из рис. 33, максимумы кривых распределения относятся к массовым числам $A_1 = 96$ и $A_2 = 139$. Ширина максимумов на половине высоты равна 16 а.е.м. С увеличением энергии возбуждения делящихся ядер асимметрия уменьшается и отношение ординат в максимуме и минимуме уменьшается.

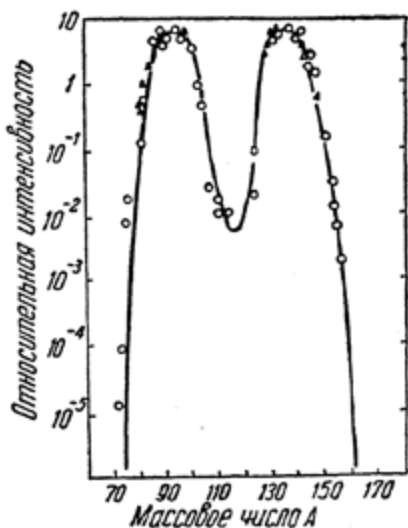


Рис. 33. Распределение осколков деления U^{235} по массам конечных атомов.

Кривая распределения осколков деления по заряду приведена на рис. 34. Из рис. 34 следует, что относительная вероятность образования осколка с зарядом Z (при данном A) может быть аппроксимировано гауссовой кривой

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp. \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{c} \right], \quad (6.5)$$

где Z_p — наиболее вероятный заряд осколка с данным A ,
 c — эмпирическая константа.

Таким образом, наиболее вероятным является такое распределение осколков по заряду, при котором оба осколка одинаково удалены от соответствующего стабильного (по отношению к β -распаду) изобара. Иными словами, для легкого и тяжелого осколков имеются равные „цепи“ β -распада.

Угловое распределение осколков, образующихся при фотоделении и делении под действием быстрых нейтронов, анизотропно. При фотоделении осколки летят преимущественно под углом 90° к направлению γ -кванта, при делении быстрыми нейтронами (~ 10 мэв) — в направлении движения нейтронов.

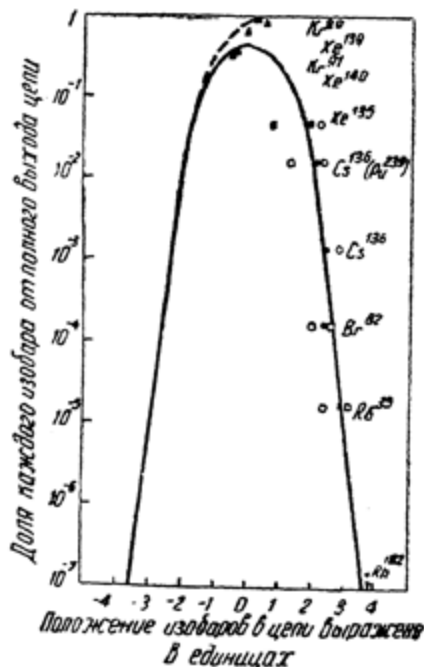


Рис. 34. Кривая распределения осколков деления по атомным номерам, полученная на основе изучения цепей от распада радиоактивных криптона и ксенона; треугольник (затемненный) — суммарный выход осколков, кружок (затемненный) — абсцисса для соответствующего осколка, выбрана на основе гипотезы равных смещений, квадратик — абсцисса, выбрана на основе предположения о пропорциональном разделении заряда между осколками, кружок (светлый) — абсцисса, выбрана на основе предположения о минимуме потенциальной энергии осколков.

Как показывает опыт, между направлениями испускания и поляризации частиц R_1 и R_2 осуществляется корреляция, т. е. вероятность каскадных процессов является функцией угла θ между направлениями вылета частиц или направлениями поляризации испущенных частиц.

О. Бор [35] связывает асимметрию углового распределения осколков с несферичностью ядер и ротационной структурой уровней промежуточного ядра. Имеющиеся в настоящее время немногочисленные экспериментальные данные по этому вопросу не противоречат расчетам О. Бора.

§ 7. КОРРЕЛЯЦИЯ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Угловая корреляция. Рассмотрим каскад из двух ядерных переходов между тремя уровнями A , B и C с испусканием частиц R_1 и R_2 (рис. 35, а). Уровни A , B и C могут принадлежать одному и тому же ядру; в этом случае имеют место каскадные γ -переходы или соответствующие им конверсионные переходы. При последовательных β - и γ -переходах или α - и γ -переходах уровень A принадлежит начальному ядру, уровни B и C — конечному ядру.

Если изучать угловое распределение интенсивности одного из излучений (например R_2) относительно фиксированного направления, в котором испускается другое излучение (R_1), то, как правило, оно является анизотропным.

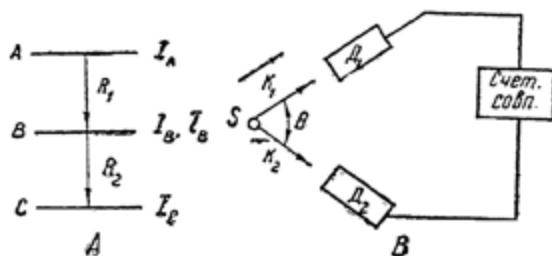


Рис. 35. А. Схема последовательных ядерных переходов; τ_B — время жизни промежуточного ядерного состояния. В. Схема опытов по изучению угловой корреляции последовательных ядерных излучений.

Анизотропия углового распределения является выражением того факта, что относительные веса магнитных подуровней промежуточного состояния, т. е. состояний с различными ориентациями момента количества движения, не одинаковы в отношении испускания частицы R_2 . По этой же причине анизотропию в распределении интенсивности излучения по различным направлениям следовало бы ожидать в каждом из переходов $A \rightarrow B$ и $B \rightarrow C$, взятых порознь. Однако в действительности она не наблюдается, так как при обычных условиях моменты количества движения ядер в изучаемых образцах ориентированы беспорядочно. Фактор

$$a_{m_i} = \frac{\exp.(m_i \beta)}{\sum \exp.(m_i \beta)} \quad (7.1)$$

$$\left(\beta = \frac{\mu \mu_0 H}{IkT} \right),$$

определяющий относительную заселенность магнитных подуровней при обычных температурах, равен по порядку величины единице.

Здесь μ — магнитный момент ядра в магнетонах, m — магнитное квантовое число, характеризующее пространственную ориентацию момента I .

В этих условиях нельзя выделить какое-либо преимущественное направление ориентации моментов. В случае последовательных каскадных переходов такое направление фиксируется направлением вылета вдоль некоторой оси Z одного из излучений в каскаде. Здесь мы имеем возможность обнаружить связь между асимметрией вылета второго излучения и ориентацией момента промежуточного состояния относительно оси Z .

Заметим, что если создать подходящие физические условия, при которых бальтмановский множитель становится достаточно малым ($\frac{\mu H}{kT} \gg 1$), то анизотропию можно обнаружить и в простых (не каскадных) переходах. Некоторые способы получения ориентированных ядер будут рассмотрены в § 22.

Здесь мы будем рассматривать угловую корреляцию последовательных излучений, испускаемых изолированными ядрами. Считается, что в промежуточном состоянии ядро не испытывает каких-либо возмущений, приводящих к изменению ориентации момента количества движения. Точнее, рассматривается такой случай, когда статистические веса магнитных подуровней за время жизни промежуточного ядра τ_B остаются неизменными. Это условие выполняется, если τ_B много меньше периода прецессии момента количества движения, вызванного взаимодействием его с внешними, внутриатомными или внутрикристаллическими полями (§ 21)

$$\tau_B \lesssim \frac{\hbar}{\Delta E} \approx 10^{-11} \text{ сек.}, \quad (7.2)$$

где ΔE — энергия взаимодействия ядра с внешними полями.

При этом условии мы имеем невозмущенную угловую корреляцию. Относительная вероятность того, что ядерное излучение R_2 испускается под углом θ к направлению распространения излучения R_1 , выражается так называемой невозмущенной корреляционной функцией $W_0(\theta)$.

Невозмущенная γ — γ -корреляция. В качестве примера рассмотрим каскадные γ -переходы между уровнями с моментами $I_A = 0$, $I_B = 1$, $I_C = 0$. Оба перехода должны быть дипольными (см. табл. 8). При этом с одинаковой вероятностью возможны переходы с одним из трех значений $\Delta m_1: 0, +1, -1$ ($\Delta m_1 = m_A - m_B$). Если выбрать систему отсчета, в которой γ -квант в первом переходе вылетает под углом $\theta = 0$, то в этой системе оказывается невозмож-

ным возбуждение подуровня с $m_B = 0$, так как интенсивность электрического дипольного излучения в направлении, параллельном дипольному моменту излучающей системы, равна нулю. Таким образом, в выбранном направлении $\theta = 0$ возможно излучение γ -кванта, соответствующее переходу с $\Delta m_1 = \pm 1$. Так как в нашем случае $I_C = 0$, то за переходом с $\Delta m_1 = +1$ должен следовать переход с $\Delta m_2 = -1$, а переход с $\Delta m_1 = -1$ сопровождается переходом с $\Delta m_2 = +1$. При этом угловое распределение γ -квантов во втором переходе в любом из упомянутых случаев определяется корреляционной функцией

$$W_0(\theta) d\Omega = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega. \quad (7.3)$$

В общем случае корреляционная функция для последовательных ядерных излучений выражается рядом из полиномов Лежандра

$$W_0(\theta) = 1 + \sum_{k=1}^{k'} A_{2k} P_{2k}(\cos \theta), \quad (7.4)$$

где k' — наименьший множитель в наборе величин l_1, l_2, I_B .

Здесь l_1, l_2 — величины моментов, уносимых частицами в первом и втором переходах. При I_B , равном 0 или $1/2$, $W_0(\theta) = 0$, т. е. угловая корреляция отсутствует.

Величины коэффициентов перед полиномами Лежандра в (7.4) зависят от разности моментов уровней, типа частиц (или мультипольности излучения) и абсолютного значения момента одного из уровней в каскаде, но не зависят от энергии квантов. Таким образом, изучение корреляции является одним из способов определения моментов возбужденных ядерных уровней. Коэффициенты A_{2k} удобно представить в виде произведения

$$A_{2k} = F_{2k}(l_1 I_A I_B) F_{2k}(l_2 I_C I_B), \quad (7.5)$$

где величины сомножителей определяются только характером отдельных переходов. Таблицы коэффициентов F_{2k} для большинства известных переходов можно найти в обзоре Биденхорна и Роуза [59]. Здесь мы приводим величины

корреляционных коэффициентов F_{2k} для случая каскадных $\gamma-\gamma$ -переходов (табл. 12). В том случае, когда излучения R_1 и R_2 являются „смешанными“, в выражение (7.5) должны входить также нечетные полиномы Лежандра.

Таблица 12, а

Корреляционные коэффициенты $F_2(I I_A I)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	0	1	2	3	4
1	0,7071	-0,3536	0,0707	0	0
2	0	0,4183	-0,4183	0,1195	0
3	0	0	0,3464	-0,4330	0,1443
4	0	0	0	0,3134	-0,4387
5	0	0	0	0	0,2944

Таблица 12, в

Корреляционные коэффициенты $F_2(I I_A I)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2
3/2	0,5000	-0,4000	0,1000	0	0
5/2	0	0,3742	-0,4276	0,1336	0
7/2	0	0	0,3273	-0,4364	0,1528
9/2	0	0	0	0,3028	-0,4404
11/2	0	0	0	0	0,2876

Таблица 12, с

Корреляционные коэффициенты $F_2(2 I I_A)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	0	1	2	3	4
1	0	-0,3535	0,3535	-0,1010	0
2	-0,5976	-0,2988	0,1281	0,3415	-0,1707
3	0	-0,4949	-0,1237	0,2268	0,3093
4	0	0	-0,4477	-0,0448	0,2645
5	0	0	0	-0,4206	0

Корреляционные коэффициенты $F_2(2 I_A I)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2
3/2	-0,5000	0	0,3571	-0,1429	0
5/2	-0,5345	-0,1909	0,1909	0,3245	-0,1909
7/2	0	-0,4676	-0,0779	0,2494	0,2962
9/2	0	0	-0,4325	-0,0197	0,2722
11/2	0	0	0	-0,4109	0,0158

Таблица 12, e

Корреляционные коэффициенты $F_4(2 I_A I)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	0	1	2	3	4
2	-1,069	-0,7127	-0,3054	0,0764	-0,0085
3	0	-0,4467	0,6700	-0,4467	0,1489
4	0	0	-0,3044	0,6087	-0,4981
5	0	0	0	-0,2428	0,5665

Таблица 12, f

Корреляционные коэффициенты $F_4(2 I_A I)$ для γ -переходов [59]

$I \backslash I_A$	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2
5/2	-0,6174	0,7054	-0,3963	0,1176	-0,0147	0	0
7/2	0	-0,3581	0,6387	-0,4775	0,1736	-0,0253	0
9/2	0	0	-0,2684	0,5857	-0,5124	0,2102	-0,0338
11/2	0	0	0	-0,2237	0,5505	-0,5309	0,2359
13/2	0	0	0	0	-0,1970	0,5254	-0,5418

Для сравнения с экспериментальными данными удобно представить (7.4) в следующем виде:

$$W_0(\theta) = 1 + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta + \dots + a_{2k} \cos^{2k} \theta. \quad (7.6)$$

Величины коэффициентов a_{2k} для каскадных дипольных или квадрупольных γ -переходов приведены в табл. 13. Они относятся к практически важному случаю, когда конечное состояние является основным состоянием четно-четных ядер.

Таблица 13

Коэффициенты a_{2k} в формуле (7.6) для дипольных и квадрупольных γ -переходов [193]

$I_A (l_1) I_B (l_2) I_C$	a_2	a_4
0 (1) 1 (1) 0	1	0
1 (1) 1 (1) 0	$-\frac{1}{3}$	0
1 (2) 1 (1) 0	$-\frac{1}{3}$	0
2 (1) 1 (1) 0	$-\frac{1}{3}$	0
3 (2) 1 (1) 0	$-\frac{3}{29}$	0
0 (2) 2 (2) 0	-3	+4
1 (1) 2 (2) 0	$-1/3$	0
2 (1) 2 (2) 0	$+3/7$	0
2 (2) 2 (2) 0	$-15/13$	$+16/13$
3 (1) 2 (2) 0	$-3/29$	0
4 (2) 2 (2) 0	$+1/8$	$+1/24$

Для грубой оценки угловой корреляции ядерных излучений используется также понятие коэффициента анизотропии, который определяется так:

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} = a_2 + a_4 + \dots + a_{2k}. \quad (7.7)$$

Экспериментальное исследование корреляции γ -квантов стало практически возможным только на базе сцинтилляционных счетчиков, имеющих высокую эффективность счета γ -квантов и малое разрешающее время.

На рис. 36 приведен график скорости счета совпадений последовательных γ -квантов, испускаемых при распаде Co^{60} *

* Хотя γ -лучи испускаются при переходах между уровнями Ni^{60} , принято говорить о γ излучении исходного препарата Co^{60} , поскольку γ -излучение сопровождается β -переходами $0^{00} \rightarrow \text{Ni}^{60}$.

в функции угла θ между направлениями их вылета. Измерения были произведены Стеффеном [424] на установке с двумя сцинтилляционными спектрометрами, работающими на совпадения (рис. 35Б). Впервые подобные измерения с меньшей точностью были произведены Брэди и Дейчем (1950 г.).

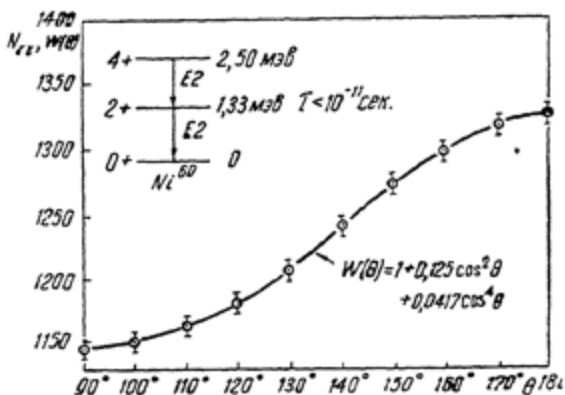


Рис. 36. Скорость счета совпадений последовательных γ -квантов при распаде Co^{60} в функции угла θ между направлениями вылета γ -квантов. Сплошная кривая—теоретическая функция $W_0(\theta)$ для каскада $4(2) 2(2) 0$. В левом верхнем углу схема уровней ядра Ni^{60} .

Из независимых данных было известно, что уровни Ni^{60} имеют следующие характеристики: $I_A = 4$, $I_B = 2$, $I_C = 0$. Таким образом, мы имеем дело с каскадом $4(2) 2(2) 0$, в обозначениях, принятых в таблицах 12, 13. Согласно теории (см. таблицы 12, 13) в этом случае корреляционные коэффициенты равны

$$A_0 = 1,$$

$$A_2 = F_2(2, 4, 2) F_2(2, 0, 2) = (-0,1707)(-0,5976) = 0,1020,$$

$$A_4 = F_4(2, 4, 2) F_4(2, 0, 2) = (-0,0085)(-1,069) = 0,0091$$

или

$$a_2 = 0,125, \quad a_4 = 0,0417.$$

Как видно из рис. 36, экспериментальные точки с точностью $\sim 1\%$ удовлетворяют теоретической кривой (сплошная линия) с этими коэффициентами. Это является еще одним веским доказательством того, что оба перехода квадратур-

польного типа и что время жизни второго возбужденного уровня Ni^{60} меньше 10^{-11} сек.

Корреляционные коэффициенты A_{2k} и a_{2k} для γ -переходов не зависят от четности перехода. Таким образом, сравнение экспериментальных и расчетных данных об угловой корреляции позволяет установить только мультипольности переходов и моменты уровней, но не дает возможности определить четность уровней, так как угловое распределение γ -квантов при магнитном и электрическом переходах с одинаковой мультипольностью не отличаются друг от друга.

Для того чтобы получить сведения об изменении четности, необходимо производить измерения корреляции между направлениями поляризации γ -квантов в каскаде или изучать корреляцию между направлением поляризации одного γ -кванта и направлением вылета другого кванта. Направлением поляризации, как известно, называют направление электрического вектора электромагнитной волны. Корреляция между направлениями поляризации двух γ -квантов любой мультипольности, испускаемых антипараллельно, теоретически изучена Фолковым [153]. Корреляция между направлением поляризации одного из двух последовательных квадрупольных γ -квантов и направлением вылета другого кванта рассмотрена в работе Гамильтона [197]. Качественно результат Гамильтона выражается в виде следующих неравенств¹:

$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} < 1$ при каскаде E2—E2 (четности уровней A и C одинаковы),

$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} = 1$ при каскаде E2—M2 или M2—E2 (уровни A и C имеют разную четность),

$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}} > 1$ при каскаде M2—M2 (уровни A и C имеют одинаковую четность).

Здесь N_{\parallel} обозначает число γ -квантов от первого перехода, поляризованных в плоскости, содержащей оба кванта (в плоскости угла θ), N_{\perp} — число γ -квантов от первого перехода, поляризованных в плоскости, перпендикулярной плоскости угла θ .

¹ Вычисление корреляции между направлениями поляризации и вылета γ -квантов для квантов любой мультипольности было сделано также Долгиновым [123], Биденхорном и Роусом [59].

Опыты подобного рода заключались в измерении скорости тройных совпадений γ -квантов при разных углах φ (φ —угол между направлением электрического вектора в первом переходе и плоскостью угла Θ).

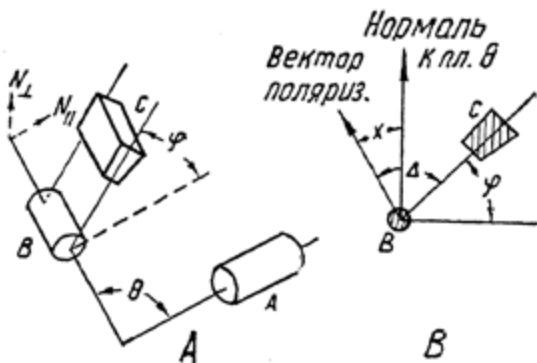


Рис. 37. А. Принципиальная схема установки для измерения корреляции поляризации и направления вылета γ -квантов, испущенных в каскаде, А, В, С—сцинтилляционные счетчики, Θ —угол между направлением испускания γ -квантов. В. поперечное сечение через поляриметр В—С, Δ —угол между вектором поляризации и направлением рассеянного γ -кванта, χ —угол между вектором поляризации и нормалью к плоскости, содержащей угол Θ .

Схема типичной установки для измерения корреляции поляризации и направления вылета γ -квантов, испущенных в каскаде, изображена на рис. 37. Так как поперечное сечение комптоновского рассеяния γ -квантов (§ 11) зависит от угла между вектором поляризации и направлением рассеянного γ -кванта, то число квантов, рассеянных в кристалле счетчика В и зарегистрированных счетчиком С при разных углах φ , дает необходимые сведения о поляризации.

На рис. 38 точками изображены результаты опытов Метцгера и Дейча [323] по изучению корреляции направлений и поляризации для квадрупольных каскадных γ -лучей при распаде

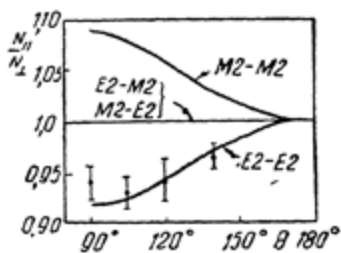


Рис. 38. Сравнение теоретических и экспериментальных данных о корреляции направлений и поляризации γ -квантов, испускаемых при распаде Co^{60} .

Co^{60} . Сплошные линии представляют результат расчетов для четырех возможных сочетаний ($M_2 - M_2$, $E_2 - M_2$, $M_2 - E_2$, $E_2 - E_2$).

Как видно из рис. 38, при распаде Co^{60} осуществляется каскад переходов $E_2 - E_2$. Первые два уровня ядра Ni^{60} имеют, следовательно, положительную четность. Практически для определения четности необходимо выяснить только знак разности счета тройных совпадений при углах $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ при одном из углов θ .

Подобным же образом в работе Эстулина с сотрудниками [138] было показано, что первые два уровня Mg^{24} имеют положительную (четную) четность.

$\beta - \gamma$ - и $\alpha - \gamma$ -угловые корреляции. Изучение $\beta - \gamma$ -корреляции или $\alpha - \gamma$ -корреляции представляет интерес не только с точки зрения определения моментов и четностей ядерных состояний, но также с точки зрения проверки и уточнения теоретических представлений о механизме β -распада и α -распада.

Так, например, изучение угловой $\beta - \gamma$ -корреляции при запрещенных переходах дает дополнительные сведения о характере β -взаимодействия, осуществляющегося в природе (см. гл. IV). Теоретические исследования угловой $\beta - \gamma$ -корреляции впервые произведены Долгиновым [119]. В работе Долгинова показано, что для разрешенных β -переходов отсутствует $\beta - \gamma$ -корреляция, т. е. угловое распределение β -частиц и γ -квантов изотропно. При запрещенных β -переходах угловая корреляция проявляется весьма отчетливо, причем вид корреляционной функции существенно зависит от выбранного варианта теории (§ 4). Так, например, при первом запрещенном β -переходе между уровнями $I_A = 0$ и $I_B = 1$ и последующем дипольном переходе между уровнями $I_B = 1$ и $I_C = 0$ ($l = 1$) корреляционная функция имеет вид [119]:

$$W_0(\theta) = \eta^2 + \frac{2}{3} \eta_v^2 - \frac{2}{3} \frac{\eta^2 \eta_v^2}{w} - \left(\eta^2 - \frac{2}{3} \frac{\eta^2 \eta_v^2}{w} \right) \cos^2 \theta,$$

если принять скалярное β -взаимодействие, и определяется выражением

$$W_0(\theta) = \left[\left(\frac{1}{2} \eta^2 + \frac{2}{3} \eta_v^2 + \frac{2}{3} \frac{\eta^2 \eta_v^2}{w} \right) (P_{1T})^2 - 2(L_{1T})^2 - \right. \\ \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\eta^2}{w} + \frac{4}{3} \eta_v \right) (P_{1T} L_{1T} + \text{к. с.}) \right] +$$

$$+ \left[\left(\frac{1}{2} \eta^2 + \frac{2}{3} \frac{\eta^2 \eta_v^2}{w} \right) (P_{1T})^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\eta^2}{w} (P_{1T} L_{1T}^* + \text{к. с.}) \right] \cos^2 \theta,$$

если принять тензорный вариант β -взаимодействия. Здесь приняты обычные для теории β -распада обозначения (§ 4). Позднее, в работе [120] эти вычисления были уточнены. Был принят во внимание эффект конечных размеров ядра (§15) и установлен вид корреляционных функций для линейных комбинаций вариантов теории STP и VT .

В качестве примера экспериментов по β - γ -корреляции можно отметить работу Нови с сотрудниками [336]. Авторы изучали корреляцию между β -частицами ($E_0=934$ кэв) и γ -квантами (137 кэв) при распаде Re^{186} при различных энергиях β -частиц. Было установлено, что в области энергий β -частиц от 257 до 934 кэв корреляционная функция имеет вид

$$W(\theta) = 1 + (0,105 \pm 0,03) \cos^2\theta,$$

так что в соответствии с теорией β -переход в Re^{186} относится к классу переходов первого запрещения.

В работах Долгинова [109, 120] произведено также теоретическое исследование угловой α - γ -корреляции. Результаты расчетов для ряда частных случаев приведены в табл. 14.

Таблица 14

Теоретические корреляционные функции для последовательных α - и γ -переходов [109, 123]

$I_A (I_\alpha) I_B (I) I_C$	$W_0(\theta)$
0 (1) 1 (1) 0	$1 - \cos^2\theta$
0 (2) 2 (2) 0	$\cos^2\theta - \cos^4\theta$
0 (3) 3 (2) 1	$1 + 6 \cos^2\theta - 5 \cos^4\theta$
0 (1) 1 (2) 1	$1 + \cos^2\theta$
0 (2) 2 (2) 1	$1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta$
0 (1) 1 (2) 2	$1 - 0,6 \cos^2\theta$
1 (2) 2 (2) 1	$\frac{1}{2} (1 + 5 \cos^2\theta - 5,33 \cos^4\theta)$
1 (1) 2 (2) 1	$0,9 (1 - 0,33 \cos^2\theta)$
1 (3) 2 (2) 1	$0,6 (1 + 1,8 \cos^2\theta - 1,93 \cos^4\theta)$
1 (2) 3 (2) 1	$0,37 (1 + 2,89 \cos^2\theta - 2,04 \cos^4\theta)$
1 (4) 3 (2) 1	$0,348 (1 + 3,53 \cos^2\theta - 2,65 \cos^4\theta)$
1 (3) 3 (2) 1	$0,43 (1 + 1,33 \cos^2\theta - 0,55 \cos^4\theta)$

Экспериментальные исследования угловой α - γ -корреляции были впервые выполнены в работах советских физиков [247]. Из-за несовершенства экспериментальной техники они не привели к четким результатам. Следует отметить также, что при использовании пленочных α -источников в общем

случае необходимо считаться с влиянием искажающих корреляцию внешних полей (§ 21).

Исключение в этом отношении представляет распад Po^{210} ,

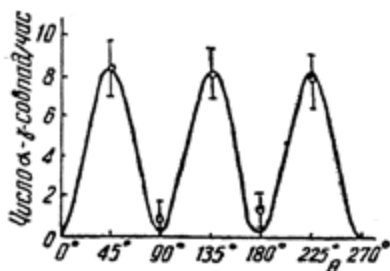


Рис. 39. Зависимость α — γ -совпадений от угла θ при распаде Po^{210} [37]. Сплошная кривая представляет график функции $\sin^2 2\theta$.

при котором α — γ -корреляция не возмущается заметно из-за короткого времени жизни 800 *кэв* возбужденного состояния Pb^{206} (рис. 39). В работе Бенедетти и Минтона [37] было показано, что угловые распределения α -частиц и сопряженных с ними γ -квантов выражаются функцией $\sin^2 2\theta$. Такое распределение, как следует из табл. 14, соответствует каскаде $0(2)2(2)0$. Это позволило идентифицировать первый возбужденный уровень Pb^{206} , как уровень с моментом 2 и положительной четностью (см. рис. 164).

Рассмотрим еще результаты исследования корреляции при распаде $Bi^{212} (ThC) \xrightarrow{\alpha} Tl^{208} \xrightarrow{\gamma} Tl^{208}$. Первая серия опытов Кульчицкого [247] не дала четких результатов. Позднее опыты были повторены в лучших условиях Кульчицким [255] и Хортоном [206]. Кульчицкий использовал магнитный анализатор и сцинтилляционный спектрометр. Хортон производил измерения с помощью двух сцинтилляционных спектрометров. Было установлено, что α — γ -корреляция при распаде Bi^{212} описывается функцией

$$W(\theta) = 1 + A \cos^2 \theta.$$

Максимум анизотропии наблюдался при угле $\theta = 90^\circ$, причем было найдено

$$\frac{W(90^\circ)}{W(180^\circ)} = 1,2993 \pm 0,042.$$

С учетом того факта, что переход в Tl^{208} с энергией 40 *кэв* относится к классу $M1$, можно было заключить, что Bi^{212} имеет ненулевой момент ($I_A \neq 0$). Действительно, если положить $I_A = 0$, то для каскада $0(I_a)I_B(1)I_C$ анизотропия должна быть меньше единицы. Если положить $I_A = 1$, то

результаты измерения анизотропии не согласуются с предположением, что I_C равно 3 или 4.

По заключению Хортон, с экспериментальными данными по α — γ -корреляции согласуется следующая последовательность уровней в каскаде (см. рис. 15):

$$(1 -) - (4 +) - (5 +),$$

либо (менее вероятно)

$$(1 -) - (3 +) - (4 +).$$

Таким образом, при переходе Bi^{212} к возбужденному состоянию Tl^{208} (40 кэв) α -частица уносит момент 3 или 5; при переходе к основному состоянию Tl^{208} испускаются α -частицы с моментом $l_\alpha = 5$. Это является одной из причин того, что α -распад Bi^{212} является замедленным (§ 3).

Глава III

РОЛЬ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ В ПРОЦЕССАХ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

§ 8. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В этой главе основное внимание будет уделено рассмотрению радиоактивных превращений, которые связаны с непосредственным взаимодействием ядра и атомных электронов. Это — процессы захвата ядром орбитальных электронов и внутренней конверсии γ -лучей. Специфика этого класса радиоактивных превращений заключается в том, что они по характеру своему не могут иметь место у голых ядер, т. е. ядер, лишенных электронной оболочки.

При электронном захвате и конверсии γ -лучей на внутренних электронных оболочках атомов образуются вакантные места „дырки“. Иными словами, каждый акт захвата и внутренней конверсии с необходимостью приводит к ионизации внутренних оболочек атомов. Последующая реорганизация оболочек, связанная с заполнением дырок электронами, сопровождается испусканием характеристических рентгеновских лучей или оже-электронов. Одним из основных способов исследования электронного захвата и конверсии γ -лучей является обнаружение и идентификация сопровождающих атомных излучений. Так, если при распаде радиоактивных атомов с зарядом Z испускается достаточно интенсивное характеристическое рентгеновское излучение элемента с зарядом $(Z-1)$ или соответствующие оже-электроны, мы имеем основание предположить наличие процессов электронного захвата. Достаточно заметить, что именно таким способом впервые был обнаружен электронный захват (§ 14). Наоборот, рентгеновское излучение, сопровождающее конверсию γ -лучей, соответствует заряду Z атома, в котором происходит конверсия¹. Методы рентгеновской

¹ Таким образом, при конверсии γ -излучения, сопровождающего электронный распад, испускаются рентгеновские лучи, принадлежащие элементу с атомным номером $(Z+1)$; конверсия γ -излучения, сопровождающего позитронный распад или электронный захват, приводит к испусканию характеристических лучей элемента $(Z-1)$. Здесь Z — атомный номер исходного радиоактивного материала.

спектроскопии играли и играют важную роль при изучении конверсии, сопровождающей изомерные переходы в ядрах (§ 17). Исследование схем распада тяжелых ядер, в особенности ядер трансурановых элементов, по существу своему основано на изучении спектров конверсионных электронов, характеристических рентгеновских лучей и оже-электронов.

Поэтому сначала, в § 9-10, будут рассмотрены вопросы, связанные с возбуждением рентгеновских уровней атомов и оже-эффектом. Существенное значение для спектроскопии ядер представляет определение абсолютных и относительных вероятностей радиационных и безрадиационных переходов в атомных оболочках (§ 12).

С другой стороны, изучение радиоактивных превращений является одним из удобных способов определения выхода флуоресценции, особенно в тяжелых атомах (§ 12, 14, 17). В § 11 рассмотрены физические основы методов спектрометрии мягких излучений (рентгеновские лучи, γ -кванты, электроны). Применение этих методов в ядерной спектроскопии иллюстрируется на ряде конкретных примеров в § 12, 14 и 17. Выбор примеров в некоторой мере произволен и подчинен только одной задаче — охарактеризовать экспериментальные приемы и методы исследования радиоактивных превращений, связанных с атомной оболочкой.

Наконец, значительное место в этой главе занимает изложение вопросов, связанных с влиянием электронной оболочки на вероятность радиоактивных превращений и характеристики ядерных излучений. Рассмотрено влияние электрического поля атомов на β -распад (§ 15) и время жизни радиоактивных атомов (§ 18), а также взаимодействие ядерных и атомных моментов (§ 20) и связанные с ним вопросы о влиянии состояния электронных оболочек на угловую корреляцию ядерных излучений (§ 21).

В § 22 дано краткое изложение методов ориентации ядер и результатов физических исследований с ориентированными ядрами (часть относящихся сюда вопросов рассмотрена в § 29 в связи с проблемами β -распада).

§ 9. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТОМОВ. ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАРЯД ЯДРА

Образование линий характеристического рентгеновского спектра. Если с одного из внутренних уровней атома Q каким-либо способом удален электрон и вакантное место заполняется электроном с более удаленного уровня X , то при этом испускается линия характеристического

рентгеновского спектра, соответствующая переходу атома из состояния с энергией E_Q в состояние с энергией E_X ($E_Q > E_X$). Например, переход электрона с уровня L_{II} на вакантное место на K -оболочке сопровождается, в обозначениях рентгеновской спектроскопии, испусканием линии $K\alpha_2$ и соответствует переходу атома $K \rightarrow L_{II}$. Частота излучения в этом случае равна

$$\frac{\omega_{K\alpha_2}}{h} = E_K - E_{L_{II}}.$$

Диаграмма рентгеновских уровней и схема образования различных линий рентгеновского спектра изображены на рис. 40. Заметим, что в рентгеновской спектроскопии за нуль энергии принимается энергия атома с удаленными наружными валентными электронами, так что нормальному атому приписывается некоторая отрицательная энергия, равная энергии удаления валентных электронов на бесконечность. При удалении внутренних электронов энергия атома считается положительной. Она растет с уменьшением номера оболочек, с которых удален электрон. Отдельные горизонтальные линии на рис. 40, обозначенные K , L_I , L_{II} и т. д., условно изображают относительное расположение соответствующих рентгеновских уровней. Энергия последних характеризует энергию атома с удаленным из него электроном с данными значениями квантовых чисел n , l , j .

Совокупность рентгеновских линий, возникающих при переходах электронов с дискретного множества уровней на один общий, более глубокий уровень, называется характеристической серией рентгеновского спектра. Различают, в порядке уменьшения „жесткости“, линии K - и L -серий и т. д.

Группы наиболее интенсивных линий спектра, обозначенные на рис. 40 сплошными стрелками, соответствуют дипольным переходам. При дипольных переходах выполняются следующие правила отбора

$$\begin{aligned} \Delta n &\neq 0, \\ |\Delta l| &= 1, \\ |\Delta j| &= 0, 1. \end{aligned} \tag{9.1}$$

Более слабые рентгеновские линии (обозначены пунктирными линиями) соответствуют квадрупольным переходам.

При этом имеет место следующее изменение квантовых чисел уровней

$$|\Delta l| = 0, 2,$$

$$|\Delta j| = 0, 1, 2. \quad (9.2)$$

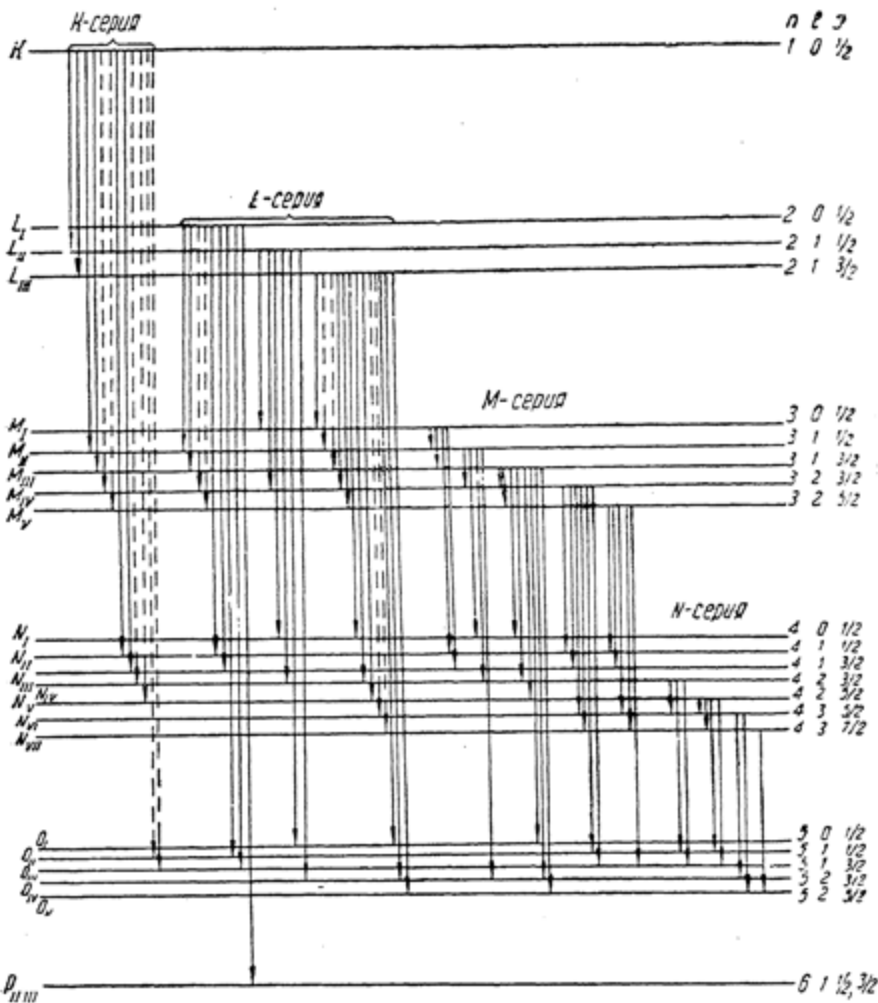


Рис. 40. Диаграмма рентгеновских уровней и схема образования линий характеристического рентгеновского спектра.

Линии рентгеновского спектра, которые не укладываются в диаграмму рис. 40, называются недиаграммными

линиями, или сателлитами. Их происхождение тесно связано с оже-эффектом и многократной ионизацией атомов (§ 10).

Два уровня атома, имеющие одинаковые значения квантовых чисел n и l , но разные j , называются спин-дублетами. Соответственно, линии, возникающие при переходах между некоторым общим уровнем и спин-дублетами, называются спин-дублетными линиями. Примером спин-дублетных линий рентгеновских спектров являются линии $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$, возникающие соответственно при переходах $K \rightarrow L_{III}$ и $K \rightarrow L_{II}$ (рис. 40).

Уровни атома, имеющие одинаковые n и j , но разные l , называются дублетами экранирования. Так, например, дублетами экранирования являются уровни L_I и L_{II} , M_I и M_{II} , M_{III} и M_{IV} . Линии рентгеновского спектра, возникающие при переходах между некоторым общим уровнем и дублетами экранирования, называются также дублетами экранирования.

Энергии рентгеновских уровней атомов и константы экранирования. При описании рентгеновских спектров во многих случаях достаточно исходить из модели водородоподобного атома, в которой каждый электрон представляется движущимся в некотором поле, образованном зарядом Z , (эффективный заряд ядра).

Энергия рентгеновских уровней атома в этом приближении может быть представлена известной формулой [45]

$$E(n, l, j) = 2\pi Rhc \frac{m}{m + m_e} \left[\frac{(Z - \sigma_1)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2 (Z - \sigma_2)^4}{n^4} \left(\frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \right], \quad (9.3)$$

где m — масса ядра с зарядом Z ,

m_e — масса электрона,

R — постоянная Ридберга,

$\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры,

$2\pi\hbar$ — постоянная Планка,

c — скорость света,

σ_1 — так называемая постоянная полного экранирования,

σ_2 — постоянная внутреннего экранирования.

Постоянная полного экранирования σ_1 учитывает экранирование положительного заряда ядра всеми электронами

атома, как внутренними, так и внешними по отношению к данному электрону. Она зависит в некоторых пределах от Z и растет с ростом n, l, j .

Постоянная внутреннего экранирования σ_2 учитывает экранирование ядра только внутренними электронами и для достаточно тяжелых атомов не зависит от Z .

В табл. 15 приведены средние значения σ_2 для различных уровней, определенные из анализа экспериментальных данных о расстояниях между спин-дублетными линиями и дублетами экранирования в рентгеновских спектрах различных атомов.

Таблица 15

Средние величины постоянных внутреннего экранирования σ_2

Уровень	Тип и число электронов	n	l	σ_2
K	$1s^1$	1	0	0
L_1	$2s^1$	2	0	2,0
$L_{II, III}$	$2p^5$	2	1	3,5
M_1	$3s^1$	3	0	6,8
$M_{II, III}$	$3p^5$	3	1	8,5
$M_{IV, V}$	$3d^9$	3	2	13,0
N_1	$4s^1$	4	0	14,0
$N_{II, III}$	$4p^5$	4	1	17,0
$N_{IV, V}$	$4d^9$	4	2	24
$N_{VI, VII}$	$4f^{13}$	4	3	34

Из табл. 15 следует, например, что для уровней L_{II} и L_{III} $\sigma_2 = 3,5$. Это значит, что эффективный заряд для электронов L -оболочки при удалении с нее одного из электронов равен $(Z - 3,5)$, где Z — порядковый номер элемента. С ростом n и l эффект экранирования становится сильнее.

Зависимость постоянной полного экранирования σ_1 от Z для разных уровней с недостающим на них одним электроном показана на рис. 41. Для K -электронов полагают $\sigma_1 = 0,3$ независимо от Z .

Первый член в (9.3), так называемый основной член, равен полной энергии электрона на данном уровне; второй и третий член являются поправочными и представляют интерес при рассмотрении тонкой структуры рентгеновских спектров.

Расчет констант экранирования и энергий уровней водородоподобных атомов по Слэтеру. Во многих случаях энергия отрыва электрона с уровня атома Q может быть приближенно вычислена по формуле

$$E_Q = 2\pi R h c \left(\frac{Z - \sigma_Q}{n} \right)^2, \quad (9.4)$$

где σ_Q — подходящая величина постоянной экранирования.

Так, например, при расчете энергии K - и L -уровней нормальных атомов по формуле (9.4) обычно полагают $\sigma_K = 0,3$, $\sigma_L = 4,15$. Точность подобных расчетов, как будет видно из дальнейшего, не очень велика.

В связи с тем, что в дальнейшем нам часто придется пользоваться величинами энергий связи электронов, а также величинами эффективных зарядов $Z_s = Z - \sigma_Q$ для электронов различных оболочек как нормальных, так и ионизированных атомов, представляет интерес подробно рассмотреть полуэмпирический метод вычисления констант σ_Q и энергий уровней, предложенный Слэтером [403].

Слэтер учитывает экранирующее действие всех внутренних электронов по отношению к данному электрону, а также действие всех остальных электронов того же уровня, к которому принадлежит данный электрон. При этом каждый электрон вносит свою долю $\Delta\sigma_j$ в постоянную экранирования, так что

$$\sigma_Q^* = \sum_{j=1}^{Q-1} Z_j \Delta\sigma_j + (z_Q - 1) \Delta\sigma_Q. \quad (9.5)$$

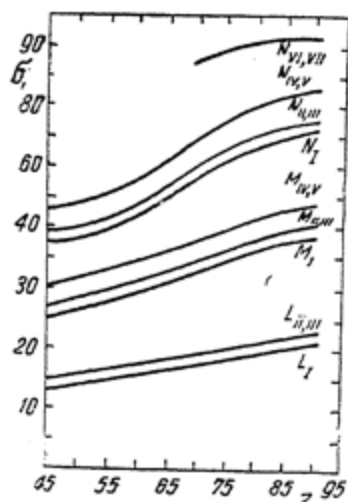


Рис. 41. Зависимость постоянной полного экранирования от заряда ядра.

пользоваться величинами энергий связи электронов, а также величинами эффективных зарядов $Z_s = Z - \sigma_Q$ для электронов различных оболочек как нормальных, так и ионизированных атомов, представляет интерес подробно рассмотреть полуэмпирический метод вычисления констант σ_Q и энергий уровней, предложенный Слэтером [403].

Слэтер учитывает экранирующее действие всех внутренних электронов по отношению к данному электрону, а также действие всех остальных электронов того же уровня, к которому принадлежит данный электрон. При этом каждый электрон вносит свою долю $\Delta\sigma_j$ в постоянную экранирования, так что

$$\sigma_Q^* = \sum_{j=1}^{Q-1} Z_j \Delta\sigma_j + (z_Q - 1) \Delta\sigma_Q. \quad (9.5)$$

Здесь j — номер групп электронов, которые, по Слэтеру u , располагаются в следующем порядке:

$$1 s; 2 s, p; 3 s, p; 3 d; 4 s, p; \\ 4 d; 4 f; 5 s, p; 5 d; \dots; \quad (9.6)$$

z_j — число электронов в группе j .

Значения величин $\Delta\sigma_j$ приведены в табл. 16.

Таблица 16

Величины $\Delta\sigma_j$ для расчетов по формуле (9.5)

Электроны групп		Электроны внутренних уровней		
$Q = 1s$	$Q \neq 1s$	$Q = s, p$		$Q = d$ или f
$n_j = n_Q$ $\Delta\sigma_j = 0,30$	$n_j = n_Q$ 0,35	$n_j = n_Q - 1$ 0,85	$n_j < n_Q - 2$ 1,00	$n_j < n_Q - 1$ 1,00

Для вычисления энергии атомов или ионов Слэтер предлагает применять формулу (9.4), в которой величины σ_Q получены с помощью (9.5), а вместо n использовать эффективные квантовые числа n^* . Таким образом, энергия в ридбергах ($1 Ry = 13,55 \text{ эВ}$) для нейтрального атома, содержащего в каждой j -й группе z_j электронов, равна

$$E_i^0 (Ry) = \sum z_j \left(\frac{Z - \sigma_Q^*}{n_Q^*} \right)^2. \quad (9.7)$$

Значения n_Q^* приведены в табл. 17.

Таблица 17

Значения эффективных главных квантовых чисел по Слэтеру

n_Q	1	2	3	4	5	6
n_Q^*	1	2	3	3,7	4,0	4,2

В качестве примера использования метода Слэтера мы приведем здесь результаты расчета констант экранирования

для электронов атомов аргона и хлора. Эти данные представляют интерес, например, в связи с обсуждением экспериментальных работ по ионизации атомов отдачи при распаде радиоактивного Ag^{37} (§ 33).

Нормальный атом аргона имеет следующее распределение электронов по слэтеровским группам

$$1 s^2; 2 (s, p)^2; 3 (s, p)^8.$$

Величины σ_Q^* для этих групп, а также величины энергий связи электронов на разных уровнях нейтрального атома, вычисленные с помощью (9.5) и (9.7), представлены в табл. 18.

Таблица 18

Расчет констант экранирования и энергии нормального состояния свободного атома аргона по методу Слэтера

Группа	σ_Q	$Z_{\text{эф.}}$	n^*	z_Q	$E_Q^0 (Ry)$
1 s	0,30	17,70	1	2	626,5
2 s, p	4,15	13,85	2	8	383,2
3 s, p	11,25	6,75	3	8	40,6

$$E^0 = \Sigma E_Q^0 = 1049,3 Ry.$$

Энергия атома аргона, однажды ионизированного по K -оболочке, в соответствии с подобными расчетами, равна $E^{(K)} = 811,3 Ry$. Энергия K -уровня атома может быть определена по формуле

$$E_K = E^{(K)} - E^{(0)}. \quad (9.8)$$

Для аргона имеем $E_K = 811,3 - 1049,3 = -238 Ry$. Эта величина с точностью до 1% согласуется с величиной $(E_K)_{\text{эсп.}} = -235,7 Ry = 3,2 \text{ кэВ}$, определенной по K -краю поглощения рентгеновских лучей в атомах аргона. Заметим, что если E_K вычислять по формуле (9.4) и положить $\sigma_K = 0,3$, то получим $E_K = \left(\frac{17,7}{1}\right)^2 = -313,3 Ry$. Эта величина на 33% превышает экспериментальное значение E_K .

Наконец, энергия атома аргона, у которого удалены оба K -электрона, равна $E^{(2K)} = 551,4 Ry$. Энергия, реализуемая

при переходе такого дважды ионизированного атома в нормальное состояние, равна $E_{2K} = 551,4 - 1049,3 = -497,9 \text{ Ry}$.

Для нормальных и однажды ионизированных по K -оболочке атомов хлора распределение электронов по слэтеровским группам, расчеты эффективных зарядов и энергий представлены в табл. 19. Энергия K -уровня в соответствии с этими

Таблица 19

Расчет констант экранирования и энергий нормального и ионизированного состояний атома хлора по методу Слэтера
а) нормальный атом $1s^2 2(s, p)^8 3(s, p)^7$

Группа	σ_Q	n^*	z_i	$E_Q^0 \text{ (Ry)}$
1	0,30	1	2	557,8
2 s, p	4,15	2	8	329,8
3 s, p	11,25	3	8	29,5

$$E^0 = \Sigma E_Q^0 = 917,1 \text{ Ry};$$

в) ионизированный атом $1s 2(s, p)^8 3(s, p)^7$

Группа	σ_Q	n^*	z_i	$E_Q^K \text{ (Ry)}$
1 s	0	1	1	289
2 s, p	3,30	2	8	375,4
3 s, p	10,25	3	8	40,5

$$E^K = \Sigma E_Q^K = 704,9 \text{ Ry}.$$

расчетами равна $E_K = 213 \text{ Ry}$. В то же время энергия K -уровня, определенная по K -краю поглощения рентгеновских лучей атомами хлора, равна $(E_K)_{\text{эксп.}} = -207,9 \text{ Ry}$.

Расчет для дважды ионизированного по K -оболочке атома хлора¹ приводит к следующим результатам:

$$E^{(2K)} = 476,1 \text{ Ry}, \quad E_{2K} = -441 \text{ Ry}.$$

¹ Такой случай может представиться, например, при радиоактивном распаде Ar^{37} (§ 34).

Расчеты энергий уровней сложных атомов являются более громоздкими, но детали расчета остаются такими же, как в приведенном выше примере.

При расчетах уровней нормальных атомов принимаются в соответствии с (9.5) следующие константы экранирования для слэтеровских групп (мы опускаем знак*).

$$\begin{aligned}
 \sigma_K &= \sigma_{1s} = 0,30, \\
 \sigma_L &= \sigma_{2s} = 4,15, \\
 \sigma_{3s,p} &= 11,25, \\
 \sigma_{3d} &= 21,15, \\
 \sigma_{4s,p} &= 27,75, \\
 \sigma_{4d} &= 39,15.
 \end{aligned}
 \tag{9.9}$$

Первые три величины были использованы при расчетах для атомов хлора и аргона (см. табл. 18 и 19).

§ 10. ОЖЕ-ЭФФЕКТ

В ряде случаев энергия, освобождаемая при заполнении вакантного места электроном с внешней оболочки, реализуется путем испускания оже-электронов (оже-эффект). Переходы атомов с испусканием оже-электронов называют безрадиационными или оже-переходами.

Энергетические условия оже-переходов. Если E_Q и E_X — энергии двух состояний атома, между которыми могут происходить радиационные переходы $Q \rightarrow X$, а E_{Y_1} — энергия ионизации уровня, с которого выбрасывается оже-электрон при „конверсии“ кванта $h\omega_{QK}$, то оже-переход энергетически возможен при условии

$$E_Q - E_X > E_{Y_1}. \tag{10.1}$$

При этом кинетическая энергия оже-электрона равна

$$T_A = E_Q - E_X - E_{Y_1}. \tag{10.2}$$

Здесь Q, X, Y в каждом конкретном случае должны быть заменены соответствующими символами рентгеновских уров-

ней (§ 9). Символ Y^1 означает, что энергия ионизации Y -электрона при оже-эффекте не равна в точности энергии Y -уровня нормального атома, а больше ее, так как атом уже однажды ионизован.

Таким образом, энергия возбуждения атома при образовании „дырки“ на K -оболочке может быть реализована либо путем испускания линии K_{α} , что соответствует радиационному переходу $K \rightarrow L_{III}$, либо путем выброса оже-электрона, например с уровня L_I , что соответствует, в терминах рентгеновской спектроскопии, переходу атома $K \rightarrow L_I L_{III}$. В последнем случае атом оказывается в состоянии двойной ионизации, так как образуются две дырки на оболочках L_I и L_{III} . Соответствующая оже-линия в спектре оже-электронов часто обозначается $KL_I L_{III}$.

Если обозначить энергии уровней символами уровней и положить $L_I = L_{III} = L$, то образование оже-электрона при переходе $K \rightarrow L_I L_{III}$ может быть проиллюстрировано схемой рис. 42. При удалении электрона с K -оболочки атом остается в состоянии энергии E_K . Такую же энергию имеет уровень с электронной конфигурацией $1s^2 2s^0 T_A s$.

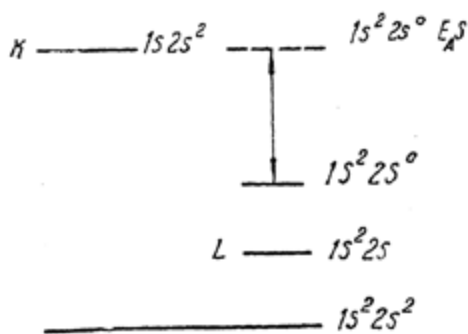


Рис. 42. Упрощенная схема, иллюстрирующая образование оже-электрона при переходе $K \rightarrow L_I L_{III}$.

Переход атома в состояние этой конфигурации сопровождается выбросом оже-электрона с кинетической энергией, которая в грубом приближении равна

$$T_A = K - 2L.$$

Для более точных оценок энергии оже-электронов при переходах $K \rightarrow L_I L_{III}$ можно воспользоваться формулой

$$T_A = K(Z) - [L_I(Z) + L_{III}(Z + \Delta Z)], \quad (0 < \Delta Z \leq 1), \quad (10.3)$$

в которой уменьшение экранирования уровня L_{III} из-за отсутствия электрона на оболочке L_I учитывается путем ис-

пользования величины энергии уровня L_{III} для гипотетического атома с зарядом $Z + \Delta Z$. В тяжелых атомах ($Z \sim 70$) $\Delta Z = 0,5 \div 0,6$ для подоболочек L_I и L_{II} , и $\Delta Z \approx 0,7 \div 0,8$ для подоболочек L_{III} .

Две дырки на L -оболочке, образовавшиеся в результате оже-перехода $K \rightarrow L_I L_{III}$, могут быть заполнены электронами с M -оболочки. При этом имеют место либо радиационные $L \rightarrow M$ -переходы, либо конверсионные $L \rightarrow LM$ -переходы, например, переходы типа $L_I \rightarrow L_{III} M_V$ и т. д. В результате таких вторичных, третичных и т. д. оже-переходов атом может оказаться лишенным большого числа внешних электронов. Механизм ступенчатых или каскадных оже-переходов является чрезвычайно важным для понимания особенностей зарядового распределения атомов отдачи при радиоактивных превращениях (см. § 34, 42).

Переходы типа Костера—Кронига. В этой связи мы здесь рассмотрим случай так называемого избирательного оже-эффекта, или переходы типа Костера—Кронига [85]. Последние играют доминирующую роль при заполнении, например, дырок в состоянии L_I и объясняют некоторые особенности в распределении интенсивности рентгеновских линий L -серии, а также ход кривой зависимости выхода L -флуоресценции от Z (§ 12). Примером переходов типа Костера—Кронига являются безрадиационные переходы $L_I \rightarrow L_{III} M_{IV, V}$. В соответствии с (10.1) и (10.3) такие переходы возможны, если соблюдаются следующие энергетические условия:

$$L_I(Z) - L_{III}(Z) \gtrsim M_{IV}(Z+1),$$

$$L_I(Z) - L_{III}(Z) \gtrsim M_V(Z+1).$$

Зависимость соответствующих величин энергий от Z изображена на рис. 43. Как видно из рис. 43, переходы $L_I \rightarrow L_{III} M_{IV}$ энергетически возможны для атомов с $Z \gtrsim 50$ и с $Z \gtrsim 77$; переходы $L_I \rightarrow L_{III} M_V$ возможны для атомов с $Z \lesssim 50$ и с $Z \gtrsim 73$.

В табл. 20, заимствованной из работы Купера [83], дана сводка возможных переходов типа Костера—Кронига и указаны области Z , для которых оже-переходы этого типа могут иметь место.

Каскадные оже-переходы и многократная ионизация атомов. Возвращаясь к вопросу об образовании многозаряд-

Возможные оже-переходы и область Z, при которых они могут иметь место

Переход	Z	Переход	Z	Переход	Z
$L_I \rightarrow L_{II} N_I$	< 70	$M_{II} \rightarrow M_{II} N_{IV}$	> 65	$N_I \rightarrow N_{III} N_{VI}$	< 92
N_{II}	< 75		< 48	N_V	< 53
N_{III}	< 81	N_V	> 65	N_{IV}	< 53
N_{IV}	< 92		< 48	$N_{IV} N_V$	< 84
$L_{III} M_I$	< 31	$M_{II} N_I$	< 88	N_{IV}	< 80
M_{II}	< 36	M_V	< 35	$N_V N_V$	< 87
M_{III}	< 37	M_{IV}	< 35	$N_{II} \rightarrow N_{III} O_{III}$	> 66
M_{IV}	> 73	$M_{III} \rightarrow M_{IV} N_V$	< 85		< 55
	< 50	N_{IV}	< 84	O_{II}	< 86
M_V	> 77	N_{III}	< 71		> 66
	< 50	N_{II}	< 65		< 55
$L_{II} \rightarrow L_{III} M_{IV}$	< 30	N_I	< 55	N_{VII}	< 80
M_V	< 30	M_V	< 36	N_{VI}	< 80
	> 90	M_{IV}	< 36	$N_{IV} N_V$	< 60
$M_I \rightarrow M_{II} N_{VII}$	< 91	$M_V N_V$	< 91	N_{IV}	< 60
N_{VI}	< 91	N_{IV}	< 89	$N_V N_V$	< 62
N_V	< 72	N_{III}	< 77	$M_{III} \rightarrow N_{IV} O_I$	< 87
N_{IV}	< 71	N_{II}	< 70	N_{VII}	< 86
N_{III}	< 53	N_I	< 57	N_{VI}	< 85
N_{II}	< 53	M_V	< 37	N_V	< 57
N_I	< 47	$M_{IV} \rightarrow M_V O_{III}$	< 85	N_{IV}	< 56
M_V	< 34	O_{II}	< 82	$N_V O_I$	< 89
M_{IV}	< 34	$N_I \rightarrow N_{II} O_{III}$	< 88	N_{VII}	< 87
$M_{III} N_V$	< 87	O_{II}	< 85	N_{VI}	< 86
N_I	< 50	O_I	< 79	N_V	< 57
M_V	< 34	N_{VII}	< 80	$N_{IV} \rightarrow N_V O_{IV,V}$	< 81
M_{IV}	< 34	N_{VI}	< 80	$N_V \rightarrow N_{VI} N_{VII}$	< 91
$M_{IV} M_V$	< 44	N_V	< 53	N_{VI}	< 91
M_{IV}	< 43	N_{IV}	< 53	$N_{VII} N_{VII}$	< 91
$M_V M_V$	< 45				

ных ионов при радиоактивных превращениях, мы должны еще раз подчеркнуть большую роль каскадных оже-переходов. Так, например, при радиоактивном распаде Ag^{37} наблюдались атомы отдачи, потерявшие до семи внешних электронов (§ 34). Один из возможных способов образования семизарядных ионов хлора при заполнении вакантной дырки на K -оболочке, образовавшейся при радиоактивном распаде Ag^{37} , схематически изображен на рис. 44 [409].

Энергия, освобождающаяся при заполнении дырки на K -оболочке электроном с подоболочки L_1 , реализуется путем испускания другого L_1 -электрона (показано стрелкой на рис. 44). Образовавшиеся при этом две дырки на оболочке L_1 заполняются при переходах $L_1 \rightarrow L_{II, III} M_I$. Вакантные места на оболочке M_I заполняются электронами с оболочек M_{II}

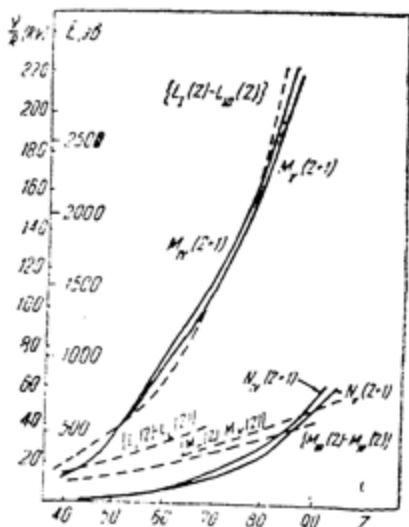


Рис. 43. Зависимость энергии подуровней M_{IV} , M_V , N_{IV} , N_V от Z .

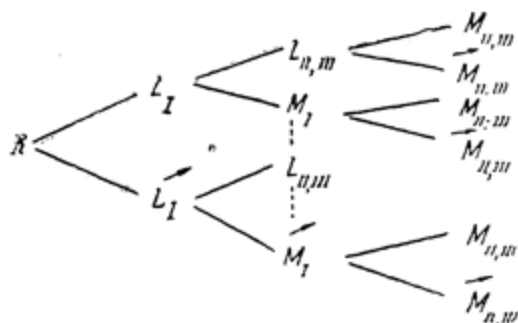


Рис. 44. Схема, иллюстрирующая один из возможных способов образования семизарядных ионов хлора при заполнении дырки на K -оболочке путем последовательных оже-переходов.

и M_{III} с одновременным испусканием других M_{II} - и M_{III} -электронов, а дырка на оболочке $L_{II, III}$ заполняется переходом одного из „новых“ M -электронов (на рис. 44 показано пунктирной линией). Таким образом, атом теряет восемь

внешних электронов и переходит из состояния с электронной конфигурацией $1s^1 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ в состояние с конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^6$. Из восьми электронов, участвующих в переходах, семь покидают атом (указаны стрелками).

Разумеется, возможны и другие схемы образования многозарядных ионов, но механизм при этом один,—ступенчатые или каскадные оже-переходы.

Вольфсберг и Перлман [473] рассмотрели вероятность того, что в отдельном акте безрадиационного перехода заряд атома изменится больше чем на единицу. Это оказывается возможным благодаря эффекту встряски из-за внезапного изменения эффективного заряда для электронов оболочки, скорость которых меньше скорости выбрасываемых оже-электронов. Расчеты вероятности этого эффекта аналогичны расчетам вероятности ионизации атомов при β -распаде (§ 33).

§ 11. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ СПЕКТРОМЕТРИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ, γ -ЛУЧЕЙ И ЭЛЕКТРОНОВ

Взаимодействие рентгеновских лучей с веществом. Уменьшение интенсивности пучка рентгеновских лучей при прохождении слоя вещества толщиной x выражается формулой:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (11.1)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления, характеризующий относительное ослабление пучка на пути 1 см.

При этом

$$\mu = \sigma + \tau,$$

где коэффициент σ характеризует ослабление пучка за счет рассеяния, коэффициент τ — ослабление за счет фотоэлектрического поглощения рентгеновских фотонов, в результате которого атомы тормозящего вещества ионизируются и испускают вторичные рентгеновские лучи или оже-электроны.

Обычно пользуются массовыми коэффициентами ослабления μ_m или атомными коэффициентами μ_a , характеризующими

ющими ослабление интенсивности пучка сечением 1 см^2 в расчете на единицу массы вещества или один атом

$$\mu_m = \mu/\rho. \quad (11.2)$$

$$\mu_a = \frac{A}{N} \mu_m = \frac{A}{N\rho} \mu. \quad (11.3)$$

Здесь ρ — плотность тормозящего вещества $\left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3}\right)$,

A — атомный вес,

N — число Авогадро.

Массовые и атомные коэффициенты τ_m , τ_a и σ_m , σ_a определяются аналогичным образом. В свою очередь, коэффициент поглощения τ_a равен сумме парциальных атомных коэффициентов поглощения на отдельных уровнях атомов:

$$\tau_a = \sum_Q \tau_Q. \quad (11.4)$$

Для достаточно больших длин волн поглощаемого излучения λ и тяжелых атомов $\mu \approx \tau$; рассеяние играет несущественную роль в ослаблении пучка и может быть легко учтено, так как σ_m постоянно.

Если длина волны рентгеновского излучения меньше длины волны лучей, способных ионизовать K -электроны тормозящего вещества $\left(\lambda < \lambda_K = \frac{ch}{E_K} 2\pi\right)$, имеем:

$$\tau_a = \tau_K + \tau_{L_I} + \tau_{L_{II}} + \dots$$

При $\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_I}$

$$\tau_a = \tau_{L_I} + \tau_{L_{II}} + \tau_{L_{III}} + \dots$$

Типичный график зависимости $\tau_a = \tau_a(Z)$ для одного из элементов приведен на рис. 45. На этом графике обращают внимание резкие скачки коэффициента поглощения при некоторых длинах волн $\lambda_{Q \text{ кр.}}$. Величины $\lambda_{Q \text{ кр.}}$ называют Q -краями поглощения рентгеновских лучей. Энергия, соответствующая $\lambda_{Q \text{ кр.}}$, также соответствует минимальной энергии рентгеновских лучей, поглощаемых уровнем Q . Она связана

простым соотношением с энергиями рентгеновских уровней. Например [45]

$$(L_{III})_{кр.} = L_{III} - N_{IV, V},$$

$$(M_V)_{кр.} = M_V - N_{VI, VII}.$$

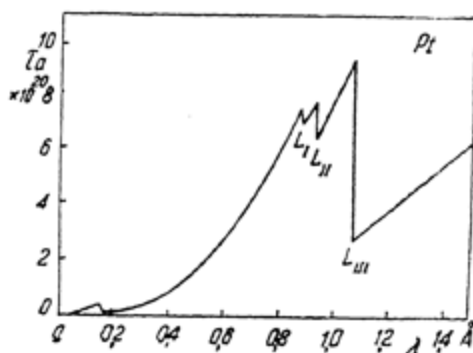


Рис. 45. Зависимость атомного коэффициента поглощения рентгеновских лучей в платине от длины волны.

При длине волны $\lambda = \lambda_{Qкр.} - \Delta\lambda$ ($\Delta\lambda \ll \lambda_{Qкр.}$) коэффициент поглощения равен $\tau_a(\lambda_Q)$; при длине волны $\lambda_{Qкр.} + \Delta\lambda$ он имеет много меньшую величину $\tau'_a(\lambda_Q)$.

Отношение

$$S_Q = \frac{\tau_a(\lambda_Q)}{\tau'_a(\lambda_Q)} \quad (11.5)$$

называют скачком поглощения Q-уровня.

Например, для серебра ($Z=47$) Q-край поглощения равен $\lambda_K = 0,485 \text{ \AA}$ и скачок поглощения $S_K = 7,0$. Это значит, что при длине волны $0,485 \text{ \AA}$ имеет место уменьшение коэффициента поглощения рентгеновских лучей в серебре в семь раз.

Парциальные и полные коэффициенты поглощения рентгеновских лучей с $\lambda < \lambda_Q$ связаны соотношением

$$\tau_Q(\lambda) = \frac{S_Q - 1}{S_Q} \tau_a(\lambda). \quad (11.6)$$

Величины скачков поглощения, по Ионнсону, могут быть определены с помощью следующих простых соотношений

$$S_K = \frac{\lambda_{L_{Iкр.}}}{\lambda_{Kкр.}} = \frac{(E_K)_{кр.}}{(E_{L_I})_{кр.}}, \quad (11.7)$$

$$S_{L_{II}M_I} = \frac{\lambda_{M_Iкр.}}{\lambda_{L_{IIкр.}}} = \frac{(E_{L_{II}})_{кр.}}{(E_{M_I})_{кр.}}$$

Здесь $S_{L_{II}M_I}$ обозначает сложный скачок поглощения для перехода от поглощения в области длин волн $\lambda_{L_Iкр.} < \lambda < \lambda_{L_{IIкр.}}$ к поглощению в области длин волн $\lambda_{L_{IIкр.}} < \lambda < \lambda_{M_Iкр.}$

$$S_{L_{II}M_I} = S_{L_{II}} \cdot S_{L_{III}}$$

Обращаясь к данным таблиц (приложение III), определим по формулам (11.7) скачки поглощения для уровней атомов серебра:

$$S_K = \frac{25,517}{3,810} \approx 6,7,$$

$$S_{L_I} = \frac{3,810}{3,528} \approx 1,08,$$

$$S_{L_{II}M_I} = \frac{3,528}{0,743} \approx 4,8.$$

Заметим, что средние экспериментальные величины скачков поглощения в серебре оказались равными соответственно 7,0; 1,23; 4,80.

С помощью величин S_Q можно вычислить также величины массовых коэффициентов поглощения τ_m .

В области длин волн $\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_I}$

$$\tau_m = \frac{Z}{A} \frac{1}{S_K} N \tau_{eK} = \frac{Z}{A} \frac{(E_{L_I})_{кр.}}{(E_K)_{кр.}} N \tau_{eK} \quad (11.8)$$

Здесь τ_{eK} — средний для всех электронов атома электронный коэффициент поглощения.

Для области длин волн $\lambda_{L_{III \text{ кр.}}} < \lambda < \lambda_{M_{I \text{ кр.}}}$.

$$\tau_m = \frac{Z}{A} \frac{1}{S_K} \frac{1}{S_{L_I, M_I}} N\tau_{eK} = \frac{Z}{A} \frac{E_{M_I \text{ кр.}}}{E_{K \text{ кр.}}} N\tau_{eK} \quad (11.9)$$

Величины τ_{eK} с точностью до 10% могут быть определены по эмпирическим кривым Ионнсона (рис. 46).

Определим, например, массовый коэффициент поглощения $K\alpha_1$ -линии молибдена в серебре, пользуясь приведенными соотношениями и данными таблицы (приложение III). В этом случае

$$E_K(\text{Ag}) > E_{K\alpha_1}(\text{Mo}) > E_{L_I}(\text{Ag})$$

и

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{47}{108} \cdot \frac{3,810}{25,517} \cdot 423 = 27,4.$$

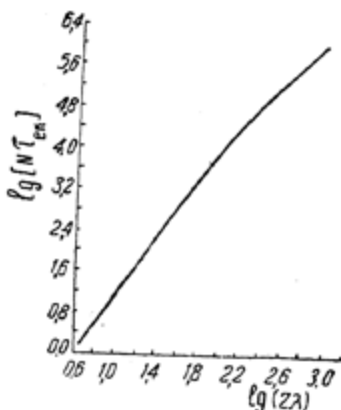


Рис. 46. График Ионнсона для определения величины $N\tau_{eK}$.

Как показано в работе [69], для установления величин $N\tau_{eK}$ в области $5 < Z\lambda < 100$ вместо графика Ионнсона полезнее использовать формулу

$$N\tau_{eK} = 0,023 (Z\lambda)^{2,78} \quad (\lambda \text{ в ангстремах}).$$

Полагая $A \approx 1,40 Z^{1,13}$, имеем

$$\frac{\tau}{\rho} = 0,0165 Z^{2,65} \lambda^{2,78} \quad (0,1 \text{ \AA} < \lambda < \lambda_K). \quad (11.10)$$

Адсорбционные методы идентификации рентгеновского излучения. Для идентификации характеристического рентгеновского излучения, испускаемого при электронном захвате (§ 13), конверсии γ -лучей (§ 16) и автоионизации атомов при радиоактивных превращениях (§ 33, 34, 42) весьма полезным является обычный метод поглощения рентгеновских лучей или его разновидность—метод дифференциальных фильтров. Физические основы этих методов изложены в предыдущем разделе. Остановимся коротко на практическом их осуществлении.

Метод поглощения заключается в определении длины волны излучения, принадлежащего неизвестному элементу, по кривым поглощения. Из наклона кривых поглощения, построенных в полулогарифмическом масштабе, определяется величина $\tau_m = \frac{\tau}{\rho}$ и с помощью указанных в предыдущем разделе соотношений — величина λ .

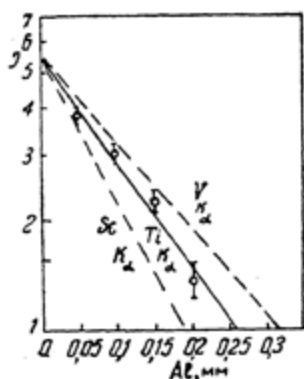


Рис. 47. Кривые поглощения K_{α} -излучения скандия, титана и ванадия в алюминии. Кружки отвечают поглощению в алюминии характеристических рентгеновских лучей, сопровождающих распад V^{48} [17].

На рис. 47 приведены теоретические кривые поглощения в алюминии характеристического рентгеновского K_{α} -излучения скандия, титана и ванадия. Как видно из рис. 47, экспериментальные точки, отвечающие поглощению в алюминии характеристического излучения, сопровождающего радиоактивный распад V^{48} , хорошо укладываются на теоретическую кривую поглощения K_{α} -линии рентгеновского спектра титана. Испускание рентгеновского K -излучения титана ($Z=22$) при распаде ванадия ($Z=23$) указывает [17] на наличие радио-

активного K -захвата (см. § 14).

Более чувствительным и точным является метод характеристических фильтров или метод критического поглощения. Он основан на существовании скачков на кривых поглощения (рис. 45).

Если длина волны исследуемого излучения, принадлежащего неизвестному элементу Z , близка к Q -краям поглощения элементов Z_1 и Z_2 , причем $\lambda_Q(Z_1) < \lambda(Z) < \lambda_Q(Z_2)$, то поглощение в фильтре, выполненном из вещества Z_1 , будет много больше, чем поглощение в фильтре из вещества Z_2 (рис. 48). В противном случае оба фильтра поглощают рентгеновские лучи одинаково сильно или одинаково слабо. Конкретные примеры использования метода характеристических фильтров будут рассмотрены ниже (§ 14, 17, 36).

Взаимодействие γ -лучей с веществом и адсорбционные методы исследования γ -излучений. Ослабление пучка γ -лучей при прохождении через вещество связано в общем случае с двенадцатью независимыми процессами взаимодействия γ -квантов с ядрами и электронами. Оно описы-

вается экспоненциальным законом (11.1), причем в хорошем приближении полный коэффициент ослабления может быть представлен выражением:

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa,$$

где σ — коэффициент ослабления из-за рассеяния на электронах, τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения, κ — коэффициент ослабления за счет образования пар.

Рассеяние γ -квантов малой энергии

$$\left(\kappa = \frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1 \right)$$

на атомных электронах в значительной степени является когерентным (без изменения энергии). Дифференциальное сечение такого рассеяния не зависит от частоты и определяется формулой Томсона

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta),$$

где r_e — классический радиус электрона,

θ — угол рассеяния.

Полное сечение томсоновского рассеяния (в расчете на один электрон) равно $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. При малых энергиях и больших Z значительную роль играет также когерентное релеевское рассеяние.

При энергиях, превышающих энергию связи электронов в атоме, рассеяние, по крайней мере рассеяние на большие углы, заметно отличается от когерентного. Главную роль теперь играет комптон-эффект. Поперечное сечение комптоновского рассеяния определяется формулой Клейна—Нишины

$$\sigma_{\kappa} = \frac{3}{4} \sigma_T \left\{ \frac{1 + \kappa}{\kappa^3} \left[\frac{2\kappa(1 + \kappa)}{1 + 2\kappa} \ln(1 + 2\kappa) \right] + \frac{1}{2\kappa} \ln(1 + 2\kappa) - \frac{1 + 3\kappa}{(1 + 2\kappa)^2} \right\}. \quad (11.11)$$

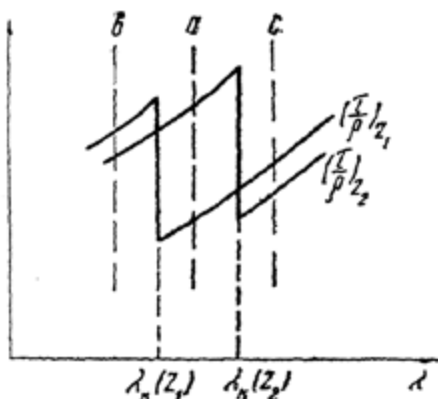


Рис. 48 Поглощение рентгеновских лучей с длиной волны λ в характеристических фильтрах, выполненных из элементов с атомными номерами Z_1 и Z_2 ;

a — случай $\lambda_K(Z_1) < \lambda < \lambda_K(Z_2)$,

b — случай $\lambda < \lambda_K(Z_1) < \lambda_K(Z_2)$,

c — случай $\lambda > \lambda_K(Z_2) > \lambda_K(Z_1)$.

При малых k $\sigma_K \rightarrow \sigma_T$. Однако, если при томсоновском рассеянии распределение интенсивности рассеянного излучения симметрично относительно плоскости, перпендикулярной направлению распространения падающих квантов, то при комптон-эффекте рассеянные кванты распространяются главным образом в направлении падающей волны.

Полное сечение комптоновского рассеяния уменьшается с ростом энергии падающих квантов.

При фотоэлектрическом поглощении энергия γ -кванта передается одному из связанных электронов вещества (наиболее вероятен фотоэффект на внутренних оболочках атомов). Вырванный из атома фотоэлектрон имеет кинетическую энергию

$$E = h\nu - E_Q,$$

где E_Q — энергия связи электрона на Q -оболочке.

Сечение фотоэффекта растет, грубо говоря, как Z^5 и уменьшается сравнительно быстро с ростом энергии γ -квантов.

В области длин волн, по порядку величины равных длинам волн рентгеновских лучей, фотоэлектрическое поглощение может быть вычислено по формулам, приведенным выше.

При энергиях, далеких от границ поглощения, сечение фотоэффекта на K -оболочке выражается формулой

$$\tau_K = \sigma_T 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^4} k^{-\frac{7}{2}}, \quad (11.12)$$

где σ_T — сечение томсоновского рассеяния (см. выше),

Z — атомный номер поглощающего вещества.

Фотоэффект играет главную роль в ослаблении потока γ -квантов малой энергии ($E < 50$ кэв для Al и $E < 500$ кэв для Pb).

Образование пар в поле ядра или электронов начинает происходить при энергиях γ -квантов, превышающих 1 мэв. Сечение образования пар пропорционально квадрату атомного номера вещества и быстро растет с ростом энергии γ -лучей. При $E > 5$ мэв сечение образования пар в свинце превышает сечение комптон-эффекта.

Характер зависимости атомных коэффициентов (сечений) ослабления γ -лучей, как полных, так и парциальных, изображен на рис. 49 для Al ($Z=13$) и на рис. 50 для Pb ($Z=82$).

Адсорбционный метод анализа γ -лучей состоит в измерении кривых поглощения исследуемого излучения в филь-

трах известного состава. Определив из кривых поглощения коэффициент ослабления μ_a , можно с помощью графиков $\mu_a = \mu_a(\kappa)$ (рис. 49—50) или таблиц установить энергию γ -квантов, если, разумеется, излучение является монохроматическим. Обычно проводят серию измерений с фильтрами из легких (типа Al) и тяжелых (Pb) веществ.

Если излучение немонохроматично, кривая поглощения $\lg J = f(x)$ будет представлять вогнутую к осям линию. В наиболее благоприятном случае, когда исследуемое излучение состоит из двух или трех компонент различной длины волны, но сравнимой интенсивности, можно определить коэффициент ослабления для каждой из компонент. Выбирая фильтр подходящей толщины, можно „подавить“ мягкие компоненты и по наклону конечной части кривой поглощения определить коэффициент ослабления наиболее жесткой компоненты. Вычитая из начальной кривой кривую поглощения жесткой компоненты, получают кривую поглощения мягких компонент. Последняя может быть „разложена“ аналогичным образом.

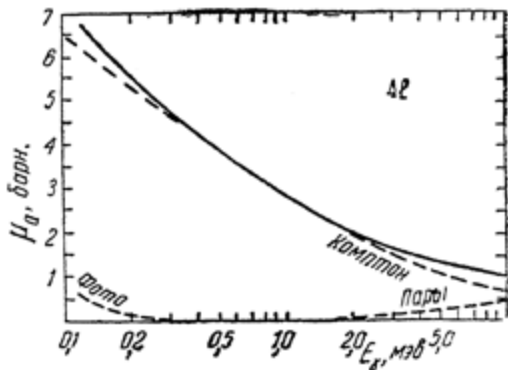


Рис. 49. Зависимость атомных коэффициентов поглощения и рассеяния γ -квантов от энергии (алюминиевые фильтры).

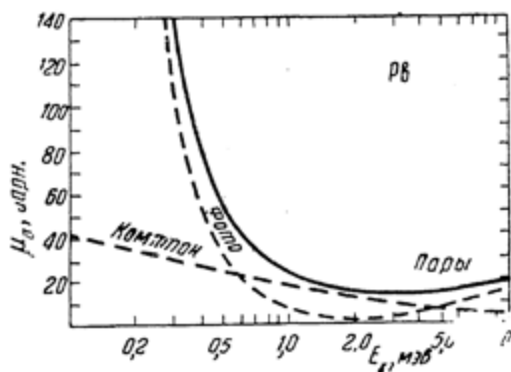


Рис. 50. Зависимость атомных коэффициентов поглощения и рассеяния γ -квантов от энергии (свинцовые фильтры).

Практическое осуществление адсорбционных измерений с γ -лучами связано с необходимостью иметь строго параллельный пучок γ -квантов, защищенный от рассеянного излучения. Иными словами, требуются хо-

рошие „геометрические“ условия опытов и надежная защита детектора и источника.

Благодаря своей простоте адсорбционный метод с успехом применяется для качественных измерений, особенно на начальных стадиях исследования γ -активных веществ.

Кристалл-дифракционные методы изучения характеристических рентгеновских лучей и γ -лучей. Кристалл-дифракционные методы основаны на явлении отражения электромагнитного излучения поверхностью кристалла или системой внутренних кристаллических плоскостей под углами, удовлетворяющими соотношению Брэгга

$$2 d \sin \theta = n \lambda, \quad (11.13)$$

где d — постоянная решетка,

θ — угол скольжения.

Эти методы сыграли и играют большую роль в ядерной физике.

В 1914 г. Резерфорд и Андраде [361], изучая дифракцию γ -лучей от RaB и RaC на плоском кристалле каменной соли, окончательно доказали электромагнитную природу γ -излучения и измерили энергии ряда компонент излучения с длинами волн до $\approx 70 \cdot 10^{-10}$ см. Фрилле, усовершенствовав метод дифракции на плоском кристалле, измерял длины волн до $16 \cdot 10^{-10}$ см.

В 1939 г. Абельсон [18] с помощью рентгеновского спектрографа с изогнутым кристаллом произвел отождествление характеристического рентгеновского излучения, связанного с K -захватом у ряда элементов (§ 14).

В послевоенные годы широкий размах приобрели экспериментальные исследования нейтронных спектров с помощью кристалл-дифракционных методов.

Дю-Монд с сотрудниками [124] разработал конструкцию γ -спектрометра с изогнутым кристаллом, позволяющим измерять энергию γ -квантов с точностью $\sim 0,01\%$ (см. ниже). Благодаря этому оказалось возможным установить стандарты для калибровки спектрометров различных типов, используемых в ядерной спектроскопии, а также изучить сложные схемы распада радиоактивных ядер (§ 17).

Основное требование, предъявляемое к любому спектральному прибору, состоит в том, чтобы прибор обеспечивал наибольшую точность измерения энергии (импульса) частиц при достаточно высокой разрешающей силе $R = \frac{\Delta E^*}{E}$

* Некоторые авторы определяют разрешающую способность как отношение $R = \frac{E}{\Delta E}$.

и светосиле $L = \frac{N_{\text{вых.}}}{N_0}$, где $N_{\text{вых.}}$ — число регистрируемых на выходе прибора частиц, N_0 — число частиц, испускаемых источником за то же время.

В этом отношении спектрографы с плоскими кристаллами не являются хорошими приборами при исследовании сравнительно жестких γ -лучей. Действительно, в первом порядке отражения соотношение Брэгга — Вульфа теперь может быть записано так

$$\theta = \frac{\lambda}{2d} \ll 1$$

и разрешающая сила равна

$$R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\theta}{\theta}. \quad (11.14)$$

Таким образом, для получения высокого разрешения необходимо обеспечить малые углы скольжения исследуемых лучей и прибегать к сильному коллимированию. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению светосилы L , так что в случае плоского кристалла

$$R \sim L. \quad (11.15)$$

Особенно большие осложнения возникают при изучении излучений с длиной волны $\sim 10^{-9}$ см и меньше. В этом случае угол скольжения составляет несколько минут и становится трудным отделить дифрагированное излучение от первичного. Кроме того, с уменьшением длины волны быстро уменьшается вероятность когерентного рассеяния, что опять-таки приводит к уменьшению светосилы метода.

Значительное увеличение светосилы достигается в кристалл-дифракционных спектрометрах с изогнутыми кристаллами, работающими на отражении (спектрометры типа Йогансона) или прохождении (спектрометры типа Кошуа). Светосила таких приборов возрастает, грубо говоря, во столько раз, во сколько площадь отражающего кристалла превышает площадь щели.

Принцип работы спектрометров на отражении и прохождении иллюстрируется рис. 51 (а, б). Пучок лучей из источника A , расположенного на окружности радиуса r , отражается от изогнутого по радиусу $2r$ кристалла и собирается в точке B окружности.

Для того чтобы обеспечить совершенство фокусировки, должны выполняться два условия:

1) для каждой точки поверхности кристалла углы падения и отражения относительно отражающих поверхностей должны быть равны;



Рис. 51. Принцип работы спектрометра с изогнутым кристаллом, работающим в методе отражения (а) и в методе прохождения (б);
 А — источник, В — изображение.

2) угол отклонения отраженного луча должен быть постоянным и равным $\varphi = 2 \sin^{-1} \left(\frac{n\lambda}{2d} \right)$.

Эти условия приближенно выполняются при изгибе плоскопараллельной пластинки кристалла по радиусу $2r$ (см. рис. 51). Дисперсия прибора при этом определяется радиусом изгиба кристалла. Разрешающая способность прибора равна

$$R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \cos \Theta (1 - \cos \alpha) \sec (\alpha + \Theta), \quad (11.16)$$

где Θ — брэггов угол,

α — половина апертурного угла (рис. 51).

Для малых Θ и малых апертурных углов α

$$R \approx \frac{\alpha^2}{2}.$$

Так как светосила прибора $L \sim \alpha$, то для спектрометров с изогнутыми кристаллами имеем квадратичное соотношение

$$R \sim L^2 \quad (11.17)$$

вместо соотношения (11.15), которое имеет место для спектрографов с плоскими кристаллами.

Начало прецизионным измерениям энергии γ -лучей с помощью спектрометров с изогнутыми кристаллами было положено Дю-Мондом. В первой серии его работ [124] использовался кристалл кварца $70 \times 50 \times 1$ мм³, изогнутый по радиусу 2 м. В качестве коллиматора для отраженных под брэгговыми углами γ -лучей служил свинцовый блок с шестью каналами; детекторами были высокоэффективные счетчики Гейгера—Мюллера. Для прецизионных измерений длины волны γ -излучения, испускаемого при распаде Au^{198} , был использован источник интенсивностью ~ 1 кюри (полоска облученного нейтронами золота $50 \times 2 \times 0,2$ мм). Из-за несовершенства кристалла (мозаичная структура) полуширина γ -линий Au^{198} была $\sim 0,4\%$, т. е. в несколько раз превышала естественную ширину линий. Но точность измерений энергии была очень высокой, $\sim 0,01\%$, т. е. превышала на порядок точность измерений энергии частиц на прецизионных спектрометрах других типов, имевшихся в то время. Так, энергия γ -линии Au^{198} по измерениям Дю-Монда равна $411,18 \pm 0,05$ кэв. Энергия γ -квантов аннигиляционного излучения, сопровождающего распад Cu^{64} (рис. 17), была определена равной $510,79 \pm 0,05$ кэв.

Таблица 21

Энергии стандартных γ -линий, определенные кристалл-дифракционным методом

Источник и ядро, которому принадлежат γ -лучи	E , кэв	Относительная точность, %	Ссылка на литературу
Au^{198} (Hg^{198})	$411,77 \pm 0,36$	0,099	326
^{131}I (Xe^{131})	80,164	—	207
	284,307	—	
Am^{241} (Np^{237})	$26,363 \pm 0,014$	0,005	126
	$33,199 \pm 0,021$	0,006	
	$43,463 \pm 0,085$	0,02	
	$59,568 \pm 0,017$	0,004	

Позднее подобные приборы были построены рядом других лабораторий, в том числе и в лабораториях СССР [446]. Благодаря ряду усовершенствований в конструкции, применению сцинтилляционных спектрометров в качестве детекторов удалось с большей точностью измерить энергии γ -переходов многих радиоактивных веществ. Была установлена шкала калибровочных стандартов. Энергии некоторых стандартных γ -линий, определенные кристалл-дифракционным методом, приведены в табл. 21.

Следует отметить, что наиболее значительные результаты в ядерной спектроскопии последних лет были получены путем комплексных измерений с помощью кристалл-дифракционных спектрометров и магнитных спектрометров с большой светосилой и разрешением (см. § 17).

Кристалл-дифракционные спектрометры открывают также большие возможности для исследования рентгеновского излучения, сопровождающего радиоактивные превращения [18, 326]. В этом случае из-за сравнительно большой длины волны излучений отпадают трудности геометрического характера и не требуются большие активности исследуемых препаратов.

Магнитные спектрометры с большой светосилой и большим разрешением. Магнитные спектрометры являются наиболее универсальными приборами ядерной спектроскопии. Они используются для изучения α - и β -спектров, спектров конверсионных и оже-электронов, а также для исследования γ -спектров по создаваемым γ -квантами вторичным электронам (комптоновские электроны, фотоэлектроны, пары).

Здесь мы рассмотрим некоторые общие характеристики современных спектрометров, используемых для исследования конверсионных и оже-электронов. Подробное изложение вопросов, относящихся к теории приборов, можно найти в книгах [428, 405].

Основными параметрами спектрометров являются разрешающая сила R , светосила L и форма линии, которую „образуют“ на выходе частицы с одинаковой энергией и зарядом. Разрешающую силу R обычно характеризуют относительной шириной линии $\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}$, где $B\rho$ — магнитная жесткость для моноэнергетической группы частиц с данным зарядом, $\Delta(B\rho)$ — ширина линии, измеренная на половине ее высоты.

Для электронов¹ связь между энергией, импульсом и магнитной жесткостью определяется следующими соотношениями:

$$E (\text{кэВ}) = 510,984 \left[\sqrt{(3442,2 \cdot 10^{-10} (B\rho)^2 + 1) - 1} \right], \quad (11.18)$$

$$\eta = \frac{P}{m_e c} = \frac{B\rho}{1704,45}. \quad (11.19)$$

Здесь B — магнитная индукция в гауссах,

¹ В дальнейшем для определенности мы будем говорить об электронах.

ρ — радиус траектории электрона в магнитном поле в см. Разрешающая сила магнитного спектрометра по энергии равна:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \quad (11.20)$$

Лучшие современные магнитные спектрометры имеют разрешающую силу $R \sim 0,01\%$ (см. табл. 22).

Светосила прибора L определяется произведением трансмиссии T на площадь источника S . В свою очередь трансмиссия прибора равна отношению числа зарегистрированных детектором электронов, принадлежащих к данной низкоэнергетической группе, к полному числу частиц данной группы, испущенных источником. Так как увеличение трансмиссии в той или иной степени связано с ухудшением разрешающей способности спектрометров, то качество прибора удобно характеризовать отношением $\frac{T}{R}$. Лучшим при прочих равных условиях будет прибор, имеющий наибольшую величину отношения $\frac{T}{R}$, т. е. наибольшую трансмиссию при наименьшей относительной ширине линии.

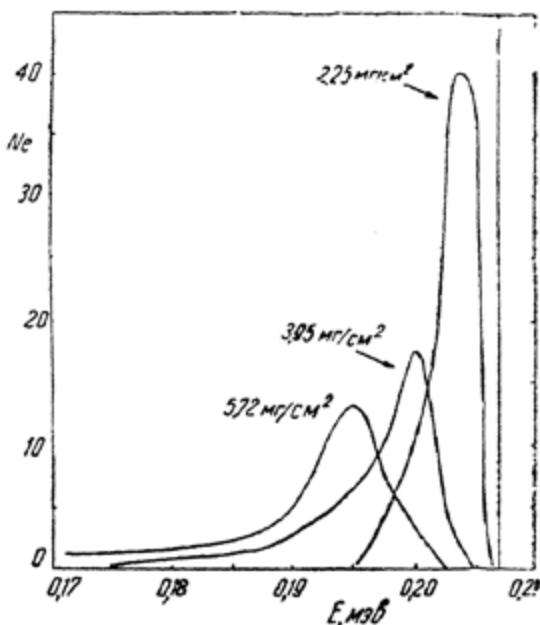


Рис. 52. Кривые, характеризующие развитие конверсионной линии ThB ($E_e = 206,5$ кэв) при прохождении различных толщин слюды.

Как разрешающая сила, так и светосила прибора зависят от конструкции прибора, размеров и качества источников, щелей и перегородок. Поэтому усилия экспериментаторов были на-

Управлены на разработку более совершенных конструкций спектрометров [249, 447], обеспечивающих при прочих равных условиях бóльшие величины $\frac{T}{R}$, улучшение условий фокуси-

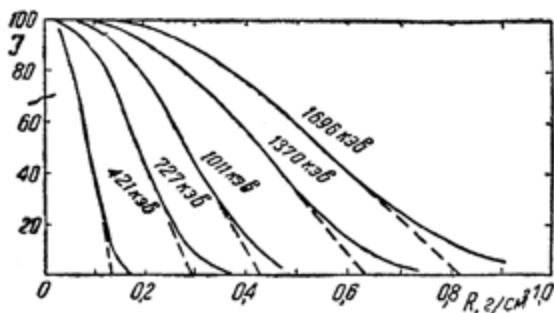


Рис. 53. Зависимость интенсивности пучка монохроматических электронов при прохождении ими различных толщин алюминия.

ровки в обычных конструкциях [129, 251]. Разрабатывалась также методика получения тонких источников и счетчиков

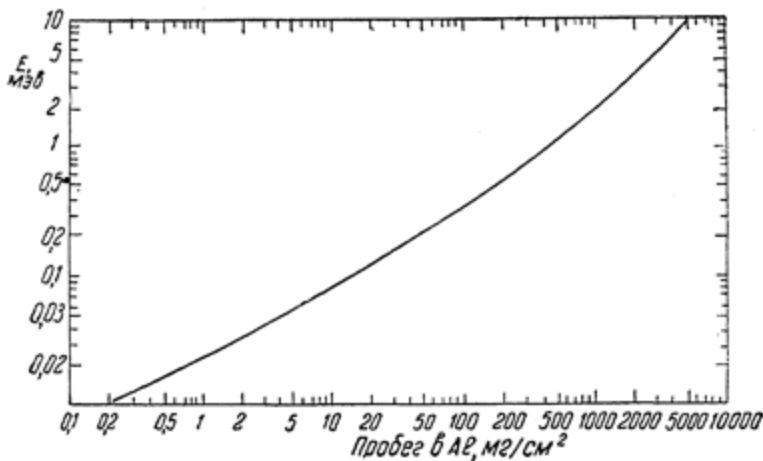


Рис. 54. Эмпирическая зависимость между начальной энергией электронов и их пробегом в алюминии [253].

с тонкими окнами, для уменьшения искажающего влияния „аппаратурных эффектов“ при изучении спектров мягких излучений. В качестве примера, показывающего искажающее влияние толщины источника, на рис. 52 показана зави-

Характеристики некоторых современных магнитных спектрометров и область их применения

Автор и ссылка на литературу	Тип спектрометра	Радиус траектории, ρ , см	Разрешающая сила R , %	Световая сила, L , см^2	Трансмиссия T	Размеры источника, мм^2	Область применения
Слятис [448]	Постоянный магнит, полукруговая фокусировка	20	0,012	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$0,025 \times 3$	Исследование естественной ширины конверсионных линий
Зигбан, Эдвардсон [447]	Безжелезный с двойной фокусировкой	30	0,027	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$0,1 \times 6$	Измерение отношений коэффициентов конверсии
Кельман, Каминский, Романов [249]	Призмный (по аналогии с оптическим)	f -линзы = 104 см	0,07	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	1×10	Измерение естественной ширины линий
Младенович [830a]	Магнитный, двойная фокусировка	50	0,043	$5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \times 10$	Измерение отношений конверсии
Латышев с сотруд. [251]	Полукруговой с лучешенной фокусировкой	8	0,025	$8,4 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$0,21 \times 6$	Исследование естественной ширины конверсионных линий
Смит, Холландер [449]	Постоянный магнит, 180° $B=53,99$ и 215 гс	$\rho_{\text{max}} = 20$	0,13 ($B=53$ гс) 0,17 ($B=99$ гс) $\sim 0,1$	—	—	—	Исследование конверсионных спектров
Гольдин, Новиков, Третьяков [173]	Магнитный с двойной фокусировкой ($\pi/\sqrt{2}$)	$\rho=50$	—	—	$1 \cdot 10^{-4}$	—	Исследование α -спектров
Золотавин [498]	То же	14	0,3—0,5	—	—	1×30	Исследование β - и γ -спектров

симость формы линии от толщины алюминиевой преграды, проходимой конверсионными электронами ThB с энергией 206,5 кэв. При прохождении монохроматическими электронами твердых преград в виде разделительных пленок, фильтров и т. д. происходит также значительная потеря интенсивности, зависящая от толщины пленки и энергии электронов (рис. 53). При малых энергиях электронов может происходить полная потеря пучка ввиду ограниченности пробега (рис. 54).

В табл. 22 приведены важнейшие характеристики некоторых прецизионных магнитных спектрометров, позволяющие судить о возможностях их применения; в табл. 23 содержатся значения магнитной жесткости и энергии стандартных линий конверсионных спектров и оже-электронов, обычно используемые при градуировке приборов.

Таблица 23

Магнитная жесткость и энергия стандартных (градуировочных) линий конверсионных спектров и оже-электронов

Источник	Обозначение линии ¹	$B\rho$, гс·см.	E , кэв	Ссылка на литературу
$Th(B+C+C')$	ThA	$534,21 \pm 0,06$	$24,510 \pm 0,005$	447
	Aa	541,310	25,159	218
	Ab	553,50	27,201	218
	B	$652,40 \pm 0,07$	$36,153 \pm 0,007$	247
	E	1109,71	98,756	
	F	$1388,44 \pm 0,10$	$148,03 \pm 0,02$	447
	I	$1753,91 \pm 0,14$	$222,22 \pm 0,03$	447
	Ia	$1757,07 \pm 0,14$	$222,90 \pm 0,03$	447
	J	$1811,11 \pm 0,15$	$234,60 \pm 0,03$	447
	L	$2607,17 \pm 0,30$	$422,84 \pm 0,08$	288
	X	$9986,7 \pm 1,5$	$2526,3 \pm 0,5$	288

¹ Линии обозначены по номенклатуре Элиса.

До последнего времени при исследовании спектров ядерных излучений широко применялись спектрометры с поперечным однородным магнитным полем. В таких спектрометрах осуществляется полукруговая фокусировка частиц в плоскости, перпендикулярной направлению линий поля. При угле расходимости пучка 2φ ширина изображения источника равна

$$\Delta x = S + 2\rho(1 - \cos \varphi)$$

и теоретическая разрешающая сила прибора (ширина линии у основания)

$$R^0 = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{s}{2\rho} + \frac{\varphi^2}{2}$$

или с учетом расходимости пучка в направлении, перпендикулярном направлению поля:

$$R^0 = \frac{1}{2\rho} [s + d + \rho(\varphi^2 + \psi^2)].$$

Здесь s — ширина источника,
 ρ — радиус кривизны траектории,
 d — ширина щели у детектора.

Трансмиссия определяется используемым телесным углом

$$T = \frac{\varphi\psi}{\pi},$$

и светосила равна

$$L = sh \frac{\varphi\psi}{\pi},$$

где h — высота источника.

Условия фокусировки и разрешающая способность были улучшены путем применения неоднородных поперечных полей. Здесь следует отметить спектрометры 180° типа с улучшенной фокусировкой (кетроны), построенные Джелеповым и Башиловым [129] на основе расчетов Корсунского, Кельмана, Петрова, а также Павинского. В таких приборах достигнута разрешающая сила 0,5% при использовании 0,5% телесного угла.

В кетроне, построенном Латышевым с сотрудниками, была получена [218] разрешающая сила $\sim 0,03\%$ за счет уменьшения светосилы. При этом удалось произвести ряд прецизионных измерений коэффициентов конверсии и энергии оже-электронов (§ 17).

Большое распространение получили также спектрометры с двойной фокусировкой, построенные в ряде лабораторий. Устройство одного из таких спектрометров, построенного Золотавиным [498] на основе теоретических расчетов Павинского, показано на рис. 55б.

Существенной особенностью спектрометров с двойной фокусировкой является использование таких неоднородных

магнитных полей, в которых осуществляется фокусировка пучков в двух направлениях. Так, например, в спектрометре, изображенном на рис. 55б, поле изменяется по закону:

$$H = H_0 \frac{1}{\rho} \left[1 + \frac{1}{2} (\rho - 1) - \frac{3}{8} (\rho - 1)^2 + \frac{3}{16} (\rho - 1)^3 - \frac{15}{256} (\rho - 1)^4 - \frac{3}{512} (\rho - 1)^5 + \dots \right], \quad \left(\rho = \frac{r}{r_0} \right),$$

причем изображение сдвинуто относительно предмета на угол $\pi\sqrt{2}$ по „стабильной орбите“ радиуса r_0 .

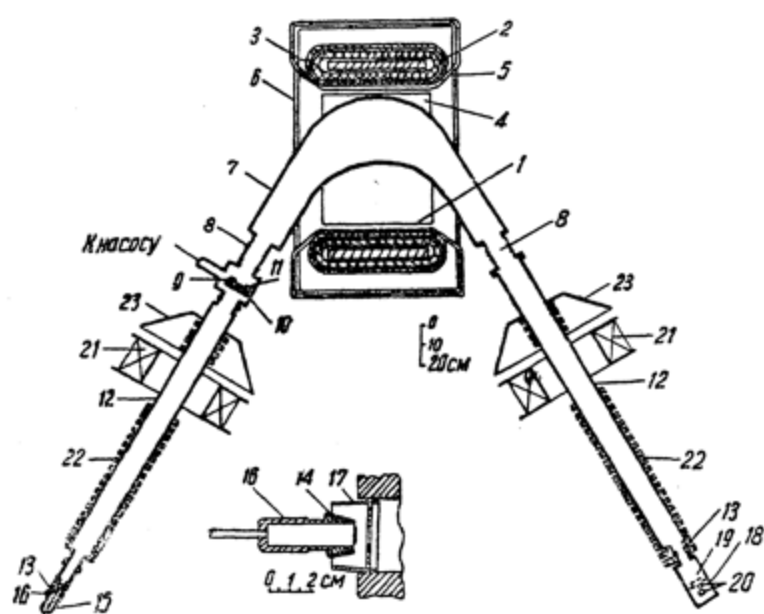


Рис. 55а. Устройство призмного β -спектрометра [249];

1-пластина ярма магнита, 2-основная обмотка, 3-вспомогательная обмотка, 4-вспомогательная обмотка на пластине, 5-обмотка для размагничивания, 6-экран, 7-камера спектрометра, 8-сильфон, 9-диафрагма с круглым отверстием, 10-щелевая диафрагма, ограничивающая вертикальные размеры пучка, 11-щелевая диафрагма, ограничивающая горизонтальные размеры пучка, 12-труба, 13-шлиф, 14-источник, 15-стеклянный изолятор, 16-держатель источника, 17-электрод, 18-камера счетчиков, 19-щель приемника, 20-счетчики, 21-магнитная линза, 22-железные кольца, 23-экраны линз.

Дисперсия таких приборов, т. е. величина $\frac{dx}{d(H\rho)}$, вдвое больше, чем у полукруговых спектрометров с однородным полем. Соотношение между разрешающей силой и использован-

ным телесным углом квадратичное: $R \sim \Omega^2$ (в полукруговых спектрометрах $R \sim \Omega$).

Зигбан с сотрудниками [447] построил и применил для прецизионных измерений безжелезный спектрометр с двойной фокусировкой. Он состоит из концентрических катушек, между которыми двигаются электроны. Подбором подходящего соотношения числа ампервитков в катушках и высот катушек достигались условия, необходимые для получения полей, в которых осуществляется двойная фокусировка. Отсутствие железа делает прибор пригодным для абсолютных измерений. Параметры спектрометра указаны в табл. 22.

Кельман с сотрудниками [249] построил β -спектрометр с магнитной призмой и двумя магнитными линзами (рис. 55в), обладающий достоинствами соответствующего оптического спектрографа. Такой прибор имеет большую разрешающую способность при большой светосиле (см. табл. 22). С помощью его удалось произвести ряд измерений коэффициентов конверсии на L - и M -подоболочках атомов со средними величинами Z (§ 17).

Магнитные спектрометры с продольным магнитным полем (линзовые спектрометры) обладают сравнительно небольшим разрешением, но большой светосилой. Они нашли широкое применение при исследовании β -спектров и конверсионных спектров.

На рис. 55в изображено устройство магнитного линзового спектрометра, используемого в схеме β - γ -совпадений.

В спектрометрах с тонкими линзами используется короткая токовая катушка, дающая магнитное поле, симметрично убывающее по обоим направлениям от центра к источнику и детектору. Обычная разрешающая сила таких спектрометров составляет 1—3% при трансмиссии $\sim 1\%$ и диаметре источника 3 мм.

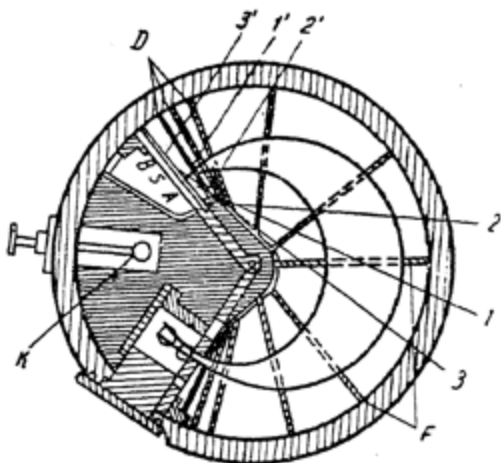


Рис. 55б. Устройство β -спектрометра с двойной фокусировкой, примененного для исследования β - и γ -спектров [498];

F -диафрагмы, выделяющие пучок, D -диафрагмы, ограничивающие проникновение электронов малых энергий в счетчик при сильных полях, S -положение источника в фокусе, A и B — то же в двух крайних положениях (электроны отдачи могут достигать счетчика из областей, ограниченных углами $151'$, $2A2'$, $3B3'$, K -измерительная катушка.

В спектрометрах с толстыми линзами источник и детектор помещаются внутри катушки (соленоида). Разрешающая сила этих спектрометров $\sim 1\%$ при трансмиссии $3-5\%$. В лучших линзовых спектрометрах достигается разрешение $\approx 0,3-0,5\%$.

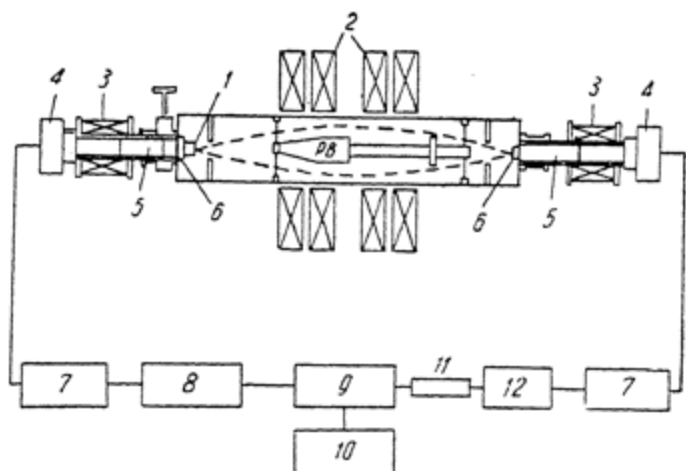


Рис. 55в. Магнитный спектрометр со сцинтилляционными счетчиками, работающий в схеме $\beta-\gamma$ -совпадения.

1-источник β - и γ -лучей, 2-катушки магнитной линзы, 3-соленоид, 4-предусилитель, 5-ФЭУ, 6-кристалл сцинтилляционного счетчика, 7-усилитель, 8-дифференциальный дискриминатор, 9-схема совпадений, 10-регистратор, 11-линия задержки, 12-интегральный дискриминатор.

Прохождение электронов через вещество. Рассмотрим некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований прохождения электронов через вещество.

При прохождении электронов через вещество имеют место процессы упругого рассеяния, процессы ионизации атомов тормозящей среды и процессы торможения в поле ядер тормозящего вещества, приводящие к образованию тормозного излучения.

Для электронов с энергией меньше $0,5$ мэв главную роль играют процессы ионизации и рассеяния.

Средняя потеря энергии на ионизацию при прохождении электронами пути, равного 1 см, определяется следующим выражением

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 NZ}{m_e v^2} \ln \frac{1,16 m_e v^2}{2I}, \quad (11.21)$$

где N — число атомов в 1 см^3 тормозящего вещества, v — скорость электронов, I — средняя энергия возбуждения электронов атома. Величина I равна $15,6 \text{ эв}$ для водорода, 150 эв для алюминия, 472 эв для олова и 737 эв для свинца. Для практических расчетов удобно представить (11.21) в следующей форме:

$$-\frac{dE}{dx} = 0,306 \rho \left(\frac{Z}{A} \right) \beta^{-2} \ln \left(1,16 \frac{E}{I} \right) \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \quad (11.21a)$$

где ρ — плотность вещества,

E — начальная энергия электронов.

Радиационные потери энергии в этой области энергий ($E < m_e c^2$) сравнительно малы. Относительная доля начальной энергии моноэнергетических электронов, которая превращается в тормозное излучение в толстой мишени, равна по порядку величины $0,0007 \times ZE$, т. е. не превышает 1% при прохождении электронов с энергией $E = 0,5 \text{ МэВ}$ в медной мишени ($Z=29$). Для β -частиц (сплошной спектр) эта доля равна $\frac{Z}{3000} E_0$, где E_0 — максимальная энергия β -частиц в МэВ . Например, для β -частиц, испускаемых P^{32} ($E_0 = 1,7 \text{ МэВ}$), потери на тормозное излучение в меди составляют 1,8%.

При энергии $E > m_e c^2$ радиационные потери становятся сравнимыми с ионизационными потерями и в дальнейшем они играют главную роль. Отношение радиационных и ионизационных потерь может быть вычислено с помощью следующего соотношения:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад.}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион.}}} \approx Z \left(\frac{m}{m_e} \right)^2 \left(\frac{E}{1660 m_e c^2} \right). \quad (11.22)$$

Для свинца это отношение равно единице при $E = 6,9 \text{ МэВ}$, для алюминия — при $E = 47 \text{ МэВ}$.

Пробег электронов в веществе R не является однозначной функцией их начальной энергии. Из-за рассеяния различные электроны с одинаковой начальной энергией проходят различные расстояния. Характер страгглинга пробегов иллюстрируется кривыми рис. 52, изображающими „размытие“ моноэнергетической конверсионной линии ThV с энергией 207 кэВ при прохождении различных толщ вещества (слюда).

Из-за рассеяния действительный путь электрона в мишени \bar{S} может в 2 — 4 раза превышать толщину мишени S . Отношение \bar{S}/S тем больше, чем тяжелее вещество и чем медленнее электроны. В легких веществах рассеяние меньше, но и здесь оно играет заметную роль при энергиях меньше 100 *кэв*. На рис. 53 изображены экспериментальные кривые поглощения моноэнергетических электронов в алюминии.

Различают средний пробег \bar{R} , экстраполированный пробег R_0 и максимальный пробег R_{\max} .

Эмпирическая зависимость между пробегом моноэнергетических электронов R_0 в алюминии и энергией E , полученная в результате усреднения данных многих авторов [253], изображается кривой рис. 54.

В области энергий 0,5—3 *мэв* кривая удовлетворяет соотношению:

$$R_0 \left(\frac{\text{мг}}{\text{см}^2} \right) = 0,52 E (\text{мэв}) - 0,09. \quad (11.23)$$

Для области энергий от 0,01 до 3 *мэв* можно пользоваться также формулой

$$R_0 \left(\frac{\text{мг}}{\text{см}^2} \right) = 412 E^n, \quad (11.23a)$$

где $n = 1,265 - 0,0954 \ln E$.

Заметим, что кривая рис. 54 может быть также использована для определения экстраполированных пробегов β -частиц (сплошной спектр).

Отметим также полуэмпирические соотношения между пробегом β -частиц в алюминии и граничной энергией спектра E_0 , полученные Гленденином:

$$R \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^2} \right) = 0,542 E_0 - 0,133 \quad (E_0 > 0,8 \text{ мэв}), \quad (11.24)$$

$$R \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^2} \right) = 0,407 E_0^{1,38} \quad (0,15 < E_0 < 0,8 \text{ мэв}).$$

По Фламмерфельду расчеты можно производить с помощью следующего соотношения:

$$R = 0,11 (1 + 22,4 E_0^2)^{1/2} - 1 \quad (0 < E_0 < 3 \text{ мэв}). \quad (11.25)$$

Так как трансмиссия β -частиц через вещество почти экспоненциально уменьшается с увеличением толщины мишени (см. рис. 53), то в грубом приближении коэффициент поглощения β -частиц можно вычислить по экстраполированным кривым поглощения. Массовый коэффициент поглощения β -частиц непрерывного спектра в алюминии в этом приближении удовлетворяет соотношению

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{17}{E_0^{1,14}},$$

где E_0 — граничная энергия спектра в мэв. Толщина алюминиевого абсорбера, уменьшающая интенсивность β -частиц в два раза, равна

$$d_{1/2} = \frac{0,693}{(\mu/\rho)} = 0,04 E_0^{1,14}.$$

Приведенные формулы пригодны только для грубых оценок.

Сцинтилляционные спектрометры. Сцинтилляционный счетчик состоит из вещества, люминесцирующего под действием излучений (фосфор), фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и подходящего радиотехнического устройства для усиления и сортировки импульсов, поступающих от ФЭУ.

Благодаря большой эффективности счета частиц и квантов, большой разрешающей способности по энергии и по времени, сцинтилляционные счетчики нашли широкое применение в ядерной физике. В том случае, когда интенсивность световой вспышки в кристалле пропорциональна энергии падающего излучения, поглощенного в кристалле, счетчик работает как спектрометр. Изучение спектрального состава излучения в этом случае сводится к изучению распределения импульсов на выходе счетчика по их величине.

Качества и область применения спектрометров в значительной степени определяются качествами фосфора. Фосфор счетчика (кристаллическое или жидкое сцинтиллирующее вещество) должен давать при прочих равных условиях возможно большую световую вспышку, иметь малое время высвечивания и быть прозрачным для световых квантов. Свойства некоторых фосфоров, используемых в сцинтилляционных счетчиках, приведены в табл. 24.

Выбор фосфора определяется природой регистрируемого излучения. Так, например, для регистрации α -частиц используют ZnS , активированный серебром, или кристаллы NaI ,

Свойства некоторых фосфоров

Фосфор	Средняя длина волны спектра излучения, Å	Относительная эффективность преобразования энергии β -частиц	Плотность ρ , г/см ³	Время высвечивания τ , сек.
NaI (Tl)	4100	0,08	3,67	$2,5 \cdot 10^{-7}$
KI (Tl)	4100	0,02	3,13	10^{-6}
Ca WO ₄	4300	0,05	6,12	$5 \cdot 10^{-7}$
Антрацен	4470	0,042	1,25	$3,0 \cdot 10^{-8}$
Нафталин	3450	0,011	1,15	$8,7 \cdot 10^{-8}$
Стильбен	4100	0,024	1,16	$7 \cdot 10^{-9}$
Терфенил	4150	—	—	$1,1 \cdot 10^{-8}$

активированного таллием. Для регистрации рентгеновских лучей и γ -лучей чаще всего употребляются кристаллы NaI (Tl).

Так как поглощение γ -квантов в кристаллах связано в основном с тремя процессами (фотоэффект, комптон-эффект, образование пар), то каждой γ -линии соответствует в спектре импульсов два или три максимума, которые при подходящих условиях могут быть легко разделены. На рис. 56 показано дифференциальное распределение импульсов от γ -лучей Na²⁴, полученное на сцинтилляционном счетчике с кристаллом NaI (Tl). Ясно

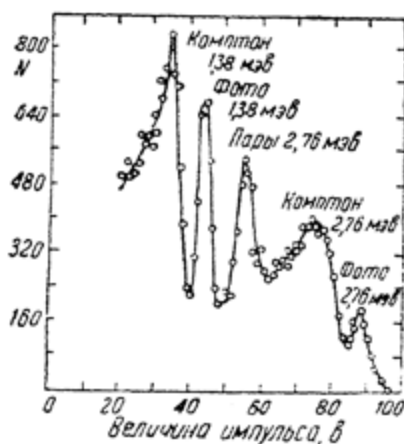


Рис. 56.

выделяются максимумы, обуславливаемые фотоэлектронами, комптоновскими электронами и парами, образованными при поглощении γ -квантов с энергией 1,38 и 2,76 мэв.

Наилучшее достигнутое разрешение по энергии (определяется полушириной максимума на половине её высоты) сцинтилляционных γ -спектрометров $R \approx 6-7\%$ при $E_\gamma = 616$ кэв (Cs¹³⁷). Разрешение зависит от многих факторов, в числе кото-

рых следует отметить качества фосфора и фотоумножителя, геометрические условия измерений, коэффициент использования световой вспышки фосфора.

Эффективность сцинтилляционных γ -счетчиков намного выше эффективности счетчиков Гейгера—Мюллера. В области энергий $50 \div 60$ кэв она может достигать 100% величины при разрешении 20—25%.

Большая эффективность счета и малое время высвечивания фосфора дает возможность производить измерения γ — γ -совпадений при таких условиях, когда подобные измерения с помощью счетчиков Гейгера невозможны (см. § 7). Действительно, повышение эффективности счета γ -квантов в 10 раз приводит к стократному увеличению скорости счета γ — γ -совпадений или тысячекратному увеличению скорости счета тройных совпадений. Разрешающее время схемы совпадений на сцинтилляционных счетчиках в 100—1000 раз меньше разрешающего времени схемы совпадений на газовых счетчиках.

Для регистрации электронов обычно применяют счетчики с кристаллами антрацена и стильбена. Применение кристаллов NaI(Tl) в этом случае невыгодно из-за большого коэффициента отражения регистрируемых электронов. Для уменьшения эффекта рассеяния производят сильное коллимирование пучка β -частиц или пользуются методом расщепленных кристаллов (помещение β -источника между двумя кристаллами).

Эффективность регистрации β -частиц органическими кристаллами достигает 100%. Разрешение по энергии достигает 12—15% при $E \sim 200$ кэв.

Особенно полезным оказалось применение сцинтилляционных счетчиков в схемах β — γ -совпадений для изучения сложных схем распада, а также комбинация магнитного спектрометра со сцинтилляционными спектрометрами (см. рис. 55в).

При энергии электронов $E < 200$ кэв сцинтилляционные спектрометры являются менее полезными, чем газовые пропорциональные спектрометры.

Газовые пропорциональные спектрометры. Хотя пропорциональные счетчики использовались еще в ранних работах по изучению радиоактивных явлений, применение их для целей ядерной спектроскопии стало возможным лишь в последние годы.

Существенной особенностью газовых пропорциональных счетчиков является пропорциональность между величиной энергии частицы, вызвавшей импульс в счетчике, и величи-

ной импульса. Благодаря ряду усовершенствований в конструкции счетчиков и выбору подходящих газовых наполнений [80, 84, 86, 200] современные пропорциональные счетчики-спектрометры обладают рядом существенных преимуществ перед другими приборами при изучении мягких электромагнитных и корпускулярных излучений (β -частицы, γ -лучи, рентгеновские лучи, оже-электроны). При этом источники излучения могут помещаться либо вне чувствительного объема источника, либо вводятся в виде пара или газа в объем счетчика. Последний способ является наиболее удобным для изучения β -спектров с низкой граничной энергией и излучений, сопровождающих электронный захват (§ 14). Пропорциональные счетчики могут быть использованы для исследования очень малых удельных активностей.

Условием надежности работы пропорционального спектрометра является постоянство величины энергии, расходуемой регистрируемой частицей на образование одной пары ионов в счетчике. Специальными опытами [84, 463] было показано, что в счетчиках подходящей конструкции электроны с начальной энергией от 200 эв до ~ 200 кэв расходуют на образование одной пары ионов приблизительно одно и то же количество энергии (27 эв в аргоне, 35,8 эв в азоте, 30,2 эв в метане и т. д.). Было найдено также [200], что с точностью $\sim 2\%$ между величиной импульса в счетчике и энергией рентгеновского кванта, вызвавшего импульс, существует пропорциональность при энергии последнего от 250 эв до 17 кэв.

Газовое усиление пропорциональных счетчиков, т. е. отношение заряда электронов, собранных на центральной нити (аноде), к заряду электронов, произведенных в счетчике ионизирующей частицей, зависит от природы газов, наполняющих счетчик, и приложенного между нитью и катодом напряжения. Обычными смесями, которые используются при наполнении счетчиков, являются смеси аргона с небольшим количеством ($\sim 10\%$) метана, пропана или двуокиси углерода. Для регистрации жестких электромагнитных излучений более выгодно использовать вместо аргона криптон или ксенон и наполнять счетчики до больших давлений. Обычным для хороших пропорциональных счетчиков является коэффициент усиления $M \approx 10^3 \div 10^4$. Если положить, что на образование одной пары ионов расходуется 30 эв, а коэффициент усиления $M = 10^3$, при поглощении в газе счетчика частицы с энергией 1 кэв на сетку первой лампы усилителя поступит $3 \cdot 10^4$ электронов. Заметим, что в совре-

менных усилителях хорошее отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}}$ достигается при подаче на сетку входной лампы 1500—2000 электронов.

Разумеется, при этом предполагается, что напряжения на электродах счетчика стабилизированы с достаточной точностью.

Весьма важным при работе с радиоактивными источниками, вводимыми в объем счетчика (см. ниже), является однородность газового усиления счетчика по всему рабочему объему. Это достигается выбором однородных по длине нитей, хорошей центровкой их и специальными конструкциями крепления нитей и охранных колец для исключения „концевых“ эффектов [86].

При детектировании мягких γ -квантов и рентгеновских лучей ($E < 100$ — 150 кэв) главную роль играет фотоэлектрическое поглощение в газе, наполняющем счетчики (катод обычно выполняется из легкого материала, например алюминия, и вероятность возбуждения вторичного рентгеновского излучения мала). Эффективность счета квантов зависит от эффективности фотоабсорбции их в газе. Так, например, массовый коэффициент поглощения в аргоне квантов с энергией ~ 10 кэв равен 62, так что при атмосферном давлении на пути 7 см поглощается 54% квантов.

Для регистрации более жесткого излучения применяются счетчики, наполненные тяжелыми благородными газами. Счетчик с ксеноновым наполнением с эффективностью $\sim 15\%$, регистрирует γ кванты с энергией 100 кэв, если „пробег“ их в счетчике равен 10 см. Повышение давления в счетчике существенно увеличивает эффективность счета.

При анализе спектров импульсов, произведенных частицами в пропорциональном счетчике, следует учитывать наличие так называемых „пиков утечки“ [200, 86]. Происхождение их связано с конечной вероятностью выхода за пределы счетчика рентгеновского излучения, возникающего при деионизации атомов наполнителя. В том случае, когда рентгеновский квант выйдет за пределы счетчика, возникает импульс с энергией меньшей, чем энергия регистрируемой частицы (кванта) на величину энергии ионизации соответствующего уровня атома. Таким образом, могут возникать пики утечки с энергиями $h\nu - E_K$, $h\nu - E_{L_I}$ и т. д. Они идентифицируются по тому признаку, что расположены на равных энергетических интервалах от главных пиков в экспериментальных спектрах. Эффект утекания особенно заметен в счетчиках с тяжелыми газами, где выход K -флуоресценции (§ 12) достаточно велик. Имеет место он и в счетчиках, наполненных аргоном.

На рис. 57 приведены примеры экспериментальных импульсных спектров, полученных с пропорциональными счетчиками с аргоновым и криптоновым наполнением. На этих спектрах явно выявляются и хорошо идентифицируются пики утечки.

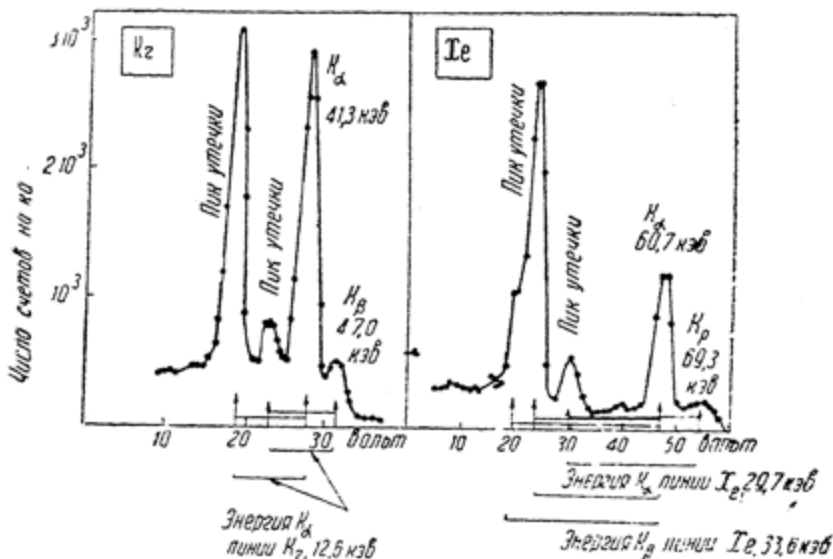


Рис. 57.

Поправки на утечку рентгеновских лучей весьма важно учитывать при изучении электронного захвата (§ 14). Для этого необходимо знать абсорбционные коэффициенты рентгеновских лучей и величины выходов флуоресценции.

Оже-электроны, образующиеся при деионизации атомов, как правило, полностью поглощаются в объеме счетчика.

При работе с источниками излучений, находящимися вне чувствительного объема счетчика, необходимо дополнительно учитывать поправки на самопоглощение и саморассеяние излучений в источнике и окнах счетчика.

Ширина линий, обусловленная статистическими флуктуациями величины энергии, идущей на образование пары ионов, а также флуктуациями газового усиления, увеличивается с уменьшением энергии исследуемого излучения.

Временное разрешение пропорциональных спектрометров зависит от рода наполнителя, напряжения на нити и других факторов. Оно по порядку величины равно 10^{-5} сек.

§ 12. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ РАДИАЦИОННЫХ И БЕЗРАДИАЦИОННЫХ АТОМНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Выход флуоресценции и выход оже-электронов. Как уже указывалось, заполнение вакантного места (дырки) на оболочке Q ионизированного атома сопровождается либо излучением рентгеновского кванта Q -серии, что соответствует переходам атома $Q \rightarrow X$, либо испусканием оже-электрона Q -серии, что соответствует переходам $Q \rightarrow XY$ ($Q, X, Y = K, L, M \dots$).

Вероятности соответствующих процессов, отнесенные к одной Q -дырке, характеризуются величинами выхода флуоресценции ω_Q и выхода оже-электронов α_Q .

Выходом флуоресценции называется отношение числа атомов, испустивших излучение Q -серии, к общему числу атомов, ионизованных по Q -оболочке:

$$\omega_Q = \frac{\sum_X n_{Q \rightarrow X}}{n_Q}. \quad (12.1)$$

Выходом оже-электронов называется отношение числа атомов, испустивших оже-электроны Q -серии, к общему числу атомов, лишенных Q -электронов:

$$\alpha_Q = \frac{\sum_{X,Y} n_{Q \rightarrow XY}}{n_Q}. \quad (12.2)$$

В равновесных условиях величины ω_Q и α_Q связаны соотношением

$$\omega_Q + \alpha_Q = 1. \quad (12.3)$$

В формулах (12.1) и (12.2) величины n могут быть заменены величинами соответствующих вероятностей, отнесенных к одному атому и одной секунде:

$$\omega_Q = \frac{P_{Qr}}{P_{QA} + P_{Qr}}, \quad (12.1a)$$

$$\alpha_Q = \frac{P_{QA}}{P_{QA} + P_{Qr}}. \quad (12.2a)$$

Здесь P_{Qr} означает сумму вероятностей радиационных переходов типа $Q \rightarrow X$, а P_{QA} — сумму вероятностей без-

радиационных переходов типа $Q \rightarrow XY$ (X, Y — уровни с энергией, меньшей, чем энергия уровня Q).

Знание величин ω_Q и α_Q весьма необходимо не только для интерпретации данных об интенсивности рентгеновских спектров атомов. Большое значение эти величины имеют при интерпретации экспериментальных данных, полученных при исследовании электронного захвата и внутренней конверсии γ -лучей, а также при изучении автоионизации атомов при радиоактивных превращениях.

Число дырок, образованных на внутренних оболочках атома при указанных явлениях, может быть определено путем счета числа рентгеновских квантов и оже-электронов, если известны величины ω или α для соответствующих оболочек.

Теоретические расчеты выхода оже-электронов и выхода флуоресценции. В теории оже-эффект обычно описывается как процесс, обязанный кулоновскому взаимодействию двух атомных электронов: электрона, заполняющего дырку, и конвертируемого электрона. Вероятность такого процесса в первом порядке теории возмущений дается обычной формулой:

$$P_r = \frac{2\pi}{h} |M|^2 \rho(E),$$

где

$$M = \int \Psi_f^* \sum \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \Psi_i d\tau$$

есть матричный элемент энергии взаимодействия, Ψ_i и Ψ_f — подходящие антисимметричные волновые функции двух электронов, участвующих в оже-эффекте, \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — радиус-векторы электронов.

Соответствующие расчеты величин P_r для отдельных переходов и полных вероятностей $P_r = \sum P_r$ были выполнены в нерелятивистском приближении в работах [348] и [67]. Указанные авторы при вычислениях пользовались водородоподобными одноэлектронными функциями атомов. Влияние других электронов на полную вероятность оже-эффекта в тяжелых атомах было теоретически изучено в работе Мохова и Урина [312]. Было показано, что экранирование приводит к уменьшению вероятности оже-эффекта.

Рубинштейн и Снайдер [372] произвели расчеты вероятностей оже-эффекта и радиационных переходов в аргоне

($Z = 18$), кryptonе ($Z = 36$) и серебре ($Z = 47$), основываясь на точных волновых атомных функциях Хартри. Результаты расчетов для аргона представлены в табл. 25. При использовании этих данных необходимо учесть поправки на релятивистский эффект. Точные расчеты для других атомов в настоящее время еще не произведены.

Таблица 25

Относительные вероятности радиационных (P_r) и безрадиационных (P_A) переходов возбужденных атомов аргона [372]

$$P_r(K \rightarrow L_{II,III}) = 0,122 \quad P_r(K \rightarrow M) = 0,009$$

$$P_A(K \rightarrow L_1^2) = 0,061 \quad P_A(K \rightarrow L_1 M) = 0,032$$

$$P_A(K \rightarrow L_1 L_{II,III}) = 0,199 \quad P_A(K \rightarrow L_{II,III} M) = 0,082$$

$$P_A(K \rightarrow L_{II,III}^2) = 0,498 \quad P_A(L_1 \rightarrow L_{II,III} M) = 1,00$$

$$P_A(L_{II,III} \rightarrow M^2) = 1,00$$

Для наших целей достаточно рассмотреть качественные оценки зависимости величин ω_Q и α_Q от заряда ядра с учетом экранирования и релятивистских поправок.

Как известно, вероятность дипольного радиационного перехода пропорциональна квадрату частоты испускаемого при переходе излучения; последняя же в соответствии с законом Мозли пропорциональна квадрату заряда. Таким образом,

$$P_r \sim C_1 Z^4.$$

С другой стороны, по расчетам Вентцеля, вероятность оже-переходов почти не зависит от Z . Следовательно, можно ожидать зависимость ω_Q и α_Q от заряда в следующей форме:

$$\omega_Q \approx \frac{C_1 Z^4}{C_1 Z^4 + C_2} = \frac{Z^4}{1 + a_Q Z^4}, \quad (12.4)$$

$$\alpha_Q \approx \frac{C_2}{C_1 Z^4 + C_2} = \frac{1}{1 + a_Q^{-1} Z^4}. \quad (12.5)$$

Анализ экспериментальных данных в основном подтвердил эти ожидания. Оказалось, что для элементов с малыми Z величины $\omega_K \ll 1$ и $\alpha_K \sim 1$. Наоборот, для элементов с

большим зарядом $\omega_K \sim 1$ и $\alpha_K \ll 1$. Соотношения (12.4) и (12.5) не учитывают влияния экранирования и релятивистских эффектов. Как показали Мэсси и Буроп [322], учет этих эффектов весьма существенен при вычислении ω_Q и α_Q для тяжелых атомов. Учет экранирования производится введением соответствующей константы экранирования σ_Q (§ 9), так что

$$\left(\frac{\omega_Q}{1-\omega_Q}\right)^{1/4} = B_Q(Z - \sigma_Q). \quad (12.6)$$

Релятивистская поправка может быть выражена [322, 68] в форме множителя $(1 + rZ^2)$, на который следует умножить величины P_r и P_A , полученные в нерелятивистском приближении. При этом $rZ^2 \ll 1^*$.

В соответствии с этой формой зависимости величин ω_Q от Z , наиболее подходящей для систематизации экспериментальных данных, является [68]:

$$\left(\frac{\omega_Q}{1-\omega_Q}\right)^{1/4} = A_Q + B_Q Z + C_Q Z^3. \quad (12.7)$$

Здесь первый член отражает влияние эффекта экранирования, второй член — зависимость вероятности дипольных переходов от Z , третий учитывает релятивистские поправки.

Относительная интенсивность различных групп оже-электронов, возникающих при заполнении дырок на K -оболочках атомов, по оценке Пинчерле [348], не зависит от Z и выражается следующим соотношением

$$K-LL : K-LX : K-XY = 1,00 : 0,716 : 0,10. \quad (12.8)$$

Экспериментальные методы определения выхода флуоресценции. Поскольку величины выхода флуоресценции и выхода оже-электронов связаны между собой соотношением (12.3), определение одной из них достаточно для определения другой.

В дальнейшем мы будем говорить об экспериментальных методах определения выхода флуоресценции вне зависимости от того, определяется ли он счетом числа

* По расчету Мэсси и Буропа величина α_K для ртути ($Z = 80$) с учетом экранирования по Слэтеру и релятивистских поправок равна 0,06, тогда как в нерелятивистском приближении она равна 0,03. Для серебра ($Z = 47$) величина α_K в релятивистском приближении на 20% больше, чем при нерелятивистских расчетах.

рентгеновских квантов или регистрацией оже-электронов. Можно указать следующие экспериментальные методы [42, 68].

1. Прямой метод измерения интенсивности „вторичного“ рентгеновского характеристического излучения, возбужденного при прохождении первичного монохроматического пучка рентгеновских лучей известной интенсивности через „толстую“ мишень, содержащую изучаемые атомы. Детектором вторичного излучения в старых работах обычно служила ионизационная камера, помещаемая под углом 90° к направлению первичного пучка, так что регистрировалась только небольшая доля флуоресцентного излучения ($\sim 0,1\%$ от общей интенсивности). Для вычисления выхода флуоресценции ω_Q по измеренному отношению числа зарегистрированных квантов флуоресцентного излучения к числу квантов первичного излучения необходимо знать величины абсорбционных коэффициентов первичного и вторичного излучения в мишени, эффективность детектора для рентгеновского Q -излучения, а также учесть геометрические условия измерений. Результаты опыта весьма чувствительны к наличию „загрязнений“ в мишенях и степени монохроматичности первичного пучка. Это ограничивает как точность метода, так и область его применения.

Новейшая модификация метода, предложенная Русом [388], в значительной степени свободна от указанных недостатков. Метод Руса заключается в измерении квантов флуоресценции из облучаемой фольги, находящейся в контакте с кристаллом сцинтиляционного счетчика. Меняя положение фольги относительно детектора и изменяя таким образом телесный угол, стягиваемый счетчиком, от 0 до 2π , можно легко различить эффект, производимый первичным рентгеновским излучением и флуоресцентным излучением. Принцип измерений легко понять из рис. 58. Когда держатель с фольгой находится в позиции № 1, счетчик регистрирует кванты первичного излучения и только немногие из квантов флуоресценции. В позиции № 2 счетчик стягивает угол 2π стерадиан и регистрирует 20—30% возникающих в фольге квантов флуоресценции, а также непоглощенные кванты первичного

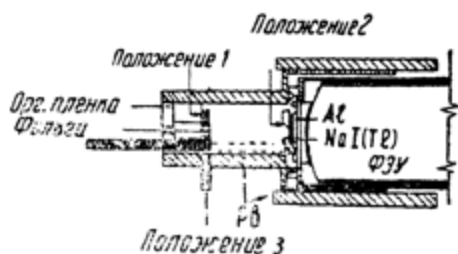


Рис. 58. Схема экспериментальной установки Руса [388] для определения выхода флуоресценции.

излучения. Когда фольга находится в позиции № 3, измеряется полная интенсивность первичного излучения.

2. Сравнение величин токов, в ионизационной камере как рентгеновских лучей с длиной волны намного большей, чем длина волны Q -края поглощения, так и намного меньшей, чем длина волны Q -края поглощения (§11).

3. Измерения числа трэков фотоэлектронов и оже-электронов, производимых в газе, наполняющем камеру Вильсона рентгеновскими лучами различной длины волны. Идентификация трэков может быть легко произведена по длине и виду трэков. Заметим, что с изменением длины волны первичного рентгеновского излучения длина трэков от фотоэлектронов изменяется, а длина трэков от оже-электронов остается неизменной.

4. Метод магнитного анализа оже-электронов с последующей регистрацией их счетчиками Гейгера—Мюллера или сцинтилляционными счетчиками. Точность данного метода $\sim 5\%$ при измерениях оже-эффекта в тяжелых атомах. Этот метод особенно удобен при изучении оже-эффекта в атомах, испытывающих электронный захват или внутреннюю конверсию (см. § 14 и 17).

5. Анализ распределения импульсов, произведенных ядерными и атомными излучениями при радиоактивных превращениях в пропорциональном счетчике, содержащем следы радиоактивного газа [80, 84, 86, 160]. Чтобы предотвратить „утекание“ фотоэлектронов и оже-электронов из счетчика, последний обычно помещается в сильное магнитное поле [483].

При оценке возможностей экспериментальных методик необходимо иметь в виду два рода обстоятельств, имеющих практическое значение.

Во-первых, как следует из формул (12.4) и (12.5), а также из опытных данных, для тяжелых элементов $\omega_K \sim 1$ и $\alpha_K \ll 1$, а для легких элементов $\omega_K \ll 1$ и $\alpha_K \sim 1$.

Таким образом, прямые методы определения выхода флуоресценции (счет квантов флуоресценции) не обеспечивают достаточной точности измерений в области больших Z . Наоборот, в этой же области большая точность измерений достигается, если использовать метод счета совпадений между ядерными и сопутствующими им атомными излучениями [226]. В области средних Z , где $\alpha_K \sim 0,5$, наиболее удобным методом определения выхода флуоресценции является метод магнитного анализа и непосредственного счета оже-электронов [180].

Во-вторых, следует иметь в виду, что вероятность возбуждения внутренних оболочек атомов зависит от способа возбуждения во всех случаях, кроме случая радиоактивного возбуждения атомов. Так, например, вероятности возбуждения подоболочек L_I, L_{II} и L_{III} рентгеновскими лучами, при прочих равных условиях, относятся как 1:2:3, а при возбуждении электронами—как 1:2:2.

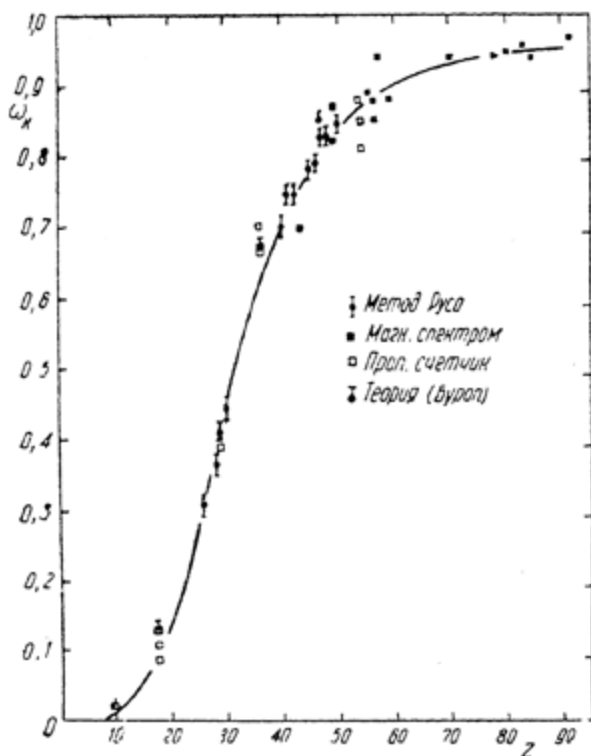


Рис. 59. Зависимость выхода K -флуоресценции от атомного номера элементов. Точки изображают результаты измерений выхода различными методами. Сплошная кривая удовлетворяет формуле (12.7).

Сводка экспериментальных данных о выходе флуоресценции и относительных вероятностях оже-переходов. В табл. 26 приведены наиболее надежные результаты измерений выхода K -флуоресценции с указанием метода из-

мерений, автора работы и времени опубликования работы¹. Эти же данные отложены на графике $\omega_K = f(Z)$, рис. 59.

Т а б л и ц а 26

Сводка экспериментальных данных о выходе флуоресценции К-серии

Элемент	Z	ω_K	Метод определения	Автор, литературный источник, год опубликования работы
Ne	10	0,028	Камера Вильсона	Лахер (1932)
Ag	18	0,1 ± 0,02	Пропорциональный счетчик	Хейнц [198] и др.
Cr	24	0,082 ± 0,006	Прямой метод возбуждения р. л. ¹	Харрисон и др. (1955) Лэй [285]
		0,262 ± 0,002		
Fe	26	0,34 ± 0,03	То же	Арендт (1935) и др. Рус [388]
Ni	28	0,308 ± 0,015	Метод Руса	
Zn	30	0,366 ± 0,011	" "	Рус [388]
Kr	36	0,446 ± 0,012	" "	Рус [388]
Mo	42	0,68 ± 0,02	Пропорциональный счетчик	Хейнц [198]
		0,76 ± 0,05	Прямой метод возбуждения р. л.	
Tc	43	0,73 ± 0,02	Метод Руса	Стефенсон (1937) Рус [388]
		0,70 ± 0,03	Магнитный спектрометр	
Ag	47	0,821 ± 0,015	Метод Руса	Лабериг—Фролова, Радвани [281] Рус [388]
		0,83 ± 0,03	Магнитный спектрометр	
In	49	0,82 ± 0,02	Пропорциональный счетчик	Харрисон и др. (1955) Хубер и др. (1952)
		0,87 ± 0,03	Магнитный спектрометр	
Xe	54	0,85 ± 0,04	Пропорциональный счетчик	Хейнц [198]
Ba	56	0,866 ± 0,005	Магнитный спектрометр	Азума (1954)
Pr	59	0,88 ± 0,05	" "	Кондуга (1951)
Yb	70	0,94	" "	Грей [180]
Pb	82	0,96	" "	Ванста (1953)
Po	84	0,94	" "	Грей [180]
U	92	0,97	" "	Грей [180]

¹ р. л.—рентгеновские лучи.

Сплошная кривая на рис. 59 соответствует полуэмпирическому соотношению (12.7). Константы в этом соотношении,

¹ Более подробные сводки, включающие большое количество результатов ранних измерений, можно найти в книге Буропа [42] и в статье [44].

установленные Буропом [68] на основе усреднения большого количества экспериментальных данных методом наименьших квадратов, следующие:

$$A_K = -0,044, B_K = 0,0346, C_K = -1,35 \cdot 10^{-6}.$$

Кривая эта может быть использована для определения величин ω_K различных атомов.

Согласно расчетам Пинчерле отношение интенсивностей оже-переходов типа ($K \rightarrow LX$) и ($K \rightarrow LL$) не зависит от Z и равно 0,716. Анализ экспериментальных данных (табл. 27) показывает, что это отношение в действительности не постоянно, но растет с Z , приближаясь (но не достигая) при больших Z теоретической величины 0,716.

Таблица 27

Сводная таблица [180] экспериментальных величин отношения интенсивностей переходов $K \rightarrow LX$ и $K \rightarrow LL$ ($X=M, N, \dots$)

Элемент	Z	$\frac{K \rightarrow LX}{K \rightarrow LL}$
Ni	28	0,28
Cu	29	0,292
Ge	32	0,31
As	33	0,25
Br	35	0,33
Sr	38	0,28
Ag	47	0,49
Cd	48	0,44
Cs	55	0,48
Ba	56	0,5
Yb	70	0,64
Pt	78	0,56
Hg	80	0,71
Tl	81	0,55
Bi	83	0,64
Po	84	0,55

В табл. 28 содержатся экспериментальные и теоретические величины отношения интенсивностей различных групп (линий) оже-электронов K -серии для ряда тяжелых элементов.

Заметная разница между теоретическими и экспериментальными величинами интенсивностей оже-линий обусловлена, по-видимому, неточностью расчетов оже-эффекта в двух-электронном приближении [42, 322].

Экспериментальные и теоретические величины относительных интенсивностей различных линий оже-электронов К-серии [180]

Элемент	Z	Относительная интенсивность линий					
		$KL_I L_I$	$KL_I L_{II}$	$KL_I L_{III}$	$KL_{II} L_{III}$	$KL_{III} L_{III}$	$KL_{II} L_{II}$
Ag	47	1,0	1,3	1,3	3,2	1,8	0,5
Xe	54	слабая	умеренная	умеренная	сильная	умеренная	—
Au	79	1,0	1,7	1,2	1,4	0,8	0,3
Hg	80	1,0	1,2	0,7	1,4	0,6	0,2
Bi	83	1,0	1,8	1,1	1,6	0,8	0,2
Po	84	1,0	1,4	0,6	1,3	0,7	0,1
Теоретическая величина [42], нерелятивистское приближение		1,0	1,13	2,26	4,03	2,30	0,38
Теоретическая величина [322], релятивистское приближение		1,0	5,5	5,3	—	—	—

Экспериментальные данные о выходе флуоресценции ω_{L_I} , $\omega_{L_{II}}$ и $\omega_{L_{III}}$ для подболочек L_I , L_{II} и L_{III} весьма скудны. Буроп [68], используя усредненные методом наименьших квадратов экспериментальные величины выходов L -флуоресценции, установил константы A_L и B_L в полуэмпирическом соотношении (12.7)

$$A_L = 0,132; \quad B_L = 0,00917; \quad C_L = 0.$$

При этих значениях констант ожидаются следующие величины $\bar{\omega}_L$ (с вероятной ошибкой $\sim 10\%$): $\bar{\omega}_L = 0,058$ для $Z = 40$; $\bar{\omega}_L = 0,178$ для $Z = 60$; $\bar{\omega}_L = 0,359$ для $Z = 80$; $\bar{\omega}_L = 0,456$ для $Z = 90$.

Финк и Робинзон [160, 373] на основании имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных построили кривую $\bar{\omega}_L = \bar{\omega}_L(Z)$, где $\bar{\omega}_L$ — усредненный по всем подболочкам выход L -флуоресценции. Эта кривая воспроизведена на рис. 60.

Экспериментальные точки, прилегающие к сплошной кривой, получены в работе Лея [285] прямым методом возбуждения квантов флуоресценции рентгеновскими лучами. Точки с „усиками“ получены при изучении радиоактивных превращений (см., например, § 17).

Различие результатов, полученных методом возбуждения L -флуоресценции рентгеновскими лучами и методом радиоактивного возбуждения, показывает, что различные L -подоболочки возбуждаются неодинаково при разных способах возбуждения (см. выше).

Скачок, который наблюдается на кривой рис. 60 в области $Z \sim 73$ объясняется тем, что при $Z > 73$ большую роль при заполнении дырок на K -оболочках играют переходы Костера—Кронига типа $L_I \rightarrow L_{III} M_{IV,V}$ (см. табл. 20). При этих переходах дырка на оболочке L_I заменяется дыркой на оболочке L_{III} , но в то же время $\omega_{L_{III}} > \omega_{L_I}$.

По этой же причине при больших Z $\bar{\omega}_L \approx \bar{\omega}_{L_{III}}$.

В атомах с $Z < 73$ переходы $L_I \rightarrow L_{III} M_{IV,V}$ и $L_{II} \rightarrow L_{III} M_{IV,V}$ энергетически запрещены, так что возбуждаются только дырки на подоболочке L_I .

Если заранее известно отношение вероятностей образования дырок на K - и L -оболочках¹, то отношение интенсивности рентгеновских лучей серии L и серии K может быть вычислено с помощью следующего соотношения

$$\frac{N_L}{N_K} = \left(\frac{P_L}{P_K} + n_{KL} \right) \frac{\bar{\omega}_L}{\bar{\omega}_K}, \quad (12.9)$$

¹ Это отношение может быть просто отношением вероятностей распада ядер путем L -захвата и K -захвата, либо отношением вероятностей ионизации K - и L -оболочек при радиоактивном распаде (см. § 14.33)

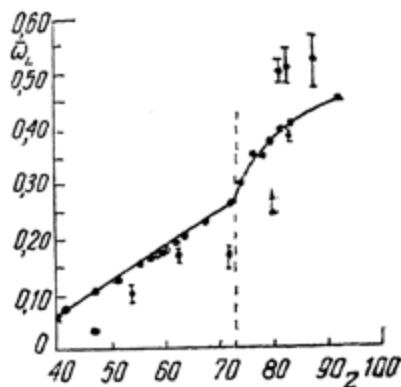


Рис. 60. Зависимость средней величины выхода L -флуоресценции от атомного номера элементов. Точками изображены результаты измерений Лея [285]; точки с „усиками“ изображают результаты, полученные при изучении возбуждения L -оболочек при радиоактивных превращениях [160].

где n_{KL} — число дырок на L -оболочке, произведенных в результате перехода L -электронов на дырки в K -оболочке,

ω — выход флуоресценции.

Величина n_{KL} , по определению, равна:

$$n_{KL} = \omega_K \frac{N_{K-L_{III}}}{N_K} + \alpha_K \frac{2N_{K-LL} + 2N_{K-LX}}{\sum N_{оже}}. \quad (12.10)$$

Здесь $\frac{N_{K-L_{III}}}{N_K}$ — обозначает отношение интенсивности линий K_{α} к полной интенсивности излучения K -серии;

N_{K-LL} , N_{K-LX} — интенсивности соответствующих оже-переходов,

α_K — выход оже электронов K -серии.

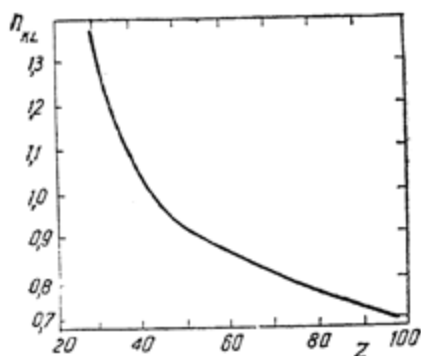


Рис. 61. Зависимость числа дырок n_{KL} , произведенных на K -оболочке в результате переходов электронов с L -оболочки.

Зависимость n_{KL} от Z изображена на рис. 61. Она получена полуэмпирическим путем [373].

§ 13. ЗАХВАТ ОРБИТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В том случае, когда ядро с зарядом на единицу меньшим, чем данное ядро, является более устойчивым, но разность масс исходного и конечного атомов меньше, чем $(2m_e + m_\nu)$, т. е. не удовлетворяется условие позитронного распада (4.11), возможно β -превращение

путем захвата орбитального электрона. При этом ядра испускают только нейтрино. Такой способ распада оказывается единственно возможным для атомов Be^7 , Ag^{37} , Cr^{51} , In^{113} , Cs^{131} . Если разность масс атомов больше, чем $(2m_e + m_\nu)$, энергетически возможны как электронный распад, так и позитронный распад. Как мы увидим ниже, отношение вероятностей β^+ -распада и K -захвата уменьшается с увеличением разности масс начального и конечного атомов и падает с ростом Z .

Процесс захвата электрона из оболочки с главным квантовым числом n может быть записан в виде реакции:

$$(Z, A) + e_{(n)}^- \rightarrow (Z-1, A) + \nu + Q_{(n)} \quad (13.1)$$

или

$$p + e_{(n)}^- \rightarrow n + \nu + Q_{(n)}. \quad (13.2)$$

Здесь $Q_{(n)}$ — энергия распада при электронном захвате.

Энергия распада и критерий неустойчивости ядер по отношению к электронному захвату. Энергия распада при электронном захвате равна

$$\begin{aligned} Q_{(n)} &= \{ m(Z, A) - m(Z-1, A) - m_e \} c^2 + w_n - E^* = \\ &= w_0 + w_n - m_e c^2 - E^* \end{aligned} \quad (13.3)$$

или

$$\begin{aligned} Q_{(n)} &= \{ M(Z, A) - M(Z-1, A) - m_e \} c^2 - \varepsilon_n - E^* = \\ &= Q_{\beta^+} + 2m_e c^2 - \varepsilon_n. \end{aligned} \quad (13.3a)$$

Здесь m — массы ядер в основных состояниях,

M — массы атомов в основных состояниях,

E^* — энергия возбуждения дочернего ядра,

Q_{β^+} — энергия β^+ -распада, конкурирующего с электронным захватом,

w_n — полная энергия захваченного электрона,

ε_n — энергия связи электрона на соответствующей оболочке,

$$w_0 = \{ m(Z, A) - m(Z-1, A) \} c^2 \approx Q_{\beta^+} + m_e c^2.$$

Условие неустойчивости атомов по отношению к электронному захвату выражается неравенствами

$$w_0 \geq -w_n + m_e c^2 + E^*$$

или

$$M(Z, A) > M(Z-1, A) + m_e + \frac{\varepsilon_n}{c^2} + \frac{E^*}{c^2}. \quad (13.4)$$

Указанные энергетические соотношения иллюстрируются диаграммой распада Be^7 в шкале масс атомов и в шкале масс ядер (рис. 62). Обычно диаграммы электронного захвата изо-

бражаются в шкале масс атомов, причем энергия основного состояния дочернего атома принимается равной нулю (см. рис. 98). На рис. 63 в схеме уровней атомов показаны энергетические возможности для β^+ -распада, захвата K - и L -электронов.

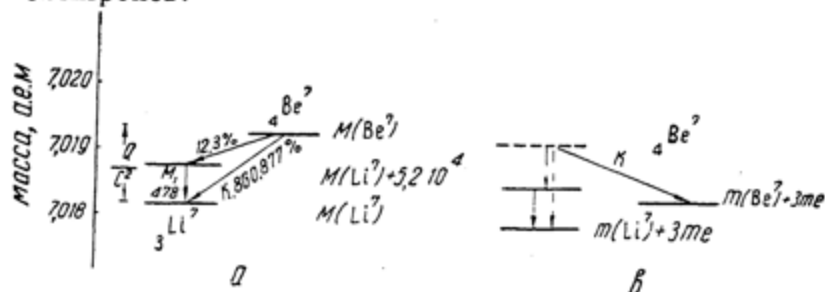


Рис. 62. Диаграмма распада Be^7 в шкале масс нейтральных атомов и в шкале масс ядер.

Энергия перехода при электронном захвате распределяется между нейтрино и атомом отдачи:

$$Q_{(n)} = E_\nu + E_r \approx E_\nu. \quad (13.5)$$

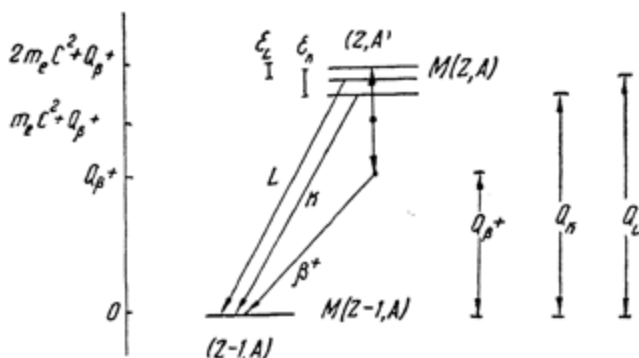


Рис. 63. Схема, иллюстрирующая энергетические возможности позитронного распада, K -захвата и L -захвата.

Правила отбора. Ядерные матричные элементы, описывающие электронный захват, и правила отбора для них те же, что и при электронном и позитронном распадах (§ 4). Соответственно различают разрешенные и запрещенные электронные захваты. При электронном захвате имеет место также действие правил отбора по квантовым числам K , N , n_z и Λ (см. § 2 и 4).

Вероятность электронного захвата. Полная вероятность электронного захвата в единицу времени равна сумме вероятностей захвата электронов различных подоболочек атома:

$$\lambda = \frac{1}{4\pi^2} |M|^2 \left\{ (\omega_0 + \omega_K)^2 n_K g_K^2(R) + (\omega_0 + \omega_L)^2 \times \right. \\ \times \left[n_{L_1} g_{L_1}^2(R) + n_{L_{11}} f_{L_{11}}^2(R) \right] + (\omega_0 + \omega_M)^2 \left[n_{M_1} g_{M_1}^2(R) + \right. \\ \left. \left. + n_{M_{11}} f_{M_{11}}^2(R) + \dots \right] \right\}. \quad (13.6)$$

Здесь M — матричный элемент перехода. Для разрешенного электронного захвата:

$$|M|^2 = (g_S^2 + g_V^2) \left| \int 1 \right|^2 + \\ + (g_T^2 + g_A^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 + 2g_S g_V \left| \int 1 \right|^2 + 2g_T g_A \left| \int \vec{\sigma} \right|^2,$$

ω_K, ω_{L_1} и т. д. — полные энергии связи электронов на соответствующих подоболочках в единицах $m_e c^2$;

n_K, n_{L_1}, \dots — количество электронов на этих подоболочках;

g_n и f_n — так называемые „большие“ и „малые“ компоненты радиальных волновых функций электронов подоболочки (n, l) в точке превращения нуклонов.

Величины ω_n могут быть определены с помощью приближенной формулы Слэтера

$$\omega_n = \left[1 - \frac{\alpha^2 Z_s^2}{2n^2} \right]^{1/2},$$

где $\alpha = 1/137$, Z_s — эффективный заряд ядра (§ 9).

Маршак [307], используя релятивистские функции водородоподобного атома, определил следующую зависимость величин g_n^2 и f_n^2 от атомных констант:

$$g_K^2(R) = \frac{1 + w_K}{2\Gamma(2\gamma + 1)} (2\alpha Z_s)^3 \exp. [-2\alpha Z_s R] (2\alpha Z_s)^{2\gamma - 2},$$

$$g_{L_1}^2(R) = \frac{(2\gamma + 1)(2 + 2\gamma)^{1/2}(1 + w_L)}{4\Gamma(-\gamma + 1)[(2 + 2\gamma)^{1/2} + 1]} \left[\frac{2\alpha Z_s}{(2 + 2\gamma)^{1/2}} \right]^3 \times$$

$$\times \exp. \left[-\frac{2\alpha Z_s R}{(2 + 2\gamma)^{1/2}} \right] \left[\frac{(2\alpha Z_s R)}{(2 + 2\gamma)^{1/2}} \right]^{2\gamma - 2}, \quad (13.7)$$

$$f_{L_{II}}^2 = \frac{3}{16} \alpha^2 Z_s^2 g_{L_1}^2, \quad g_{L_{II}} = f_{L_1} = 0.$$

Здесь $\gamma = (1 - \alpha^2 Z_s^2)^{1/2}$,

R — радиус ядра в единицах $\frac{h}{m_e c}$,

Γ — гамма-функция.

Эффект экранирования поля ядра атомными электронами автоматически учитывается при выборе подходящих величин Z_s в формулах (11.7). Наиболее простой способ учета экранирования предложен Слэтером (§ 9). Позднее расчеты были уточнены Роусом и Джексоном [380], использовавшими волновые функции самосогласованного поля Хартри, а также Бенуа-Геталь [46], использовавшей релятивистские волновые функции для статистической модели атома Томаса — Ферми — Дирака.

В табл. 29, заимствованной из работы [46], собраны рассчитанные различными методами величины g_K^2 и $g_{L_1}^2$ на поверхности ядра. Из данных табл. 29 видно, что для K -электронов учет экранирования можно производить простыми способами (метод Слэтера), для L -электронов необходимы более точные расчеты.

Зависимость отношения $g_{L_1}^2 / g_K^2$ от Z , полученная при различных методах расчета, изображена на рис. 64. Учет конечных размеров ядра [383, 309] для разрешенных K -захватов приводит к поправкам $\sim 3 - 10\%$.

Полная вероятность разрешенного K -захвата, в соответствии с (13.6), может быть записана в следующем виде:

$$\lambda_K = \frac{1}{2\pi^3} |M|^2 f_K(Z, \omega_0), \quad (13.8)$$

где f_K — энергетический интеграл для K -захвата

$$f_K(Z, \omega_0) = \frac{\pi}{2} (\omega_0 + \omega_K)^2 g_K^2(R). \quad (13.9)$$

Таблица 29

Теоретические величины $g_K^2(R)$ и $g_{L_1}^2(R)$

Изотоп	R	$g_K^2(R)$	$g_{L_1}^2(R)$	$\frac{g_{L_1}^2(R)}{g_K^2(R)}$
${}^7_4\text{Be}$	—	$7,88 \cdot 10^{-5} (S)$	$1,44 \cdot 10^{-6} (S)$	$0,018 (S)$
		$8,35 \cdot 10^{-5} (H)$	$2,86 \cdot 10^{-6} (H)$	$0,033 (H)$
${}^{37}_{18}\text{Ar}$	—	$8,63 \cdot 10^{-3} (S)$	$5,16 \cdot 10^{-4} (S)$	$0,060 (S)$
		$8,61 \cdot 10^{-3} (H)$	$6,94 \cdot 10^{-4} (H)$	$0,080 (H)$
${}^{61}_{29}\text{Cu}$	$1,45 \cdot 10^{-2}$	$4,72 \cdot 10^{-2} (D)$	$3,73 \cdot 10^{-3} (D)$	$0,079 (D)$
		$4,744 \cdot 10^{-2} (R)$	$4,585 \cdot 10^{-3} (R)$	$0,0971 (R)$
${}^{65}_{30}\text{Zn}$	$1,48 \cdot 10^{-2}$	$4,08 \cdot 10^{-2} (S)$	$3,16 \cdot 10^{-3} (S)$	$0,077 (S)$
		$4,07 \cdot 10^{-2} (H)$	$3,77 \cdot 10^{-3} (H)$	$0,092 (H)$
${}^{112}_{49}\text{In}$	$1,78 \cdot 10^{-2}$	$3,42 \cdot 10^{-1} (D)$	$3,36 \cdot 10^{-2} (D)$	$0,097 (D)$
		$3,45 \cdot 10^{-1} (R)$	$4,036 \cdot 10^{-2} (R)$	$0,0117 (R)$
${}^{210}_{84}\text{Po}$	$2,19 \cdot 10^{-2}$	$5,16 (D)$	$6,59 \cdot 10^{-1} (D)$	$0,127 (D)$
		$5,24 (R)$	$8,306 \cdot 10^{-1} (R)$	$0,158 (R)$
${}^{234}_{92}\text{U}$	$2,27 \cdot 10^{-2}$	$9,46 (D)$	$1,29 (D)$	$0,136 (D)$
		$9,437 (R)$	$1,631 (R)$	$0,173 (R)$

Примечание. S — расчет с использованием водородоподобных функций Шредингера и поправок Слэтера;
 D — расчет с использованием водородоподобных функций Дирака и поправок Слэтера;
 H — расчет с использованием функций самосогласованного поля Хартри;
 R — расчет с использованием волновых функций статистического атома Томаса—Ферми—Дирака.

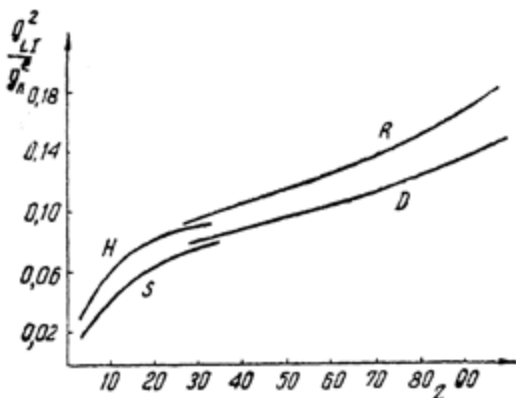


Рис. 64. Теоретическая зависимость отношения $\frac{g_{L1}^2}{g_K^2}$ от Z .

H — расчет с использованием атомных функций Хартри; S — расчет с использованием водородоподобных функций и поправок Слэтера; R — расчет с использованием волновых функций статистического атома Томаса-Ферми-Дирака; D — расчет с использованием водородоподобных функций Дирака и поправок Слэтера.

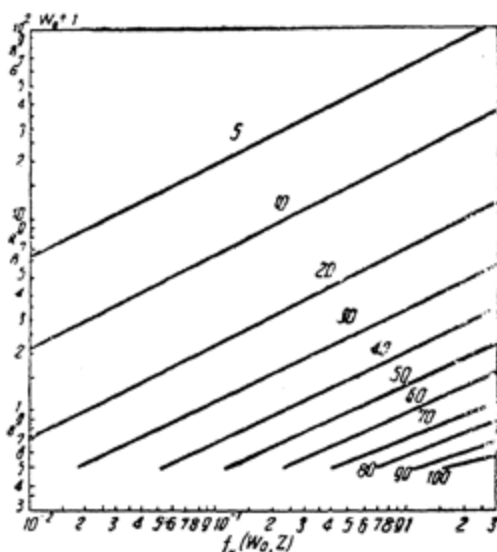


Рис. 65. Функция $f_K(Z, W_0)$ для разрешенных K -захватов. Цифра у кривых означает номер элемента.

Расчетные величины энергетического интеграла f_K для кулоновского поля (с учетом поправок на экранирование по Слэтеру) представлены на рис. 65.

Отношение вероятностей захвата K - и L -электронов. Из расчетов следует, что захват электронов с подболочки L_{II} имеет много меньшую вероятность по сравнению с вероятностью захвата L_I -электронов.

В соответствии с (13.6) и (13.7) теоретическое отношение вероятностей L -захвата и K -захвата определяется формулой:

$$\frac{\lambda_L}{\lambda_K} = \left(\frac{w_0 + w_L}{w_0 + w_K} \right)^2 \left(\frac{g_{L_I}}{g_K} \right)^2 \left[1 + \frac{f_{L_{II}}^2}{g_{L_I}^2} \right]. \quad (13.10)$$

Величины $(g_{L_I}/g_K)^2$ в различных приближениях могут быть получены из табл. 29 или из кривых рис. 64.

Величина $\left(\frac{f_{L_{II}}^2}{g_{L_I}^2} \right)$, дающая отношение вероятностей захвата L_{II} и L_I электронов, равна приближенно

$$\frac{f_{L_{II}}^2}{g_{L_I}^2} = \frac{3}{16} \alpha^2 Z^2. \quad (13.11)$$

Для ядер с $Z = 94$ это отношение равно 0,08, а для ядер с $Z = 14$ равно 10^{-3} . Поэтому отношение вероятностей захвата электронов с L - и K -оболочек должно быть практически равно $\frac{\lambda_{L_I}}{\lambda_K} \sim \frac{g_{L_I}^2}{g_K^2}$, как уже было отмечено выше.

Относительная вероятность электронного захвата и позитронного распада. При условии равенства нулю интерференционных членов в матричном элементе оператора β -взаимодействия

$$(g_S g_V = g_T g_A = 0)$$

отношение полных вероятностей разрешенного K -захвата и разрешенного β^+ -распада равно в соответствии с (4.21) и (13.8):

$$\frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^+}} = \frac{f_K(Z, \omega_0)}{f^+(Z, \omega_0)}. \quad (13.12)$$

На рис. 66 представлена теоретическая зависимость f_K/f_{β^+} от энергии и заряда дочернего ядра. При построении графиков использовались функции f_K и f^+ для чисто кулоновского поля [150]. Поэтому графики пригодны только для качественных оценок. Более точные значения f_K/f_{β^+} , рас-

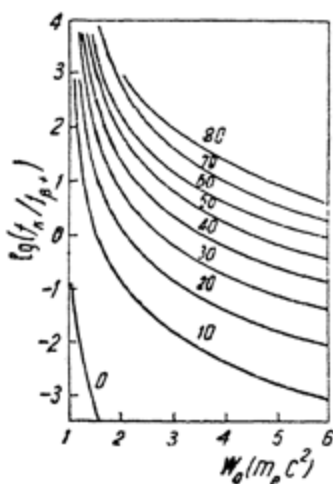


Рис. 66. Теоретическая зависимость логарифма функции f_K/f_{β^+} от энергии и заряда. Цифры у кривых обозначают заряд дочернего ядра.

считанные с учетом эффекта экранирования ядра атомными электронами, можно найти в статье Цвейфеля [492] или в книге Б. С. Джеллепова и Л. Н. Зыряновой [110].

Полная постоянная распада ядер с учетом двух возможных способов распада равна:

$$\lambda = \lambda_{\beta^+} + \lambda_K = \lambda_{\beta^+} \left(1 + \frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^+}} \right). \quad (13.13)$$

Величина отношения $\lambda_K/\lambda_{\beta^+}$

для запрещенных переходов теоретически определялась в работе [337]. Качественно результат этой работы сводится к следующему. Для первого запрещенного перехода, при котором выполняются правила $\Delta I = 2$, „да“, отношение $\lambda_K/\lambda_{\beta^+}$ не зависит от величины ядерных матричных элементов. Однако это отношение должно быть в 3—6 раз больше, чем для разрешенных переходов той же энергии. Хотя в случае переходов с $\Delta I = 0, 1$, „да“ (первый запрещенный переход) ожидается зависимость $\lambda_K/\lambda_{\beta^+}$ от ядерных матричных элементов, не следует пред-

полагать, что величины эти будут сильно различаться для разрешенного и запрещенного переходов с одной и той же энергией.

§ 14. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАХВАТА ОРБИТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Методы обнаружения электронного захвата и определения энергии перехода. Так как нейтрино, возникающие при электронном захвате, трудно обнаружить, практическим способом изучения электронного захвата в настоящее время является обнаружение и идентификация характеристического рентгеновского излучения (§ 9) или оже-электронов (§ 10), сопровождающих захват. Необходимым признаком наличия электронного захвата является принадлежность рентгеновских лучей и оже-электронов к характеристическим спектрам атомов с зарядом $Z-1$ (Z —заряд ядра, захватившего орбитальный электрон). Для определения вероятности электронного захвата по интенсивности сопутствующего ему рентгеновского излучения необходимо знать величину выхода флуоресценции для атомов с зарядом $Z-1$.

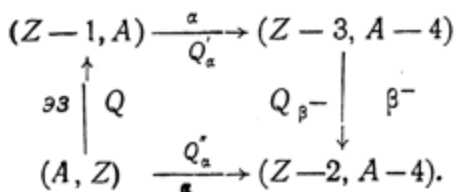
Определение энергии перехода при электронном захвате производится одним из следующих способов.

1. По разности масс начального и конечного (радиоактивного) атома, определенной из теплового эффекта ядерных реакций. Наиболее удобным способом определения энергии электронного распада является определение энергетического порога E_p реакций (p, n) , при которых образуется изотоп, распадающийся путем электронного захвата. Так, например, порог реакции $Li^7(p, n) Be^7$ равен $E_p = 1,880$ мэв. Тепловой эффект реакции $Q_1 = \frac{7}{8} E_p = 1,645$ мэв. Энергия распада Be^7 с учетом энергии отдачи равна

$$Q_{эз} = -Q_1 - (m_n - m_H) = 0,864 \text{ мэв.}$$

2. По максимальной энергии ω_0 позитронного спектра при переходе между такими же начальным и конечным состояниями, между которыми происходит интересующий нас электронный захват. Энергия распада в этом случае определяется простым расчетом по формуле (13.3а).

3. Из баланса энергий в замкнутых циклах радиоактивных превращений, например, в циклах такого типа:



В данном случае энергия электронного захвата равна:

$$Q = Q_{\alpha}^* - Q_{\beta^{-}} - Q_{\alpha}^*$$

4. По максимальной энергии спектра внутреннего тормозного излучения, сопровождающего электронный захват (см. § 31).

5. По максимальной энергии спектра ионизационных электронов, образующихся при автоионизации атомов отдачи (см. § 33).

Характеристики некоторых атомов, распадающихся путем электронного захвата, приведены в табл. 30.

История открытия электронного K -захвата. Впервые явление электронного K -захвата было обнаружено Альварецом в 1937 г. [17]. Он показал, что кроме позитронов при распаде V^{48} испускается мягкое электромагнитное излучение. Используя метод поглощения (§ 12), Альварец идентифицировал его как K_{α} -излучение титана (см. рис. 47). Измеряя отношение числа рентгеновских квантов и позитронов, он установил отношение парциальных констант распада V^{48} :

$$\frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^{+}}} = \left(\frac{N_x}{N_{\beta^{+}}} \right) \left(\frac{1}{\omega_K} \right) = 1,0 \pm 0,4.$$

При этом величина выхода флуоресценции для титана была принята равной $\omega_K = 0,21$. Этот результат подтвердился позднейшими исследованиями: 58% атомов V^{58} распадаются с испусканием позитронов, 42% — путем электронного захвата.

Альварец обнаружил также, что рентгеновское излучение сопровождает распад атомов Ga^{67} и Cu^{64} . Методом поглощения было показано, что рентгеновское излучение при распаде ${}_{31}Ga^{67}$ является характеристическим K -излучением цинка ($Z=30$). Таким образом, необходимо было предполо-

жить, что атомы Ga^{67} распадаются путем K -захвата. Наиболее веские доказательства правильности этого предположения были получены Абельсоном [18], который на рентгеновском спектрографе с изогнутым кристаллом каменной соли разрешил K_{α} - и K_{β} -линии цинка в излучении Ga^{67} .

Таблица 30

Некоторые характеристики атомов при электронном захвате [305, 373]

Переход	Период полураспада	Тип превращения	Энергия перехода Q и метод определения ¹	Распады, %	Кинетич. энергия атома отдачи $E_T, эв$	Максимальн. энергия оже-электронов $T_{A, кэв}$	$\log_{10} ft$
$Be^7 \rightarrow Li^7$	52,9 дн.	K K, γ	0,864 (pn) 0,386 ЗЦ	87,7 12,3	57,3 —	0,036 —	3,33 3,48
$Ar^{37} \rightarrow Cl^{37}$	34,1 дн.	K	0,815 (pn) ВТИ	100	9,65	2,8	5,1
$Cr^{51} \rightarrow V^{51}$	27,8 дн.	K K, γ	0,745 (pn) 0,422 ЗЦ 0,415 (pn)	90,2 9,8	5,85 — —	— — —	5,4 5,8 —
$Fe^{55} \rightarrow Mn^{55}$	2,94 года	K	0,218 ВТИ (pn)	100	0,47	—	5,95
$Cs^{131} \rightarrow Xe^{131}$	9,9 дн.	K, L	0,352 ВТИ	100	0,51	—	5,30

¹ Сокращенная запись методов определения энергии перехода: (pn) — по измерениям энергетического порога реакции (p, n), при которой образуется изотоп (§ 14);

ЗЦ — вычислено из баланса энергии в замкнутых циклах (§ 14);

ВТИ — определено по максимальной энергии спектра внутреннего тормозного излучения (§ 31).

Абельсон этим же способом показал, что рентгеновское излучение при распаде ${}_{29}Cu^{64}$ принадлежит характеристическому спектру никеля ($Z=28$). Еще ранее Ван-Вурисом было доказано существование электронного и позитронного распада атомов Cu^{64*} . Таким образом, исследования Альвареца

* В более поздних работах Эдвардса и Пула [137] было показано, что при распаде Cu^{64} параллельно с рентгеновским K -излучением никеля испускается K -излучение меди, обязанное ионизации K -оболочек меди β -частицами от Cu^{64} .

и Абельсона позволили установить существование трех ветвей распада атомов Cu^{64} . Дальнейшие исследования распада Cu^{64} (рис. 67) сыграли большую роль в подтверждении основных положений теории β -распада Ферми [479].

Подобным же образом был обнаружен и идентифицирован электронный K -захват в атомах In^{115} , Cd^{107} и других.

Исследования разрешенных K - и L -захватов с помощью газовых пропорциональных счетчиков. Захват L -электронов был впервые экспериментально обнаружен в 1949 г. Понтекорво с сотрудниками [349] при изучении радиоактивного распада Ag^{87} . Небольшое количество активного Ag^{87} вводилось в состав газовой смеси, наполня-

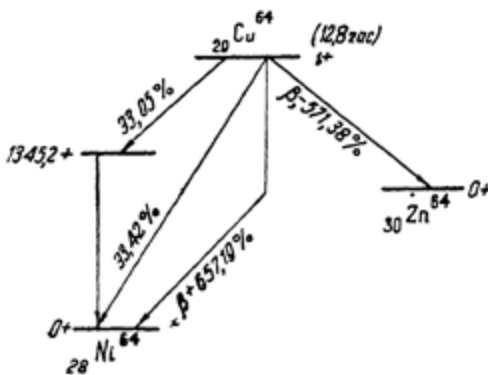


Рис. 67. Диаграмма распада ${}_{29}\text{Cu}^{64}$.

ющей пропорциональный счетчик (неактивный аргон или криптон с метаном), предварительно „прокалиброванный“ рентгеновскими лучами известной энергии. Был изучен спектр импульсов, произведенных в счетчике рентгеновскими лучами и оже-электронами, сопровождающими распад Ag^{87} . Авторы наблюдали две хорошо разделяющиеся линии. Одна из них, „ K -линия“, имела максимум при энергии $\sim 2,8$ кэв, равной потенциалу ионизации K -оболочки хлора (§ 9), и была образована каскадом оже-электронов K -серии. Другая, „ L -линия“, имела максимум при энергии ~ 220 в и была обусловлена захватом L_1 -электронов ($E_{L_1} = 238$ эв).

Для определения относительной вероятности L - и K -захвата $L/K \equiv \frac{\lambda_L}{\lambda_K}$ необходимо было ввести поправку на утечку рентгеновских K_α -фотонов (см. § 11). Выход K -флуоресценции атомов хлора $\sim 10\%$ (табл. 26 и рис. 59). Предполагалось, что некоторые из K_α -фотонов могут выйти из счетчика; остальные фотоны K -серии или соответствующие им оже-электроны с энергией ~ 200 эв дают вклад в „ L -линию“. То, что это соответствует действительности, доказывалось уменьшением интенсивности L -линии и смещением ее в

торону больших (~ 230 эв) энергий при переходе к счетчикам с криптоновым наполнением.

При учете соответствующих поправок на утеkanie рентгеновских K_{α} -фотонов авторы [349] установили, что отношение L/K при распаде Ag^{37} лежит в пределах 8—9%. Теоретическое отношение L/K для аргона равно 0,082 (§ 13).

Ланжевен и Радвани [284, 390] изучали K - и L -захват у атомов Kr^{79} ($t=34,5$ час.) в пропорциональных газовых спектрометрах, наполненных пропаном. Конечный результат их измерений был:

$$1,03 \cdot \frac{N_L}{N_K} = 1,71 \pm 0,07,$$

где N_K и N_L — интенсивности K - и L -линий спектра импульсов.

Подстановка этого результата в формулу

$$\frac{L}{K} = 1,03 \left(\frac{N_L}{N_K} \right) (1 - \omega_K) - n_{KL} \omega_K \quad (14.1)$$

по заключению авторов приводит к величине $\left(\frac{L}{K} \right)_{\text{эксп.}} = 0,26$.

Последняя в 2,5 раза превышает теоретическое расчетное значение $\frac{L}{K} = 0,101$. Здесь мы встречаемся с примером того, насколько „чувствительны“ результаты вычислений по формуле (14.1) к точности определения величин ω_K и n_{KL} . Действительно, если вместо величин $\omega_K = 0,57$ и $n_{KL} = 0,84$, которые использовали при вычислении авторы [284], принять для атомов брома $\omega_K = 0,60$ и $n_{KL} \sim 1,0$ (см. рис. 59 и 61), то следует признать, что экспериментальный результат [284] согласуется с теоретически ожидаемой величиной $\frac{L}{K}$.

Опыты подобного рода интересны еще в том отношении, что они представляют возможность перекрестной проверки теоретических и экспериментальных результатов, относящихся к двум различным явлениям. В самом деле, с одной стороны, можно считать величины ω_K , ω_Z и n_{KL} подлежащими определению на опыте и вычислять их с помощью теоретического отношения $\frac{L}{K}$ и экспериментальных значений $\frac{N_L}{N_K}$. С другой стороны, можно считать величины

ω и n_{KL} хорошо установленными (теоретическим или полумпирическим путем, см. § 12) и определять $\frac{L}{K}$ с помощью соотношений типа (14.1).

В то же время для той и другой группы величин существуют теоретические выражения, степень приближенности которых установить не всегда возможно.

В упомянутых выше работах главной целью было определение отношения $\frac{L}{K}$, причем величины ω и n_{KL} считались известными. В ряде работ отношение $\frac{L}{K}$ вычислялось с помощью теоретических формул, и измерения интенсивности рентгеновских лучей при электронном захвате использовались для определения выхода флуоресценции.

Мы обратимся к описанию одной из таких работ [160]. Она представляет интерес также как пример использования методики пропорциональных спектрометров с внешними источниками. Задачей работы [160] было определение отношения L/K при распаде Cs^{131} и определение средней величины выхода L -флуоресценции ω_L для атомов $Xe(Z=54)$.

Интенсивность рентгеновских лучей K - и L -серии измерялась пропорциональным счетчиком, наполненным аргоном (2,1 атм.) и метаном (0, 2 атм.). Рентгеновские лучи от тонкого пленочного источника Cs^{131} проходили в счетчик через бериллиевое окно (164 мг/см²). Графическим интегрированием K - и L -линий импульсного спектра (рис. 68) было получено отношение интенсивностей рентгеновских лучей L - и K -серии, зарегистрированных счетчиком.

Оно связано с искомыми величинами следующим соотношением

$$\frac{N_L}{N_K} = \left[\frac{L_I + L_{II, III} + n_{KL}K}{K} \right] \left(\frac{\omega_L}{\omega_K} \right) \left(\frac{T_L}{T_K} \right)_{\text{окно}} \times \left(\frac{T_L}{T_K} \right)_{\text{возд.}} \left(\frac{\xi_L}{\xi_K} \right) \left(\frac{S_L}{S_K} \right). \quad (14.2)$$

Здесь K , L_I , L_{II} , L_{III} — вероятности захвата электронов: с соответствующих оболочек; $\left(\frac{T_L}{T_K} \right)_{\text{окно}}$ и $\left(\frac{T_L}{T_K} \right)_{\text{возд.}}$ — отношение величин трансмиссии рентгеновских L - и K -лучей ксенона через окно счетчика и воздушную прослойку между источником и окном; $\left(\frac{\xi_L}{\xi_K} \right)$ — отношение эффективности

ионизации аргона рентгеновскими лучами L - и K -серии; $\left(\frac{S_L}{S_K}\right)$ — поправочный член, учитывающий самопоглощение и саморассеяние рентгеновских лучей в источнике. Считая

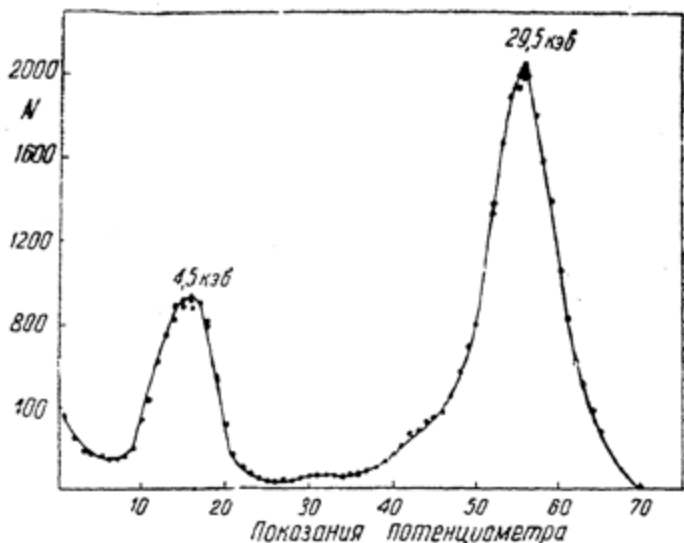


Рис. 68. Импульсный спектр рентгеновского излучения, сопровождающего распад Cs^{131} [160].

выход K -флуоресценции ксенона известным ($\omega_K = 0,87 \pm 0,03$, см. рис. 59 и табл. 26) и вычисляя по известным кривым поглощения рентгеновских лучей величины $\frac{T_L}{T_K}$ и $\frac{\xi_L}{\xi_K}$, авторы [160] основной экспериментальный результат представляют в следующей форме

$$\frac{L_I}{K} + \frac{L_{II, III}}{K} + n_{KL}) \bar{\omega}_L = 0,106 \pm 0,08.$$

С помощью теоретических формул (13.10), (13.11) и величины Q , определенной Сарафом [407] по спектру внутреннего тормозного излучения, были вычислены величины $\frac{L_I}{K} = 0,14$, $\frac{L_{II}}{L_I} = 0,027$ и $\frac{L_{III}}{K} = 0,004$. Используя далее полуэмпирическое значение $n_{KL} = 0,88$ (рис. 61), авторы устанавливают величину $\bar{\omega}_L$ равной 0,10. Этот результат хорошо согласуется с результатом ранней работы Лэя (рис. 60).

В табл. 31 содержится сводка имеющихся к настоящему времени данных о величине отношения $\frac{L}{K}$ при разрешенных захватах у некоторых атомов. Эти данные позволяют сделать заключение об удовлетворительном согласии теории и эксперимента.

Таблица 31

Теоретические и экспериментальные значения $\frac{L}{K} = \frac{\lambda_L}{\lambda_K}$ для некоторых атомов

Изотоп	Энергия перехода, мэв	Теоретические величины				Экспериментальные величины $\frac{L}{K}$
		$\frac{L_I}{K}$	$\frac{L_{II}}{K}$	$\frac{L_{III}}{K}$	$\frac{L}{K}$	
${}^4\text{Be}^7$	0,864	0,04	0,0001	—	0,04	—
	0,386	0,04	0,0001	—	0,04	
${}^{37}\text{Ar}^{37}$	0,815	0,0815	0,0002	—	0,082	0,08 - 0 09 [349] 0,082 [373]
${}^{56}\text{Fe}^{56}$	0,218	0,096	0,0005	—	0,097	—
${}^{79}\text{Kr}^{79}$	1,617	0,100	0,001	—	0,101	$0,26 \pm 0,03$ [284, 390] $0,096 \pm 0,03$ [373]
${}^{131}\text{Cs}^{131}$	0,352	0,140	0,004	—	0,144	0,14 [159]

Изучение запрещенных электронных захватов. За последние годы появилось несколько экспериментальных работ, в которых изучались запрещенные электронные захваты. Здесь мы рассмотрим две работы [208, 481], которые представляют интерес как с методической точки зрения, так и с точки зрения полученных результатов.

Работа [208] посвящена детальному изучению распада Np^{235} , впервые обнаруженного в 1949 г. Было известно, что этот изотоп распадается с периодом 410 дней главным образом путем электронного захвата. При распаде не наблюдались γ -лучи. Следовательно, переход происходит между основными состояниями Np^{235} и U^{235} . Моменты этих состояний измерены ($5/2$ и $7/2$ соответственно). Так как для захвата $\log ft = 6,5$, переход является первым запрещенным ($\Delta I = 1$, "да"). Наблюдалась также слабая ветвь α -распада ($E_\alpha = 5,06$ мэв). Авторы [208] использовали сцинтилляцион-

ный и пропорциональный газовый спектрометры, прокаленные по энергии и эффективности счета с помощью стандартных γ -линий Am^{241} (табл. 21). Эффективность пропорционального счетчика для L_{α} -, L_{β} -, L_{γ} -лучей урана (дочерний атом при распаде Np^{235}) была установлена равной 53,72%; 34,0% и 23,5%. Спектр электромагнитного излучения, сопровождающего распад Np^{235} , представлен на рис. 69.

Эти измерения были дополнены изучением скорости совпадений между рентгеновскими лучами L -серии и K -серии. Детектором L -излучения урана служил пропорциональный счетчик; K -излучение ($E_{K\beta} = 98 \text{ кэВ}$) регистрировалось сцинтилляционным спектрометром.

Для определения числа L -захватов из интенсивности L_{α} -, L_{β} и L_{γ} -лучей, полученной с учетом эффективности счета при измерениях с пропорциональным спектрометром, вычиталась скорость L_{α} - K -, L_{β} - K - и L_{γ} - K -совпадений. Таким образом, вводились поправки, учитывающие возникновение лучей L -серии при заполнении K -оболочки. Полагая далее величины выхода флуоресценции равными $\omega_K = 0,98$ (рис. 59, табл. 26), $\overline{\omega}_L = 0,42$ (рис. 60), авторы пришли к следующему результату:

$$\frac{L}{K} = 30 \pm 2. \quad (14.3)$$

Если использовать теоретическую зависимость величин L/K от энергии распада при разрешенных переходах и

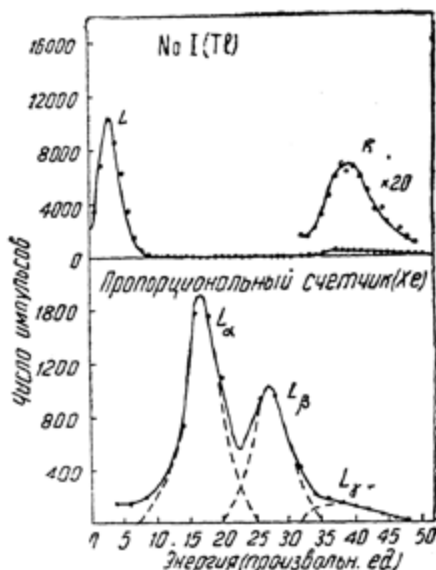


Рис. 69. Спектры электромагнитного излучения, сопровождающего распад Np^{235} , полученные при измерении с помощью сцинтилляционного спектрометра и с помощью пропорционального газового спектрометра [208].

результат (14.3), то энергия распада должна быть 0,130 мэв. Анализ баланса энергий в замкнутых циклах приводит к несколько иному значению энергии распада ($Q=0,170$ мэв). Это расхождение свидетельствует, по-видимому, о незаконности

вычислений отношения L/K при запрещенных переходах по формулам, полученным для разрешенных переходов.

В работе Велкера и Перлмана [481] с помощью сцинтилляционных и пропорциональных спектрометров была исследована сложная схема распада атомов Rb^{84} (рис. 70). Особое внимание было уделено изучению переходов к уровню Kg^{84} 890 кэв. Счет $\beta-\gamma$ - и $X-\gamma$ -совпадений показал, что переходы на этот уровень происходят путем электронного захвата (54,3% от общего числа переходов атома Rb^{84}) и позитронного распада с $E_0=0,81$ мэв (9,6% числа переходов). Таким образом, в этом случае отношение ветвей распада $\frac{K}{\beta^+} = 5,15$. Отношение K/β^+ при

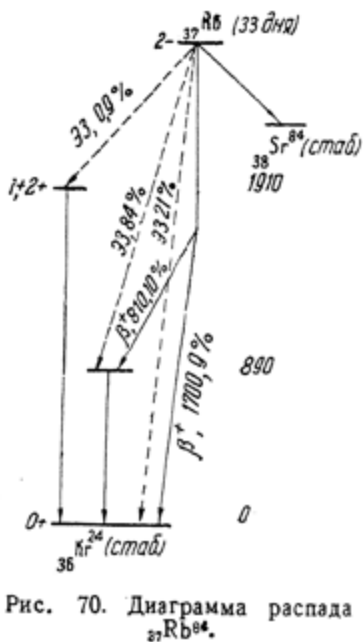


Рис. 70. Диаграмма распада ^{84}Rb .

разрешенных переходах той же энергии, согласно формуле (13.12), равно 3,1. Аналогичным образом измеренное отношение K/β^+ при переходе к основному состоянию Kg^{84} оказалось равным 2,06. В то же время по теории для разрешенных переходов это отношение должно быть 0,28.

Эти результаты находятся в качественном согласии с выводами теории (§ 13) о том, что отношение K/β^+ для запрещенных β -переходов больше, чем для разрешенных, причем различие растет с увеличением энергии перехода.

В той же работе была определена относительная вероятность L - и K -захвата при переходе атома Rb^{84} к уровню Kg^{84} 0,89 мэв. Относительная доля K -захватов, сопровождаемая вылетом K -рентгеновских лучей криптона, f_x , определялась измерением счета совпадений рентгеновских лучей (пропорциональный газовый спектрометр) и 0,89 мэв γ -квантов (сцинтилляционный спектрометр).

$$\left(\frac{L+K}{K}\right)\left(\frac{f_x}{\omega_K}\right) + f_{\beta^+} = 1, \quad (14.4)$$

где $f_{\beta^+} = 0,150$ — относительная доля β^+ -переходов, $\omega_K = 0,65$ — выход флуоресценции K -серии криптона (рис. 59), было вычислено отношение:

$$L/K = 0,12 \pm 0,05.$$

Теоретическое отношение L/K для разрешенных переходов той же энергии равно 0,10.

Исследование отношения K/β^+ при разрешенных переходах для установления вклада интерференционных членов в гамильтониан β -взаимодействия. Как следует из формулы (13.12), отношение вероятностей K -захвата и позитронного распада не зависит от матричных элементов и констант β -взаимодействия при условии равенства нулю интерференционных членов Фирца (§ 4). Таким образом, сравнение экспериментальных и теоретических величин K/β^+ является одним из методов установления вклада интерференционных членов в гамильтониан β -взаимодействия (см. также § 23 и 30).

Наилучшие возможности для измерения отношения констант взаимодействия g_A и g_T представляет определение величины K/β^+ при сверхразрешенном β -переходе $F^{18} \rightarrow O^{18}$ ($\Delta I = 1, \Delta T = 0$), который обязан наличию только гамов-теллеровского взаимодействия (§ 4). β -превращения атомов F^{18} не сопровождаются испусканием γ -лучей.

K -захват при распаде F^{18} был обнаружен по наличию оже-электронов K -серии, принадлежащих характеристическому спектру кислорода. Выход оже-электронов достигал 99%. Исследования проводились [127] с помощью пропорционального счетчика, наполненного аргоном и метаном (3 атм) со следами BF_3 ($F = F^{18}$).

Относительная интенсивность K -захвата определялась по отношению площади, ограниченной K -линией спектра, к площади непрерывного β -спектра. Это отношение за время распада источника оставалось постоянным и равным

$$\left(\frac{K}{\beta^+}\right)_{\text{экс.}} = 0,030 \pm 0,002.$$

Теоретическое отношение K/β^+ , вычисленное на основе экранированных волновых функций Рейтца (см. § 15), равняется $\left(\frac{K}{\beta^+}\right)_{\text{теор.}} = 0,0295$.

Согласно теории [112],

$$\frac{g_A}{g_T} = \frac{\left(\frac{K}{\beta^+}\right)_{\text{эксп.}} - \left(\frac{K}{\beta^+}\right)_{\text{теор.}}}{2 \left(\frac{K}{\beta^+}\right)_{\text{теор.}} [1 + \langle \omega^{-1} \rangle_{\text{ср.}}]} \quad (14.5)$$

Подстановка в (14.5) экспериментального и теоретического значений $\left(\frac{K}{\beta^+}\right)$ приводит к следующему результату:

$$\frac{g_A}{g_T} = (0,4 \pm 2) \% \quad (14.6)$$

При этом средняя величина ω^{-1} для β -спектра F^{18} принята равной 0,69.

Подобные результаты были получены и в ряде других экспериментальных работ, в которых изучалось отношение K/β^+ .

§ 15. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АТОМА И КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ЯДЕР НА β -РАСПАД

Кулоновские функции $F(Z, w)$. Теоретическая формула для вероятности β -переходов содержит, кроме ядерных матричных элементов, выражение, зависящее от волновых функций легких частиц—электронов (позитронов) и нейтрино (§ 4).

Нейтрино, как нейтральные частицы, взаимодействие которых с электрическим полем атома пренебрежимо мало, описываются волновой функцией свободных частиц. Электроны и позитроны уже нельзя считать свободными частицами. Кулоновское поле ядра ускоряет позитроны и замедляет электроны распада. Таким образом, в энергетическом спектре позитронов будет „недостаток“ частиц с малой энергией по сравнению со спектром для $Z=0$. В случае электронного распада, наоборот, должен быть „избыток“ электронов с малыми энергиями.

Для получения волновых функций β -частиц следует решить уравнение Дирака с потенциалом, соответствующим

полю реального атома. Последнее образовано электрическим полем протонов, составляющих ядро, и полем электронов, составляющих оболочку атома. Сразу же необходимо заметить, что точное решение задачи о движении β -частиц в поле атома в настоящее время невозможно, так как не известен вид потенциала атома. Однако имеется ряд способов приближенного решения этой задачи.

Как уже отмечалось в § 4, влияние электрического поля атома на форму разрешенных β спектров учитывается введением функции $F(Z, \omega)$, на которую должны быть умножены вероятности β -переходов, рассчитанные для случая $Z=0$. Функция $F(Z, \omega)$ определяется формулой:

$$F(Z, \omega) = \frac{1}{2\eta^2} \left(G_0^2 + F_{-2}^2 \right), \quad (15.1)$$

где η — импульс β -частицы,
 G_0 и F_{-2} — радиальные части решения уравнения Дирака для β -частиц в области ядра.

До последнего времени при вычислении $F(Z, \omega)$ учитывалось влияние на β -частицы только кулоновского поля ядра. При этом использовались значения кулоновских волновых функций на поверхности ядра ($r=R$). Соответствующая формула для вычисления представляется в следующем виде [154]:

$$F_0(Z, \omega) = \frac{2(\gamma + 1) (2\eta R)^{2(\gamma-1)} \exp. \left(\frac{\pi \alpha Z' \omega}{\eta} \right) \left| \Gamma \left(\gamma + i \frac{\alpha Z' \omega}{\eta} \right) \right|^2}{\Gamma^2(2\gamma + 1)}, \quad (15.2)$$

где

$$\gamma = (1 - \alpha^2 Z'^2)^{1/2}, \quad \alpha = \frac{1}{137},$$

Z' — заряд дочернего ядра (в случае позитронного распада Z' берется отрицательным),

R — радиус ядра в единицах $\frac{\hbar}{m_e c}$.

Грубо говоря, функция $F_0(Z, \omega)$ выражает отношение плотности β -частиц у радиуса ядра к плотности их на бесконечности.

Так как численные расчеты по формуле (15.2) связаны с необходимостью иметь таблицы функций от комплексного переменного, то широкое распространение имели различные упрощенные формулы, аппроксимирующие формулу (15.2). Так, например, при выполнении условий $\alpha^2 Z'^2 \ll 1$ и $\eta \ll 1$

для легких атомов удовлетворительные результаты дает следующая аппроксимация:

$$F_0(Z, \omega) \approx C_1 \frac{2\pi y}{1 - \exp.(-2\pi y)}, \quad \left(y = \frac{\alpha Z' \omega}{\eta}\right),$$

где коэффициент C_1 не зависит от энергии.

Более точной была аппроксимация, предложенная Бете и Бечером [53]:

$$F_0(Z, \omega) \approx C_1 \frac{2\pi y}{1 - \exp.(-2\pi y)} \eta^{2\gamma-2} \left(y^2 + \frac{1}{4}\right)^{\gamma-1}.$$

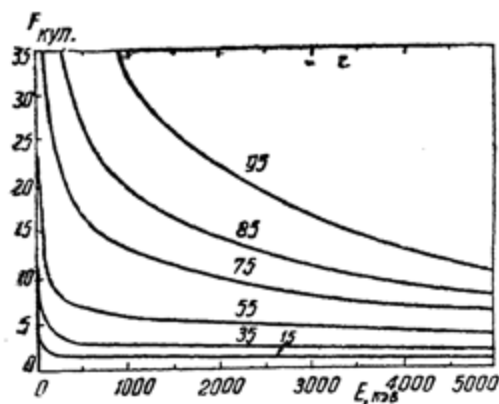


Рис. 71. Зависимость $F_{кул.}$ от E и Z для электронных излучателей [110]. Цифры у кривых обозначают значения Z .

В настоящее время эти приближенные формулы представляют только исторический интерес, так как в последние годы появились подробные таблицы комплексных Γ -функций.

Как показывает анализ [107, 110], формула (15.2) получена с учетом только членов нулевого порядка в разложении волновых функций электрона в ряд по степеням величины ηr . Пренебреже-

ние членами, содержащими ηr в первой и второй степени, в некоторых случаях приводит к ошибке до 80% (особенно при больших Z). Величины точных кулоновских функций $F_{кул.}(Z, \omega) = F_0(Z, \omega) \times$, учитывающих члены первого и второго порядка малости, были рассчитаны и табулированы Б. С. Дзепеловым и Л. Н. Зыряновой [107] в 1952 г. (\times — поправочный множитель).

На рис. 71—72 приведены графики, иллюстрирующие зависимость величины кулоновских функций $F_{кул.}(Z, \omega)$ от энергии β -частиц и заряда ядер для электронных и позитронных излучателей [110].

Влияние экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами и влияние конечных размеров ядра при β -распаде. С ростом точности экспериментальных методов β -спектроскопии появилась необходимость учета более

„тонких“ эффектов: влияния экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами и влияния конечных размеров ядра¹ на форму β -спектра. Учет этих эффектов весьма важен, так как позволяет выявить более тонкие „ядерные“ особенности β -распада (§ 4).

Предположение о том, что влияние атомных электронов на β -частицу мало по сравнению с влиянием кулоновского поля ядра, верно до тех пор, пока длина волны β -частиц мала по сравнению с размерами атома. Если энергия β -частиц невелика, так что длина волны их сравнима с атомными размерами, необходимо принять во внимание уменьшение эффективного поля, действующего на β -частицы из-за экранирования ядра электронами оболочки.

Для того чтобы количественно учесть влияние экранирования на β -спектры, необходимо знать распределение потенциала, созданного электронами атома, и получить решение уравнения Дирака в электрическом поле, созданном ядром и атомными электронами. Для нахождения распределения потенциала в атоме обычно используют модифицированную статистическую модель атома—так называемую модель Томаса—Ферми—Дирака (ТФД). В модели ТФД электроны оболочки и рассматриваются как вырожденный электронный газ, заполняющий объем атома. Учет электростатического и обменного взаимодействия электронов в этой модели приводит к следующему выражению для потенциала электронов в атоме

$$V = \frac{\alpha Z}{r} \Psi - \frac{2me^4}{4\pi^2 \hbar^2} - \varepsilon_0, \quad (15.3)$$

где $\varepsilon_0 = \frac{1}{2} \frac{4\pi^2 \hbar^2}{m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}$ — максимальная кинетическая энергия электронов,
 Ψ — функция ТФД,
 \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π .

¹ Точнее, влияния распределения заряда в пределах радиуса ядра на ход волновой функции β -частиц внутри ядра (см. ниже).

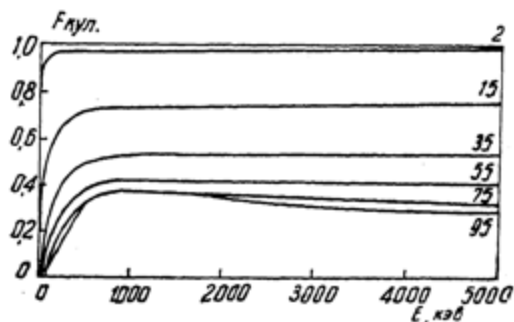


Рис. 72. Зависимость $F_{кул.}$ от E и Z для позитронных излучателей [110]. Цифры у кривых обозначают значения Z .

Последняя определяется решением уравнения ТФД [164]:

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} = x \left(d + \frac{\Psi^{1/2}}{x^{1/2}} \right)$$

с граничными условиями $\Psi(0) = 1$ и $\varepsilon_0 = 0$ при $r = r_0$. Здесь

$$d = \left(\frac{3}{32} \pi^2 \right)^{1/2} Z^{-3/2} = 0,211783 Z^{-3/2}, \quad x = r \mu^{2/3} (Ze)^{1/3}.$$

Решение уравнения ТФД обычно производится с помощью численных методов.

В работе Флюгге [156] подобный расчет был произведен для атома RaE. Поправка на экранирование $\eta_{\text{экр.}}$, т. е. отношение величины $F_{\text{экр.}}(Z, \omega)$, вычисленной с учетом влияния поля орбитальных электронов, к величине $F_{\text{кул.}}(Z, \omega)$, вычисленной для „голого“ ядра, оказалась равной 0,962 для $\omega = 1,05$ (энергия электронов распада $E = 25,5$ кэв); 0,997 для $\omega = 1,5$ ($E = 255$ кэв) и 1,005 для $\omega = 2$ ($E = 1022$ кэв).

Подробные вычисления поправок на экранирование были произведены Рейтцом [365] для атомов серы ($Z = 16$), меди ($Z = 29$), индия ($Z = 49$), полония ($Z = 84$) и урана ($Z = 92$).

Численные результаты расчетов Рейтца содержатся в таблицах (приложения V, VI). На рис. 73 и 74 приведены кривые зависимости поправок на экранирование для электронных и позитронных излучателей.

Из рис. 73 следует, что в случае электронного распада влияние экранирования сравнительно мало и заключается в некотором уменьшении числа

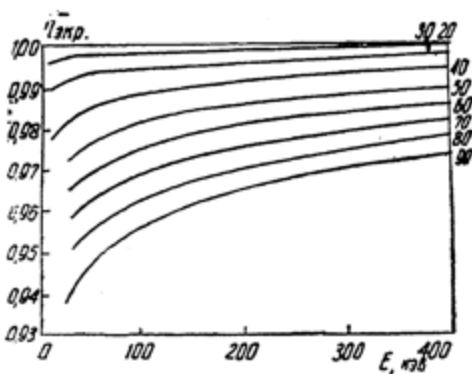


Рис. 73. Поправки на экранирование для разрешенных β^- -спектров [110]. Цифры у кривых обозначают значения Z .

β -электронов с малыми энергиями по сравнению с числом электронов, испускаемых „голыми“ ядрами. Так, в атомах с $Z = 80$ это уменьшение составляет 4,5% для электронов с энергией 50 кэв и 2% для 400 кэв электронов. В случае позитронного распада экранирование приводит к

увеличению числа β -частиц с малой энергией, причем это увеличение значительно. Для позитронных излучателей с $Z=50$ увеличение числа позитронов с энергией 50 кэВ равно 37%; при $Z=92$ число этих позитронов увеличивается на 190%. Позитронные спектры более чувствительны к эффекту экранирования.

Качественно этот результат может быть легко понят (см. выше) и был предсказан давно.

Поправки, учитывающие влияние распределения заряда в ядре на ход волновой функции β -частиц или поправки на конечные размеры ядра, по порядку величины такие же, как и поправки на экранирование. Для вычисления этих поправок обычно используется метод, предложенный в 1947 г. Сливом [442]. Он заключается в „сшивании“ решений уравнения Дирака на границе двух областей; в области вне ядра потенциал считается чисто кулоновским, а потенциал внутри ядра считается зависящим от характера распределения заряда.

Величины поправок на конечные размеры ядра η_R для случая равномерного распределения заряда в ядрах и для разрешенных переходов вычислены по методу Слива Б. С. Джелеповым и Л. Н. Зыряновой [110]. Результаты их вычислений приведены на рис. 75 и 76.

Как видно из графиков (рис. 75 и 76), поправки на конечные размеры ядра весьма существенны для тяжелых ядер. В отличие от поправок на экранирование, поправки на конечные размеры ядер быстро растут с ростом энергии β -частиц. Это различие легко понять, если учесть, что поправки на экранирование учитывают отступления от кулоновского поля в масштабах размеров атома, а поправки на конечные размеры — отступления от кулоновского поля в пределах ядра.

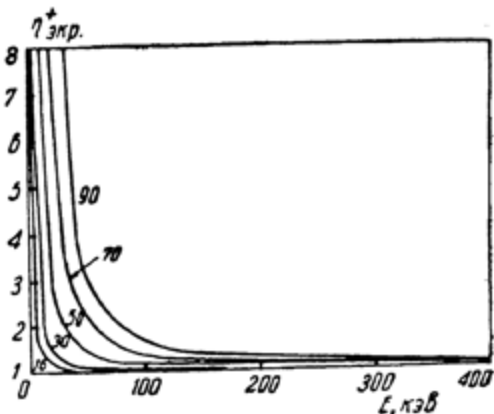


Рис. 74. Поправки на экранирование для разрешенных β^+ -спектров [110]. Цифры у кривых обозначают значения Z .

Зависимость величин суммарных поправочных коэффициентов $\eta = \frac{F(Z, w)}{F_{кул.}(Z, w)}$ для разных участков β -спектров и для атомов с различными Z изображена кривыми на рис. 77 и 78 [110].

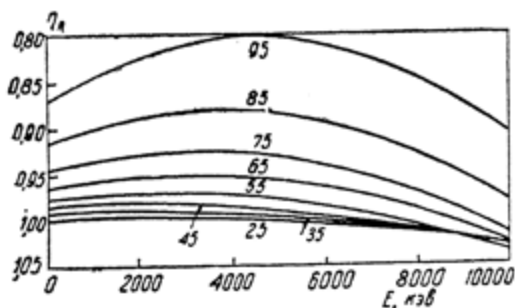


Рис. 75. Поправки на конечные размеры ядер для разрешенных β^- -спектров. Цифры у кривых показывают значения Z .

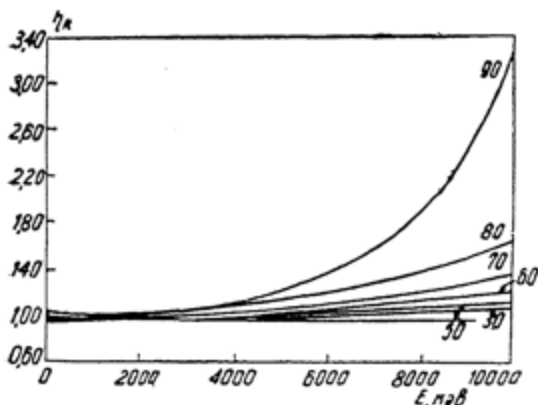


Рис. 76. Поправки на конечные размеры ядер для разрешенных β^+ -спектров. Цифры у кривых показывают значения Z .

Влияние поправок η на характер теоретических графиков Кюри при позитронном и электронном распадах иллюстрируется кривыми рис. 79. Соответствующие пояснения даны в тексте под рисунком. Из рис. 79 ясно следует, что учет поправок приводит к „спрямлению“ экспериментальных графиков Кюри в области низких энергий.

Влияние поправок η на величину энергетического интеграла f (см. рис. 26) мало по сравнению с влиянием этих поправок на форму спектра, так как при вычислении f имеет место усреднение по всему спектру.

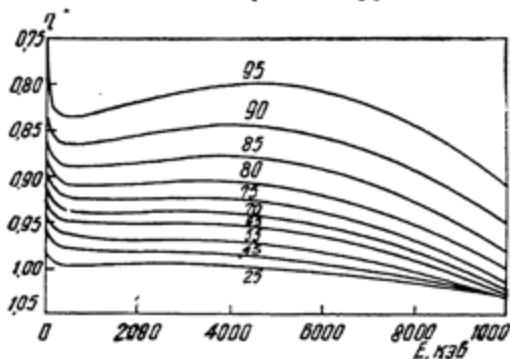


Рис. 77. Зависимость суммарной поправки $\eta^- = \frac{F(Z, \omega)}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}$ для электронных излучателей. Цифры у кривых показывают значения Z .

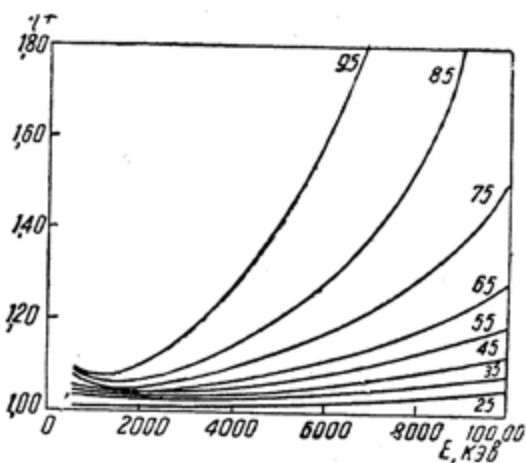


Рис. 78. Зависимость суммарной поправки $\eta^+ = \frac{F(Z, \omega)}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}$ для позитронных излучателей. Цифры у кривых показывают значения Z .

До сих пор речь шла о разрешенных β -переходах. В случае запрещенных β -переходов необходимость введения

поправок на экранирование и конечные размеры ядер оказывается еще более необходимой. Это обусловлено тем обстоятельством, что в отличие от разрешенных переходов

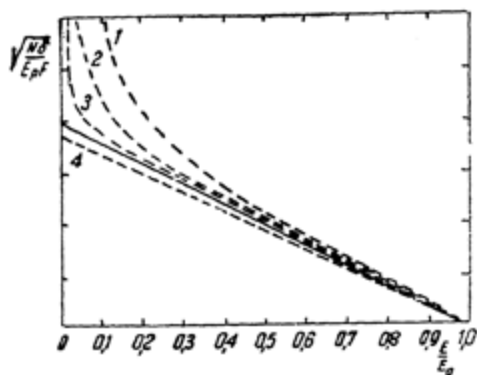


Рис. 79. Влияние поправки η на график Кюри [110];

1, 2, 3—графики Кюри для разрешенных β^+ -переходов атома $Z = 85$ с граничными энергиями 400, 1000 и 4000 кэВ соответственно; 4—график Кюри для β^- -перехода с граничной энергией 400 кэВ ($Z = 85$). Графики 1—4 построены с использованием кулоновской функции $F_{\text{кул.}}(Z, W)$. Сплошная линия изображает те же кривые, рассчитанные с учетом $F(Z, W) = F_{\text{кул.}}(Z, W)\eta$.

исследование формы запрещенных β -спектров дает возможность получить как сведения о характере взаимодействия (комбинации инвариантов, см. § 4), ответственного за переход, так и сведения о структуре начального и конечного ядер. В этой связи важное значение приобретает вопрос о точном вычислении теоретической формы запрещенных β -спектров. Учет влияния поля атома на форму β -спектров сводится к нахождению правильных значений функций L_v ,

M_v , N_v , P_v , Q и R_v (в обозначениях, принятых в теории β -распада). Эти функции входят в качестве коэффициентов в выражения для матричных элементов запрещенных переходов. Численные значения этих функций, вычисленных с учетом поправок на экранирование и конечные размеры ядер, табулированы в книге [110]. Заметим, что величины поправок на экранирование в случае запрещенных переходов не отличаются заметно от соответствующих величин для разрешенных переходов [178, 192].

Влияние экранирования и конечных размеров ядер на электронный захват. Полная вероятность разрешенных K -захватов, помимо ядерных матричных элементов, определяется еще и выражением, содержащим компоненты дираковских волновых функций. В § 14 отмечено, что учет экранирования ядра практически сводится к подходящему выбору эффективных величин заряда ядра для захватываемых электронов. Влияние экранирования ядра электронами для разрешенных K -захватов (см. табл. 29) сравнительно слабо: у элементов с $Z \sim 20$ для учета экранирования тре-

буется поправка $\sim 4\%$, а для тяжелых ядер эта поправка составляет $1-2\%$ (см. табл. 29).

Поправки на конечные размеры ядер для $Z=80$ в случае разрешенных K -захватов равны $\sim 3\%$, если использовать модель равномерно заряженного шара [382] и $\sim 13\%$ в случае поверхностного распределения протонов в ядре [309].

Более точные расчеты приводят к выводу, что суммарная поправка от учета экранирования и конечных размеров ядер имеет величину $\sim 15\%$ для тяжелых элементов и $\sim 1\%$ для $Z \approx 25$. Знак поправок такой же, как при позитронном распаде.

Вероятность запрещенных K -захватов более чувствительна к эффекту экранирования и к распределению заряда в ядре, особенно в случае распада тяжелых ядер.

§ 16. ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ γ -ЛУЧЕЙ

Общие замечания. Существование процессов внутренней конверсии обязано наличию электромагнитного взаимодействия атомных электронов с ядром. Вероятность конверсионных переходов зависит от характера и величины поля излучения в области, где находится конвертируемый электрон. Иными словами, вероятность испускания электрона конверсии зависит от типа и мультипольности конвертируемого γ -излучения. Существенно важным обстоятельством является то, что эта вероятность в хорошем приближении не зависит от структуры ядра и может быть вычислена с большой точностью, если известны точные волновые функции атомных электронов. Это делает метод сравнения экспериментальных и теоретических коэффициентов конверсии наиболее важным способом определения характеристик ядерных уровней. При этом измерение энергий ядерных уровней сводится к измерению энергий конверсионных электронов. Для определения моментов и четностей уровней необходимо знать абсолютные или относительные величины интенсивностей линий конверсионного спектра.

Энергия конверсионных электронов. Энергия конверсионного электрона равна разности энергий ядерных уровней, между которыми происходит переход, минус энергия связи атомного электрона, участвующего в конверсии

$$E = E_{\gamma} - E_Q = h\omega - E_Q. \quad (16.1)$$

Здесь E_Q — энергия связи электрона на соответствующей оболочке (§ 9),

ω — частота конвертируемого излучения.

Так энергии двух групп электронов, испускаемых при конверсии 663 *кэв* γ -излучения, сопровождающего β -распад Cs^{137} , равны 625 *кэв* и 657 *кэв*. Они обязаны конверсии γ -квантов на K - и L -электронах атома бария ($E_K \cong 38$ *кэв*, $E_L \cong 6$ *кэв*, см. приложение III).

Вероятность процессов внутренней конверсии. Относительная вероятность конверсионных и радиационных переходов определяется коэффициентом внутренней конверсии

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \quad (16.2)$$

Здесь N_e и N_γ обозначают количество конверсионных электронов и γ -квантов, испущенных радиоактивными атомами за одно и то же время.

Коэффициент конверсии α равен сумме парциальных коэффициентов, относящихся к конверсии на электронах различных оболочек:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots = \frac{N_{eK}}{N_\gamma} + \frac{N_{eL}}{N_\gamma} + \dots \quad (16.3)$$

Наиболее вероятной является конверсия на K -оболочке. Если, однако, энергия, реализуемая при переходе, меньше энергии связи K -электронов, энергетически возможной оказывается конверсия только на внешних (L -, M -...) оболочках. Характерный пример в этом отношении представляет конверсия 2 *кэв* излучения Tc^{99} (рис. 31), которая возможна только на M - и N -электронах оболочки.

Большое значение для спектроскопии ядер имеет величина отношений коэффициентов конверсии:

$$\frac{K}{L} \equiv \frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{N_{eK}}{N_{eL_I} + N_{eL_{II}} + N_{eL_{III}}}, \quad (16.4)$$

$$L_I : L_{II} : L_{III} = N_{eL_I} : N_{eL_{II}} : N_{eL_{III}}. \quad (16.5)$$

Величина коэффициента конверсии на данной оболочке зависит от энергии перехода E_γ , заряда ядра, типа и мультипольности перехода.

В теории внутренняя конверсия рассматривается как процесс, состоящий из двух виртуальных переходов. В первом переходе возбужденное ядро испускает квант излучения, оставляя оболочку в основном состоянии. Во втором переходе один из электронов поглощает квант и переходит в состояние непрерывного спектра. Задача решается в рамках теории возмущений второго порядка.

При практических расчетах часто используют упрощение, состоящее в замене ядра точечным или объемным источником электромагнитного поля излучения с данным моментом и четностью. Вычисляются матричные элементы оператора энергии взаимодействия атомных электронов с таким полем. При этом точность расчетов зависит главным образом от точности используемых волновых функций связанных и свободных состояний электронов атома.

Коэффициенты конверсии на K -оболочке. В ранних работах из-за сложности вычислений точных значений коэффициентов конверсии применялись различные упрощающие предположения. Расчетные данные имели приближенный характер. Так, например, в борновском приближении ($Z \rightarrow 0$) коэффициент конверсии электрического 2^l -польного излучения (E_l) равен [122]

$$\alpha_l(\kappa) = \frac{2Z^3 \alpha^4}{\kappa^3} \left(\frac{\kappa + 2}{\kappa} \right)^{l - \frac{1}{2}} \left[\frac{(l+1)\kappa^2 + 4l}{l+1} \right], \quad (16.6)$$

где Z — заряд ядра

$$\kappa = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}, \quad \alpha = 1/137.$$

В этом же приближении коэффициент конверсии для магнитного 2^l -польного излучения (M_l) определяется следующей формулой:

$$\beta_l(\kappa) = \frac{2Z^3 \alpha^4}{\kappa} \left(\frac{\kappa + 2}{\kappa} \right)^{l + \frac{1}{2}}. \quad (16.7)$$

Хотя эти формулы приводят к завышенным значениям коэффициентов конверсии (в особенности в области малых энергий), они качественно правильно передают зависимость величин коэффициентов конверсии от заряда, энергии и мультипольности перехода.

Более точные расчеты коэффициентов конверсии производились в работах [122, 55, 381]. Так, Роуз с соотрудника-

ми [381] произвел расчеты коэффициентов конверсии для электрического и магнитного излучений и первых пяти мультиполей в области энергий $0,3 < \kappa < 5,0$ и для 12 значений Z в области $10 \leq Z \leq 90$. Расчеты были произведены в предположении, что источник излучения (ядро) является

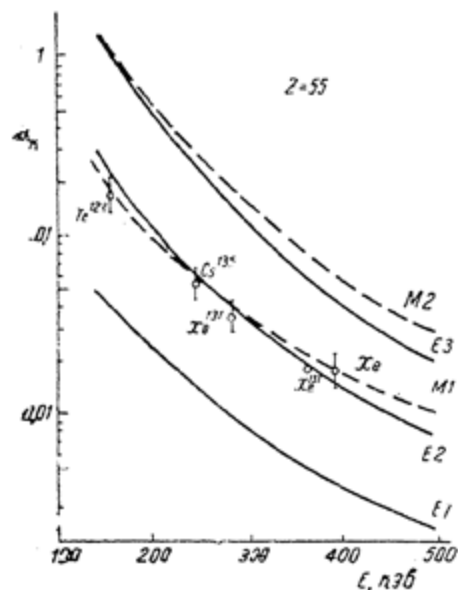


Рис. 80. Зависимость величин коэффициентов конверсии на K -оболочке атомов с $Z=55$ от энергии, типа и мультипольности переходов, по данным Роуза [462]. Кружками изображены экспериментальные величины коэффициентов конверсии.

точечным, а потенциал поля атома кулоновским. Позднее Роуз с сотрудниками [428] уточнил расчеты, приняв во внимание экранирование поля ядра атомными электронами (§ 15). Расчеты были произведены только для четырех элементов ($Z = 25, 35, 55, 85$), пяти мультиполей и охватывали область энергий $0,05 < \kappa < 0,6$. При расчетах по-прежнему не учитывался эффект конечных размеров ядер (§ 15).

Зависимость коэффициентов конверсии для переходов $E1, E2, M1, M2$ и $E3$ в атомах с $Z=55$ изображена на рис. 80. Кривые построены [462] по данным таблиц Роуза [428] и хорошо иллюстрируют сильное уменьшение коэффициентов конверсии с ростом энергии и уменьшением порядка мультипольности переходов. Заметим, что при $E < 250$ кэВ по величине коэффициентов конверсии нельзя отличить переходы $M1$ и $E2$ или установить состав смеси излучений $M1$ и $E2$.

Количественная точность расчетов Роуза в настоящее время недостаточна для целей ядерной спектроскопии. Наиболее подробные и точные из существующих таблиц коэффициентов конверсии на K -оболочке составлены Сливом и Банд [445]. При расчетах были приняты во внимание как коэффициент экранирования ядра атомными электронами, так и эффект конечных размеров ядер. Эти эффекты, как

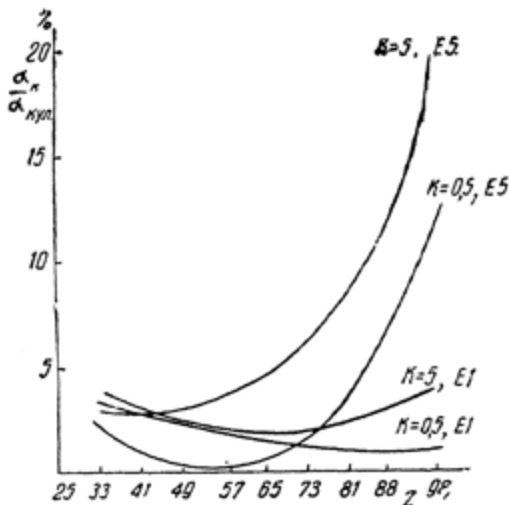


Рис. 81. Отношение теоретических коэффициентов конверсии на K -оболочке, вычисленных с учетом экранирования и конечных размеров ядер [436], и коэффициентов конверсии, вычисленных для точечного ядра и кулоновского поля атома. Через K обозначена энергия перехода в единицах $m_e c^2$.

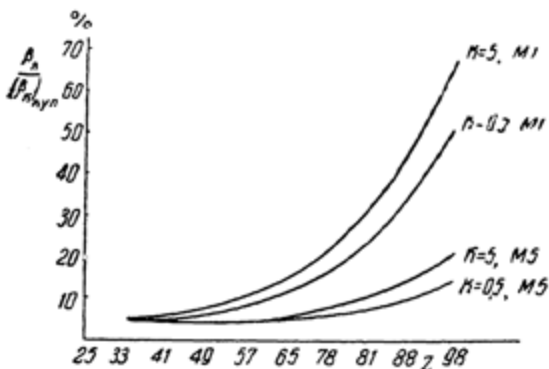


Рис. 82. Отношение теоретических коэффициентов конверсии на K -оболочке, вычисленных с учетом экранирования и конечных размеров ядер [436], к коэффициентам конверсии, вычисленным для точечного ядра и кулоновского поля атома. Через K обозначена энергия перехода в единицах $m_e c^2$.

показано в ранних работах Слива с сотрудниками [444], имеют существенное значение в случае тяжелых ядер и малых энергий перехода. Отклонения величин коэффициентов конверсии, вычисленных с учетом этих эффектов, от величин коэффициентов конверсии, вычисленных в предположении, что поле атома является кулоновским, а ядро точечным, иллюстрируется рис. 81 и 82.

Таблицы коэффициентов конверсии на K -оболочке, вычисленные Сливом и Банд, приведены в приложении VII.

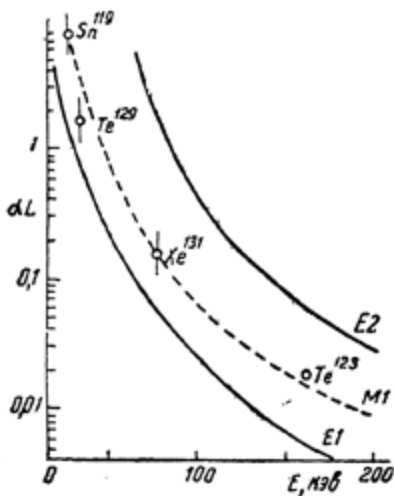


Рис. 83. Зависимость величин коэффициентов конверсии на L -оболочке атомов с $Z=55$ от энергии, типа и мультипольности переходов, по данным Роуза [428]. Кружками изображены экспериментальные величины коэффициентов конверсии для некоторых переходов.

Таблицы Роуза для L -оболочек приведены в приложении VIII.

На рис. 83 данные расчетов Роуза использовались для построения кривых зависимости коэффициентов конверсии от энергии.

Слив и Банд сообщили [445] о предварительных результатах расчетов коэффициентов конверсии на подоболочках L_I , L_{II} и L_{III} с учетом конечных размеров ядер и экранирования. Результаты расчетов для подоболочки L_I указыва-

ют на то, что коэффициенты конверсии на L -оболочке. Коэффициенты конверсии электрического 2^l -польного излучения на L -оболочке были вычислены в нерелятивистском приближении Завелевичем [493], Хеббом и Нельсоном [191].

Для магнитного 2^l -польного излучения расчеты производились Берестецким [55]. Наиболее точные в настоящее время таблицы коэффициентов конверсии на L -подоболочках получены в работе Роуза с сотрудниками [428]. Расчеты были произведены для пяти элементов ($Z=15, 25, 55, 75, 95$) и охватили область энергий от ~ 25 кэВ до 1 мэВ. При вычислении коэффициентов конверсии был принят во внимание эффект экранирования, но не учитывалось влияние конечных размеров ядер. Таблицы Роуза для L -оболо-

ют, что эффект конечных размеров ядер в этом случае только на 2—5% меньше соответствующего эффекта на K -оболочке.

Отношение коэффициентов конверсии. Экспериментальное определение абсолютных величин коэффициентов конверсии в силу ряда обстоятельств является трудной

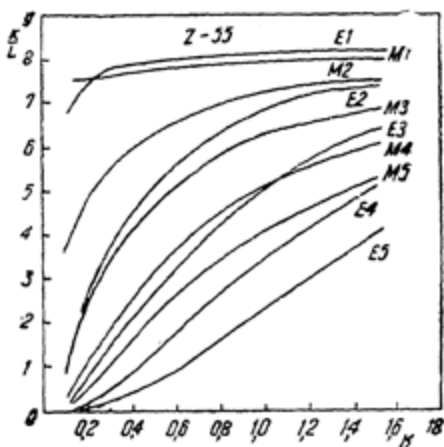


Рис. 84. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии K/L для атомов с $Z=55$ [428].

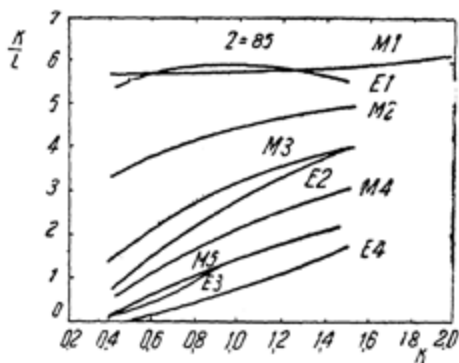


Рис. 85. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии K/L для атомов с $Z=85$ [428].

задачей (§ 17). Значительно более простым и в то же время надежным способом определения типа и мультипольности переходов является измерение относительных величин коэффициентов конверсии на различных подоболочках и

сравнение их с расчетными значениями отношений коэффициентов конверсии.

Конверсия на L -оболочке менее вероятна, чем конверсия на K -оболочке. Отношение коэффициентов $\frac{K}{L}$ уменьшается с увеличением порядка мультипольности и энергии перехода. При данных E и l отношение $\frac{K}{L}$ для магнитных переходов в общем случае больше, чем в электрических переходах.

Сказанное иллюстрируется рис. 84 и 85, где изображена зависимость $\frac{K}{L}$ от энергии для магнитных и электрических переходов в атомах с $Z = 55$ и $Z = 85$ [428]. На этих кривых обращает внимание перекрывание кривых $\frac{K}{L}$ для случая

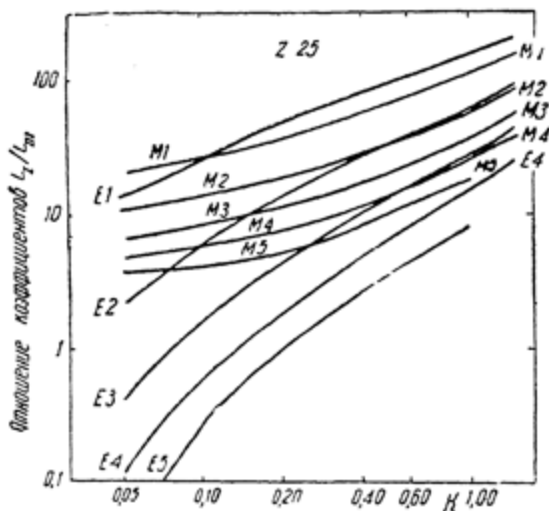


Рис. 86. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии L_I / L_{II} для атомов с $Z=25$ [428].

электрических и магнитных дипольных переходов, а также для переходов $E3$ и $M4$. Для переходов с энергией, приходящейся на область перекрывания или сближения кривых $\frac{K}{L}$, невозможно однозначное определение мультипольности перехода или состава смеси мультиполей по экспериментальному отношению коэффициентов $\frac{K}{L}$.

В этом случае необходимы источники добавочной информации. Такие возможности доставляются исследованиями

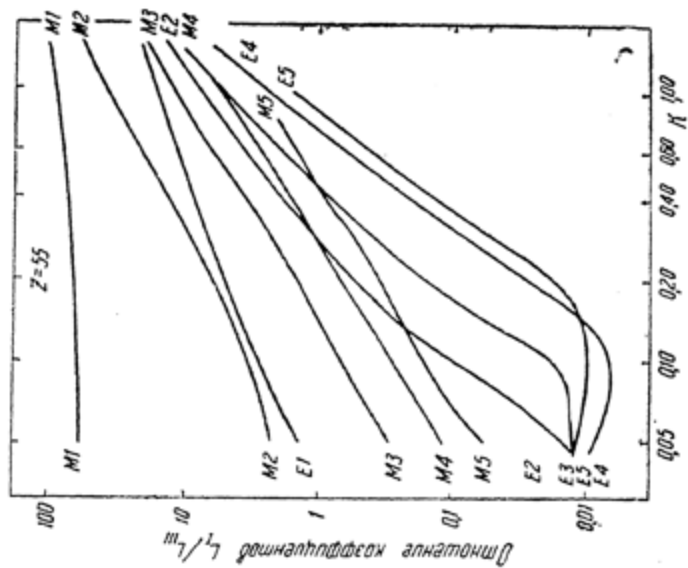


Рис. 88. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии L_1/L_{II} для атомов с $Z=55$ [428].

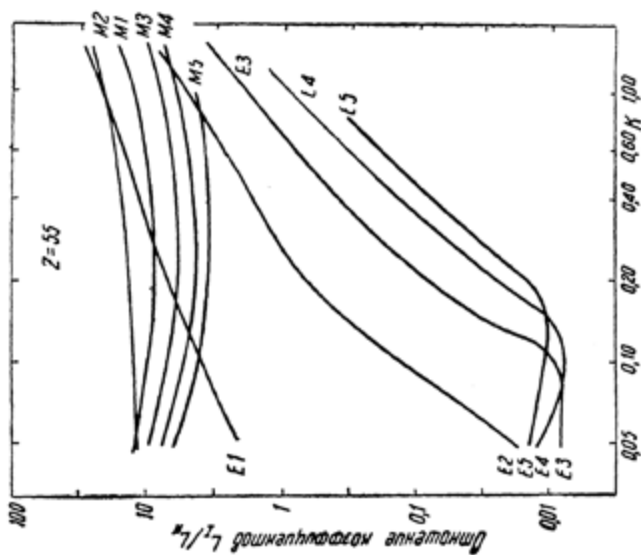


Рис. 87. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии L_1/L_{II} для атомов с $Z=55$ [428].

спектров конверсии на L - и M -подоболочках. На рис. 86—90 приведены теоретические кривые отношения коэффициентов конверсии на L -подоболочках атомов с зарядами $Z = 25, 55$ и 85 . Кривые построены [394] по таблицам Роуза (приложение VIII).

Из рис. 87 и 89 следует, что отношение L_I/L_{II} позволяет хорошо различать магнитные и электрические переходы в тяжелых ($Z \sim 85$) и средних ($Z \sim 55$) атомах. Величина отношения L_I/L_{II} для электрических переходов с $l > 1$ значительно меньше отношения L_I/L_{II} для магнитных переходов той же мультипольности.

Мультипольность электрических и магнитных переходов в тяжелых атомах может быть легко определена по отношению L_I/L_{II} , если энергия перехода $E_\gamma < 70$ кэв и точность определения отношения L_I/L_{II} не хуже 5%. Для определения мультипольности переходов с энергией, меньшей 70 кэв, следует производить измерения L_I/L_{III} . Для атомов с $Z \sim 55$ отношения L_I/L_{II} и L_I/L_{III} позволяют легко определить мультипольность магнитных переходов (любые l). Разделение переходов $E4$ и $E5$ с помощью отношений L_I/L_{II} и L_I/L_{III} может быть неоднозначным.

Измерение отношений коэффициентов L_I/L_{II} и L_I/L_{III} , как следует из рис. 87—90, позволяет также оценить состав смесей электрических и магнитных диполей.

Теоретический анализ отношения коэффициентов конверсии на L - и M -подоболочках [96] показывает, что это отношение однозначно определяет тип и мультипольность переходов практически во всех случаях.

Определение относительных величин коэффициентов конверсии на L - и M -подоболочках радиоактивных атомов связано с необходимостью иметь прецизионные спектрометры с большой светосилой (§ 11).

§ 17. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ γ -ЛУЧЕЙ КАК МЕТОД ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Прецизионные измерения энергии возбуждения ядерных уровней. Измерение энергии линий конверсионного спектра с помощью калиброванных спектрометров высокой разрешающей силы является одним из прецизионных методов определения энергии возбуждения ядер. Поскольку энергии рентгеновских уровней атомов, используемые для

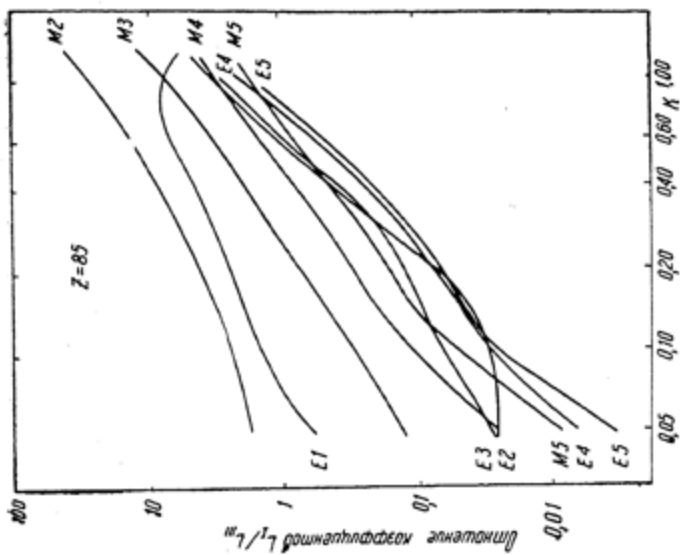


Рис. 90. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии L_I / L_{III} для атомов с $Z=85$ [428].

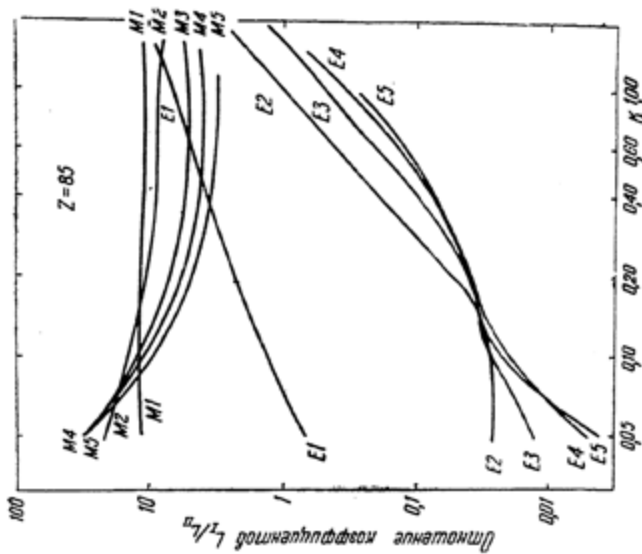


Рис. 89. Теоретическое отношение коэффициентов конверсии L_I / L_{II} для атомов с $Z=85$ [428].

расчетов по формуле (16.1), известны с точностью не хуже 0,03% (см. приложение III), точность определения энергии ядерных уровней в конечном счете зависит от точности измерения энергий конверсионных электронов. Последняя, в свою очередь, зависит от точности калибровки спектрометра и учета потерь энергии в источнике и окнах счетчика.

Как было замечено ранее (§ 11), наиболее точные измерения абсолютных величин энергии γ -лучей в настоящее время выполнены на кристалл-дифракционных спектрометрах. В результате таких измерений мы имеем набор стандартных γ -линий (табл. 21), энергия которых определена с точностью до 0,01%. С помощью этих линий производится калибровка магнитных β -спектрометров. Используются, впрочем, и другие способы калибровки магнитных β -спектрометров, однако точность их вряд ли может конкурировать с точностью калибровки с помощью конверсионных электронов, связанных со „стандартными“ γ -переходами. В настоящее время существует также набор стандартных конверсионных линий, принадлежащих другим радиоактивным источникам (табл. 23).

Точность абсолютных измерений энергий в современных магнитных спектрометрах редко бывает лучше 0,05%, точность же относительных измерений достигает 0,01%. Это осуществляется благодаря применению безжелезных магнитных спектрометров [447] или использованию метода смещения [250, 394]. В обоих случаях исключаются ошибки, связанные с нелинейной зависимостью магнитного поля от тока.

Метод смещения используется для измерения энергетических расстояний между линиями спектра, полученного на магнитном спектрометре при неизменной величине магнитного поля и различных потенциалах радиоактивного источника относительно заземленного корпуса.

Дальше мы будем иметь возможность ознакомиться с результатами измерений абсолютных и относительных величин энергии на магнитных спектрометрах. Здесь обратим внимание на возможность абсолютных измерений энергии конверсионных электронов с помощью электростатических анализаторов. Точность подобных измерений лимитируется только точностью стабилизации напряжений на отклоняющих пластинах анализатора.

В работах Коннора с сотрудниками [97] для измерения энергий конверсионных электронов, сопровождающих распад Au^{198} , был применен цилиндрический электростатический анализатор с радиусом кривизны 61 см. Спектр конверсионных электронов $L, M, N Au^{198}$, полученный на этом прибо-

ре, изображен на рис. 91. Разрешающая способность анализатора была 0,09%, т. е. приближалась по порядку величины к разрешению лучших магнитных спектрометров. Однако трансмиссия прибора очень мала ($\sim 0,001\%$), так что необходимо было иметь источники с большой удельной активностью ($\sim 100 \frac{\text{мкюри}}{\text{мг}}$).

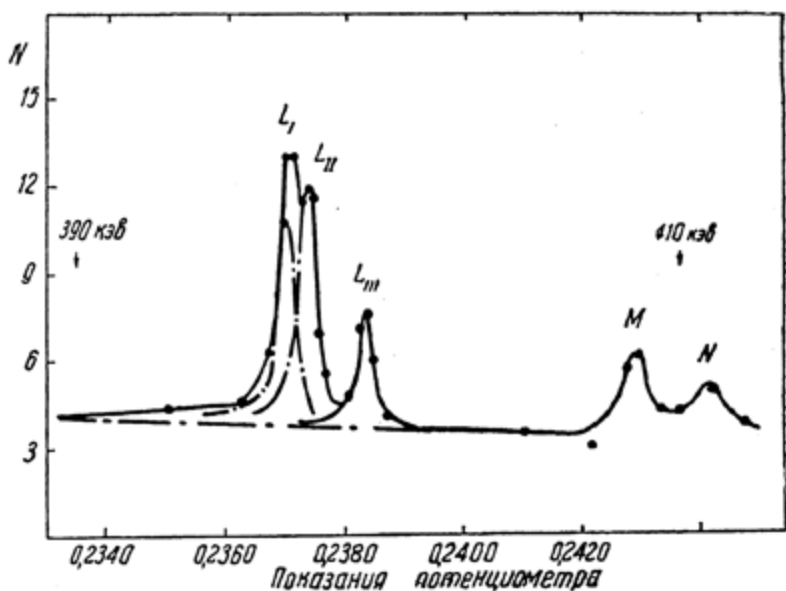


Рис. 91. Спектр конверсионных электронов при распаде Au^{198} по измерениям на электростатическом анализаторе [97].

Величина энергии перехода, определенная как средне-взвешенное из результатов измерения энергии конверсионных электронов K , L_I , L_{II} , L_{III} , оказалась равной $411,76 \pm 0,19$ кэВ. Заметим, что энергия этого перехода по измерениям на кристалл-дифракционном спектрометре [326] равна $411,77 \pm 0,036$ кэВ. Наибольшие точные измерения энергии этого перехода по конверсионным электронам в магнитном спектрометре привели к величине $411,75 \pm 0,10$ кэВ. За стандарт в последнем случае была принята энергия конверсионной ThL -линии (табл. 23).

Отношение коэффициентов конверсии $L_I : L_{II} : L_{III}$ по данным этой работы (рис. 91) равно:

$$(1,9 \pm 0,3) : (2,2 \pm 0,3) : 1,0. \quad (17.1)$$

Теоретическое отношение этих коэффициентов для чистого перехода $E2$ с энергией 412 кэв равно 2,2:2,4:1,0 (по таблицам Роуза). Если учесть поправки на эффект конечных размеров ядра (§ 16), согласие теоретических (для перехода $E2$) и экспериментальных величин будет лучшим.

Экспериментальные методы определения коэффициентов конверсии. Для определения абсолютных величин коэффициентов конверсии необходимо, согласно формуле (16.2), измерить полное число γ -квантов и полное число электронов конверсии с данной оболочки (подоболочки), испущенных атомами за некоторый промежуток времени.

В ранних работах измерения интенсивности γ -квантов производились путем счета фотоэлектронов или комптоновских электронов, образованных при прохождении некоторой толщи вещества (радиатора). Число сопряженных с этими γ -лучами конверсионных электронов измерялось на магнитном спектрометре или спектрографе. Позднее в работах подобного рода стали использовать комбинацию сцинтилляционного спектрометра и магнитного спектрометра (рис. 55 в).

Измерения облегчаются в том случае, когда конвертируемый переход следует за α - или β -распадом. При α -распаде коэффициент конверсии может быть определен путем счета α -частиц и конверсионных электронов данной энергии. При β -распаде коэффициент конверсии измеряется по отношению площади, ограниченной контурами соответствующей конверсионной линии, и площади сплошного β -спектра. Площадь конверсионной линии пропорциональна числу конверсионных электронов с данной энергией, а площадь сплошного спектра пропорциональна числу β -переходов.

Применение этого метода в его простейшем виде (измерения на магнитном спектрометре) ограничено случаем простых схем распада и условием, что время жизни возбужденного состояния исследуемых ядер много меньше времени жизни исходных ядер.

Очевидны и другие недостатки метода площадей: из-за самопоглощения электронов в источнике имеет место искажение формы β -спектра, особенно в области низких энергий (§ 4). По этой же причине имеет место „смещение“ линий конверсионного спектра и уменьшение их интенсивности (причем эти эффекты не одинаковы для электронов, вырванных с различных оболочек). Наконец, следует считаться с тем, что форма конверсионных линий зависит от типа и конструкции спектрометров (§ 11).

Неудивительно, что при исследовании этим способом одних и тех же радиоактивных веществ разные авторы полу-

чали отличающиеся в три-четыре раза значения коэффициентов конверсии. Так, в упомянутом выше случае конверсии 412 кэВ излучения Au^{198} разными авторами были получены следующие величины коэффициента конверсии на K -оболочке: 1%; 0,7%; 2,6%; 3%; 2,5%.

Если схема распада атомов хорошо известна, коэффициенты конверсии могут быть определены по измерению интенсивности N_Q рентгеновских лучей Q -серии и интенсивности N_γ неконвертируемых γ -лучей. При этом коэффициент конверсии определяется с помощью соотношения

$$a_Q = \left(\frac{N_Q}{N_\gamma} \right) \frac{1}{\omega_Q}, \quad (17.2)$$

где ω_Q — выход флуоресценции Q -серии (§ 12).

Для этой цели обычно используются сцинтилляционные спектрометры с известной эффективностью счета электронов и рентгеновских лучей при разных энергиях [450, 327]. В случае сложных схем распада указанные измерения должны быть дополнены измерениями скорости счета β — γ и γ — γ -совпадений для определения относительных интенсивностей переходов между уровнями [482, 128].

Измерения абсолютных величин коэффициентов конверсии, как и вообще измерения абсолютных значений физических величин, представляют трудную задачу. Они, как мы видели выше, связаны с необходимостью учета различных факторов (аппаратурные эффекты, точность калибровки приборов, точность используемых при расчетах величин выхода флуоресценции и т. п.), что само по себе ограничивает точность определения коэффициентов.

Экспериментальные методы определения относительных коэффициентов конверсии в значительной степени свободны от недостатков, присущих методам абсолютных измерений. Так, например, упомянутый выше метод площадей можно использовать для измерения отношения коэффициентов конверсии на K - и L -оболочках и отношения коэффициентов конверсии на L -подоболочках (§ 16). Так как энергии K - и L -уровней (а особенно энергии L -подуровней) близки по величине друг к другу, то поправки на самопоглощение электронов в источнике будут одинаковыми по порядку величины. Трансмиссия приборов и форма линий для электронов с близкими энергиями тоже одинакова.

Другие погрешности (неточность определения магнитного поля, нелинейная зависимость между полем в магните и

током) могут быть сведены до минимума с помощью выбора подходящей методики измерений или при использовании безжелезных спектрометров.

Таким образом, следует признать, что измерения относительных величин коэффициентов конверсии в настоящее время дают наиболее точную и надежную информацию о характеристиках ядерных уровней.

Однако для измерения линий, соответствующих конверсии на различных оболочках и подоболочках, требуются приборы с большим разрешением и большой светосилой. Так, например, для разделения конверсионных электронов, испускаемых при конверсии 663 кэВ излучения Cs^{137} на L -подоболочках, необходимо иметь спектрометры с приборной полушириной $\sim 0,03\%$. Такие приборы в настоящее время созданы в ряде лабораторий (см. табл. 22). Ниже мы познакомимся с результатами ряда физических исследований, произведенных на таких приборах.

Исследования конверсии γ -лучей ThC (Bi^{212}) и In^{114} . Начало изучения конверсии 239 кэВ γ -линии ThC (Bi^{212}) относится к 30-м годам (рис. 15). Эллис, применяя магнитный спектрограф с полукруговой фокусировкой и фотографическую регистрацию электронов, разделил линии, возникающие при конверсии 239 кэВ γ -лучей на подоболочках L_I , L_{II} и L_{III} . Они были обозначены им как линии I , I_a и I_a' . Относительная интенсивность их, по Эллису, была $1 : 0,064 : 0,0032$. Эллис обнаружил также линию J , возникающую при конверсии на M -оболочке. Позднее измерения относительных коэффициентов конверсии в атомах ThC проводились рядом других авторов. Результаты этих измерений не могли быть надежными либо по причине плохого разрешения отдельных линий конверсионного спектра, либо из-за недостаточной точности измерения интенсивностей линий фотографическим методом. Для того чтобы разделить линии L_I и L_{II} (линии I и I_a по номенклатуре Эллиса), необходимо разрешение $\sim 0,18\%$. Для разрешения линий M_I и M_{II} ($\Delta E = 305 \text{ эВ}$) необходимо уже разрешение $\sim 0,07\%$.

Наиболее надежные измерения относительных интенсивностей L - и M -линий конверсионного спектра ThC были произведены в 1954—1957 гг. тремя группами исследователей [249, 251, 447]. Кельман с сотрудниками [249, 394] производил измерения на призменном β -спектрометре (рис. 55 а) со светосилой $2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$. Источником был активный осадок RaTh , нанесенный на полосу алюминия размером $10 \times 0,5 \times 0,01 \text{ мм}^3$. Результаты одной из серии измерений

участка спектра, содержащего L - и M -линии, приведены на рис. 92. Отношение площадей, ограниченных контурами конверсионных L -линий, найденное как средневзвешенное из восьми измерений, оказалось равным

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 1 : (0,108 \pm 0,001) : (0,0080 \pm 0,0002). \quad (17.3)$$

Для M -линий это отношение равно:

$$M_I : M_{II} = 1 : (0,118 \pm 0,002), \quad (17.4)$$

и, наконец, отношение $L_I : M_I = 1 : 0,24$.

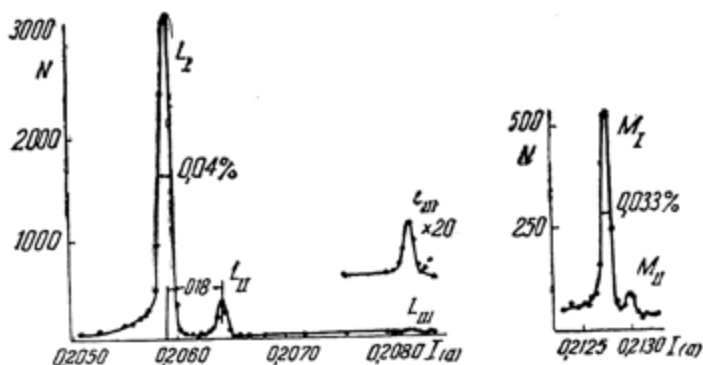


Рис. 92. Спектры конверсионных электронов L и M при распаде ThC по измерениям на призмном β -спектрометре [250, 394].

Результат (17.3) ближе всего подходит к теоретическому отношению $L_I/L_{II}/L_{III} = 1/0,094/0,052$, вычисленному для перехода M_I с энергией 239 кэв методом интерполяции табличных данных Роуза (приложение VIII). Согласие с теорией оказывается еще лучшим, если воспользоваться расчетными данными Слива [444, 445], полученными при учете конечных размеров ядра. Для перехода M_I с энергией 239 кэв отношение коэффициентов конверсии на L -подоболочках ThC равно по Сливу:

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 1 : 0,12 : 0,007. \quad (17.5)$$

Таким образом, результаты исследований Кельмана доказывают, что γ -переход ThC с энергией 239 кэв является переходом класса M_I .

Сравнение экспериментальных отношений L_{II}/L_I и L_{III}/L_{II} с теоретическими (см. рис. 89 и 90) показало, что примесь переходов типа $E2$, если она имеется, не больше 1—2%. Заметим, что по отношению коэффициентов конверсии $\frac{K}{L_I}$ в этом случае нельзя было бы различить переходы типа $E2$ и $M1$.

Точность измерения расстояний между линиями спектра при измерениях методом смещения (см. выше) характеризуется следующими цифрами. Расстояние между линиями L_I и L_{II} найдено равным (677 ± 2) эв, а между линиями L_I и L_{III} — (2968 ± 1) эв. Такова же примерно точность определения величин энергий, содержащихся в приложении III.

Латышев с сотрудниками [251] на магнитном полукруговом спектрометре с улучшенной фокусировкой (табл. 22) получил следующие результаты при исследовании конверсии 239 кэв излучения ThC:

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 1 : (0,116 \pm 0,003) : (0,0066 \pm 0,0004), \quad (17.6)$$

$$M_I : M_{II} = 1 : (0,118 \pm 0,003). \quad (17.7)$$

Эти результаты, хотя и несколько отличаются от результатов Кельмана, также хорошо совпадают с результатом (17.5) теоретических расчетов Слива, еще раз подтверждая вывод о том, что переход в ThC является чистым $M1$ -переходом.

Зигбан [447] на безжелезном спектрометре с двойной фокусировкой (табл. 22) нашел, что отношение коэффициентов конверсии для 239 кэв излучения ThC равно:

$$K/L_I = 5,8 \div 6,0, \quad L_I/L_{II} = 9,3 \div 10,6.$$

По таблицам Роуза для переходов $M1$ с энергией 239 кэв:

$$K/L_I = 6,35 \pm 0,2, \quad L_I/L_{II} = 10,6 \pm 0,6.$$

На основании хорошего совпадения экспериментальных данных с расчетными данными Роуза Зигбан сделал вывод о том, что эффект конечных размеров ядра не играет большой роли при конверсии на K - и L_I -оболочках. Этот вывод не является обоснованным, поскольку производилось измерение относительных величин коэффициентов конверсии только на K - и L_I -оболочках. Между тем, по расчетам Сли-

ва и Банд, поправки на эффект конечных размеров ядра примерно одинаковы для оболочек K и L_I (§ 16).

Заметим, что светосила прибора Зигбана примерно в пять раз меньше светосилы прибора Кельмана (при одном и том же разрешении), а светосила прибора Латышева в 100 раз меньше. Это ограничивает возможности применения приборов Зигбана и Латышева только исследованием препаратов высокой удельной активности.

Преимущества призмного β -спектрографа можно проиллюстрировать на примере исследования конверсии изомерного 192 кэВ γ -перехода в In^{114} . Этот переход был изучен в ряде ранних работ. Были измерены (методом сравнения площадей конверсионных линий и площади β -спектра и методом счета N_e и N_γ на сцинтилляционных спектрометрах) величины коэффициентов α_K и отношений полных коэффициентов K/L . Точность подобных измерений была порядка 10—20% и не исключала альтернативного выбора между E_4 и E_5 при идентификации изомерного перехода.

Измерения отношений $L_I/L_{II}/L_{III}$ и K/L на призмном β -спектрометре позволили избежать трудностей, связанных с абсолютными измерениями. Измерения проводились [252, 394] при приборной полуширине линий 0,04% и трансмиссии 0,02%. Отношение $\frac{K}{L}$ с учетом поправок на различное поглощение K - и L -электронов в окне детектора было определено равным $1,32 \pm 0,02$, т. е. с точностью, примерно в 5—10 раз превышающей точность прежних измерений.

Теоретическое отношение K/L для переходов E_4 равно 1,3, для переходов E_5 — 0,6. Так как разность энергий подуровней L_I и L_{III} равна $\sim 300\text{ эВ}$, а L_{II} и L_{III} — 200 эВ и энергия конверсионных электронов велика, то абсолютного разделения L -линий при данном разрешении не удалось достичь. Однако вполне возможным оказалось графическое разделение. Результат обработки экспериментальных данных

$$L_I:L_{II}:L_{III} = 1:(5,3 \pm 0,2):(4,2 \pm 0,2) \quad (17.8)$$

хорошо совпадал с результатом интерполяции табличных данных Роуза для перехода E_4 (1:5,4:5,4). Таким образом, было установлено, что переход с энергией 192 кэВ принадлежит к классу E_4 .

В работе [252] были измерены также отношения полных коэффициентов конверсии на L -, M - и N -оболочках In^{114} :

$$L/M = 4,4 \pm 0,1; \quad M/N = 4,6 \pm 0,2. \quad (17.9)$$

В настоящее время нет удовлетворительных теоретических данных о коэффициентах конверсии на M - и N -оболочках. Поэтому экспериментальные величины отношений $\frac{L}{M}$ и $\frac{M}{N}$ в настоящее время не могут быть использованы для каких-либо дальнейших заключений.

Интересно, впрочем, заметить, что результаты опытов [252, 394] не подтверждают заключение Чёча и Монахана [96] о том, что при переходе $E4$ конверсия происходит главным образом на подоболочках M_{IV} и M_V .

Исследование конверсии γ -лучей Pu^{238} . При α -распаде Sm^{242} (рис. 17) и β -распаде Np^{238} происходит возбуждение ротационных уровней ядра Pu^{238} . Энергия этих уровней была определена при изучении тонкой структуры α -спектров на магнитных спектрометрах. Точность измерения энергии ($\sim 0,5\%$) была достаточной для того, чтобы установить соответствие правилу энергетических интервалов (2.10) для уровней ротационной полосы чётно-чётных ядер. Моменты и чётности этих уровней однозначно определялись на основе предсказаний обобщенной модели (§ 2).

Вследствие этого исследование конверсии γ -лучей при распаде Pu^{238} имело главной целью не определение типов и мультипольностей γ -переходов, а дальнейшее уточнение величин энергии первого и второго возбужденных уровней Pu^{238} и определение отношения коэффициентов конверсии на L -, M - и N -оболочках. Первая задача связана с дальнейшими уточнениями количественных расчетов энергии уровней на основе обобщенной модели — определением величин постоянных A и B в формуле (2.10). Вторая задача представляет интерес для теории конверсии на оболочках L , M и N , стимулируя дальнейшие теоретические работы в этом направлении.

Благодаря сравнительно большой разности энергий между линиями конверсионного спектра и небольшой энергии γ -переходов, исследование конверсии γ -лучей Pu^{238} представляет более легкую задачу по сравнению, например, с исследованием конверсии при распаде ThC или In^{114} (см. выше). Удобными приборами для выполнения этой задачи оказались по окружные спектрографы с постоянными магнитами и фотографической регистрацией, построенные Смитом и Холландером [449]. Один из спектрографов имел поле в зазоре 53 гс. При максимальном радиусе (20 см) можно было изучать спектры электронов с энергией до 80 кэв ($\frac{\Delta p}{p}$ при этой энергии было 0,13%). Калибровка спектрометров производилась с помощью стандартных конверсион-

ных линий (табл. 22). В другом магнитном спектрографе с полем 99 гс производились измерения конверсионных линий с энергией до 270 кэв ($\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0,17\%$). Применение фотопластинок в качестве детектора обеспечивало „запись“ всего спектра в течение одной серии измерений.

Интенсивность линий конверсионного спектра была пропорциональна времени экспозиции. Главным недостатком фотографической методики регистрации электронов является нелинейная зависимость чувствительности фотопластинок от энергии электронов. Потребовались специальные опыты по калибровке фотопластинок. Оказалось, например, что эффективность регистрации 1000 кэв электронов специальными фотопластинками фирмы Истмэн равна $\eta = 30\%$. Для электронов с энергией 40 кэв $\eta = 40\%$ и для 20 кэв электронов $\eta = 20\%$. При этом эффективность регистрации 100 кэв электронов принята за 100%. Кроме этого, интенсивность почернения пластинок была, грубо говоря, обратно пропорциональна радиусу кривизны. Относительная интенсивность линии спектра определялась с помощью приближенного соотношения:

$$I = \frac{A\rho}{\eta}, \quad (17.10)$$

где A — площадь, ограниченная контурами линии,
 ρ — радиус кривизны,
 η — эффективность регистрации электронов с данной энергией.

Ошибки, связанные с приближенностью расчетов по формуле (17.10), в некоторой степени компенсировались благодаря усреднению результатов многих серий измерений. Результатом измерения энергий конверсионных электронов L_{II} , L_{III} , M_{II} , M_{III} , N_{II} , N_{III} (рис. 93) было установление энергии второго возбужденного уровня Pu^{238} : $E(2+) = 44,11 \pm 0,05$ эв. В ранних, менее точных опытах энергия этого уровня была установлена равной 44,9 и 44,3 кэв.

Относительные интенсивности конверсионных линий от 44 кэв перехода, определенные методом, описанным выше, оказались равными: $L_{II}/L_{III} = 1,16 \div 1,27$, $\frac{M_{II}}{M_{III}} = 1,20 \div 1,25$, $N_{II}/N_{III} \approx 1$. Теоретическое отношение L_{II}/L_{III} (по Роузу) для переходов $E2$ с энергией 44 кэв равно 1,2. Таким образом, результаты опытов являются еще одним доказательством того, что переход относится к классу $E2$.

Отношение полных коэффициентов конверсии 44 кэВ γ -лучей на L -, M - и N -оболочках было определено равным:

$$L : M : N = 2,5 : 1,0 : 0,3. \quad (17.11)$$

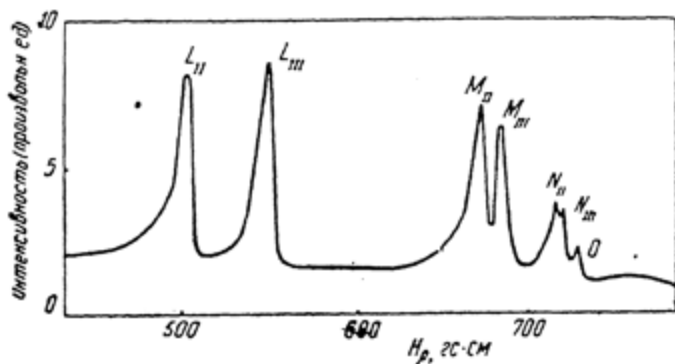


Рис. 93. Спектр электронов конверсии при распаде Cm²⁴² [449].

Для γ -перехода между вторым и третьим уровнями Pu²³⁸ с энергией 110 кэВ авторы [449] определили следующие отношения коэффициентов конверсии:

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 0,2 : 1,4 : 1,0,$$

$$M_{II} : M_{III} = 1,5 : 1,0, \quad (17.12)$$

$$L : M = 3.$$

Экстраполяция табличных данных Роуза (приложение VIII) приводит к следующему отношению коэффициентов для 100 кэВ перехода в атоме с $Z = 94$:

$$L_I : L_{II} : L_{III} = 0,14 : 1,8 : 1,0. \quad (17.13)$$

Сравнение экспериментальных и расчетных данных позволяет утверждать, что примесь излучения M₁, если она имеется, небольшая.

Заметим, что на приборах этого же типа аналогичным способом был исследован [204] спектр конверсионных электронов, испускаемых при распаде Np²³⁹. Эти измерения позволили установить схему уровней Pu²³⁹ и оценить действие добавочных правил отбора при β - и γ -переходах к уровням ротационной структуры (подробнее см. § 4).

Результаты опытов [449] в основном совпадают с результатами измерений коэффициентов конверсии при распаде Np^{238} , произведенных на β -спектрометре с двойной фокусировкой и с электрической регистрацией электронов [395]. На рис. 94 воспроизведен участок спектра электронов, возникающих при конверсии 102 кэВ γ -лучей Pu^{238} . Разрешение спектрометра в области энергии 100 кэВ было $0,5\%$, так что M -линия не разделялась. Энергии уровней с характеристиками $2+$ и $4+$, определенные по спектрам конверсии, в этой работе оказались равными $44,0$ и $102,2 \text{ кэВ}$. Точность измерения энергии уровней была меньше, чем точность измерения энергии уровней в работе [449].

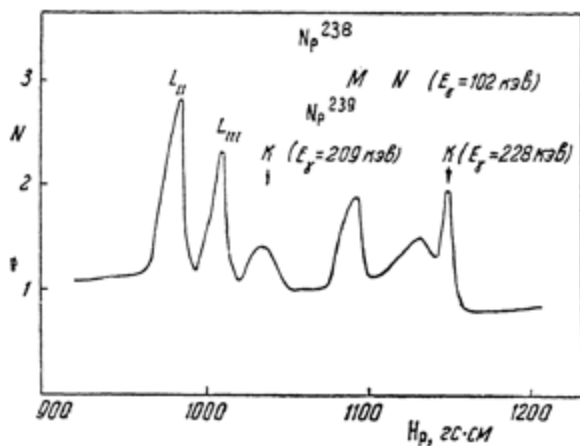


Рис. 94. Спектр электронов конверсии при распаде Np^{238} (с примесью Np^{239}) в области, соответствующей конверсии γ -лучей с энергией 102 кэВ [395].

Отношение коэффициентов конверсии γ -лучей с энергией 44 кэВ на L_{II} - и L_{III} -подоболочках определено равным $1,26$.

Исследование распада RaD (Pb^{210}). До сих пор мы рассматривали экспериментальные работы, в которых изучение конверсии производилось главным образом с помощью магнитных спектрометров. Здесь мы ознакомимся с результатами исследования γ -переходов и конверсионных переходов при распаде RaD (Pb^{210}) с помощью пропорциональных газовых спектрометров и сцинтилляционных спектрометров. Результаты большого количества работ по исследованию распада RaD , выполненных за последние 30 лет, были весьма противоречивы. Только в последнее время измерениями с помощью пропорциональных газовых спектрометров было

показано [159], что за β -распадом RaD следует только один γ -переход с энергией 46,5 кэв. Сообщения о существовании γ -переходов с энергией 31 кэв не подтвердились. Для окончательного установления схемы распада RaD, а также для определения характеристик уровней дочернего ядра (Bi^{211}) были предприняты дальнейшие исследования излучений от источника Ra ($D + E + F$) с помощью пропорциональных счетчиков и сцинтилляционного спектрометра [160].

Для измерения спектров рентгеновского и γ -излучений, испускаемых этим источником, использовался пропорциональный газовый спектрометр с бериллиевым окном толщиной $164 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$.

Интенсивность рентгеновского излучения L -серии была определена равной $(N_L)_{\text{рад.}} = 0,23 \pm 0,02 \frac{\text{кванта}}{\text{распад}}$. Отношение интенсивностей рентгеновского L -излучения и 46,5 кэв γ -излучения определялось по площадям L - и γ -линий спектра импульсов в пропорциональном спектрометре с учетом различной трансмиссии этих излучений через бериллиевое окно ($T_L = 0,916$; $T_\gamma = 0,997$) и зависимости эффективности счета от энергии лучей. Среднее для ряда измерений отношение оказалось равным:

$$\frac{(N_L)_{\text{рад.}}}{N_\gamma} = 5,1 \pm 0,7.$$

Измерение интенсивности 46 кэв γ -лучей, испускаемых при распаде свежеприготовленного RaD (в этом случае отсутствовало внутреннее тормозное излучение RaE, см. § 31), производилось на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI(Tl) размером $7,5 \times 7,5$ см. В среднем на β -распад приходилось $N_\gamma = (0,045 \pm 0,004)$ кванта с энергией 46,5 кэв. Так как независимыми измерениями ранее было показано, что относительная интенсивность β -переходов RaD на основное состояние ядра Bi^{211} равна $(15 \pm 5)\%$, то, с учетом измеренной здесь величины N_γ , было установлено, что конверсия 46 кэв γ -лучей RaD (Bi^{211}) происходит в $(80 \pm 0,5)\%$ случаев распада RaD.

Приняв среднее значение отношения коэффициентов конверсии $\frac{L}{M+N}$ равным 2,94, авторы определили число дырок (вакансий) на L -оболочке RaE, образующихся в среднем за один распад RaD,

$$N_L = 0,62.$$

Результаты этих измерений позволили определить среднюю величину выхода флуоресценции для атомов с $Z=83$:

$$\bar{\omega}_L = \frac{(N_L)_{\text{рад.}}}{N_L} = 0,38 \pm 0,02, \quad (17.14)$$

а также абсолютное значение коэффициентов конверсии 46 *кэв* γ -излучения на L -оболочке. Последний рассчитывается с помощью определенных на опыте величин по формуле (17.2):

$$\alpha(L) \equiv L = \frac{(N_L)_{\text{рад.}}}{N_\gamma} \frac{(N_L)_{\text{рад.}}}{N_L} = 13,3 \pm 2,0. \quad (17.15)$$

По таблицам Роуза для атомов с $Z = 83$ и переходов $M1$ с энергией 46,5 *кэв* величина коэффициента конверсии на L -оболочке равна 17,85.

Если принять поправку 30% на эффект конечных размеров ядра [444], теоретическая величина коэффициента конверсии оказывается равной 12,7.

Таким образом, γ -переход с энергией 46,5 *кэв* при распаде RaD является переходом класса $M1$. Вероятность конверсии при таких переходах сильно зависит от эффекта конечных размеров ядра. Аналогичное положение наблюдалось при конверсии $M1$ излучения в атомах ThC (см. выше).

Экспериментальные исследования распада Br^{80} и Tm^{169} . В заключение этого параграфа рассмотрим примеры комбинированных экспериментальных исследований γ -переходов и конверсионных переходов при распадах Br^{80} и Tm^{169} . Конечной целью таких исследований является установление полных схем распада и характеристик ядерных уровней, участвующих в переходах.

Исследование схемы распада Br^{80} началось после работы Б. Курчатова, И. Курчатова, Л. Мысовского и Русинова [233], которые показали, что при облучении брома нейтронами (в том числе и медленными нейтронами) наблюдается образование трех радиоактивных веществ с периодами 18 мин., 4,4 часа и 36 часов. Так как естественный бром представляет смесь изотопов Br^{79} и Br^{81} , то захват нейтронов мог привести к образованию только двух радиоактивных изотопов: Br^{80} и Br^{82} . Таким образом, следовало предположить, что один из этих изотопов является изомером (§ 5). Дополнительные доказательства этого предположения были получены при изучении реакции (γ , n) на бром. Распад образующихся при этом изотопов Br^{78} и Br^{80} также характеризовал-

ся тремя периодами: 18 мин., 4,4 часа и 6 мин. Сопоставление результатов этих двух независимых исследований позволило заключить, что радиоактивный Br^{80} образует изомерную пару с периодами 18 мин. и 4,4 часа.

β -переходы при распаде Br^{80} были исследованы на магнитном спектрометре Алихановым, Алиханяном и Желеповым. Русинов и Юзефович [393] методом поглощения и магнитного отклонения обнаружили, что распад Br^{80} сопровождается испусканием моноэнергетических электронов с энергией 30 *кэв*. Интенсивность этих электронов убывала с периодом 4,4 часа. Предположение И. Курчатова о том, что эти электроны являются электронами конверсии, было подтверждено обнаружением характеристических рентгеновских лучей. Интенсивность их также убывала с периодом 4,4 часа. Кроме того, было показано методом дифференциальных фильтров (§ 11), что рентгеновское излучение принадлежит характеристическому спектру брома, но не атомам соседних элементов (Kr , Se).

На магнитном линзовом β -спектрометре Русиновым и Юзефовичем производилось изучение спектра конверсионных электронов. Были обнаружены две группы электронов конверсии с энергией $33,5 \pm 2$ *кэв* и $46,5 \pm 3$ *кэв*, которые идентифицированы как электроны конверсии 48 *кэв* γ -лучей на *K*- и *L*-оболочках брома. Все это позволило твердо установить существование при распаде Br^{80} γ -переходов с энергией 48 *кэв*, почти полностью конвертированных. Позднейшие исследования мягких излучений радиоактивных брома с помощью пропорциональных счетчиков [483] полностью подтвердили такое заключение и позволили уточнить энергию перехода: $E=49$ *кэв*.

Отношение коэффициентов конверсии на *K*- и *L*-оболочках дало возможность идентифицировать переход с энергией 49 *кэв* как октупольный ($l=3$).

В работах Русинова и Юзефовича было обнаружено также, что кроме рентгеновского излучения и электронов конверсии при распаде Br^{80} испускается γ -излучение с энергией 37 *кэв* (коэффициент поглощения в алюминии $\mu/\rho=0,68$). Гринберг и Русинов [183], исследуя конверсию этого излучения, показали, что это излучение может соответствовать переходу ядра $E2$. Так как γ -лучей с энергией 86 *кэв* и соответствующих конверсионных электронов обнаружено не было, следовало считать, что переходы с энергией 49 *кэв* и 37 *кэв* следуют друг за другом.

Таким образом, в результате большого количества исследований было доказано, что переход ядра Br^{80} из мета-

стабильного состояния на основное состояние происходит двумя ступенями, причем переход с энергией 49 *кэв* сильно конвертирован. Были ориентировочно определены типы и мультипольности γ -переходов.

Более поздние экспериментальные исследования подтвердили результаты ранних работ. Окончательная схема переходов при распаде изомера Br^{80m} изображена на рис. 30.

Рассмотрение экспериментальных исследований схемы распада Tm^{169} [328, 201] представляет интерес по крайней мере в трех отношениях. Во-первых, в этих работах наглядно проявляются тенденции современных спектроскопических исследований объединить в одном комплексе разнообразные приборы и методики с целью получения однозначных сведений о характере переходов и характеристиках уровней исследуемого изотопа. Во-вторых, исследование уровней ядра Tm^{169} представляет интерес потому, что это ядро несферическое и измеренный момент его основного состояния равен $1/2$. Таким образом, структура спектров его, как предсказывает теория (§ 2), аномальная. В-третьих, при комбинированном исследовании переходов в ядре Tm^{169} можно получить ценные сведения о действии добавочных правил отбора при β -распаде (§ 4) и γ -переходах (§ 5).

Уровни Tm^{169} возбуждаются, например, при электронном захвате в атомах Yb^{169} . Радиоактивный Yb^{169} готовится путем облучения нейтронами стабильного изотопа Yb^{168} .

В работе [201] для исследования распада $\text{Yb}^{169} \rightarrow \text{Tm}^{169}$ был использован кристалл-дифракционный спектрометр и два магнитных спектрометра, один из которых работал в схеме β - γ -совпадений. С помощью кристалл-дифракционного спектрометра производились прецизионные измерения энергии γ -лучей, испускаемых при распаде Tm^{169} . Источником служил слой облученного нейтронами Yb_2O_3 весом 50 мг и активностью ~ 1 кюри. В качестве устройства, регистрирующего отраженные под брэгговскими углами γ -лучи, были использованы сцинтилляционные спектрометры. Типичный спектр γ -лучей, полученный при таких измерениях, воспроизведен на рис. 95. Спектр охватывает область энергий от 48 до 400 *кэв*, причем линии спектра образованы γ -лучами от распада Tm^{169} и Lu^{175} (последний получается при распаде Yb^{175}). Относительная интенсивность γ -линий определялась по площади импульсов от фотоэлектронов, образующихся при фотоэлектрическом поглощении γ -квантов в кристалле сцинтилляционного спектрометра. При этом, естественно, учитывались поправки на самопоглощение γ -лучей в источнике, эффект отражения γ -лучей в кристалле и зависимость эффективности счета γ -лучей от их энергии.

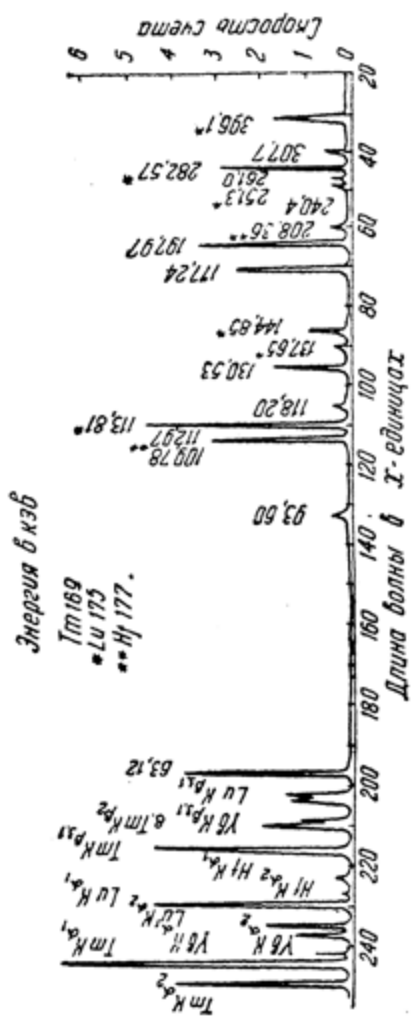


Рис. 95. Спектр рентгеновских лучей и γ -лучей при распаде Tm¹⁶⁹, Lu¹⁷⁵ и Hf¹⁷⁷. По измерениям на кристалл-дифракционном спектрометре [201].

Так, измерения на кристалл-дифракционном спектрометре со сцинтилляционным спектрометром установили энергии и интенсивности γ -линий, испускаемых при переходах в ядрах Tm^{169} и Lu^{175} .

Для идентификации γ -линий (принадлежность их к ядру Tm^{169} или Lu^{175}) были произведены измерения спектра электронов конверсии и оже-электронов в области энергии $2 \div 12,5$ кэв. Измерения производились на магнитном спектрометре с полукруговой фокусировкой и разрешающей силой $\sim 1\%$. Источник приготавливался вакуумным испарением тонкого слоя облученного Yb_2O_3 на слюдяную подложку. Спектр электронов, полученный при этих измерениях, изображен на рис. 96. По энергии линий, возникающих от конверсии γ -лучей на L -оболочке Tm^{169} , была установлена принадлежность некоторых γ -линий ядру Tm^{169} .

Для того чтобы установить порядок следования уровней, между которыми происходят γ -переходы, и установить последовательность γ -переходов, с помощью другого магнитного спектрометра и схемы совпадений на сцинтилляционных счетчиках изучалась скорость совпадений между γ -квантами и конверсионными электронами. При этом разрешающая сила магнитного β -спектрометра по энергии была $\sim 0,3\%$ при обычных измерениях и $\sim 1\%$ при измерениях скорости счета β - γ -совпадений. Разрешение по времени при этом было $2 \cdot 10^{-8}$ сек. В результате этих комбинированных исследований установлена следующая схема уровней и переходов в ядре (рис. 97).

Для определения характеристик уровней были вычислены коэффициенты конверсии γ -лучей. Для вычисления использовались результаты измерения интенсивностей γ -лучей на кристалл-дифракционном спектрометре (см. рис. 95) и соответствующих им конверсионных K - и L -электронов (см. рис. 96). Было установлено, что измеренное отношение коэффициентов конверсии $L_I/L_{II}/L_{III}$ для перехода между уровнями D и B соответствует теоретическому отношению коэффициентов для чистого $E2$ -перехода (примесь $M1$ не больше 5%). Этот результат был использован в качестве

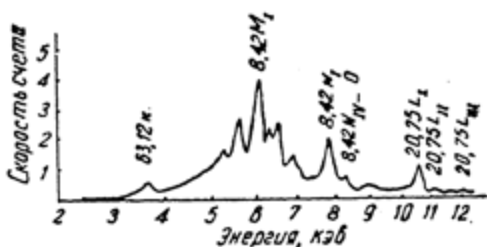


Рис. 96. Спектр конверсионных и оже-электронов, испускаемых при распаде Yb^{169} (Tm^{169}). По измерениям на магнитном спектрометре [201].

стандарта для оценки процентного соотношения различных мультиполей в смесях. При определении типов и мультипольностей других γ -переходов по коэффициентам конверсии на K - и L -оболочках были использованы таблицы Слива (приложение VII) и таблицы Роуза (приложение VIII).

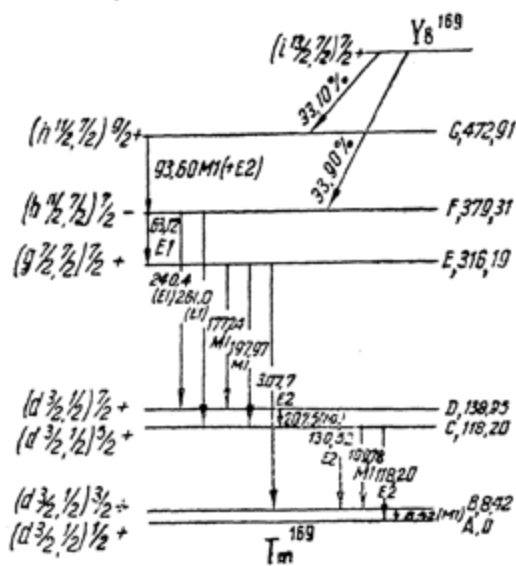


Рис. 97. Диаграмма распада Yb^{169} и схема уровней Tm^{169} .

Было отмечено также, что для переходов класса M1 в атомах Tm^{169} таблицы Роуза (вычисленные без учета конеч-

Таблица 32

Экспериментальные величины энергий конверсионных K - и L -электронов Au^{198} и энергия γ -перехода Hg^{198} по измерениям Коннора и др. [97]

Линия	Энергия электронов, кэВ	Энергия связи электронов, кэВ	Энергия γ -перехода, кэВ
K	$328,70 \pm 0,16$	$83,10 \pm 0,05$	$411,80 \pm 0,17$
L_I	$396,90 \pm 0,20$	$14,84 \pm 0,05$	$411,74 \pm 0,21$
L_{II}	$397,45 \pm 0,20$	$14,21 \pm 0,05$	$411,66 \pm 0,21$
L_{III}	$399,38 \pm 0,20$	$12,28 \pm 0,05$	$411,66 \pm 0,21$
Средневзвешенное значение энергии γ -перехода			$411,76 \pm 0,19$

ных размеров ядра) дают величины коэффициентов конверсии на $\sim 15\%$ больше измеренных. Результаты всех исследований суммированы в табл. 32.

Для идентификации уровней (тип уровня, момент и четность) была использована обобщенная модель ядерных оболочек (§ 2). Момент основного состояния Tm^{169} (уровень *A* на схеме рис. 97) был определен при независимых спектроскопических измерениях ($I=1/2$). Уровни *B, C* и *D* принадлежат к ротационной полосе с $K=1/2$. Энергии этих уровней удовлетворяют формуле (2.10), если положить $E_0 = -18,247$ кэв, $a = -0,768$, $A = \frac{\hbar^2}{2J} = 11,969$ кэв, $B = +0,03389$ кэв.

Уровни *E* и *F* идентифицированы как одночастичные уровни. Характеристики этих уровней описываются схемой Нильсона (рис. 10). Возможно, что и уровень *G* является одночастичным уровнем.

Таблица 33

Экспериментальные данные о γ -переходах в ядре Tm^{169}

Переход	E , кэв	Относительная интенсивность γ -лучей	(α_K) эксп.	(α_K) теор.	$(\alpha_{L I})$ эксп.	$(\alpha_{L II})$ эксп.	$(\alpha_{L III})$ эксп.	Мультипольность и тип перехода
BA	$8,42 \pm 0,05$	—	—	—	—	—	—	(95) M1
DC	$20,75 \pm 0,05$	—	—	—	$\alpha_{L I} : \alpha_{L II} : \alpha_{L III} =$			(13) M1
					$= 20 : 2,5 : 1$			
FE	$63,12 \pm 0,01$	65	—	—	0,10	0,02	0,03	90 E1
CF	$93,60 \pm 0,01$	4,4	2,4	3,2	0,42	—	—	11 M1(+E2)
CB	$109,78 \pm 0,02$	22	2,1	2,0	0,34	—	—	54 M1
CA	$118,20 \pm 0,03$	2,6	0,66	0,70	—	—	—	5 E2
DB	$130,53 \pm 0,03$	15	0,54	0,54	—	0,31	0,27	23 E2
ED	$177,24 \pm 0,05$	31	0,51	0,52	0,09	—	—	35 M1
EC	$197,97 \pm 0,06$	51	0,40	0,38	0,07	—	—	51 M1
FD	$240,4 \pm 0,7$	1	—	—	—	—	—	1 E1
FC	$261,0 \pm 0,5$	8	—	—	—	—	—	6 E1
EB	$307,7 \pm 0,5$	18	0,04	0,05	—	$\alpha_L = 0,01$		13 E2

Анализ относительных интенсивностей γ -лучей (табл. 33) показывает, что распад Yb^{169} происходит двумя ветвями: 10% электронных захватов в Yb^{169} приводят к возбуждению уровня *G* ядра Tm^{169} , а 90% электронных захватов приводят к возбуждению уровня *F*. Согласно классификации основных состояний ядер с нечетным *A* на основе модели оболочек, исходное ядро Yb^{169} должно иметь характеристики $\frac{7}{2} +$. Если это так, то в обеих ветвях перехода $Yb^{169} \rightarrow Tm^{169}$ имеет место запрещенный в первом порядке

электронный захват. Это подтверждается также значениями ft -величин для этих переходов ($\log ft$ равен 7 и 8 соответственно, если принять энергию распада равной 1,1 мэв).

Особенностью диаграммы распада $\text{Yb}^{169} \rightarrow \text{Tm}^{169}$ является отсутствие β -переходов на уровень E . Если пользоваться обычными правилами отбора по моменту и четности, то переход на уровень E должен быть более вероятным, чем запрещенные этими правилами переходы на уровни G и F . По-видимому, мы здесь имеем дело с „действием“ асимптотических правил отбора Алага, которое проявляется также при распаде других деформированных ядер (см. § 4). β -переход из основного состояния ядра $\text{Yb}^{169} \left(\frac{7}{2} + \right)$ на уровень E является сильно замедленным по сравнению с переходами на уровни F и G , которые являются благоприятными в отношении изменения добавочных квантовых чисел N и n_z (§ 2).

По этой же причине, по-видимому, не наблюдаются прямые γ -переходы между уровнями G и E . Для γ -переходов в деформированных ядрах, как уже говорилось в § 5, действуют те же дополнительные правила отбора, что и при β -переходах.

Наконец, γ -переходы в ядре Tm^{169} с энергией 240 и 261 кэв являются менее вероятными по сравнению с переходом энергии 63 кэв по причине K -запрета.

Аналогичные исследования были произведены для определения схем распада и вероятностей переходов в атомах Ta^{181} , Ta^{182} , Ta^{183} и др.

§ 18. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ РАДИОАКТИВНЫХ АТОМОВ

До недавнего времени считалось твердо установленным, что вероятность радиоактивных превращений не зависит от внешних физических и химических условий, в которых находятся распадающиеся атомы. Основанием для такого утверждения служили отрицательные результаты ряда опытов, имевших целью обнаружить зависимость константы распада радиоактивных веществ от температуры, давления, концентрации, химического состояния и внешних полей [220, 361, 316].

За последние десять лет получены убедительные доказательства того, что вероятность таких процессов, как электронный захват или внутренняя конверсия γ -лучей, зависит от состояния электронных оболочек распадающихся атомов. Это и следовало ожидать, так как необходимым условием

возможности указанных переходов является наличие атомных электронов.

Экспериментальные доказательства зависимости константы распада Be^7 от химического состояния. Согласно

теории (§ 13), вероятность электронного захвата пропорциональна квадрату волновой функции электронов в месте нахождения ядра $|\Psi(0)|^2$. В предельном случае, когда ядро полностью „оголено“, вероятность распада его путем захвата электрона, очевидно, равна нулю. В остальных случаях вероятность захвата данного электрона определяется его абсолютным и относительным вкладом в $|\Psi(0)|^2$, т. е. она должна зависеть от вида соединений, в которые входят активные атомы, и агрегатного состояния вещества.

Рассмотрим, например, случай распада Be^7 (рис. 98). Вероятность распада нейтрального атома бериллия ($\text{Be} \equiv \text{Be}^0$)

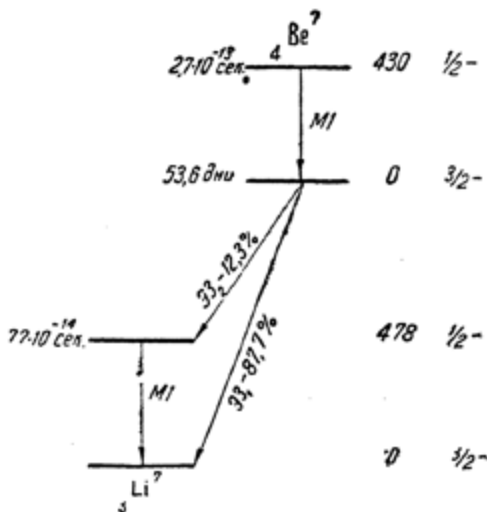


Рис. 98. Диаграмма распада ${}^7_4\text{Be}$.

$$\lambda(\text{Be}) \sim [g_K^2(R) + g_{L_1}^2(R)],$$

причем если воспользоваться расчетами по Хартри (табл. 29), $g_K^2(R) = 8,35 \cdot 10^{-5}$ и $g_{L_1}^2(R) = 2,86 \cdot 10^{-6}$. Для дважды ионизированного атома бериллия $\lambda(\text{Be}^{++}) \sim g_K^2(R)$, причем $g_K^2(R) = 8,40 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, следует ожидать, что постоянная распада нейтрального атома превышает постоянную распада дважды ионизированного атома¹

$$\frac{\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{Be}^{++})}{\lambda(\text{Be})} = 2,6 \cdot 10^{-2}.$$

¹ Подобные расчеты с использованием функций водородоподобных атомов дают результат:

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{Be}^{++}) = 1,8 \cdot 10^{-2} \lambda(\text{Be}).$$

Непосредственно проверить на опыте результат данной оценки трудно, так как для этого необходимо было бы в течение длительного времени иметь дважды ионизованные атомы бериллия. Практически возможным способом обнаруживания эффекта оказалось сравнение констант распада бериллия, входящего в состав различных химических соединений. Именно этот способ и был использован в ряде работ, результаты которых обсуждаются ниже.

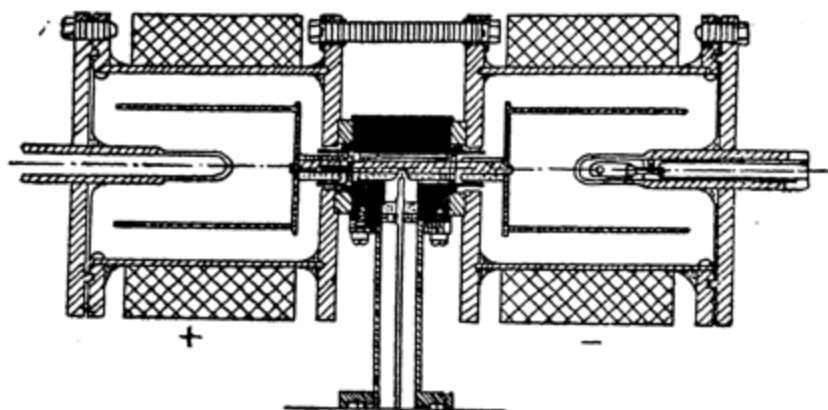


Рис. 99. Схема установки Бейнбриджа [228] для измерения малых разностей периодов распада радиоактивных источников.

Почти во всех работах использовалась та или иная модификация разработанного Резерфордом [361] метода определения малых разностей констант распада двух источников. Сущность метода заключается в использовании двух одинаковых ионизационных камер (рис. 99), в которые помещаются сравниваемые образцы. Камеры соединяются навстречу друг другу, т. е. собирают ионы различных знаков. В начальный момент, когда камеры сбалансированы, разностный ток Δi равен нулю. Нетрудно показать, что изменение разностного тока во времени (при малом $\Delta\lambda$) представляется равенством

$$\Delta i_t^* = (I_1 - I_2) e^{-\lambda t} + I_2 e^{-\lambda t} \Delta\lambda, \quad (18.1)$$

где I_1 и I_2 — ионизационные токи в камерах, соответствующие начальным ($t=0$) активностям источников с постоянной распада λ и $\lambda + \Delta\lambda$, соответственно. Измеряя зависимость

тока Δi во времени, можно определить $\Delta\lambda$. Для этого результаты измерений обрабатываются по методу наименьших квадратов и представляются в форме $y = a + bt$, где $y = e^{\lambda t} \Delta i$, $a = I_1 - I_2 = i_0$ (начальная разность интенсивностей в единицах тока), $b = I_2 \Delta\lambda$.

Относительная разность констант распада определяется с помощью очевидного соотношения

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{b}{I_2\lambda}.$$

В опытах группы французских физиков [52] таким способом сравнивались константы распада металлического бериллия и фтористого бериллия (некристаллического). При этом было определено¹:

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{Be F}_2) = (10 \pm 3) \cdot 10^{-3} \lambda(\text{Be}). \quad (18.2)$$

Подобные же измерения, произведенные Сегре с сотрудниками [417, 269], привели к следующим результатам

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{Be O}) = (1,5 \pm 0,9) 10^{-4} \lambda(\text{Be}), \quad (18.3)$$

$$\lambda(\text{Be O}) - \lambda(\text{Be F}_2) = (6,9 \pm 0,3) 10^{-4} \lambda(\text{Be O}). \quad (18.4)$$

Комбинируя эти результаты, авторы [269] приходят к следующей оценке:

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{Be F}_2) = (8,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} \lambda(\text{Be}). \quad (18.5)$$

Указанные в (18.2) — (18.5) погрешности представляют стандартную ошибку измерений.

Таким образом, опыт подтвердил ожидание, что константа распада металлического бериллия больше, чем константа распада бериллия в химических соединениях. При этом, в соответствии с расчетами, вероятность распада бериллия в соединениях типа BeX_2 оказалась тем меньшей, чем больше электронное сродство атомов X, т. е.

$$\lambda(\text{Be}) > \lambda(\text{Be O}) > \lambda(\text{Be F}_2).$$

¹ В первых опытах тех же авторов [47] вместо ионизационных камер использовались блоки счетчиков Гейгера—Мюллера и сравнивались константы распада Be и BeCl_2 . Опыты не дали доказательства явления, так как определенная на опыте величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ оказалась равной стандартной ошибке.

Обращает внимание большое расхождение между результатом (18.5) и результатом непосредственных измерений (18.2). По-видимому, это обстоятельство связано с различием в условиях приготовления образцов, главным образом с неодинаковым содержанием посторонних атомов. Позднее Бэйнбридж с сотрудниками [228] повторил опыты с Be и BeF_2 . На описании этих опытов и их результатов мы остановимся подробнее.

Измерения производились с помощью двух одинаковых ионизационных камер, наполненных чистым аргоном до давления 13,6 атм. Устройство камер и их взаимное расположение показано на рис. 99. Камеры были изолированы друг от друга с помощью стальных и свинцовых плиток. Исследуемые источники помещались строго по оси камер. Измерение токов производилось с помощью вибрационного электрометра, служащего нуль-прибором.

С помощью сцинтилляционного спектрометра было показано, что содержание посторонних γ -активных примесей в используемых образцах не превышало $7 \cdot 10^{-6}$ от общей активности источника. Последняя измерялась по выходу γ -квантов с энергией 478 кэв (рис. 98).

После этой проверки из осадков Be^7 готовились источники в виде различных химических соединений. Для каждой пары сравниваемых источников определялись величины разностного тока ΔI за время 1200 сек., а затем измерения повторялись при обратном расположении источников. Значение ΔI определялось как среднее для двух измерений. Такие измерения проводились два раза в неделю в течение пяти месяцев.

Результаты обработки экспериментальных данных для пары BeO — BeF_2 методом наименьших квадратов представлены прямой линией на рис. 100. Из наклона прямой b и величин I_2 и λ вычислялось искомое значение $\frac{\Delta \lambda}{\lambda}$.

Таким способом авторы [223] получили следующие результаты:

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{BeF}_2) = (7,41 \pm 0,47) \cdot 10^{-4} \lambda(\text{Be}), \quad (18.6)$$

$$\lambda(\text{BeO}) - \lambda(\text{BeF}_2) = (6,09 \pm 0,55) \cdot 10^{-4} \lambda(\text{Be}), \quad (18.7)$$

$$\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{BeO}) = (1,31 \pm 0,51) \cdot 10^{-4} \lambda(\text{Be}). \quad (18.8)$$

Эти данные хорошо согласуются с результатами опытов Сегрэ.

Влияние химического состояния атомов на время жизни изомеров. Группой Бэйнбриджа были получены также доказательства влияния химического состояния на время жизни изомеров [48]. Полная константа распада изомерных состояний определяется формулой (5.3). При этом коэффициент конверсии α зависит от состояния, в котором находятся

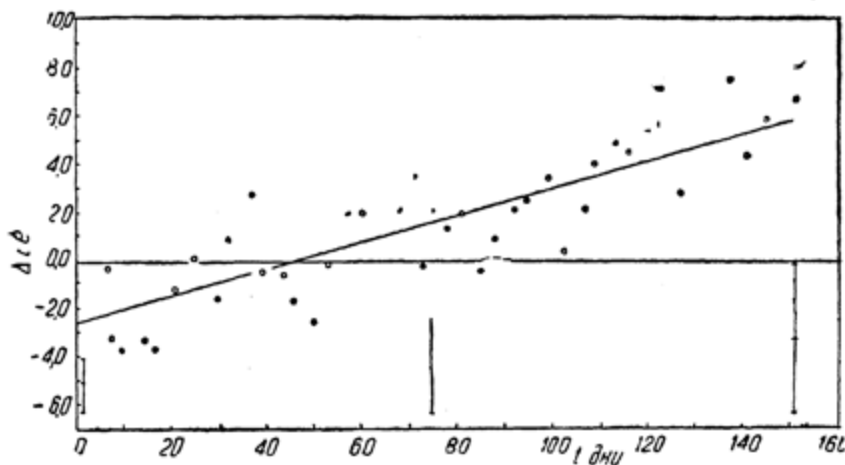


Рис. 100. Результаты измерения $e^{\lambda t} \Delta i$ в функции t для пары источников $\text{BeO} - \text{BeF}_2$. „Усики“ указывают стандартные ошибки отдельных измерений.

атомные электроны, участвующие в конверсии. Для опытов был выбран Tc^{99} , при распаде которого наблюдается сильно конвертированный изомерный переход с энергией 2 кэВ (рис. 31). Так как конверсия такого мягкого излучения происходит только на наружных M - и N -электронах, то постоянная распада Tc^{99} должна быть заметно неодинаковой в различных химических соединениях. Действительно, при сравнении констант распада технеция, входящего в состав химических соединений KTcO_4 и Tc_2S_7 (рис. 101) было определено [48]:

$$\lambda(\text{KTcO}_4) - \lambda_1(\text{Tc}_2\text{S}_7) = (27 \pm 1) 10^{-4} \lambda(\text{Tc}_2\text{S}_7). \quad (18.9)$$

Сравнение постоянных распада металлического технеция и технеция в составе химических соединений типа KTcO_4 и Tc_2S_7 привело к менее надежным количественным результатам так же, как это было при сравнительном изучении констант распада металлического бериллия и бериллия

в химических соединениях. Тем не менее, эффект был ясно обнаружен, что видно, например, из следующего результата:

$$\lambda(Tc) - \lambda(Tc_2S_7) = (3,1 \pm 1,2) 10^{-4} \lambda(Tc_2S_7). \quad (18.10)$$

Металлический радиоактивный технеций при этом был осажден электролитическим способом на никель и восстанавливался в атмосфере водорода при 1000° .

Теоретические исследования Слэтера показали, что на-

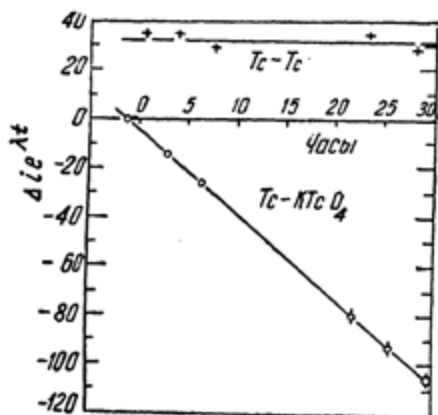


Рис. 101. Сравнение величин λ для двух идентичных металлических образцов Tc и для пары Tc—KTcO₄ (Tc = Tc⁹⁹) [36].

блюдаемый эффект объяснен главным образом изменением состояния электронов атома 4d, которые участвуют в образовании химических связей.

Замечания о влиянии электронной оболочки на время жизни α -активных и β -активных атомов. Обнаружение влияния состояния электронной оболочки на время жизни атомов, распад которых не связан непосредственно с атомными электронами, представляет большие трудности. Хотя подобные эффекты при α -распаде и

β -распаде еще не наблюдались, нет никаких оснований полагать, что они не существуют в действительности. В этой связи отметим, например, что при малых энергиях распада возможно существование таких ядер, которые стабильны по отношению к β -распаду, если бы они были „голыми“, и нестабильны в присутствии оболочки (подробнее см. § 19). Далее, изменение константы β -распада должно иметь место в том случае, когда β -электроны рождаются в состоянии дискретного спектра (§ 31).

При вычислении вероятности α -распада обычно (§ 3) учитывается взаимодействие α -частицы только с кулоновским полем ядра. В действительности же α -частица испытывает влияние не только поля ядра, но и поля атомных электронов. Влияние атомных электронов сказывается в уменьшении высоты и ширины потенциального барьера (рис. 12) и в конечном счете приводит к увеличению вероятности

α -распада и увеличению „эффективной“ энергии α -частиц [3, 136].

Ирма [136], используя статистическую модель Томаса—Ферми, произвел расчеты влияния электронной оболочки на вероятность α -распада. Потенциальная энергия частицы с зарядом pe в поле нейтрального атома в модели Томаса—Ферми определяется выражением

$$U = \frac{Z' ne^2}{\mu x} \Phi(x),$$

где Φ удовлетворяет уравнению ТФ:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \Phi^{3/2}/x^{1/2}$$

и

$$\mu = 0,88534a_0 Z^{-1/2}, \quad x = r\mu^{3/2} (Ze)^{1/2}$$

(a_0 — борковский радиус).

Ограничиваясь двумя членами в разложении

$$\Phi = 1 + a_2 x + \frac{4}{3} x^{3/2} + \dots,$$

можно в качестве эффективного потенциала для α -частицы вместо (3.9) использовать выражение

$$U = \frac{2Z' e^2}{r} + \frac{2Z' e^2 a_2}{\mu}. \quad (18.11)$$

Проницаемость барьера в этом случае определяется формулой (3.11), в которой величина γ определяется „эффективной энергией“ α -частицы E_α^*

$$\gamma^* = \gamma(E_\alpha^*, R),$$

$$E_\alpha^* = E_\alpha - \frac{2Z' e^2 a_2}{\mu}. \quad (18.12)$$

Соответственно периоды α -распада для голого ядра и нейтрального атома относятся как

$$\frac{t}{t^*} = \frac{\lambda^*}{\lambda} = \exp. \left[1 - \frac{\gamma^*}{\gamma} \right]. \quad (18.13)$$

Численные расчеты для α -распада Rn^{222}

$$(Z' = 84, E_{\alpha} = 5,486 \text{ мэв}, R = 8,9 \cdot 10^{-13} \text{ см})$$

дают

$$x = \frac{E_{\alpha} R}{2Z' e^2} = 0,2049 \text{ и } \gamma = 62.$$

Полагая $a_2 = -1,5889$ и $\mu = 1,07 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, имеем $x^* = 0,2063$ и $E_{\alpha}^* = 8,96 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$, так что $\gamma^*/\gamma = 0,9929$. Подстановка в (18.13) приводит к результату:

$$t/t^* = 1,55.$$

Для α -распада Po^{212} и Sm^{147} отношение периодов оказывается равным 1,22 и 2,60, соответственно.

Таким образом, влияние электронной оболочки при α -распаде сказывается в увеличении вероятности распада по сравнению с вероятностью, вычисленной для голого ядра. Это увеличение тем больше, чем меньше энергия α -распада.

В заключение следует упомянуть об интересных расчетах Шацмана [430], показавшего, что под действием давления вероятность распада уменьшается. Так, по оценке Шацмана, влияние давления на период распада естественных радиоактивных веществ должно быть заметным при плотности вещества $\sim 3,5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$.

§ 19. АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ И ЭНЕРГЕТИКА РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Атомная энергия связи. Атомная энергия связи, или полная энергия ионизации атома, определяется работой, которую необходимо затратить, чтобы удалить все электроны из атома. Она связана с электростатическим потенциалом V , созданным электронами в месте нахождения ядра, соотношением:

$$\frac{\partial B(Z)}{\partial Z} = e V(Z), \quad (19.1)$$

где Z — порядковый номер атома,
 e — заряд электрона.

Для оценки величины атомной энергии связи можно использовать те соображения, которые положены в основу статистической модели Томаса—Ферми. В этой модели рас-

пределение плотности электронов в различных атомах предполагается подобным, причем центр тяжести зарядового распределения определяется характеристическим параметром, пропорциональным $Z^{-1/3}$. Полная энергия такого распределения оказывается пропорциональной величине

$$\frac{Z^2}{Z^{-1/3}} = Z^{7/3}.$$

Соответствующие расчеты в нулевом приближении модели Томаса—Ферми приводят к следующему выражению [164, 264]

$$B(Z) = -20,92 Z^{7/3} \text{ эв.} \quad (19.2)$$

Если учесть энергию обменного взаимодействия электронов и так называемый „граничный эффект“ в распределении плотности электронов [402, 56], выражение для $B(Z)$ представится в следующем виде:

$$B(Z) = -20,92 Z^{7/3} + 13,6 Z^2 - 8 Z^{5/3} \text{ эв.} \quad (19.3)$$

Для практических целей удобнее воспользоваться полуэмпирическими формулами [4, 142]:

$$B(Z) = -15,73 Z^{7/3} \text{ эв для } Z < 10, \quad (19.4)$$

$$B(Z) = -13,60 Z^{7/3} \text{ эв для } Z > 10. \quad (19.5)$$

Таблица 34

Полная энергия связи электронов в атомах

Порядковый номер атома Z	Величина B , кэв		
	по формуле (19.2)	по формуле (19.3)	по формулам (19.4), (19.5)
6	1,369	1,038	1,029
10	4,504	3,516	3,41
20	22,719	18,457	18,0
40	114,43	94,412	95,0
60	288,1	246,5	252,0
80	577,6	502,4	502,0
90	757,7	662,1	666,0

Представление о величине полной энергии связи электронов в различных атомах дают цифры, приведенные в табл. 34. Зависимость B от Z представлена кривыми на рис. 102.

При ядерном превращении, связанном с изменением заряда ядра, имеет место изменение атомной энергии связи. Так, при электронном распаде разность энергий связи нейтральных начального и конечного атомов имеет величину

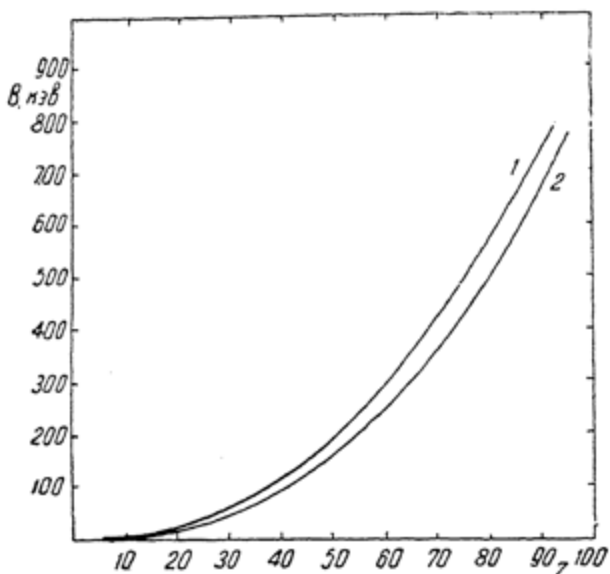


Рис. 102. Зависимость величины атомной энергии связи от заряда ядра;

1-расчет по формуле (19.2); 2-расчет по формуле (19.3) или (19.4).

от $+65,5$ эв (распад H^3) до $+19$ кэв (распад Pu^{241}) и в некоторых случаях (распад RaD , Pu^{241}) сравнима с максимальной энергией β -частиц. При позитронном распаде или электронном захвате эта разность меняется от -195 эв (распад Be^7) или -355 эв (распад C^{10} , C^{11}) до $-19,3$ кэв (распад Cm^{241}); α -распад Po^{210} и Cm^{242} сопровождается изменением атомной энергии связи на $-31,8$ кэв и $-38,2$ кэв, соответственно.

Следует заметить, что в процессах, связанных с увеличением Z , например, при испускании ядром отрицательно заряженной частицы или поглощении положительно заряженной частицы, эта разность является избыточной (знак $+$). Наоборот, в процессах, ведущих к уменьшению Z , проявляется „нехватка“ энергии связи.

О механизме переноса разности энергии связи при радиоактивном распаде. Возникают два взаимосвязанных между собой вопроса:

1. Насколько оправдано деление энергии на атомную и ядерную при рассмотрении энергетики ядерных превращений.

2. Каков механизм переноса разности энергий связи электронов начального и конечного атомов.

Последний вопрос ставился и обсуждался в ряде работ [163, 210, 188, 396] в связи с проблемой о влиянии изменения энергии связи на состояние электронной оболочки атомов отдачи и на энергетические спектры ядерных излучений.

Поэтому интересно проследить историю вопроса о способе распределения „избытка“ атомной энергии связи, освобождаемой при электронном распаде, и о влиянии ее на спектр электронов распада.

В одной из ранних работ Хебб [188] утверждал, что оболочка атомов при электронном распаде возбуждается адиабатически. Считая невероятным выделение „избытка“ энергии связи в форме энергии возбуждения атома отдачи, Хебб пришел к заключению, что избыточная энергия связи полностью уносится β -частицей, что приводит к изменению кинетической энергии ее на величину ΔV .

Подобные же заключения в той или иной форме высказывались в других работах [163, 210].

Обсуждая эти работы, Шварц заметил [396], что заключение об уносе избытка энергии связи только β -частицей заставляет предположить смещение нижней границы энергетического β -спектра на величину ΔV относительно границы, характерной для распада „голого“ ядра. Если придерживаться такой точки зрения, то на опыте не должны были бы наблюдаться β -частицы с энергией, меньшей, чем разность энергий связи начального и конечного атома. Действительно, когда кинетическая энергия электрона распада равна этой разности, вклад „специфической“ ядерной энергии в энергию распада равен нулю.

Считая заключение об уносе избытка энергии связи только β -частицей и наличие связанного с этим смещения нижней границы β -спектра неправильным, Шварц усматривает ошибку авторов работ [163, 188, 210] в том, что они предполагают реорганизацию атомных электронов как независимый от ядерных переходов процесс. В противовес этому Шварц предлагает рассматривать ядерный и сопутствующие ему атомные переходы как единый процесс. Для случая β -распада он включает переход нуклона из одного состояния в другое с излучением электрона и нейтрино и одновременным переходом атомной оболочки из некоторого начального состояния в другое, вероятно, возбужденное состояние. Рассмотрение этого процесса требует квантова-

ния полей нуклонов и легких частиц (включая связанные электронные состояния), подчиненных соответствующим связям Ферми и Кулона. Энергия распада, реализуемая в таком процессе, должна распределяться статистически между нейтрино, β -частицей и возбужденным атомом отдачи.

Полное и строгое математическое решение этой задачи связано с большими трудностями. В качестве примера работы, где подобная формулировка задачи была применена для вычисления вероятности возбуждения и ионизации внутренних оболочек атомов при электронном захвате, можно назвать работу Примакова и Портера [341]. Еще ранее Рейтц [365] и другие авторы провели расчеты движения β -частиц в комбинированном поле ядра и атомных электронов. Полученные волновые функции применяются в теории для вычисления так называемых поправочных множителей на экранирование (§ 15).

Подобные расчеты не дают основания ожидать сдвига границы β -спектров, как это следовало бы, если принять трактовку Хебба.

Для экспериментальной проверки упомянутых выше различных заключений о способах распределения „избытка“ энергии связи и о наличии или отсутствии „смещения“ нижней границы энергетического β -спектра необходимо обратиться к изучению распада таких тяжелых атомов, как Pm^{241} , Pb^{210} (RaD), Pu^{241} . В этих случаях энергия распада по порядку величины совпадает с ΔB .

Особенный интерес представляет исследование β -спектра Pu^{241} , верхняя граница которого почти совпадает с разностью атомных энергий связи. Если бы существовало смещение β -спектра, то опыт должен был бы показать наличие узкого „дельтовидного“ распределения электронов в области шириной порядка нескольких *кэв*. Наоборот, если форма β -спектра Pu^{241} соответствует теоретическому распределению для разрешенных переходов¹, то должно наблюдаться непрерывное распределение электронов по энергии от 0 до E_0 .

В 1952 г. появилось сообщение [141] об исследовании спектра Pu^{241} с помощью пропорционального счетчика. Опыт показал, что экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую в координатах Кюри в области энергий от 20,5 *кэв* до ~14 *кэв* (при меньших энергиях сильно сказывалось искажающее влияние рассеяния электронов в окнах

¹ Хотя переход $\text{Pu}^{241} \rightarrow \text{Am}^{241}$ является переходом первой степени запрета, теория предсказывает, что форма спектра электронов должна быть „разрешенного“ типа.

счетчика). Этот результат свидетельствовал об отсутствии „срыва“ спектра при $E \approx \Delta B$.

В 1955 г. Хустер [192] предпринял специальные опыты по изучению β -спектра Pb^{210} (RaD). Последний применялся в форме свинцового тетраметила, вводимого в пропорциональный счетчик. Было установлено, что верхняя граница β -спектра $E_0 \approx 23$ кэв и спектр не имеет „срыва“ при энергии $E = \Delta B = 16$ кэв

Значение этих опытов заключается, во-первых, в том, что они дали прямое экспериментальное доказательство участия нейтрино в переносе атомной энергии связи „на равных основаниях“ с β -частицами. Во-вторых, эти опыты показали, что вероятность выделения избытка энергии связи ΔB в форме кванта электромагнитного излучения пренебрежимо мала.

Разумеется, возбуждение и ионизация атомов при ядерных превращениях связаны с изменением атомной энергии связи. Однако изменение атомной энергии связи отнюдь не является единственной причиной возбуждения атомов при ядерных превращениях.

Следует иметь в виду, например, что при ядерных процессах, приводящих к уменьшению заряда ядра, эта энергия является „недостающей“; с другой стороны, энергия автоионизации внутренних оболочек тяжелых атомов много больше, чем разность энергии связи электронов (§32).

В свете этих замечаний становится ясным, что разделение энергии перехода на ядерную и атомную имеет чисто условный смысл. В единой цепочке ядерного и связанных с ним „вторичных“ переходов (§ 31) атомная энергия связи теряет свою „индивидуальность“. Строго говоря, всегда следует рассматривать общую энергию перехода, определяемую разностью масс атомов, и те „каналы“, по которым она расходится. Одним из таких „каналов“ является сообщение атому отдачи некоторой энергии возбуждения.

Средняя энергия, расходуемая на возбуждение и ионизацию атомов при радиоактивных превращениях. В этой связи представляют интерес методы оценки средней энергии возбуждения атома при испускании ядром заряженной частицы, предложенные Сербером и Снайдером [397]. Авторы исходят из следующих соображений.

Если время, в течение которого заряд ядра меняется от Z_1 до Z_2 , много меньше электронных периодов, оболочка не успевает „реорганизоваться“, и ядерная частица, пересекая атом, испытывает действие электростатического потенциала $V(Z_1)$, образованного в ядре электронами оболочки.

начального атома. В результате этого кинетическая энергия частицы изменится в среднем на величину $-e(Z_2 - Z_1)V(Z_1)$.

Соответственно, средняя энергия возбуждения дочернего атома при таком „полностью“ неадиабатическом процессе может быть определена как разность между изменением атомной энергии связи и изменением кинетической энергии заряженной частицы:

$$\langle \Delta E \rangle_{\text{ср.}} = B(Z_1) - B(Z_2) + e(Z_2 - Z_1)V(Z_1). \quad (19.6)$$

Для вычисления средней энергии возбуждения по формуле (19.6) следует произвести разложение $\{B(Z_1) - B(Z_2)\}$ в ряд по степеням $(Z_1 - Z_2)$, используя формулы (19.4), (19.5) и соотношение (19.1).

Эти операции приводят к следующим результатам:

$$\langle \Delta E \rangle_{\text{ср.}} = 24,45 Z_1^{1/2} (Z_2 - Z_1)^2 \text{ эв}, \quad (19.7a)$$

$$\langle \Delta E \rangle_{\text{ср.}} = 22,85 Z_1^{3/2} (Z_2 - Z_1)^2 \text{ эв}. \quad (19.7b)$$

Расчет по формулам (19.7) показывает, что средняя энергия возбуждения атомов при α - и β -распаде исчисляется десятками или сотнями эв, т. е. составляет малую долю разности энергий связи электронов.

В том случае, когда изменение заряда ядра приводит только к медленному (адиабатическому) или „частично“ неадиабатическому возбуждению электронов (§ 32), величина средней энергии возбуждения должна быть еще меньше, чем это дают формулы (19.7).

Практический интерес представляет также оценка средней энергии возбуждения, рассчитанной на одну замкнутую оболочку атома, испытывающего превращение с изменением заряда ядра. В одноэлектронном приближении вклад каждого электрона в энергию связи равен $\frac{Z_2}{n^2} Ry$, где Ry — ридбергова постоянная, n — главное квантовое число. Используя теорему вариала, можно показать [397], что в этом приближении средняя энергия возбуждения в расчете на одну замкнутую оболочку равна

$$2 Ry (Z_2 - Z_1)^2 = 27,2 (\Delta Z)^2 \text{ эв}. \quad (19.8)$$

Такая оценка согласуется с расчетом по формулам (19.7). Левингер [256] показал, что средняя энергия возбуждения

K -оболочки при β -распаде, полученная интегрированием по вычисленному энергетическому спектру возбужденных и ионизованных K -электронов (§ 33), также совпадает с оценкой Сербера и Снайдера.

Разумеется, энергия, в действительности расходуемая на возбуждение атома или отдельных его оболочек, может значительно отличаться от средних величин, так как она подчинена некоторому вероятностному распределению. Следует также иметь в виду, что приведенные здесь оценки средней энергии возбуждения учитывали возбуждение только за счет одного „механизма“ — изменения заряда ядра. Если учесть действие других „механизмов“ возбуждения (§ 32), то вероятность возбуждения (ионизация) и средняя энергия, расходуемая на возбуждение, оказываются несколько большими.

Энергетика радиоактивных превращений. Поскольку средняя энергия, расходуемая на автовозбуждение и автоионизацию атомов при радиоактивных превращениях, сравнительно мала, можно считать, что энергия радиоактивных превращений определяется разностью масс атомов в соответствующих состояниях ядерного возбуждения. Именно такое определение было принято с самого начала (см. гл. I и II). Здесь мы убедились в том, что такое определение соответствует нынешней точности определения энергии ядерных излучений.

Деление энергии распада на атомную и ядерную имеет условный смысл, как в силу отмеченных выше обстоятельств, так и в силу того факта, что в природе наблюдается ряд ядерных процессов, осуществляющихся только или существенно „за счет“ атомной энергии.

В том приближении, когда энергия перехода рассматривается как сумма „чисто“ ядерной энергии и разности энергий связи электронов в начальном и конечном атоме, основным „механизмом“ переноса этой последней следует считать изменение кинетической энергии ядерных частиц при прохождении ими оболочки атома.

Ядерная заряженная частица при прохождении через оболочку „приобретает“ или „теряет“ некоторую долю энергии, в большинстве случаев почти равную „избытку“ или „недостатку“ атомной энергии связи, реализуемой в данном процессе.

Это обстоятельство следует иметь в виду при установлении схем уровней с помощью определенных на опыте величин кинетических энергий ядерных частиц.

Общие замечания. Взаимодействие магнитных и электрических моментов ядра и электронной оболочки приводит к расщеплению энергетических уровней атома, что сказывается в появлении так называемой сверхтонкой структуры атомных спектров (тонкая структура атомных спектров, как известно, связана с взаимодействием спинового и орбитального моментов оболочки). Отношение расщепления линий в сверхтонкой структуре к расщеплению линий в тонкой структуре по порядку величины равно $\frac{m_e}{m_p Z} \sim 10^{-4}$. Это

свидетельствует о малости энергии взаимодействия ядра и оболочки. Тем не менее, описание атомных спектров невозможно без учета этого взаимодействия и связанных с ним расщеплений уровней. С другой стороны, явление взаимодействия атомных и ядерных моментов представляет физическую основу экспериментальных методов измерения моментов ядер и методов ориентации ядерных моментов. Учет взаимодействия ядерных и атомных моментов необходим также для объяснения эффектов ослабления корреляции ядерных излучений (§ 21) и анизотропии излучений, испускаемых ориентированными ядрами (§ 22).

Взаимодействие ядра и оболочки в изолированном атоме. Дополнительная энергия, связанная с взаимодействием магнитного момента ядра $\vec{\mu}$ с магнитным полем \vec{H}_j , созданным электронной оболочкой в месте расположения ядра, равна

$$E_m = -\vec{\mu}\vec{H}_j \quad (20.1)$$

или, с учетом (1.21),

$$E_m = -\left(\frac{\mu}{I}\right)(\vec{I}\vec{H}_j). \quad (20.1a)$$

Здесь \vec{I} — момент количества движения ядра,

\vec{J} — момент количества движения оболочки.

Обозначая через \vec{F} результирующий момент

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (20.2)$$

и учитывая, что \vec{H}_J пропорционально \vec{J} , можно записать (20.1) в следующем виде

$$E_m = a \vec{I} \vec{J}. \quad (20.3)$$

Используя известное свойство квантовомеханических векторов, запишем (20.3) в следующем виде:

$$E_m = \frac{a}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]. \quad (20.3a)$$

Формула (20.3a) выражает аналитически так называемое правило интервалов для линий сверхтонкой структуры атомных спектров. Постоянная a называется фактором интервалов и определяется в общем виде соотношением

$$a = - \left(\frac{\mu}{I} \right) \frac{\vec{H}_J}{\vec{J}} = -g \frac{\vec{H}_J}{\vec{J}}. \quad (20.4)$$

Вычисление фактора интервалов практически сводится к выражению величины поля, созданного электронами оболочки, через атомные константы. Подобные вычисления для водородоподобных атомов привели к следующему результату:

$$a = \frac{2\pi h c \alpha^2 Z^3 g}{n^3 \left(L + \frac{1}{2} \right) J \left(J + \frac{1}{2} \right) \frac{m_p}{m_e}} R_y, \quad (20.5)$$

где α — постоянная тонкой структуры;

n, L, J — квантовые числа электрона,

R_y — постоянная Ридберга в см^{-1} .

Формула (20.5) может быть использована и для щелочных атомов, если вместо n и Z подставить эффективные значения n^* и Z_e (§ 9).

Из правила интервалов (20.3a) следует, что относительное расстояние между двумя уровнями сверхтонкой структуры пропорционально наибольшей из величин F для этих двух уровней. Расстояние между линиями в абсолютных единицах пропорционально величине a и, следовательно, пропорционально ядерному g -фактору $\left(= \frac{\mu}{I} \right)$.

Разность энергий между уровнями с $F = I + \frac{1}{2}$ и с

$F = I - \frac{1}{2}$ равна

$$\Delta E = 2\pi h \Delta\nu = a \left(I + \frac{1}{2} \right). \quad (20.5a)$$

В общем случае интервалы между линиями сверхтонкой структуры относятся, как

$$(I + J) : (I + J - 1) : \dots : |I - J + 1|.$$

Сказанное иллюстрируется схемой расщепления атомного уровня с $J = \frac{3}{2}$ из-за взаимодействия H_J с положительным ядерным моментом μ , связанным с $I = 1$ (рис. 103).

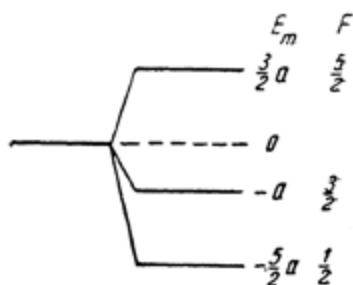


Рис. 103. Расщепление атомного уровня с моментом $J = \frac{3}{2}$ вследствие магнитного взаимодействия с ядерным моментом μ , связанным с $I = \frac{1}{2}$.

В общем случае следует учитывать также электрическое взаимодействие ядерного квадрупольного момента с электронной оболочкой. Энергия этого взаимодействия равна

$$E_e = \frac{e^2 q_J Q}{2I(2I-1)J(2J-1)} \left[3 (\vec{I}\vec{J})^2 + \frac{3}{2} \vec{I}\vec{J} - \vec{I}^2 \vec{J}^2 \right], \quad (20.6)$$

где Q — квадрупольный момент ядра (§ 1),
 q_J — квадрупольный момент оболочки.

С учетом квадрупольного электрического взаимодействия правило интервалов (20.3а) для сверхтонкой структуры спектров запишется в следующем виде:

$$E = \frac{a}{2} C + \frac{b}{8} \cdot \frac{3C(C+1) - 4IJ(I+1)(J+1)}{IJ(2I-1)(2J-1)}, \quad (20.7)$$

где $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$,

a — фактор интервалов (27.4),

b — фактор интервалов для квадрупольного взаимодействия (величина, пропорциональная Q).

Относительный эффект магнитных дипольных и электрических квадрупольных взаимодействий ядра и оболочки в атоме U^{235} ($J = \frac{11}{2}$, $I = \frac{5}{2}$) иллюстрируется диаграммами рис. 104.

В многоатомных молекулах взаимодействие между электрическим квадрупольным моментом ядра Q и градиентом молекулярного электрического поля приводит к расщеплению ротационных уровней спектров.

Для линейных молекул в формуле (20.6) вместо eq_j следует подставить величину $\frac{\partial^2 V_e}{\partial z_0^2}$,

где V — потенциал, созданный всеми электронами молекулы, z_0 — совпадает с осью симметрии молекулы.

При этом энергия квадрупольного взаимодействия выражается следующим соотношением:

$$E_i = \frac{eQ \left(\frac{\partial^2 V_e}{\partial z_0^2} \right)}{I(2I-1)(2J+3)(2J-1)} \left[\frac{3}{8} C(C+1) - \frac{1}{2} I(I+1) J(J+1) \right]. \quad (20.8)$$

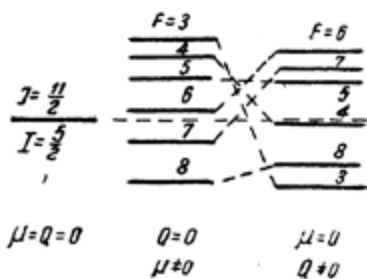


Рис. 104. Относительная роль магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий в образовании сверхтонкой структуры атомных спектров U^{235}

$$(I = \frac{5}{2}, J = \frac{11}{2}).$$

С помощью формул (20.7) или (20.8) из расстояний между линиями в экспериментальных молекулярных спектрах можно определить Q (если, разумеется, известны величины q_j или $\frac{\partial^2 V_e}{\partial z_0^2}$).

Влияние внешних магнитных полей на сверхтонкую структуру. Почти во всех практических случаях необходимо считаться с наличием внешних полей, которые, взаимодействуя с электронами и ядром, приводят к изменению величин энергий взаимодействия E_m или E_e , характерных для изолированных атомов.

В присутствии внешнего магнитного поля \vec{H}_0 энергия магнитного взаимодействия равна

$$E_m = a \vec{I} \vec{J} - \frac{\mu_J}{J} \vec{J} \vec{H}_0 - \frac{\mu_I}{I} \vec{I} \vec{H}_0. \quad (20.9)$$

В зависимости от относительной величины \vec{H}_j и \vec{H}_0 различают два крайних случая: случай слабых внешних полей и случай сильных внешних полей.

Для слабых внешних полей выполняется условие

$$H_0 \ll \frac{\mu}{\mu_J} H_j. \quad (20.10)$$

Так как по порядку величины $H_j \approx 10^5 - 10^7$ эрст и $\frac{\mu}{\mu_J} \approx 10^{-3}$, то слабыми внешними полями будут поля $H_0 < 10^2$ эрст. Сильными полями являются поля больше 10^3 эрст. Наконец, поля $\sim 1 - 100$ эрст называются промежуточными полями.

Физический смысл деления полей на слабые и сильные заключается в том, что слабые поля не могут разорвать связь между векторами \vec{I} и \vec{J} . При этом состояния сверхтонкой структуры связаны с прецессией результирующего вектора \vec{F} вокруг направления внешнего магнитного поля. Каждый уровень сверхтонкой структуры с данным F делится на $(2F+1)$ магнитных подуровней с $m_F = F, (F-1), \dots, -F$, так что в целом имеется $(2J+1)(2I+1)$ магнитных подуровней с различными ориентациями \vec{F} (различными m_F).

Сверхтонкая структура атомных спектров (при этом носит название Зеемановской сверхтонкой структуры, а само расщепление уровней эффектом Зеемана¹. Зеемановская сверхтонкая структура атомного уровня $2S_{1/2}$ при $I=1$ изображена на рис. 105.

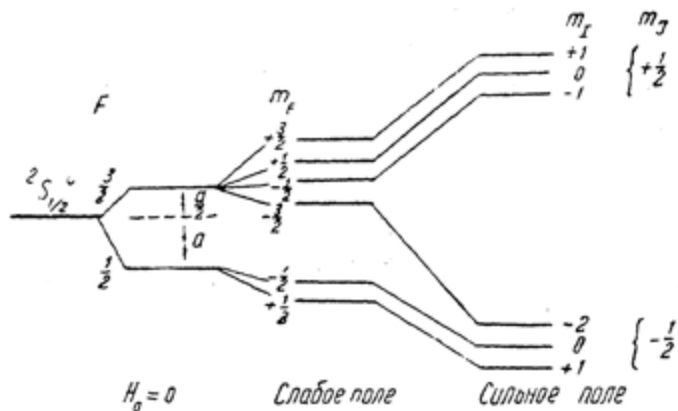


Рис. 105. Расщепление линий сверхтонкой структуры уровня $2S_{1/2}$ в слабом магнитном поле (эффект Зеемана) и сильном магнитном поле (эффект Пашен-Бака),

Энергия каждого из уровней Зеемановской структуры определяется формулой

$$E_m(F, m_F) = \frac{a}{2} C - \frac{\mu_J}{J} \frac{C}{2F(F+1)} H_0 m_F, \quad (20.11),$$

где величины a и C имеют то же значение, что и в предыдущих формулах.

Переходы между уровнями зеемановской структуры ограничены правилами отбора:

$$\Delta F = 0, \pm 1; \Delta m_F = 0, \pm 1. \quad (20.12)$$

Так же как при эффекте Зеемана для тонкой структуры, в этом случае при переходах $\Delta m_F = 0$ возникают π -компоненты, т. е. излучение линейно поляризовано вдоль направления внешнего поля. При переходах с $\Delta m_F = \pm 1$ излучение поляризовано по кругу (σ -компоненты).

¹ Эффект Зеемана имеет место и для линий тонкой структуры, т. е. наблюдается при $I=0$ [423].

В сильном магнитном поле ($H_0 > 10^3$ эрст) связь векторов \vec{I} и \vec{J} разрывается; каждый из них прецессирует вокруг направления внешнего поля независимо. Пространственная ориентация векторов \vec{I} и \vec{J} характеризуется независимыми магнитными квантовыми числами m_I и m_J .

Энергия состояний сверхтонкой структуры теперь определяется формулой:

$$E_m(m_I, m_J) = a m_I m_J - \frac{\mu_J}{J} H_0 m_J - \frac{\mu_I}{I} H_0 m_I \quad (20.13)$$

Сама сверхтонкая структура называется сверхтонкой структурой Пашен-Бака (см. рис. 105). Переходы между уровнями структуры Пашен-Бака ограничиваются правилами отбора

$$\Delta m_I = \pm 1; \Delta m_J = \pm 1. \quad (20.14)$$

Таким образом, в сильном магнитном поле исчезает „начальная“ сверхтонкая структура. Магнитное расщепление совпадает с расщеплением при $I=0$ с той разницей, что каждая линия тонкой структуры расщеплена на $(2I+1)$ компонент.

В области промежуточных полей энергия уровней сверхтонкой структуры определяется формулой Брейта и Раби:

$$E_m(F, m_F) = -\frac{\Delta E}{2(2I+1)} - g\mu_0 H_0 m_F \pm \frac{\Delta E}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2 \right)^{1/2}, \quad (20.15)$$

где a — фактор интервалов (20.4),
 μ_0 — ядерный магнетон, ΔE определяется (20.5а) и

$$x = (g_J \mu_B - g\mu_0) \frac{H}{\Delta E} \approx \frac{2\mu_B H}{\Delta E}. \quad (20.16)$$

На рис. 106 изображена зависимость энергии уровней от x для случая

$$J = \frac{1}{2}, \quad I = \frac{3}{2}.$$

Краткий обзор экспериментальных методов определения ядерных моментов. Подробное описание экспериментальных методов определения ядерных моментов и резуль-

татов измерений можно найти в книгах [121, 405, 161]. Здесь мы ограничимся только кратким перечислением некоторых методов с указанием их возможностей и границ применения.

Старейшим способом определения моментов ядер является исследование сверхтонкой структуры оптических спектров [161]. Для подобного рода исследований требуются оптические приборы высокой разрешающей силы (эталон Майкельсона, эталон Фабри—Перо) и специальные источники света, дающие узкие линии.

Из наблюдений сверхтонкой структуры можно рядом способов определять моменты количества движения ядер I . Так, например, I можно определить по числу линий сверхтонкой структуры, если сверхтонкая структура одного из уровней, участвующих в переходах, слаба. В этом случае число линий равно $(2J+1)$ при $I > J$ и $(2I+1)$ при $J > I$.

Определение I можно произвести также на основании правила интервалов и по отношению интенсивностей линий сверхтонкой структуры [последнее пропорционально величине $(2F+1)$]. Так, например, по отношению интенсивностей компонент D -линий натрия¹ был определен момент ядра натрия $I = \frac{1}{2}$. С помощью правила интервалов из оптического спектра ионизованного празеодима был определен момент ядра празеодима $I = \frac{5}{2}$ и т. д. Анализ сверх-

¹ Сложное строение D -линий натрия было впервые обнаружено Л. Н. Добрецовым и А. Н. Теревинным в 1928 г. D -линии возникают при переходах $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2, 3/2}$ и представляют линии тонкой структуры с расстоянием $\sim 6\text{Å}$. Каждая D -линия представляет дублет с расстоянием между компонентами $\sim 0,02\text{Å}$.

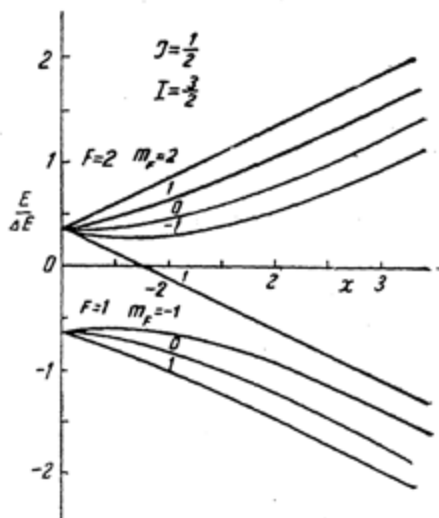


Рис. 106. Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры в области промежуточных внешних полей ($J = \frac{1}{2}$, $I = \frac{3}{2}$) от параметра x .

тонкой структуры с целью определения I усложняется, если исследуемые вещества имеют сложный изотопический состав.

Для определения магнитных моментов из сверхтонкой структуры оптических спектров необходимо знать абсолютные величины расстояний между линиями и сравнить их с теоретическими величинами (см. выше). Так как последние определены недостаточно точно (за исключением водородоподобных атомов), определение μ из оптических спектров является ненадежным.

Бóльшие возможности при определении I и μ доставляются изучением расщепления линий сверхтонкой структуры во внешних полях. Так как Зеемановское расщепление зависит от результирующего момента \vec{F} , а расщепление в сильных полях (эффект Пашен-Бака) слабо зависит от ядерных моментов, то сравнение расщеплений в сильных и слабых полях дает возможность определить μ и I . В некоторых случаях оказывается достаточным определить мультипольность линий сверхтонкой структуры Пашен-Бака (см. выше). Таким способом были определены моменты основных состояний ядер Bi, Cs, Tl и др.

Вторым важным методом определения моментов количества движения I является изучение чередования интенсивностей линий в полосатых спектрах двухатомных молекул с одинаковыми ядрами. Чередование интенсивностей обусловлено тем, что волновая функция таких молекул должна быть либо симметричной, либо антисимметричной относительно координат ядра (включая спины). Полная волновая функция молекул составлена из функций, зависящих от электронного, вращательного и колебательного состояний, а также содержит волновые функции ядер. Ядра с четными A подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, и их волновые функции симметричны. Ядра с нечетными A описываются антисимметричными волновыми функциями.

При этом симметрия ядерных состояний определяет симметрию вращательных состояний молекул. Каждая антисимметричная функция вращательных состояний молекулы должна комбинировать с симметричной ядерной функцией и наоборот. Это связано с тем, что волновые функции электронного и колебательного состояний молекулы симметричны, а полная волновая функция молекул должна быть либо симметричной (орто-состояние), либо антисимметричной (пара-состояние). Относительные статистические веса орто-молекул (спиновая функция ядер симметрична) и пара-молекул (ан-

тисимметричная ядерная функция) относятся как $(I+1):I$. Для $I = \frac{1}{2}$ (водород) это отношение равно 3. В соответствии с этим отношением находятся интенсивности линий в полосатых спектрах двухатомных молекул. Таким способом определялись моменты ядер водорода, дейтерия, азота, кислорода.

Третьим способом определения моментов ядер является метод отклонения молекулярных или атомных пучков при прохождении в неоднородном магнитном поле. Наиболее значительные результаты при этом были получены Брейтом и Раби, которые, исследуя характер отклонения пучков в области промежуточных полей, определяли с помощью $(20.15) \Delta E$ и вычисляли соответствующие значения I и μ для ядер.

В улучшенном варианте метода Брейта и Раби (метод нулевых моментов) использовано то обстоятельство, что при $I > \frac{1}{2}$ существует несколько значений отклоняющего поля

H_0 , при которых проекция момента μ на направление поля равна нулю и, следовательно, пучок не отклоняется. Методом нулевых моментов были определены моменты щелочных атомов, индия и др.

Наконец, в последние десять лет широкое распространение получили резонансные методы определения моментов ядер, основанные на изучении отклонения молекулярных пучков в комбинированном магнитном и высокочастотном электрическом полях (метод Раби), избирательном поглощении электромагнитного излучения в образцах, помещенных в постоянное магнитное поле (Аркадьев, Завойский), изучении э.д.с. индукции, наведенной в процессе переориентации ядер в комбинированном магнитном и высокочастотном электрическом полях (Блох).

Эти методы позволили с большой точностью определять моменты многих ядер.

§ 21. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМОВ НА УГЛОВУЮ КОРРЕЛЯЦИЮ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Вводные замечания. Исследование корреляции направлений испускания ядерных излучений (угловая корреляция) и корреляции направлений поляризации этих излучений (корреляция поляризации) представляет в настоящее время один из стандартных методов ядерной спектроскопии (§ 7).

Теоретические расчеты корреляции обычно основаны на предположении, что ядро в промежуточном состоянии не испытывает каких-либо возмущений, приводящих к изменению ориентации момента количества движения. Такие расчеты дают так называемые невозмущенные корреляционные функции $W_0(\theta)$. Результаты некоторых из этих расчетов приведены в § 7. Там же было отмечено, что, поскольку в реальных условиях влияние внешних полей не может быть полностью исключено, практические условия для невозмущенной корреляции сводятся к тому, чтобы время жизни промежуточного состояния τ_B (рис. 35а) было меньше периода прецессии ядерных моментов.

В общем же случае следует считаться с ослаблением угловой корреляции. Причиной ослабления корреляции может быть взаимодействие ядерных моментов с внешними электрическими и магнитными полями. Так взаимодействие, ответственное за сверхтонкую структуру (§ 20), может привести к ослаблению анизотропии углового распределения ядерных излучений, характерной для распада голых ядер.

Необходимо иметь в виду также то обстоятельство, что атомы, входящие в состав твердых или жидких тел, имеют электронную конфигурацию, заметным образом отличающуюся от электронной конфигурации свободных атомов.

По этой причине следует ожидать, например, заметное различие корреляционных функций, полученных при изучении распада атомов, входящих в металлические соединения, и тех же атомов, входящих в соединения с гетерополярной связью [145].

Наконец, движение атомов в твердых и жидких телах обуславливает наличие зависящих от времени полей.

В этом параграфе мы рассмотрим некоторые результаты теоретического и экспериментального изучения влияния состояния электронной оболочки атомов на угловую корреляцию ядерных излучений. Эти результаты помогают понять и объяснить наблюдающиеся в некоторых случаях различия экспериментальных и теоретических (невозмущенных) корреляционных функций при переходах между уровнями с известными характеристиками. Более того, когда характеристики уровней известны, исследования величины ослабления корреляции дают возможность определить электрические и магнитные моменты короткоживущих возбужденных ядерных уровней. Именно таким способом был определен [451] магнитный момент первого возбужденного уровня Cd^{111} . (см. рис. 108).

С другой стороны, зависимость угловой корреляции от физического и химического состояния радиоактивных источников может быть использована для получения ценных сведений об атомной и молекулярной структуре жидких и твердых тел.

Ослабление корреляции за счет статического магнитного и электрического взаимодействий ядра и оболочки. Статическое¹ магнитное и электрическое взаимодействие ядра и оболочки вызывает реориентацию ядра в промежуточном состоянии, т. е. частичное или полное снятие $(2I_B + 1)$ -кратного вырождения промежуточного ядерного состояния с моментом I_B , что в конечном итоге приводит к ослаблению угловой корреляции [16]. Относительное ослабление угловой корреляции при этом по порядку величины равно $(\omega t)^2$,

где ω — частота прецессии ядерных моментов, вызванная взаимодействием,

t — время, в течение которого ядро в промежуточном состоянии подвергается действию возмущающих полей. Чтобы иметь возможность наблюдать влияние статического взаимодействия „ядро — оболочка“ на угловую корреляцию с точностью $\sim 1\%$, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\omega t > 0,1. \quad (21.1)$$

Для магнитного статического взаимодействия частота прецессии равна

$$\omega_m^0 = \frac{E_m}{\hbar} = \frac{\mu H}{\hbar I_B}. \quad (21.2)$$

Для электрического взаимодействия

$$\omega_e^0 = \frac{3}{4I_B(2I_B - 1)} \frac{eQ}{\hbar} \frac{\partial E_Z}{\partial Z} \quad (21.3)$$

при целых I_B и в 2 раза больше при полуцелых I_B .

Время воздействия возмущения определяется временем жизни промежуточного ядерного состояния τ_B . Так как корреляция измеряется с помощью схем совпадений (рис. 35б),

¹ Статическими взаимодействиями здесь и дальше называются взаимодействия, имеющие постоянную во времени величину и характеризующиеся определенными частотами прецессии.

причем между моментом регистрации первого излучения и второго излучения существует конечное время задержки, то соответствующая экспериментальная корреляционная функция будет зависеть от времени: $W = W(\Theta, t)$. При отсутствии искусственных линий задержки вид функции определяется естественным разрешающим временем цепи совпадений τ_0 , так что

$$W_{\tau_0}(\Theta) = \frac{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) W(\Theta, t) dt}{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) dt}. \quad (21.4)$$

При $\tau_0 \gg \tau_B$ наблюдается интегральная, или усредненная, корреляция

$$W_{\infty}(\Theta) = \frac{1}{\tau_B} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) W(\Theta, t) dt, \quad (21.5)$$

которая не зависит от констант аппаратуры.

Сперва мы рассмотрим ослабление корреляции для атомов, входящих в состав поликристаллических твердых тел или изотропных жидкостей — случай, который чаще всего встречается в практике. При этом взаимодействие, ответственное за ослабление, будет изотропным, так как нельзя выделить преимущественное направление в радиоактивном источнике как таковом. В этом случае общий характер корреляции остается таким же как и в отсутствие взаимодействия, но уменьшается анизотропия корреляции. Изменение анизотропии характеризуют коэффициентом ослабления G_{2k} ($G_{2k} < 1$), так что функция возмущенной корреляции имеет вид

$$W(\Theta) = 1 + \sum_{k=1}^{k \max} G_{2k} A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta). \quad (21.6)$$

Коэффициенты G_{2k} зависят только от характеристик промежуточного ядерного состояния B (рис. 35а), если $\tau_0 \gg \tau_B$, а также от времени задержки в измерительной схеме, если

$\tau_0 < \tau_B$. В последнем случае коэффициенты $G_{2\kappa}$ должны быть также функциями времени.

При $\tau_0 > \tau_B$ величины $G_{2\kappa}$ в интегральной корреляционной функции не могут быть меньше некоторого значения

$$(G_{2\kappa})_{\min} = \frac{1}{4\kappa + 1}. \quad (21.7)$$

Теоретические величины коэффициентов ослабления $G_{2\kappa}$ при изотропном статическом магнитном взаимодействии ядра и оболочки ($J = \frac{1}{2}$) могут быть вычислены с помощью следующей формулы [16]:

$$G_{2\kappa}(\omega_m^0 \tau_B)_\infty = 1 - \frac{2\kappa(2\kappa + 1)}{(2I_B + 1)^2} \frac{(\omega_m^0 \tau_B)^2}{1 + (\omega_m^0 \tau_B)^2}. \quad (21.8)$$

Зависимость коэффициентов G_2 и G_4 от $\omega_m^0 \tau_B$ представлена кривыми на рис. 107. На том же рисунке изображена зависимость коэффициентов ослабления корреляции $G_{2\kappa}$ при электрическом квадрупольном взаимодействии ядра и оболочки ($I_B = 2$).

Если к радиоактивному источнику приложено внешнее магнитное поле H_0 , способное разорвать связь векторов \vec{I} и \vec{J} (эффект Пашен-Бака, см. § 20), то угловая корреляция будет зависеть только от взаимодействия ядерного магнитного момента $\vec{\mu}$ с внешним полем H_0 . Если при этом внешнее поле приложено в направлении испускания первого излучения в каскаде,

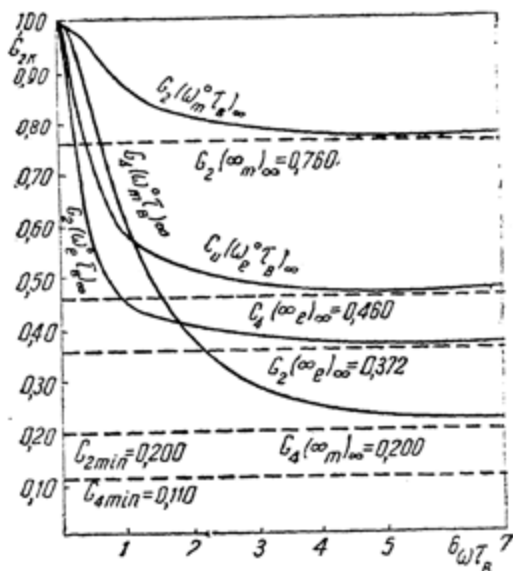


Рис. 107. Зависимость коэффициентов ослабления γ - γ -корреляции от ω_B при статическом магнитном и электрическом взаимодействиях ядра и оболочки.

то мы имеем возможность наблюдать невозмущенную угловую корреляцию. Величина поля при этом, как следует из порядка расщепления тонкой структуры оптических уровней, должна быть не менее 10 000 гс. Если внешнее поле слабо (область Зееман-эффекта в оптических спектрах), угловая корреляция определяется почти исключительно взаимодействием \vec{H}_0 и $\vec{\mu}_l$ (момент оболочки, см. § 20).

Влияние химического и физического состояния радиоактивных источников на угловую корреляцию γ -лучей. Необходимым условием проявления эффекта влияния электронной оболочки на угловую корреляцию, очевидно, является отличие от нуля момента оболочки. Если, например, основное состояние оболочки распадающихся свободных атомов S_0 или P_0 ($J=0$), то эффект наблюдать невозможно. Но здесь следует иметь в виду, что γ -активные атомы обычно возбуждены или ионизированы в результате предшествующих ядерных переходов (см. гл. V и VI). Этого, однако, недостаточно. Необходимо, чтобы время жизни возбужденного атомного состояния t_2 было достаточно большим. Таким образом, к условию (21. 1) добавляется еще такое условие [424]:

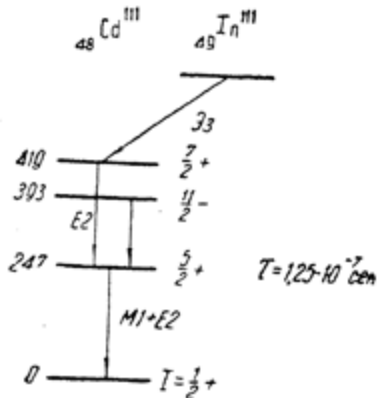


Рис. 108. Диаграмма распада ^{111}In .

$$t_2 \omega > 0,1, \quad (21.9)$$

или

$$t_2 \gtrsim \tau_B.$$

Для свободных атомов t_2 зависит только от электронной конфигурации оболочки и степени возбуждения. Атомы, входящие в состав твердых тел, испытывают воздействие других атомов решетки и имеют электронную конфигурацию, отличающуюся от электронной конфигурации свободных атомов. При этом t_2 зависит от природы связи атомов в решетке твердого тела.

Так, для атомов в металле $t_2 \approx 10^{-12}$ сек. С другой стороны, в ионных кристаллах среднее время жизни воз-

бужденных атомных состояний может быть весьма большим ($\approx 10^{-3}$ сек.). Поэтому следует ожидать сильное различие корреляционных функций при распаде атомов, входящих в состав металла и химических соединений типа ионных кристаллов. Это обстоятельство было ясно подчеркнуто в работе Фраунфельдера [145] и подтвердилось в ряде экспериментальных работ. Так, например, в работах Эпли и других [25a] было показано, что угловая γ - γ -корреляция при переходах Cd^{111} (рис. 108) имеет вид:

$$W(\theta) = 1 - (0,142 \pm 0,004) P_2(\cos \theta) \quad (21.10)$$

(величина анизотропии $A = -0,200$), если использовать в качестве источника металлический In^{111} на серебряной подложке. С другой стороны, когда In^{111} применялся в составе ионного соединения, величина анизотропии оказалась равной $A = -0,02 \pm 0,02$. Заметим, что невозмущенная корреляционная функция для этого случая определяется формулой:

$$W_0(\theta) = 1 - (0,180 \pm 0,002) P_2(\cos \theta) + \\ + (0,002 \pm 0,003) P_4(\cos \theta) \quad (21.11)$$

и величина анизотропии равна

$$A_0 = -0,245 \pm 0,015^*.$$

Подобные результаты, хорошо согласующиеся с упомянутыми выше качественными соображениями о влиянии химического и физического состояния источника на корреляцию, были получены в ряде других работ [229, 326]. Некоторые из этих результатов приведены в форме графиков на рис. 109 и показаны в табл. 35.

Интересно отметить (см. табл. 35), что величина анизотропии зависит от толщины подложки, на которую нанесен In^{111} . Это свидетельствует о том, что корреляция определяется электрическими и магнитными свойствами источника в целом (аномальные электрические и магнитные свойства тонких металлических пленок).

* Эти результаты свидетельствуют, что γ -переход в Cd^{111} между первым возбужденным уровнем ($\frac{5}{2}^+$) и основным уровнем ($\frac{1}{2}^+$) представляет смесь $M1$ и $E2$, с преобладанием $M1$, а переход с возбужденного уровня с $E = 419$ кэв ($\frac{7}{2}^+$) на уровень с $E = 247$ кэв относится к классу $E2$.

Для объяснения наблюдаемых эффектов оказалось необходимым привлечь предположение о заметном влиянии меняющихся во времени полей.

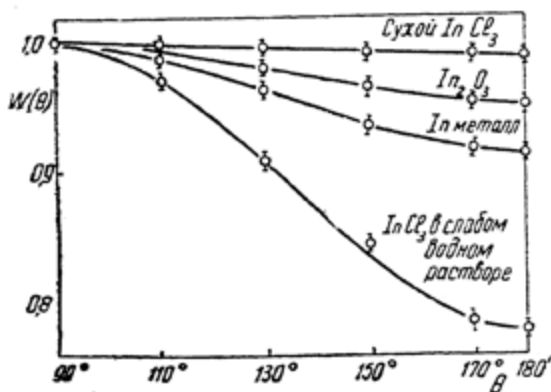


Рис. 109. Экспериментальные функции угловой корреляции γ -квантов, испускаемых при распаде, In^{111} , входящего в состав различных химических соединений.

Так, Стеффен [451] показал, что коэффициенты ослабления γ — γ -корреляции при распаде In^{111} (рис. 108) в жидкости могут быть выражены функцией [22]:

$$G_{2k} = \exp.(-\lambda_k t), \quad (21.12)$$

где λ_k — величина, зависящая от взаимодействия квадрупольного момента промежуточного состояния ядра с непрерывно меняющимся полем. Для твердых источников G_{2k} , как правило, представляют периодические функции времени.

Доказательства влияния химического состояния атомов на угловую корреляцию были получены также при изучении γ — γ -корреляции при распаде изомера Pb^{204m} ($\tau_B = 4,5 \cdot 10^{-7}$ сек.) и Ta^{181} (рис. 11).

Влияние химического и физического состояния источников на угловую α — γ -корреляцию. Обратим внимание еще на некоторые результаты работ, в которых было доказано влияние химического и физического состояния радиоактивных источников на угловую α — γ -корреляцию.

Влияние химического и физического состояния радиоактивного источника In^{111} на угловую корреляцию γ -лучей Cd^{111} .

Химическое и физическое состояние источника In^{111}	Величина анизотропии A	Коэффициент ослабления, G_2	Ссылка на литературу
Металлический In^{111} на серебряной подложке толщиной $> 10^4 \text{ \AA}$	$-0,200 \pm 0,006$	$0,82 \pm 0,04$	25a
То же, толщина подложки $< 10^4 \text{ \AA}$	$-0,170 \pm 0,014$	$0,69 \pm 0,10$	25a
Металлический In^{111} , осажденный электролитическим способом на серебро	$-0,18 \pm 0,02$	$0,73 \pm 0,10$	426 424
То же, на меди	$-0,035 \pm 0,010$	$0,34 \pm 0,05$	426
In^{111} в форме металлического порошка	$-0,095 \pm 0,005$	$0,37 \pm 0,03$	424
Сухой поликристаллический InCl_3	$-0,012 \pm 0,015$	$0,04 \pm 0,02$	426
In^{111} на хлористом серебре	$-0,004 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,05$	25a
In^{111} , жидкий металл, 180°	$-0,21 \pm 0,005$	$0,86 \pm 0,05$	426
In^{111} , жидкость при 220°	$-0,19 \pm 0,02$	$0,77 \pm 0,10$	426

Невозмущенная корреляционная функция для случая $\alpha - \gamma$ -переходов при распаде Th^{230} (рис. 110) и Th^{228} по теории [153, 123] должна выражаться следующей формулой:

$$W_0(\theta) = 1 + 0,715 P_2(\cos \theta) - 1,72 P_4(\cos \theta) \quad (21.13)$$

или

$$W_0(\theta) = \cos^2 \theta - \cos^4 \theta.$$

Эта функция изображена сплошной линией на рис. 111.

Опыты по изучению угловой $\alpha - \gamma$ -корреляции при распаде атомов Th^{230} , входящих в состав поликристаллического соединения $\text{Th}(\text{OH})_4$, дали следующий результат [60]:

$$W(\theta) = 1 + (0,26 \pm 0,02) P_2(\cos \theta) + (-0,87 \pm 0,05) P_4(\cos \theta) \quad (21.14)$$

$$(G_2 = 0,37 \pm 0,02, G_4 = 0,49 \pm 0,03).$$

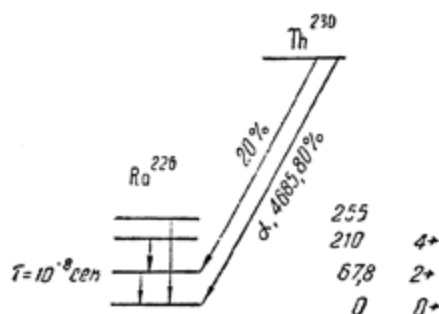


Рис. 110. Диаграмма распада Th^{230} .

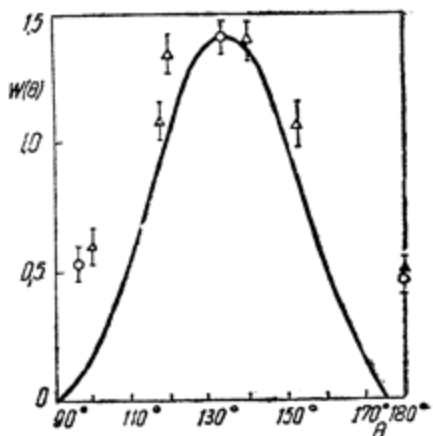


Рис. 111. Угловая $\alpha - \gamma$ -корреляция при распаде Th^{230} . Сплошная кривая представляет теоретическую невозмущенную функцию (21.13). Кружками и треугольниками изображены результаты измерений корреляции при распаде Th^{230} , входящего в состав соединений $\text{Th}(\text{OH})_4$ и ThCl_4 .

Результаты измерений [60] изображены треугольниками на рис. 111.

Теммер и Виков [458], используя Th^{230} в составе поликристаллического ThCl_4 , определили следующую функцию корреляции:

$$W(\theta) = 1 + (0,27 \pm 0,02) P_2(\cos \theta) + (-0,82 \pm 0,05) P_4(\cos \theta). \quad (21.14a)$$

Экспериментальные результаты [458] изображены, на рис. 111 кружками.

В обоих случаях, как видно из сравнения (21.14) и (21.13) и из рис. 111, ослабление корреляции достаточно ярко выражено. Можно заключить, что ослабление обусловлено главным образом статическим электрическим взаимодействием моментов, так как в обоих случаях $G_2 < G_4$ (см. рис. 107).

Действительно, ядра Ra^{226} имеют ротационную структуру уровней, свидетельствующую о большой деформации и большой величине Q .

В опытах Крона [240] было доказано наличие ослабления угловой $\alpha - \gamma$ -корреляции при распаде атомов Am^{241} (рис. 112), содержащихся в различных кислых жидких средах. Измерения состояли в изучении скорости совпадений между α -частицами Am^{241} и γ -квантами, испускаемыми при разрядке 60 кэВ уровня Np^{237}

($\tau_B = 6 \cdot 10^{-8}$ сек.). Целью опытов была проверка временной зависимости коэффициента ослабления (21.12). Для этого анизотропия изучалась с помощью схемы совпадений с искусственными линиями задержки (рис. 356).

Результаты измерений были представлены в форме зависимости величины $A'_2 = G_2 A_2$ от \bar{t} (рис. 112), где

$$\bar{t} = -\frac{1}{\lambda_2} \left[\frac{\int_0^{\infty} e^{-(\lambda_2 + \lambda_B)t} f(t-D) dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda_2 t} f(t-D) dt} \right].$$

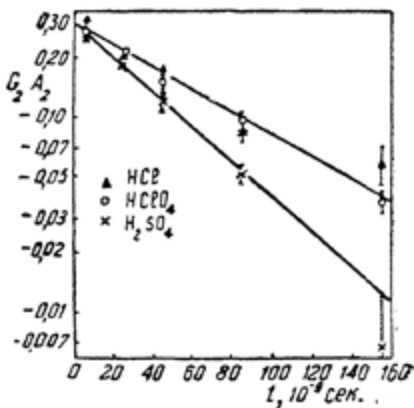


Рис. 112. Экспериментальные величины коэффициента $\alpha - \gamma$ -корреляции $A_2' = G_2 A_2$ при распаде Am^{241} в зависимости от приведенного времени задержки. Кривые получены при измерениях с источниками в различных кислых средах.

Здесь λ_2 — параметр в формуле (21.12), $\lambda_B = \frac{1}{\tau_B}$,

D — время задержки в цепи совпадений,

$f(t-D)$ — функция, характеризующая качество схемы совпадений.

Было установлено, что коэффициенты ослабления не зависят от концентрации атомов в различных кислых жидких средах, но зависят от химического состава среды. Так, для растворов в HCl и HClO_4 параметр $\lambda_2 = (13,5 \pm 2) \frac{1}{\text{мксек}}$, для растворов в H_2SO_4 $\lambda_2 = (22 \pm 2) \frac{1}{\text{мксек}}$.

Экстраполяция экспериментальных кривых рис. 112 позволила установить коэффициент A_2 (невозмущенная корреляция)

$$A_2 = -0,31 \pm 0,02.$$

Различие параметров λ_2 , характеризующих ослабление корреляции, свидетельствует о наличии быстрых химических процессов в источниках. Таким образом, изучение ослабления α — γ -корреляции открывает возможности исследования кинетики быстрых химических процессов.

§ 22. ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЯДРА

Ориентация ядер. Вследствие теплового движения распределение моментов ядер вещества по направлениям хаотично, и при обычных (комнатных) температурах нельзя выделить какое-либо направление преимущественной ориентации. В этом случае относительная заселенность магнитных подуровней α_m , определяемая выражением (7.1), равна по порядку величины единице, т. е. не зависит от величины m . Подходящими методами (низкие температуры, сильные магнитные и электрические поля) можно создать такие условия, когда совокупность моментов многих ядер будет ориентирована в некотором заданном направлении пространства. Такие ядра называются ориентированными ядрами.

Исследования с ориентированными ядрами представляют большой интерес для решения важных вопросов ядерной физики. Отметим, например, возможность определения моментов и четностей основных и возбужденных состояний при изучении анизотропии излучений, испускаемых ориентированными атомными ядрами, определение роли различ-

ных типов β -взаимодействия, механизма α -распада и т. д. [495]*. В последнее время опыты с ориентированными ядрами приобрели особую актуальность в связи с проблемой сохранения четности при слабых взаимодействиях типа β -взаимодействия (§ 29).

Относительную долю ориентированных ядер характеризуют величинами a_m для различных подуровней или коэффициентами f_k ($k = 1, 2, 3 \dots$). Если отличны от нуля только величины f_k с нечетными k , то говорят о поляризации ядер. Наоборот, когда отличны от нуля только f_k с четными k , имеет место выстраивание ядер.

Нормируя величины f_k так, чтобы максимальное их значение не превышало единицы, имеем [495]:

$$f_1 = \frac{\bar{m}}{I},$$

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[\bar{m}^2 - \frac{1}{3} (I+1) I \right],$$

$$f_3 = \frac{5}{I(I-1)(2I-1)} \left[\bar{m}^3 - \frac{1}{5} (3I^2 + 3I - 1) \bar{m} \right], \quad (22.1)$$

$$f_4 = \frac{35}{2I(I-1)(2I-1)(2I-3)} \left[\bar{m}^4 - \frac{1}{7} (6I^2 + 6I - 5) \bar{m}^2 + \right. \\ \left. + \frac{3}{35} I(I-1)(I+1)(I+2) \right].$$

Здесь \bar{m} — усредненное по совокупности ядер значение проекции момента количества движения на некоторую ось (такой осью может быть, например, направление внешнего магнитного поля),

I — максимальная величина проекции на эту ось.

Методы ориентации ядер. Прямым методом ориентации ядер является приложение к образцу, содержащему интересующие нас ядра, сильного внешнего магнитного поля в условиях низкой температуры. Этот метод в литературе иногда называют методом Саймона.

* Подробнее см., например, сборник переводов „Проблемы современной физики“, 1957, № 3.

Энергия уровня с данными I и m во внешнем магнитном поле равна

$$E_m = \frac{\mu m H}{I},$$

и заселенность его определяется формулой (7.1).

Величины f_k определяются следующими выражениями. [495]

$$f_1 = B_I(\beta I),$$

$$f_2 = \frac{2(I+1)}{2I-1} - \frac{3}{2I-1} \operatorname{ctgh} \frac{\beta}{2} B_I(\beta I), \quad (22.2)$$

где $\beta = \frac{\mu H}{kT}$, а B_I — так называемая функция Бриллюэна:

$$B_I(y) = \frac{I + \frac{1}{2}}{I} \operatorname{ctg} h \left(\frac{I + \frac{1}{2}}{I} y \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{ctg} h \left(\frac{y}{2I} \right).$$

Необходимым условием получения заметной ориентации ядер методом Саймона является применение очень сильных полей и сверхнизких температур.

Так, для того чтобы получить 20-процентную степень поляризации протонов ($I = \frac{1}{2}$, $\mu = 2,79$) при $0,01^\circ\text{K}$, необходимо поле $2 \cdot 10^4$ эрст. Для достижения той же степени поляризации ядер Li^7 ($I = \frac{3}{2}$, $\mu = 3,25$) требуется поле $29 \cdot 10^3$ эрст при $0,01^\circ\text{K}$.

Зависимость величины f_1 от $\frac{\mu H}{kT}$ изображена графически на рис. 113 для ядер с различными моментами.

В настоящее время известна только одна работа, где метод Саймона был практически использован для поляризации ядер In^{115} . Это обусловлено трудностями получения сверхвысоких полей.

Практический интерес представляют возможности использования внутриатомных магнитных полей, т. е. полей, созданных электронами оболочек. Такие возможности представляются для атомов, имеющих связанные электроны в незаполненных оболочках, например, для атомов редких земель, атомов переходных элементов и вообще для парамагнитных веществ [64].

Основные практические методы создания ориентированных ядерных систем при низких температурах основаны на том, что непарные электроны в незаполненной оболочке

обладают магнитным моментом и создают магнитное поле $\sim 10^5 \div 10^7$ эрст в области ядра. Ядра парамагнитных ионов при достаточно низкой температуре могут поляризоваться из-за наличия сильного взаимодействия электронного и

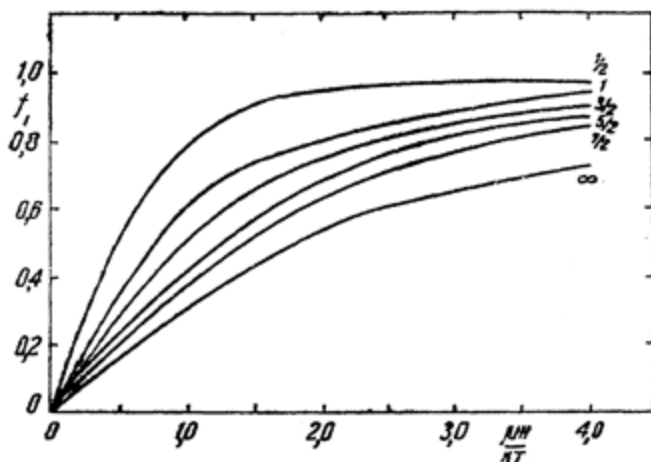


Рис. 113. Зависимость коэффициента ядерной поляризации f_1 от величины $\mu H/\kappa T$ для ядер с различными моментами.

ядерного магнитных моментов, ответственных за сверхтонкое расщепление атомных уровней (§ 20). При этом, если моменты электронных оболочек ориентированы внешним полем, то ориентация ядер осуществляется при низких температурах автоматически. Важным обстоятельством является то, что для ориентации электронных оболочек требуется сравнительно небольшое внешнее магнитное поле.

Для описания поляризации ядер в парамагнитных веществах в общем случае используется гамильтониан [64, 65]

$$V = \mu_B \{ g_{\parallel} H_z S_z + g_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y) \} + \\ + D \left\{ S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right\} + \{ A S_z I_z + B (S_x I_x + S_y I_y) \}, \quad (22.3)$$

где \vec{S} — спин электронной оболочки;

I — момент ядра;

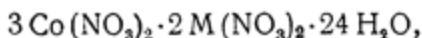
g_{\parallel} и g_{\perp} — факторы спина, параллельные оси Z и перпендикулярные ей;

A, B и D — постоянные, определяющие величину расщепления электронных уровней при взаимодействии с внешними и внутрикристаллическими магнитными и электрическими полями;

Z — ось симметрии внутрикристаллического поля.

Первый и второй члены в этом выражении описывают взаимодействие момента атомной оболочки с внешним магнитным полем и внутрикристаллическим электрическим полем соответственно. Третий член описывает взаимодействие магнитных моментов ядра и оболочки.

Для получения ориентированных ядер необходимо иметь соли, для которых величины постоянных A и B в гамильтониане (22.3) достаточно велики¹. Случай $A=B$ соответствует так называемой изотропной сверхтонкой структуре. В этом случае имеются благоприятные условия для ядерной поляризации. Такие условия осуществляются примерно для 66% ионов кобальта в солях состава



где M — трехвалентный ион.

Ориентацию ядер при этом удобнее всего осуществлять так называемым методом Гортера — Роуза. Сущность метода состоит в наложении внешнего магнитного поля $\sim 10^2$ — 10^3 эрст на парамагнитную соль при низкой температуре. Моменты электронных оболочек при таких полях поляризуются до насыщения. Благодаря большой величине $\frac{H_{\text{внутр.}}}{T}$

достигается также большой коэффициент поляризации ядер. Разумеется, температура образца должна быть достаточно низкой, чтобы величина kT была порядка расстояния между линиями сверхтонкого расщепления. Для этого используется метод адиабатического размагничивания солей.

Практическое осуществление метода Гортера — Роуза заключается в том, что на образец — монокристалл парамагнитной соли, находящийся в тепловом контакте с жидким гелием ($T \sim 1^\circ\text{K}$), — накладывается сильное магнитное поле ($H \sim 30$ кэрст). Затем образец адиабатически (в условиях тепловой изоляции) размагничивается от начального поля ~ 30 кэрст до полей порядка 10^2 — 10^3 эрст.

Когда в гамильтониане (22.3) $A \neq B$, мы имеем случай анизотропной сверхтонкой структуры. Энергия взаимодей-

¹ Если эффективное значение S равно $1/2$, как это бывает в большинстве случаев, то вклад второго слагаемого в (22.3) равен нулю.

ствия моментов ядра и оболочки теперь зависит не только от их взаимной ориентации, но и от ориентации их относительно осей в кристалле; магнитное поле, созданное оболочкой, зависит от направления момента оболочки относительно оси.

В этом случае состояния $s + m$ и $-m$ имеют одну и ту же энергию, так что при достаточно низкой температуре осуществляется не поляризация ядер, а выстраивание ядер.

В случае $A \gg B$ энергия взаимодействия $V \cong AS_z I_z$, и мы получаем систему $(2I+1)$ двукратно вырожденных энергетических уровней, разделенных промежутками $A/2$ ($E_m = \pm \frac{1}{2} A m$).

Система энергетических уровней такой сверхтонкой структуры для атома с ядерным моментом $I = 7/2$ (например, ядра Co^{59}) показана на рис. 114.

При низкой температуре ядерные спины будут выстраиваться по направлению и против оси Z .

При этом

$$f_2 = \frac{2(I+1)}{2I-1} - \frac{3 \operatorname{ctg} h \left(\frac{A}{4\kappa T} \right)}{2I-1} B_1 \left(\frac{AI}{2\kappa T} \right).$$

Метод получения выстроенных ядер называется методом Блини. Практическое его осуществление такое же, как и в случае метода Гортера—Роуза, за исключением того, что адиабатическое размагничивание производится до нулевого значения поля.

Случай $B \gg A$ является удобным для „выстраивания моментов в плоскости“ [20]. Как следует из рис. 114, в этом

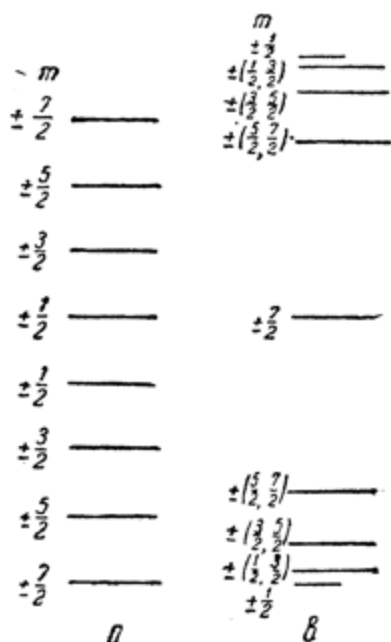


Рис. 114. Энергетические уровни сверхтонкой структуры парамагнитных атомов при ядерном моменте $I = 7/2$; а) случай $A \gg B$,

удобный для осевого выстраивания; б) случай $B \gg A$, удобный для выстраивания в плоскости

случае нижний и верхний уровни имеют $m = \pm 1/2$, а остальные, кроме уровня с $m = \pm 7/2$, содержат два смежных магнитных подуровня. При низкой температуре ядра будут прецессировать вокруг оси Z в состоянии $I_z = \pm 1/2$ и будет происходить эффективное выстраивание в плоскости, перпендикулярной оси Z . Такой тип выстраивания ядер действительно наблюдался в опытах с Ce^{141} и Nd^{147} [20].

Паунд указал также на возможность выстраивания ядер путем использования эффекта взаимодействия ядерного квадрупольного момента с электрическим полем кристалла.

Угловая анизотропия γ -излучения ориентированных ядер. Существование ориентации ядер обнаруживается по анизотропному распределению испускаемых ими излучений. С другой стороны, измерение анизотропии излучений, испускаемых ориентированными ядрами, открывает возможность определения моментов ядерных состояний, участвующих в переходах.

Вычисления [460, 99] приводят к следующим функциям углового распределения γ -квантов, испускаемых ориентированными ядрами:

дипольное излучение (E1 и M1)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} W_0(\theta) &= \left[1 + \frac{3}{2} N_2 f_2 P_2(\cos \theta) \right], \quad (I_f = I_i - 1), \\ \frac{1}{2} W_0(\theta) &= \left[1 - \frac{3}{2} K_2 f_2 P_2(\cos \theta) \right], \quad (I_f = I_i), \\ \frac{1}{2} W_0(\theta) &= \left[1 + \frac{3}{2} M_2 f_2 P_2(\cos \theta) \right], \quad (I_f = I_i + 1); \end{aligned} \quad (22.4)$$

квадрупольное излучение (E2 и M2)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} W_0(\theta) &= \left[1 - \frac{15}{7} N_2 f_2 P_2(\cos \theta) - 5 N_4 f_4 P_4(\cos \theta) \right] \\ &\quad (I_f = I_i - 2), \\ \frac{1}{2} W_0(\theta) &= \left[1 - \frac{15}{7} M_2 f_2 P_2(\cos \theta) - 5 M_4 f_4 P_4(\cos \theta) \right] \\ &\quad (I_f = I_i + 2). \end{aligned} \quad (22.5)$$

Здесь I_i, I_f — моменты начального и конечного уровней,

$P_2(\cos \theta)$ и $P_4(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра,
 θ — угол между направлением наблюдения и осью ориентации ядер,

$$N_2 = \frac{I_i}{2I_i - 1}, \quad M_2 = \frac{I_i^2}{(I_i + 1)(2I_i + 3)}, \quad K_2 = \frac{I_i}{I_i + 1},$$

$$N_4 = \frac{I_i^3}{(I_i - 1)(2I_i - 1)(2I_i - 3)}, \quad (22.6)$$

$$f_2 = \frac{1}{I_i^2} \left[\sum_m m^2 a_{mi} - \frac{1}{3} I_i (I_i + 1) \right],$$

(22.7)

$$f_4 = \frac{1}{I_i^4} \left[\sum_m m^4 a_m - \frac{1}{7} (6I_i^2 + 6I_i - 5) \sum_m m^2 a_m + \right. \\ \left. + \frac{3}{35} I_i (I_i - 1) (I_i + 1) (I_i + 2) \right].$$

Величины a_m определяются формулой (7.1).

Анизотропия углового распределения γ -лучей поляризованных или выстроенных ядер была экспериментально обнаружена в ряде работ, выполненных в течение 1953—1956 гг. Имеется также несколько экспериментальных работ, в которых изучение анизотропии γ -лучей ориентированных ядер было использовано для целей ядерной спектроскопии.

Для оценки возможностей метода мы остановимся на описании опытов Галлахера и др. [184] по изучению анизотропии γ -лучей при распаде Co^{56} с целью установления моментов и четностей уровней дочернего ядра Fe^{56} (рис. 115). Радиоактивный Co^{56} вводился в состав монокристалла кобальто-медно-аммониевой туттоновой соли. Аппаратура состояла из четырех сцинтилляционных счетчиков, расположенных по окружности под углом 90° друг к другу и соединенных попарно. Источник помещался в центре окружности, так что счетчики регистрировали γ -излучение в направлениях $K1$ ($\theta = 39^\circ$) и $K2$ ($\theta = 90^\circ$) кристалла туттоновой соли. При этом ось $K1$ перпендикулярна к оси выстраивания ядер.

Измерялось отношение интенсивностей γ -линий спектра (рис. 115) в направлениях $K1$ и $K2$ при $T^* \sim 0,02^\circ\text{K}$ и $T = 1^\circ\text{K}$. Это отношение соответствует теоретической величине $\frac{1}{2} W(\theta)$.

Результаты измерений содержатся в табл. 36.

Сравнение экспериментальных результатов с теоретической

зависимостью $\frac{1}{2} W\left(\frac{\pi}{2}\right)$ от параметра $\beta = \frac{\mu H_{\text{внутр.}}}{I_0 k T}$

показывает, что наблюдаемые величины анизотропии соответствуют $\beta \approx 0,53$, если считать момент основного состояния Co^{56} равным $I_0 = 4$ или $\beta \approx 0,45$, если $I_0 = 5$.

В табл. 37 содержатся теоретические величины $\frac{1}{2} W(\theta) - 1$, вычисленные по формулам (22.4) и (22.5) для $\beta = 0,53$ и $\beta = 0,45$.

Сравнение теоретических (табл. 37) и экспериментальных (табл. 36) величин анизотропии позволяет, по мнению авторов [184], утверждать, что переходы с энергией 1,75 и 2,60 мэв — дипольные, а

переходы с энергией

Рис. 115. Диаграмма распада ${}_{27}^{56}\text{Co}$.

0,845, 1,24 и 3,25 мэв — квадрупольные или дипольные с $\Delta I = 0$.

Таблица 36

Анизотропия углового распределения γ -лучей, испускаемых при распаде ориентированных ядер Co^{56} [184]

E_γ , мэв	$\frac{1}{2} W\left(\frac{\pi}{2}\right) - 1$ $T = 0,02^\circ \text{K}$
0,845	$+0,10 \pm 0,01$
1,24	$+0,09 \pm 0,02$
1,75	$-0,07 \pm 0,02$
2,30	$-0,05$
2,60	$-0,15 \pm 0,06$
3,25	$+0,12 \pm 0,02$

Последующий анализ [359] экспериментальных данных [184] с привлечением данных других авторов позволил установить наиболее вероятные спины и четности уровней ядра Fe^{56} (см. рис. 115). При анализе предполагалось, что влияние предшествующих β -переходов на ориентацию ядер определяется выражением $N_{\kappa} f_{\kappa} = \text{const}$ [460].

Таблица 37

Теоретические величины анизотропии углового распределения для различных β , I и ΔI [460]

I	ΔI	$\frac{1}{2} W\left(\frac{\pi}{2}\right) - 1$	
		$I_0=4$ $\beta=0,53$	$I_0=5$ $\beta=0,45$
1	-1	-0,083	-0,083
1	+1	-0,042	-0,048
2	-2	+0,114	+0,113
2	+2	+0,060	+0,68
1	0	+0,116	-0,125

Анализ результатов работы [184] позволил также установить величину и знак магнитного момента начального состояния.

В работе [460] была теоретически изучена поляризация γ -излучений ориентированных ядер. Было показано, что поляризованные ядра должны испускать γ -лучи с круговой поляризацией. Этот эффект был экспериментально обнаружен рядом авторов.

Угловое распределение β -частиц, испускаемых выстроенными ядрами. В работах Толхука и Дегрута [461] показано, что угловое распределение β -частиц, испущенных выстроенными ядрами, должно оставаться сферически симметричным, так же как и для неориентированных, если β -переход разрешенного типа (§ 4). При запрещенных переходах, при которых β -спектр имеет разрешенную форму, асимметрии также не должно быть. Для запрещенных переходов, при которых форма β -спектра отличается от разрешенной, должна наблюдаться асимметрия углового распределения и поляризации β -частиц.

Расчеты асимметрии углового распределения β -частиц, испускаемых выстроенными ядрами, произведены в работах [98, 460, 496].

Так, по расчетам [98], для β -переходов с $\Delta I = 2$, „да“, функции распределения β -частиц по углам должны иметь следующий вид:

$$\frac{1}{2} W_0(\theta) = 1 - 3\mu N_2 f_2 P_2(\cos \theta), \quad (I_i \rightarrow I_f = I_i - 2),$$

$$\frac{1}{2} W_0(\theta) = 1 - 3\mu M_2 f_2 P_2(\cos \theta), \quad (I_i \rightarrow I_f = I_i + 2).$$

Коэффициенты N_2 , M_2 и f определяются формулами (22.6) и (22.7). Величина $\mu = \eta^2 / (\eta^2 + \eta_\nu^2)$, где η и η_ν — импульсы β -частиц и нейтрино (§ 4).

Из теории следует, что наибольшая анизотропия должна наблюдаться для частиц с энергией близкой к максимальной.

Поскольку при расчетах предполагалось, что четность при β -взаимодействии сохраняется, отмеченные выше результаты теории справедливы только для выстроенных, но не для поляризованных ядер. Более того, изучение асимметрии распределения β -частиц при разрешенных переходах является одним из методов проверки справедливости закона сохранения четности при β -распаде (см. § 29).

Угловая корреляция γ -излучений ориентированных ядер. Угловая корреляция γ -квантов, испускаемых ориентированными ядрами, определяется не только углом θ между направлениями испускания γ -квантов, но также и углами θ_1 и θ_2 между направлением вылета каждого из γ -квантов и осью ориентации. Так, например, при последовательных квадрупольных переходах в ориентированных ядрах функция угловой корреляции с точностью до постоянного множителя определяется выражением:

$$W(\theta_1, \theta_2; \theta) = \sum N_{2k} f_{2k} G_{2k}(\theta_1, \theta_2; \theta).$$

Величины G_{2k} вычислены в работах [460, 99, 98].

Для „частных“ геометрий корреляционные функции имеют вид:

$$W\left(0; \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) = 0,1525 - 0,208 N_2 f_2 - 1,47 N_4 f_4 - \\ - 0,10 N_6 f_6 + 1,5 N_8 f_8 = W(0; \pi, \pi),$$

$$W(\theta; \pi, \pi) = 0,1780 - 0,554 N_2 f_2 - 0,532 N_4 f_4 + \\ + 3,7 N_6 f_6 + 4,0 N_8 f_8.$$

Эти соотношения были экспериментально проверены в работе [217] на примере каскада квадрупольных γ -переходов при распаде Co^{60} .

НЕЙТРИНО И ЗАКОН БЕТА-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

§ 23. НЕЙТРИНО И ЗАКОН БЕТА-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ
РЕШЕНИЯ

Проблема нейтрино. Электроны и позитроны, образующиеся при β -распаде, обладают непрерывным распределением по энергии и импульсам (§ 4). Для объяснения этого факта в 1933 г. была выдвинута гипотеза [355], согласно которой недостающая разность между энергией распада и энергией β -частицы и недостающий момент количества движения уносятся „необнаруживающей“ себя частицей—нейтрино. В свою очередь, „неуловимость“ нейтрино объяснялась тем, что они не имеют заряда, обладают малой или нулевой массой покоя и очень малым или нулевым магнитным моментом.

Позднее выяснилось, что для объяснения особенностей распада и захвата мезонов также необходимо предположить участие в этих процессах нейтрино. В качестве примера можно указать следующие экспериментально наблюдаемые процессы.

Распад π -мезонов ($m_{\pi} = 273 m_e$):

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \quad (23.1)$$

распад μ -мезонов ($m_{\mu} = 207 m_e$):

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + 2\nu; \quad (23.2)$$

распад K -мезонов ($m = 966 m_e$):

$$\theta^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0} \rightarrow \mu^{+} + \pi^{0} + \nu, \quad (23.3)$$

$$\tau^{+} \rightarrow 2\pi^{+} + \pi^{-} \rightarrow (\text{цепочка распадов}) \quad (23.4)$$

с испусканием нейтрино).

Нейтрино как релятивистские частицы полуцелого спина¹ следует описывать уравнением Дирака. Такое опи-

¹ Спин нейтрино равен $1/2$. Если бы спин нейтрино был равен $3/2$, то форма β -спектра при разрешенных переходах отличалась бы от той, которую дает формула (4.18), так как матричный элемент при спине, отличном от $1/2$, зависит от импульсов легких частиц.

сание автоматически приводит к предположению о существовании двух „сортов“ нейтрино: собственно нейтрино и антинейтрино, подобно тому, как описание электронов уравнением Дирака привело к необходимости предположить существование „антиэлектронов“ — позитронов. В такой трактовке при электронном распаде ядро испускает электрон с положительной энергией и поглощает нейтрино с уровня отрицательной энергии или, что то же самое, испускает антинейтрино. Наоборот, при позитронном распаде происходит захват электрона с уровня отрицательной энергии (испускание позитрона) и испускание нейтрино с положительной энергией.

Представление β -превращений в форме реакций (4.1), (4.2), (13.2) называют схемой Дирака в противоположность так называемой схеме Ферми, в которой вылет электрона распада сопровождается вылетом нейтрино.

Другой способ описания нейтральных частиц со спином $\frac{1}{2}$, предложенный Майорана [313], приводит к заключению о тождественности свойств нейтрино и антинейтрино, т. е. о физической неразличимости их.

Прямой экспериментальный способ проверки того, существуют ли нейтрино, являются ли они „частицами Дирака“ или „частицами Майорана“, а также способом определения характеристик нейтрино, могли бы служить опыты по изучению взаимодействия нейтрино с веществом и свойств „превращаемости“ нейтрино.

Так из принципа детального равновесия вытекает возможность обратных β -превращений. Процесс обратного β -превращения заключается в том, что в ядре, захватившем нейтрино, один из нуклонов переходит из состояния нейтрона в состояние протона (или обратно), причем одновременно ядром испускается электрон (позитрон). Если верна схема Дирака, то возможными оказываются только такие обратные β -переходы:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \quad (23.5)$$

$$\nu + n \rightarrow p + e^-, \quad (23.6)$$

но невозможны подобные реакции антинейтрино с нейтронами или нейтрино с протонами.

Однако поперечное сечение обратных β -превращений чрезвычайно мало. Так, поперечное сечение реакции (23.5) определяется выражением:

$$\sigma_r = \left(\frac{g^2}{2\pi} \right) \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{p^2}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{c}{v_e} \right) \text{ см}^2, \quad (23.7)$$

где p , m_e , v_e — импульс, масса и скорость испускаемого позитрона.

Для нейтрино со средней энергией в несколько $m_e v$, по порядку величины равно 10^{-44} см^2 , что соответствует среднему пробегу в твердом веществе порядка 10^{16} км [53].

Если нейтрино и антинейтрино являются разными частицами, они должны иметь магнитный момент¹. По-видимому, точная величина магнитного момента не может быть установлена теорией, хотя можно сделать некоторые оценки [213]. Таким образом, при прохождении нейтрино через вещество они будут не только захватываться ядрами, но и рассеиваться на ядрах или электронах. Изучая ионизацию, произведенную нейтрино, можно было бы обнаружить нейтрино и получить сведения о его магнитном моменте. Можно предположить существование таких, например, механизмов ионизации, произведенной нейтрино: столкновение с электроном атома, в результате которого электрон вырывается из атома; столкновение с ядром, в результате которого ядро получит достаточную энергию отдачи, чтобы атом отдачи был ионизованным (см. § 38).

Поперечное сечение столкновений нейтрино с атомными электронами, по Бете [62], равно:

$$\sigma_{s_2}(\omega) = \pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \mu^2 \frac{1}{(1 + \omega) \omega} \left(1 - \frac{\omega}{\epsilon_v} \right) \text{ см}^2. \quad (23.8)$$

Здесь ω — полная энергия электрона мишени,
 ϵ_v — энергия падающего нейтрино в $m_e c^2$ — единицах,
 μ — магнитный момент нейтрино в боровских магнетонах.

Полное поперечное сечение ионизации атомов воздуха при столкновении с нейтрино с $\epsilon_v > 1$, согласно приведенной формуле, равно по порядку величины $10^{-24} \mu^2 \text{ см}^2$. В работе Жаркова [213] произведено вычисление верхнего предела магнитного момента нейтрино. Полагая массу нейтрино равной 0,001 массы электрона, Жарков дает такую оценку:

$$\mu \lesssim 10^{-14} \text{ магнетона Бора.}$$

Если использовать эту оценку и воспользоваться расчетом Бете, то верхний предел поперечного сечения рассеяния нейтрино на электронах по порядку величины равен

¹ В противном случае магнитный момент нейтрино тождественно равен нулю [491].

10^{-52} см^2 . Такого же порядка, по-видимому, величина поперечного сечения рассеяния нейтрино на ядрах.

Приведенные оценки дают возможность представить, насколько трудной экспериментальной задачей является „обнаружение“ нейтрино прямыми способами. Неудивительно, что до самого последнего времени такие попытки [333, 476] оказывались безуспешными¹. Естественно поэтому было обращение к более легким, хотя и косвенным, методам проверки и уточнения гипотезы о нейтрино. Такие возможности доставляются изучением β -спектров и изучением атомов отдачи при β -распаде.

Уже одно предположение об испускании нейтрино при β -переходах дало возможность скоррелировать наблюдаемые особенности β -превращений на основе законов сохранения. Само по себе это еще не может считаться доказательством существования нейтрино. Однако тот факт, что теория β -распада [154, 235, 428], в основу которой положена гипотеза об испускании одного нейтрино в каждом акте β -перехода, дает удовлетворительное количественное объяснение почти всем „тонкостям“ наблюдаемых на опыте распределений β -частиц и их интенсивностей, следует считать косвенным доказательством существования нейтрино.

В обычной теории четырехкомпонентных нейтрино (§ 4) не делается никаких особых предположений о величине массы покоя нейтрино, кроме предположения о малости ее по сравнению с массой электрона. Поэтому большое значение имеют опыты, позволяющие получить сведения о массе нейтрино.

Такие сведения могут быть получены, например, при исследовании β -переходов с низкой граничной энергией. При выполнении условия

$$E_\nu - m_\nu c^2 \ll m_\nu c^2 \quad (23.9)$$

форма β -спектра у верхней границы зависит от величины массы покоя нейтрино m_ν . Как показывают несложные расчеты [149, 10], если $m_\nu = 0$, экспериментальное распределение β -частиц приближается к ω_0 как $(\omega_0 - \omega)^2$. При ненуле-

* Расчет, основанный на учете виртуальных состояний, в которых может участвовать нейтрино при превращениях частиц, приводит к верхнему пределу магнитного момента 10^{-10} магнетона Бора (Хоутерманс, Тирринг).

¹ В 1953 г. появились предварительные сообщения [368] об экспериментальном доказательстве существования процессов $p + \nu^* \rightarrow n + e^+$. В 1956 г. эти результаты были подтверждены. Подробнее об этом см. § 30.

вой массе покоя должен наблюдаться вертикальный спад к оси абсцисс. Это иллюстрируется рис. 144, на котором сплошные кривые изображают распределения β -частиц, ожидаемые при различных предположениях о массе покоя нейтрино.

Тщательные изменения β -спектров около верхней границы позволяют также сделать некоторые заключения о различности или неразличности нейтрино и антинейтрино.

Необходимо заметить, однако, что лучшим способом решения этой проблемы являются опыты по изучению периода распада и баланса энергий β -частиц при двойных β -переходах, а также опыты по изучению β -распада ориентированных ядер и поляризации β -частиц.

Двойной β -распад—это процесс испускания двух β -частиц при переходах между изобарными ядрами, отличающимися зарядом на две единицы. Если нейтрино и антинейтрино физически различимы, при двойном β -распаде испускается два β -электрона и два антинейтрино, а сумма энергий β -частиц не является постоянной. Если же нейтрино являются частицами Майорана ($\nu \equiv \nu^*$), то нейтрино, испущенные при первом переходе поглощаются во втором, т. е. участвуют в двойном распаде „виртуально“. Вероятность такого перехода во много раз больше, чем вероятность перехода в первом случае, а сумма энергий испускаемых β -частиц должна быть постоянной. Соответствующие расчеты даны, например, в работе Слива [341].

Исследования β -распада ориентированных ядер и поляризации β -частиц приобрели чрезвычайно важное значение в связи с проблемой несохранения четности при слабых ядерных взаимодействиях. Эта проблема возникла при анализе экспериментальных данных по распаду K -мезонов. Было установлено, что отдельные виды K -мезонов (θ^+ - и τ^+ -мезоны) имеют равные массы, одинаковые спины и одинаковые времена жизни, но распадаются соответственно на два и на три π -мезона (см. выше).

Поскольку совпадение масс и времен жизни у разных частиц казалось маловероятным, естественно было считать θ^+ - и τ^+ -мезоны одинаковыми частицами. Но в этом случае следовало предположить, что θ^+ -мезон имеет четность противоположную четности τ^+ -мезона, т. е. при распаде K -мезонов нарушается закон сохранения четности (§ 1).

Ли и Янг [286] отметили также, что экспериментальные данные по β -распаду, полученные до 1956 г., не подтверждают и не отвергают предположение о том, что четность излучения легких частиц при β -распаде имеет вполне определенное значение. В самом деле, такие эффекты, как

форма β -спектра (§ 4), форма спектров атомов отдачи и угловая β — ν -корреляция при распаде неориентированных ядер (§ 25—28) не зависят от сохранения четности. Формально это связано с тем, что при изучении указанных явлений измеряется совокупность величин, из которых нельзя составить псевдоскаляр (относительно операции пространственного отражения).

Ответ на вопрос о сохранении (несохранении) четности мог быть получен только при изучении эффектов, зависящих от четности. Такими эффектами являются угловое распределение β -частиц от поляризованных ядер (§ 22), степень поляризации электронов при β -распаде (§ 22) и угловая β — ν -корреляция между β -частицами и поляризованными γ -квантами.

Результаты исследования этих эффектов мы рассмотрим в § 29. Здесь же отметим важные для проблемы нейтрино следствия, которые вытекают из предположения о несохранении четности при β -распаде.

Гамильтониан β -взаимодействия, как уже отмечалось в § 4, должен быть инвариантен относительно любого преобразования пространства. Поэтому несохранение четности означает лишь неправомочность применения понятия четности в том смысле, как оно определено в § 1, к легким частицам, участвующим в слабых взаимодействиях. Это может быть либо следствием внутренней асимметрии частиц к „правому“ и „левому“, либо следствием того, что пространство на малых длинах волн обладает особыми свойствами. Первое предложение было выдвинуто и подробно рассмотрено Ландау [288] и несколько позднее Ли и Янгом [287]. Второе предложение рассмотрено Шапиро [455].

Согласно концепции Ландау, внутренняя право-левая асимметрия частиц связана с их зарядом, причем таким образом, что если частицам свойственен правый винт, то античастицам свойственен левый винт. Зеркальным отражением частицы является античастица.

Взаимодействия, при которых имеет место нарушение пространственной четности, остаются инвариантными по отношению к совокупности двух операций—пространственного отражения и зарядового сопряжения (замена частицы на античастицу). Эта операция, по Ландау, называется комбинированной инверсией.

Таким образом, по Ландау, сохраняется только произведение $\Pi\Pi_{зар.}$, где Π —четность, $\Pi_{зар.}$ —зарядовая четность.

При сильных ядерных и электромагнитных взаимодействиях сохраняющимися величинами будут Π и $\Pi_{зар.}$ порознь.

Следствием концепции Ландау является теория двухкомпонентных „продольных“ нейтрино. В этой теории предполагается, что $m_\nu \equiv 0$ и нейтрино описывается функцией, имеющей две компоненты. Отсюда автоматически следует, что нейтрино полностью продольно поляризованы. Спин нейтрино параллелен импульсу (правый винт), в то же время спин антинейтрино антипараллелен импульсу (левый винт) или наоборот.

В этой связи особый интерес представляют результаты опытов, которые мы рассмотрим в (§ 29).

Большое значение для проверки и уточнения гипотезы о нейтрино имели и имеют опыты по изучению атомов отдачи. Определяя энергию или импульс атомов отдачи, мы имеем прежде всего возможность судить о „действии“, произведенном нейтрино. Если бы при β -распаде испускалась только одна β -частица, то в соответствии с законом сохранения импульс атома отдачи должен быть равен по величине и противоположен по направлению импульсу β -частицы, и импульсный R -спектр должен быть идентичен сопряженному с ним импульсному β -спектру. Если же дополнительно испускается нейтрино, то должны выполняться соотношения:

$$\vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu + \vec{p}_a = 0,$$

$$E_{r_0} = \frac{E_0}{2M_r c^2} [E_0 + 2m_e c^2]^{1/2}, \quad (23.10)$$

где \vec{p}_β , \vec{p}_ν , \vec{p}_a — импульсы β -частицы, нейтрино и атома отдачи соответственно,
 E_0 и E_{r_0} — максимальные кинетические энергии β -частиц и атомов отдачи,
 M_r — масса атома отдачи.

Простейшим способом проверки гипотезы о нейтрино являются опыты, в которых изучаются импульсы атомов отдачи, сопряженных с β -частицами известных импульсов или энергий.

Если на опыте выполняются соотношения (23.10), мы имеем доказательство того, что недостающие импульс и энергия при распаде уносятся нейтрино. Более того, если некоторому „узкому“, заранее фиксированному, распределению β -частиц опыт сопоставляет достаточно „узкое“ распределение атомов отдачи, причем максимумы этих распределений удовлетворяют (23.10), то это есть доказательство того, что в каждом акте распада испускается одно нейтрино.

Здесь следует заметить, что наиболее удобным способом экспериментальной проверки гипотезы об испускании при β -превращениях одного нейтрино являются опыты по изучению спектров отдачи при электронном захвате. В этом случае отдача определяется практически только „действием“ нейтрино¹. При этом если в отдельном акте распада электронного захвата испускается одно нейтрино, то образующиеся атомы отдачи должны обладать одинаковыми импульсами и энергиями, удовлетворяющими соотношениям:

$$\vec{p}_r = \vec{p}_{r_0} = -\vec{p}_\nu, \quad (23.11)$$

$$E_r = E_{r_0} = \left(\frac{E_\nu}{2M_r c^2} \right) (E_\nu + 2m_\nu c^2)^{1/2}.$$

Наоборот, если каждый акт захвата сопровождается выбрасыванием двух или более нейтрино в разных направлениях, то спектры атомов отдачи будут непрерывными, т. е. атомы отдачи в этом случае могут иметь любое значение импульса от нуля до p_{r_0} или энергии от нуля до E_{r_0} . В любом случае, однако, верхняя граница спектра отдачи должна однозначно определяться величинами масс начального и конечного атомов (§ 13).

Для проверки выполнения законов сохранения и гипотезы одиночных нейтрино служат также опыты по изучению формы R -спектров или β - R -корреляции при электронном и позитронном распадах². Однако значение таких опытов выходит далеко за пределы простой проверки гипотезы одиночных нейтрино. Главное их значение заключается в получении сведений об осуществляющейся в природе комбинации простых инвариантов β -взаимодействия и вкладе, вносимом каждым из простых инвариантов.

Закон бета-взаимодействия. Одной из фундаментальных проблем β -распада является установление закона β -взаимодействия, т. е. определение линейной комбинации простых инвариантов, которая описывает осуществляющиеся в при-

¹ Вообще говоря, следует учитывать также отдачу, которую испытывает атом от испускания рентгеновских квантов, возникающих при заполнении „дырки“ электронами с высших уровней или соответствующих им оже-электронов, а в случае сложной схемы распада—отдачу от γ -квантов.

² Опыты такого рода, имевшие конечной целью проверку выполнения законов сохранения энергии и импульса при β -превращениях, подробно рассмотрены в обзорных работах [81, 406].

роде β -переходы. В „обычной“ теории, основанной на предположении, что волновые функции легких частиц при β -распаде имеют вполне определенную четность, мы имеем дело с пятью парциальными константами β -взаимодействия: g_S , g_V , g_T , g_A и g_P (§ 4).

Если четность не сохраняется, то волновая функция легких частиц должна быть одновременно четной и нечетной. В гамильтониане β -взаимодействия кроме пяти констант g_X , отвечающих взаимодействию с сохранением четности, появляются пять новых констант g'_X , отвечающих β -взаимодействию без сохранения четности.

Иными словами, каждый вариант теории характеризуется теперь не одной, а двумя константами взаимодействия g_X и g'_X . Величины $C_0^{(0)}$, $C_0^{(1)}$ и D в формулах (4.16) — (4.19) теперь определяются следующим образом:

$$C_0^{(0)} = (|g_S|^2 + |g'_S|^2 + |g_V|^2 + |g'_V|^2) |\int \bar{1}|^2 + (|g_T|^2 + |g'_T|^2 + |g_A|^2 + |g'_A|^2) |\int \vec{\sigma}|^2,$$

$$C_0^{(1)} = \gamma \operatorname{Re} [(g_S g'_V + g'_S g_V) |\int \bar{1}|^2 + (g_A^* g_T + g'_T g_A) |\int \vec{\sigma}|^2 + \text{к. с.}], \quad (23.12)$$

$$D_0 = \frac{1}{3} (|g_T|^2 + |g'_T|^2 - |g_A|^2 - |g'_A|^2) |\int \sigma|^2 - (|g_S|^2 + |g'_S|^2 - |g_V|^2 - |g'_V|^2) |\int \vec{1}|^2. \quad (23.13)$$

При этом предполагается, что сохраняется инвариантность β -распада относительно временного отражения (замена $+$ на $-$).

В данном случае описание таких явлений, как распределение β -частиц и β - ν -корреляция, не связано с появлением каких-либо интерференционных членов между частью взаимодействия с сохранением четности и частью взаимодействия без сохранения четности. Это видно непосредственно из сравнения формул (4.16) — (4.19) и (23.12), (23.13). Так, например, величине $|g_S|^2$ в формулах (4.16) — (4.19) соответствует величина $|g_S|^2 + |g'_S|^2$ в формулах (23.12), (23.13), а величина $g_S g'_V$ заменяется на $(g'_S g'_V + g'_S g_V)$.

При этом все выводы и результаты теории, основанной на предположении о сохранении четности (§ 4), остаются в силе. Поэтому при рассмотрении явлений, которые не зависят от сохранения четности, мы будем без особых оговорок пользоваться формулами „старой“ теории, имея в виду указанные выше соображения.

Первая задача, которую следовало разрешить, было определение простых инвариантов, дающих ненулевой вклад в гамильтониан β -взаимодействия.

Поскольку в принципе не исключена возможность существования в природе любой линейной комбинации простых форм β -взаимодействия (§ 4), прежде всего представляют интерес попытки установить, нет ли какой-либо „предпочтительной“ комбинации этих форм. Здесь следует отметить так называемый принцип симметрии, сформулированный Дегротом и Тольхуком [112] и закон взаимодействия Критчфильда—Вигнера [88].

Принцип симметрии Дегрота и Тольхука утверждает, что протоны и нейтроны в ядре имеют одинаковое „отношение“ к процессам β -превращений, т. е. осуществляется симметрия между распадом нейтрона с испусканием электрона и распадом протона с испусканием позитрона. В соответствии с этим электронный и позитронный распады при равной энергии этих процессов должны быть „симметричными“; гамильтонианы для электронного и позитронного распада должны быть одинаковыми, за исключением разве знаков, при условии, что волновые функции легких частиц эквивалентны (например, представляются волнами с одинаковыми волновыми числами). Важнейшим следствием принципа симметрии является утверждение, что в природе могут осуществляться только две комбинации: либо SAP , либо VT^* .

Критчфильд и Вигнер, отмечая то обстоятельство, что все четыре частицы, участвующие в процессе β -превращения, обладают спином $1/2$ и описываются уравнениями Дирака, предложили считать их участвующими в β -взаимодействии „на равных основаниях“. Постулируется, что в процессе β -распада возникают одновременно четыре частицы: например, протон, электрон, нейтрино в состоянии с положительной энергией и ненаблюдаемый нейтрон в состоянии с отрицательной энергией. Матричный элемент β -взаимодействия должен быть полностью симметричным или антисимметричным по отношению к любым двум из четырех волновых функций

* Здесь и в дальнейшем SAP означает линейную комбинацию S -, A - и P -инвариантов, причем считается, что величины констант связи и знаки, с которыми инварианты входят в комбинацию, еще не определены.

Дирака. Так как из четырех волновых функций Дирака невозможно построить матричный элемент, симметричный по отношению к любым двум из четырех указанных частиц, то остается возможной только антисимметричная комбинация S -, A - и P -инвариантов. Заметим также, что начальному выбору Ферми [154], основанному на том, что уровни легких и тяжелых частиц, участвующих в β -распаде, различны (как в процессах „мезонного“ типа), лучше удовлетворяют комбинации STP или VT .

Уже одно существование сверхразрешенных переходов типа $He^6 \rightarrow Li^6$, при которых выполняются правила отбора $\Delta I = 1$, „нет“, указывает на существенную роль гаммов-теллеровских инвариантов взаимодействия. В пользу того, что константа¹ $g_{GT} \neq 0$, говорит также факт существования в природе уникальных β -переходов (§ 4). С другой стороны, наличие $0 \rightarrow 0$ переходов ($I_i = I_f = 0$), которые осуществляются, например при позитронном распаде O^{14} или C^{10} , указывает на неравенство нулю константы фермиевского взаимодействия g_F (g_F — означает либо g_S , либо g_V).

Окончательные заключения о законе β -взаимодействия и относительной роли различных инвариантов могут быть получены только экспериментальным путем. В этой связи следует отметить исключительную важность определения численных значений коэффициентов a_0 и b_0 , входящих в формулу (4.18) для вероятности разрешенных переходов или соответствующих коэффициентов a_n и b_n в случае запрещенных переходов.

Определение этих коэффициентов составляет важнейшую задачу опытов, посвященных изучению β -спектров, R -спектров и β - γ -корреляции.

Если взаимодействие, вызывающее β -переходы, удовлетворяет одной из простых инвариантных форм (§ 4), то в этом случае согласно (4.16) и (4.19) коэффициент $b_0 = 0$. Величина корреляционного коэффициента a_0 при этом согласно расчетам Слива [429] и Гамильтона [193] должна быть равной $-1, +1, +1/3, -1$ для инвариантов S, V, T, A, P соответственно.

Наиболее прямой способ определения коэффициентов b заключается в измерении спектров β -частиц при переходах между ядерными состояниями с точно известными характеристиками (момент, четность). Для сравнения полученного

¹ g_{GT} означает либо g_T , либо g_A , либо их комбинацию (см. § 4).

на опыте распределения β -частиц с теоретически предсказанным экспериментальные точки откладываются в координатах Кюри.

Определение величины коэффициентов b_n из результатов тщательного изучения β -спектров имеет большое значение для установления соотношения коэффициентов g_X , с которыми входят простые инварианты в гамильтониан взаимодействия. Поясним это на примере разрешенных переходов.

Пусть на опыте установлено, что для данного перехода спектр β -частиц имеет разрешенную форму. Кроме того, пусть независимым путем установлено, что моменты и четности начального и конечного состояний одинаковы, причем $I_i = I_f = 0$. Как следует из теории (табл. 6), это разрешенный переход $0 \rightarrow 0$, причем он может быть „вызван“ только фермиевскими компонентами взаимодействия (в этом случае $\int \beta \sigma = \int \sigma = 0$). Величина b_0 , определенная из графиков Кюри для таких переходов, дает возможность сделать заключение об отношении $\frac{g_S g_V}{g_S^2 + g_V^2}$. Точнее, при учете несохранения четности (§29), величина b_0 в этом случае определяет отношение:

$$\frac{\text{Re}(g_S g_V^* + g_S' g_V'^*)}{|g_S|^2 + |g_S'|^2 + |g_V|^2 + |g_V'|^2}$$

Однако анализ величин b_0 при разрешенных $0 \rightarrow 0$ -переходах не позволяет определить, какой из „фермиевских“ инвариантов доминирует или является единственно возможным.

Подобным же образом, определяя величину b_0 из анализа β -спектров при переходах с $\Delta I = \pm 1$, „нет“ (например, переход $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$), мы находим относительный „вес“ T - и A -компонентов взаимодействия, точнее отношение:

$$\frac{\text{Re}(g_T g_A^* + g_T' g_A'^*)}{|g_T|^2 + |g_T'|^2 + |g_A|^2 + |g_A'|^2}$$

Но это опять-таки не дает указания на то, какой из них осуществляется или преобладает. Наконец, полученные при анализе однократно запрещенных β -спектров с $\Delta I = 0$ или 1 значения b_1 позволяют оценить относительные величины

$$\text{Re}(g_T g_V^* + g_T' g_V'^*) \text{ или } \text{Re}(g_S g_A^* + g_S' g_A'^*).$$

Оказывается необходимым и существенно важным комбинировать результаты, полученные из исследования разрешенных β -спектров, с результатами, найденными при изучении R -спектров и β - R -корреляции.

Рассмотрим те возможности, которые представляются измерениями R -спектров и β - R -корреляции при разрешенных переходах для установления закона β -взаимодействия.

Форма спектров отдачи при β -переходах вычислялась в работах Слива [421] и Кофуд-Хансена [222]. Распределение атомов отдачи по импульсам при разрешенных переходах в борновском приближении определяется выражением [222]:

$$P(\eta_r) d\eta_r = K' \left\{ \frac{(1 + a_0) \eta_r^2 (\Delta - 1 - \eta_r^2)^2}{(\Delta^2 - \eta_r^2)^3} \left[\eta_r^4 - \eta_r^2 (4\Delta^2 - 1) + \right. \right. \\ \left. \left. + 3\Delta^2 (\Delta^2 + 1) - \frac{6a_0 \eta_r^2 (\Delta^2 - 1 - \eta_r^2)^2}{(\Delta^2 - \eta_r^2)} \right] \right\} d\eta_r. \quad (23.14)$$

Здесь K' — константа, пропорциональная $C_0^{(0)}$ в формуле (4.18),
 η_r — импульс отдачи в единицах $m_e c$,

Δ — разность масс начального и конечного ядер.

Анализ формулы (23.14) позволяет сделать следующие качественные заключения.

1. При малых энергиях распада форма спектра отдачи близка к форме β -спектра, если не учитывать влияние кулоновского поля ядра на β -частицы, как принято при вычислении (23.14). Это объясняется тем, что при малых энергиях распада можно пренебречь отдачей, которую приобретает атом от нейтрино. Однако в действительности влияние поля ядра и атомных электронов на β -частицы малых энергий весьма существенно (§ 15). Это должно обусловить заметное различие β -спектров и сопряженных с ними R -спектров также и при малых энергиях распада.

2. Расхождение между спектрами β -частиц и атомов отдачи увеличивается с ростом энергии распада. Чем больше

энергия распада, тем более явственно должно выступать различие простых форм β -взаимодействия или различных их комбинаций. При фиксированном значении Δ максимум кривой распределения атомов отдачи смещается в сторону больших значений импульса (энергии) при переходе от одной формы взаимодействия к другой в следующей последовательности: V , T , S , A , P , в соответствии с величиной корреляционного коэффициента a_0 . То же самое имеет место, если в „истинном“ β -взаимодействии превалирует одна из указанных инвариантных форм.

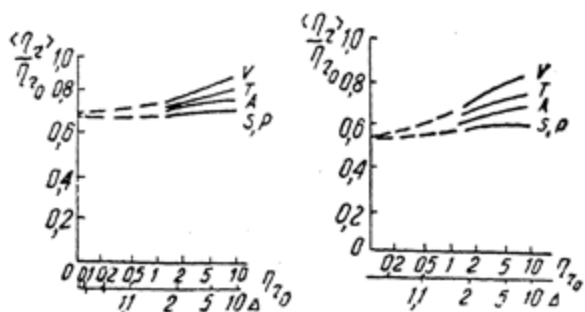


Рис. 116. Отношение среднего импульса атомов отдачи к максимальному в функции энергии распада для различных простых форм взаимодействия в борновском приближении [222]; (а) — разрешенные переходы, (б) — первый запрещенный переход.

Сказанное иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 116.

Таким образом, точные изменения R -спектров или отдельных характеристик R -спектров позволяют получить ценные сведения о вкладе простых инвариантов β -взаимодействия.

До сих пор предполагалось, что за β -переходом не следует испускание γ -лучей. Однако чаще наблюдаются последовательные β - и γ -переходы. В этом случае анализ полученных на опыте R -спектров значительно усложняется. Эту трудность можно избежать, если изучать тройные совпадения: между атомом отдачи, β -частицей и γ -квантом. В случае использования газообразных источников (§ 24) это дает также возможность точно фиксировать „эффективный объем“. По-видимому, для ряда случаев удобнее использовать аналитические расчеты формы спектра отдачи с учетом импульса, получаемого атомом отдачи от γ -лучей. Такие

расчеты в предположении изотропности γ -квантов относительно направлений вылета β -частицы и нейтрино проведены, например, Роузом [383] для распада O^{14} . Результаты его расчетов, представленные в форме графиков, приведены на рис. 117.

Весьма важным для установления инвариантов взаимодействия, ответственных за переход, является экспериментальное определение корреляционных коэффициентов a_0 , входящих в формулу (4.18).

Если предположить, что коэффициент $b_0 = 0$, то измерение функции распределения (4.18) позволяет однозначно определить величину коэффициента a_0 . В этом случае измеренная на опыте величина a_0 при разрешенных $0 \rightarrow 0$ -переходах даст отношение $-\frac{g_S^2 - g_V^2}{g_S^2 + g_V^2}$, или, с учетом несохранения

четности (§ 29), отношение $-\frac{|g_S|^2 + |g_S'|^2 - |g_V|^2 - |g_V'|^2}{|g_S|^2 + |g_S'|^2 + |g_V|^2 + |g_V'|^2}$.

Если при этом a_0 окажется равным -1 , то мы будем иметь доказательство, что переход обусловлен S -компонентом взаимодействия. Наоборот, если a_0 окажется равным $+1$, то осуществляется только V -инвариант взаимодействия.

С другой стороны, если измерять корреляцию при разрешенных переходах с $\Delta I = \pm 1$, „нет“, тогда определенная на опыте величина a_0 дает отношение $\frac{g_T^2 - g_A^2}{3(g_T^2 + g_A^2)}$, точнее,

отношение $\frac{|g_T|^2 + |g_T'|^2 + |g_A|^2 - |g_A'|^2}{3(|g_T|^2 + |g_T'|^2 + |g_A|^2 + |g_A'|^2)}$. В зависимости от

того, будет ли величина a_0 при этом равной $+1/3$, или $-1/3$, мы имеем дело либо с „чистым“ T -взаимодействием, либо с „чистым“ A -взаимодействием.

Наконец, изучение корреляции при разрешенных переходах к $\Delta I = 0$ ($I_i \neq I_f$), „нет“, должно дать возможность определить отношение $\frac{g_P^2 |\int \sigma|^2}{g_{OT}^2 |\int \sigma|^2}$. При этом, если

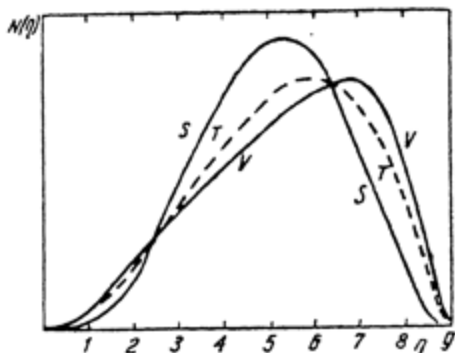


Рис. 117. Теоретический спектр отдачи при распаде O^{14} с учетом отдачи от γ -лучей [383] для чистых S - и V -инвариантов взаимодействия.

$-1 \leq a_0 < \frac{1}{3}$, то из фермиевских компонент присутствует только S; если же $\frac{1}{3} < a_0 \leq 1$ — только V.

Желательно комбинировать результаты измерений корреляции для $0 \rightarrow 0$ -переходов и переходов с $\Delta I = 0$, но $I_f \neq I_i$.

Анализ результатов измерения корреляции значительно усложняется, если коэффициент b_0 не равен нулю. В этом случае измерения не позволяют определить константы a_0 и b_0 в отдельности, но некоторую их комбинацию, например [248] $\frac{a_0}{(1 + \frac{b_0}{\bar{w}})}$, где \bar{w} — средняя энергия регистрируемых β -частиц.

Если изучать корреляцию для „чистых“ GT-переходов ($\Delta I = 1$, „нет“) или „чистых“ F-переходов ($0 \rightarrow 0$, „нет“), тогда зависимость b_0 от отношения констант $\frac{g_A}{g_T}$ или $\frac{g_V}{g_S}$ сравнительно проста. На рис. 118 отложена зависимость b_0 и a_0 в функции $\frac{g_A}{g_T}$ [248] для случая „чистого“ GT-взаимодействия.

Видно, что отношение $\frac{g_A}{g_T}$, определение которого является

целью опытов, не может быть произведено однозначно, если $b_0 \neq 0$ или, по крайней мере, не фиксировано в узких пределах.

Интерпретация опытных данных по корреляции при запрещенных переходах значительно усложняется. Расчеты угловой β - ν -корреляции в борновском приближении проведены Гамильтоном [193] для переходов первого запрещения и Долгиновым [119] для переходов второго запрещения.

Было показано также [111], что в отличие от разрешенных переходов при вычислении корреляции для запрещенных переходов в ядрах с $Z > A^{1/2} E_0$ (A — массовое число, E_0 — полная энергия β -частиц в $m\epsilon\epsilon$) нельзя пренебрегать влиянием кулоновского поля ядра.

Долгинов [111] и Грэйлинг и Микс [177] произвели вычисления корреляционных функций при первом запрещенном переходе

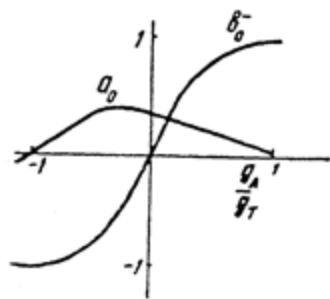


Рис. 118. Зависимость коэффициентов a_0 и b_0 от отношения констант g_A/g_T для чистых GT-взаимодействий.

с учетом кулоновского поля ядра. Позднее Долгинов и Топтыгин [120] рассмотрели влияние распределения заряда в ядре на угловую корреляцию при β -распаде. Результаты упомянутых расчетов имеют сложный вид, и мы их здесь не приводим. Отметим только следующее из теории сужения конуса расходимости β -частиц и нейтрино с увеличением степени запрета n . В борновском приближении этот эффект пропорционален p_r^n , так что максимум распределения атомов отдачи заметно смещается в сторону больших значений импульса при увеличении степени запрета (см. рис. 116).

Функции распределения β -частиц и атомов отдачи при разрешенных β -переходах. Теоретическая функция угловой корреляции при β -распаде обычно дается выражением, в котором независимыми переменными являются энергия β -частиц ω и угол Θ между направлениями импульсов нейтрино $\vec{\eta}_\nu$ и β -частицы $\vec{\eta}$. Соответствующее выражение для разрешенных переходов представляется формулой (4.18), в которой ω и Θ независимы друг от друга и могут иметь любые значения в пределах

$$1 \leq \omega \leq \omega_0, \quad 0 \leq \Theta \leq \pi.$$

Практическое использование формулы (4.18) затруднено, поскольку на опыте регистрируются β -частицы и атомы отдачи и фиксируется угол между ними $\Theta_{\beta r} \equiv \varphi$. Необходимо произвести трансформацию выражения (4.18), приняв за независимые переменные те величины, которые можно измерять на опыте. При этом представляется возможность вместо (4.18) получить три функции распределения, соответствующие парам переменных: (ω, r) , (ω, φ) и (r, φ) . Здесь $r \equiv \eta_r$ — импульс атома отдачи в единицах $m_e c$, ω — полная энергия β -частицы.

Конечные результаты подобных трансформаций, произведенных в работе [234], приведены ниже.

Распределение (ω, r) . В случае распределения (ω, r) переменные ω и r не являются независимыми друг от друга в интервалах $0 \leq r \leq \eta_0$ и $1 \leq \omega \leq \omega_0$ (η_0 и ω_0 — максимальный импульс и максимальная энергия β -частиц).

В соответствии с законами сохранения, для фиксированного значения r величина ω заключена в следующих пределах:

$$\frac{(\omega_0 - r)^2 + 1}{2(\omega_0 - r)} \leq \omega \leq \frac{(\omega_0 + r)^2 + 1}{2(\omega_0 + r)} \quad (23.15)$$

и для данного значения ω

$$|\eta - \eta_\nu| \leq r \leq |\eta + \eta_\nu|. \quad (23.16)$$

С учетом этих ограничений функция распределения (4.18) в координатах (w, r) может быть представлена с точностью до постоянного множителя в следующем виде:

$$P(w, r) dw dr = \frac{1}{2} F(Z, w) \left[r w \eta_v + b_0 r \eta_v + \right. \\ \left. + r \frac{a_0}{2} (r^2 - \eta^2 - \eta_v^2) \right] dw dr. \quad (23.17)$$

Вид функции распределения $P(w, r)$ для „чистого“ тензорного взаимодействия при $Z=0$ и $w_0=8$ иллюстрируется кривыми на трехмерной диаграмме (рис. 119).

Как видно из формулы (23.17) и рис. 119, при фиксированном значении импульса атома отдачи распределение β -частиц по энергии представляется параболой (не учтено влияние поля атома на β -частицы!); при фиксированном значении энергии β -частиц распределение атомов отдачи по импульсам представляется полиномом третьей степени относительно r .

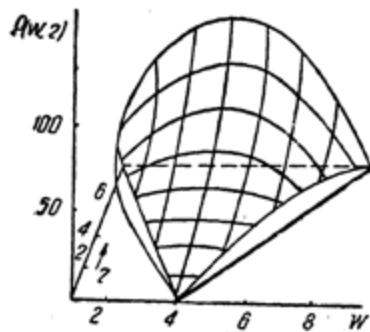


Рис. 119. Теоретическое распределение $P(w, r)$ при тензорном β -взаимодействии ($w_0=8, Z=0$).

(23.15). Для случая $Z=0$ и $b_0=0$ результат интегрирования изображается формулой (23.15).

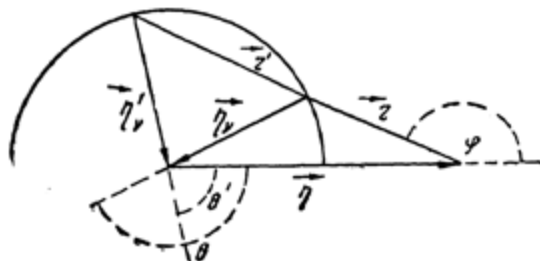


рис. 120. Треугольник импульсов для случая $w_0=8, w=5$ и $\eta_v=3$. Данному φ соответствует два значения r и r' .

Распределение (w, φ) . Из треугольника импульсов (рис. 120) следует, что существует два значения r , которые

могут наблюдаться для данного значения φ . Распределение (4.18) в координатах (w, φ) имеет различный вид в зависимости от того выполняется ли условие $\eta \geq \eta_v$, или условие $\eta \leq \eta_v$.

Случай $\eta \leq \eta_v$. При этом

$$r = -\eta \cos \varphi + \sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi}, \quad (23.18)$$

$$P(w, \varphi) dw d\Omega_\varphi = [\eta F(Z, w) (\sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi} - \eta \cos \varphi)^2 \times \\ \times \left\{ \frac{\eta(w + b_0) - a_0 \eta (\eta \sin^2 \varphi + \cos \varphi \sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi})}{\sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi}} \right\} dw d\Omega_\varphi. \quad (23.19)$$

Здесь

$$0 < \varphi \leq \pi.$$

Случай $\eta \geq \eta_v$. В этом случае

$$r = -\eta \cos \varphi \pm \sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi}. \quad (23.20)$$

В зависимости от знака перед корнем в выражении (23.20) распределение (w, φ) имеет вид:

либо

$$P(w, \varphi) dw d\Omega_\varphi = [\text{распределение (23.19)}] + \\ + [\eta F(Z, w) (\sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi} + \eta \cos \varphi)^2 \times \\ \times \left\{ \frac{\eta(w + b_0) - a_0 \eta (\eta \sin^2 \varphi - \cos \varphi \sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi})}{\sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi}} \right\} dw d\Omega_\varphi, \quad (23.21)$$

либо

$$P(w, \varphi) = 2\eta F(Z, w) \left[\frac{\eta_v^2 + \eta^2 \cos^2 \varphi}{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi} \times \right. \\ \times \left\{ \eta_v (w + b_0) - a_0 \eta^2 \sin^2 \varphi \right\} + \\ \left. + 2a_0 \eta^2 \cos^2 \varphi \sqrt{\eta_v^2 - \eta^2 \sin^2 \varphi} \right]. \quad (23.22)$$

Здесь

$$\varphi' \leq \varphi < \pi; \quad \sin \varphi' = \frac{\eta_v}{\eta}.$$

Вид функции распределения $P(\omega, \varphi)$ иллюстрируется кривыми рис. 121 для $\omega_0 = 8$ и $Z = 0$. Функция распределения $P(\omega, \varphi)$ определяет вероятность того, что атом отдачи и сопряженная с ним β -частица с энергией ω испускаются под углом φ друг к другу.

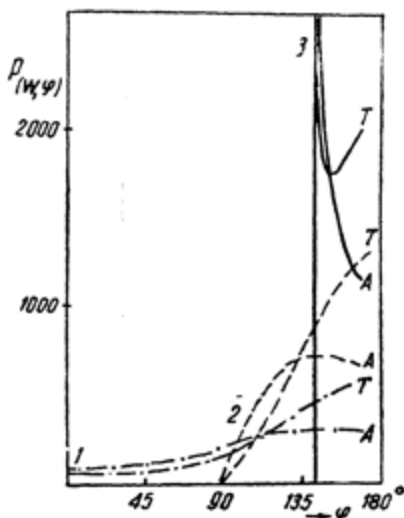


Рис. 121. Теоретическое распределение $P(\omega, \varphi)$ для взаимодействий T, A ($\omega_0 = 8, Z = 0$), 1 — $\omega = 2,70, \eta/\eta_v = 0,5$, 2 — $\omega = 4,06, \eta = \eta_v$, 3 — $\omega_0 = 5$.

Распределение (r, φ) . Случай $r < \omega_0 - 1$. В этом случае

$$\omega = \frac{\omega_0 (\omega_0^2 + 1 - r^2) - r \cos \varphi \sqrt{(\omega_0^2 - 1 - r^2)^2 - 4r^2 \sin^2 \varphi}}{2(\omega_0^2 - r^2 \cos^2 \varphi)}, \quad (23.23)$$

$$P(r, \varphi) dr d\Omega_\varphi = F(Z, \omega) \left[r\omega\eta_v + b_0 r\eta_v + \right. \\ \left. + \frac{a_0}{2} r(r^2 - \eta^2 - \eta_v^2) \right] \frac{\eta^2 r}{\omega_0 \eta + \omega_0 r \cos \varphi} dr d\Omega_\varphi. \quad (23.24)$$

Случай $r > w_0 - 1$. Здесь

$$\left. \begin{matrix} w_1 \\ w_1 \end{matrix} \right\} = \frac{w_0 (w_0^2 + 1 - r^2) \pm r \cos \varphi \sqrt{(w_0^2 - 1 - r^2)^2 - 4r^2 \sin^2 \varphi}}{2 (w_0^2 - r^2 \cos^2 \varphi)},$$

$$P(r, \varphi) dr d\Omega_\varphi = \left\{ F(Z, w_1) \left[r w_1 \eta_{v_1} + b_0 r \eta_{v_1} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{a_0}{2} r (r^2 - \eta_1^2 - \eta_{v_1}^2) \right] \eta_1^2 + F(Z, w_2) \left[r w_2 \eta_{v_2} + b_0 r \eta_{v_2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{a_0}{2} r (r^2 - \eta_2^2 - \eta_{v_2}^2) \right] \eta_2^2 \frac{2r dr d\Omega_\varphi}{\sqrt{(w_0^2 - 1 - r^2)^2 - 4r^2 \sin^2 \varphi}} \right\}. \quad (23.25)$$

§ 24. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ СПЕКТРОМЕТРИИ АТОМОВ ОТДАЧИ

Предметом спектрометрии атомов отдачи является изучение импульсных или энергетических спектров атомов отдачи и установление корреляции между характеристиками ядерных излучений и характеристиками сопряженных с ними атомов отдачи.

Примеры конкретных физических задач, которые решаются спектроскопией атомов отдачи при β -превращениях, рассмотрены в § 23.

Основными методами спектроскопии атомов отдачи являются обычные методы спектроскопии заряженных ядерных частиц¹. При изучении атомов отдачи применяются магнитные и электрические фокусирующие и анализирующие устройства, пропорциональные счетчики, ионизационные камеры и т. д. Имеются, однако, и специфические особенности, связанные с тем, что в спектроскопии атомов отдачи мы имеем дело с тяжелыми медленными частицами, характеристики которых могут существенно изменяться при прохождении через малые толщи вещества.

В этом параграфе мы рассмотрим некоторые методологические и технические вопросы [406], которые в известной степени являются общими для опытов по изучению свойств атомов отдачи.

¹ Большая часть атомов отдачи при радиоактивных превращениях образуется в виде ионов (см. гл. V—VII).

Источники в опытах по изучению спектров отдачи. Прежде всего следует рассмотреть некоторые вопросы, связанные с приготовлением и использованием источников в опытах по изучению спектров атомов отдачи. Это тем более необходимо, так как приготовление источников и умелое их использование составляет самую ответственную часть опытов по отдаче. Интерпретация количественных результатов опытов, особенно опытов с пленочными источниками, находится в прямой зависимости от качества источников и условий их применения [366].

Для получения надежных количественных результатов при изучении спектров атомов отдачи при радиоактивных превращениях источник должен удовлетворять ряду жестких требований. Эти требования можно сформулировать следующим образом.

А. Начальные характеристики атомов отдачи (импульс, заряд) не должны быть искажены в самом источнике. Так как некоторая часть атомов отдачи по тем или иным причинам испытывает изменение своих характеристик в пределах источника, то это требование лучше сформулировать так: источник должен обладать высокой „полезной“ эффективностью. Полезной эффективностью здесь условно называется отношение числа атомов, испущенных источником без существенных изменений начальных характеристик к общему числу распадов за то же время.

В. Источник должен быть свободным от посторонних радиоактивных загрязнений и достаточно интенсивным. Это связано с требованием большой удельной активности используемых радиоактивных материалов.

С. Свойства источника должны быть практически неизменными в течение времени, необходимого для опыта.

Д. В некоторых случаях необходимо обеспечить „точечность“ источника или достаточно малые геометрические размеры его.

Удовлетворить всем этим требованиям одновременно и одинаково хорошо нельзя. Практически задача сводится к получению таких источников, свойства которых по возможности меньше бы отличались от свойств „идеального“ источника. Разумеется, выбор объектов исследования (радиоактивных изотопов) определяется постановкой конкретной задачи исследования. При этом выборе желательно найти компромиссное решение в удовлетворении второго и третьего требований. Второе требование значительно смягчается, если в качестве регистрационных устройств для атомов отдачи используются высокоэффективные электронные умножители [283, 11].

Главному требованию (требование А) лучше всего удовлетворяют газообразные, объемные источники. Важное преимущество газообразных источников перед пленочными заключается в том, что они свободны от поверхностных искажающих явлений, которые всегда имеют место в пленочных источниках. Это преимущество наилучшим образом реализуется в случае, когда источником атомов отдачи является монокристаллический газ, не склонный вступать в какие-либо соединения (например, инертный газ), и если он используется при таком давлении, что средний пробег атомов отдачи намного превышает линейные размеры прибора. При этих условиях источник обладает высокой полезной эффективностью, близкой по величине к 100%.

Наиболее надежные результаты при изучении спектров отдачи при β превращениях получены с газообразными источниками (см. § 25—28).

При использовании газообразных источников возникают трудности в определении эффективного объема, из которого извлекаются атомы отдачи. Эти трудности могут быть в той или иной степени преодолены, если использовать прибор с подходящей геометрией и если применять для анализа подходящие электрические и магнитные поля или их комбинацию.

Пленочный, или поверхностный, источник представляет собой слой активного вещества, нанесенный на подложку. Качество такого источника зависит не только от „толщины“ и чистоты активного слоя, но и от материала и способа приготовления источника. Поэтому, говоря о пленочном источнике, следует иметь в виду совокупность активного слоя и подложки. Пригодными для опытов по изучению спектров отдачи оказываются только „тонкие“ источники, т. е. источники, в которых активный материал распределяется в виде монослоя или доли монослоя. Ясно, что и „тонкие“ источники не свободны от искажающего влияния различного рода поверхностных явлений.

Поскольку, с одной стороны, невозможно получить пленочный источник, абсолютно свободный от искажающего влияния поверхностных явлений, и поскольку, с другой стороны, детальная картина поверхностных явлений меняется от случая к случаю, так что теоретическая оценка влияния поверхности на состояние атомов отдачи вряд ли возможна, получение источников, пригодных для опытов по изучению спектров отдачи, связано с большими трудностями. Проведение опыта, в конечном счете, сводится к получению источников достаточно „хороших“ в отношении рассеяния и

поглощения атомов отдачи в поверхностном слое и, главное, к правильной идентификации тех атомов отдачи, которые покинули поверхность без существенных изменений их начального состояния. Здесь следует уточнить понятие „без существенных изменений начального состояния“.

Атом или ион отдачи, возникший при радиоактивном превращении, обладает определенным начальным зарядом le и определенным импульсом отдачи \vec{P}_r . Можно считать, что атом отдачи покинул поверхность „без существенного изменения состояния“, если он сохранил свой начальный заряд и относительное изменение его начального импульса мало. Это накладывает определенные требования на выбор подложки и размещение активных атомов на ней. „Подложка“ должна быть достаточно гладкой и должна обеспечивать минимальную вероятность нейтрализации атомов отдачи. При этом атомы активного материала должны быть распределены на подложке в виде доли монослоя. Наконец, должно быть сведено до минимума включение посторонних атомов в активный слой. Последние требования очевидны, так как даже одно „неудачное“ столкновение атома отдачи со своим соседом или атомом окклюдированного поверхностью газа способно изменить его состояние так, что оно потеряет все подобие начальному состоянию. Распадающийся атом связан адсорбционными силами с поверхностью. Оставляя в стороне вопрос о природе и характере этих сил, можно утверждать, что величина этих сил постоянна и может быть, в конечном счете, учтена с той или иной степенью точности. Атом отдачи должен обладать энергией, превышающей некоторую минимальную величину, чтобы покинуть поверхность. Если величина начальной энергии отдачи того же порядка, что и величина энергии связи, то следует считать, что атом отдачи испытал при вылете с поверхности „существенные“ изменения энергии.

Такие случаи могут иметь место, например, при испускании γ -квантов или при β -распаде. Наоборот, при относительно больших энергиях отдачи изменение энергии из-за влияния поверхностных сил составляет небольшую долю начальной энергии и может считаться несущественным. В общем случае эффективность отдачи неодинакова по спектру: для атомов отдачи с малой энергией она меньше, чем для атомов отдачи с большой энергией. Это обстоятельство нельзя не учитывать, изучая спектры атомов отдачи при β -превращениях. При α -распаде относительное изменение энергии отдачи пренебрежимо мало, если атом отдачи не испытывает столкновений с соседями или посторонними

атомами в активном слое. Однако в этом случае влияние поверхности может сказаться в изменении зарядового состояния атомов отдачи.

Существенно важной является оценка свойств подложки и характера отрыва атомов отдачи от поверхности. Последние определяют изменение зарядового состояния атомов отдачи.

Положим, что некоторая доля энергии связи атома с поверхностью H' обусловлена постоянным обменом электронами между находящимися на поверхности атомами и атомами подложки. Если время, в течение которого происходит отрыв атома от поверхности, велико по сравнению с электронными периодами наиболее слабо связанных электронов атома отдачи, то можно сказать, что процесс отрыва атома является медленным или адиабатическим с точки зрения изменения его зарядового состояния. В этом случае распределение плотности электронов между атомом отдачи и подложкой зависит только от величины H' , но не от скорости её изменения. Для такого адиабатического процесса отрыва отношение числа атомов отдачи, сохранивших начальный заряд, к числу нейтрализовавшихся атомов зависит от потенциала ионизации атома и сродства электрона к поверхности. В частности, для металлической подложки при равновесной температуре T

$$\frac{n_p}{n_0} = C \exp. \left[-\frac{e}{kT} (V - \varphi) \right], \quad (24.1)$$

где V — ионизационный потенциал атома отдачи;

$e\varphi$ — работа выхода поверхности,

C — постоянная.

Для большинства случаев β -распада скорость отдачи такова, что отрыв атомов от поверхности можно считать медленным в масштабах времен обмена. В случае α -распада это условие не выполняется. Однако и в этом случае можно использовать (24.1), заменяя в нем V некоторой величиной эффективного потенциала ионизации атомов.

При изучении зарядового распределения атомов отдачи при любых типах радиоактивных превращений с использованием пленочных источников необходимо иметь в виду отмеченные выше обстоятельства. Поэтому вряд ли можно рекомендовать применение пленочных источников для изучения зарядового распределения атомов отдачи.

Что касается энергетических и импульсных спектров отдачи, то они могут быть изучены как в случае α -распада, так в случае β -распада при использовании пленочных источ-

ников, если выполнены отмеченные выше требования и если применяется метод анализа, не зависящий от величины заряда атомов отдачи, например, метод времени пролета.

Получение высокоэффективных поверхностных активных слоев, удовлетворяющих указанным требованиям, достигается специальной техникой приготовления и использования источников. Некоторые из относящихся сюда вопросов, применительно к изучению спектров отдачи при β -распаде, подробно рассмотрены в работе [406]. Ниже, в § 25, эти вопросы рассмотрены в связи с обсуждением опытов по изучению спектров отдачи при распаде Be^7 .

Методы анализа спектров отдачи. При изучении атомов отдачи применялись разнообразные анализирующие устройства, начиная от камеры Вильсона и кончая спектрометром времен пролета. В настоящее время наметилась некоторая стандартизация методики анализа, заключающаяся во все более широком использовании метода задержанных совпадений между ядерными излучениями и атомами отдачи (иначе, метод спектрометра времен пролета).

С другой стороны, для регистрации атомов отдачи нашли широкое применение электронные умножители (ЭУ), главное преимущество которых заключается в том, что они могут работать в условиях неразделенного вакуума и обладают высокой эффективностью счета тяжелых и медленных частиц. Техника изготовления и использования ЭУ подробно описана как в оригинальных работах [11], так и в обзорах [283].

В ряде опытов по изучению атомов отдачи нашел применение метод задерживающего электрического поля. Сущность метода проста и иллюстрируется рис. 122, где изображена схема экспериментальной установки, примененной Алленом для исследования энергетических спектров отдачи при распаде Be^7 (§ 25). Метод плоского задерживающего электрического поля может быть использован для изучения интегральных энергетических R -спектров, но практически область его применения ограничивается определением средней и максимальной энергии отдачи, причем максимальная энергия может быть определена с большой точностью, если провести „калибровку“ заданной системы электродов и потенциалов на них с помощью моноэнергетических ионов [412].

В опытах с газообразными источниками для измерения средней энергии отдачи с успехом использовался [237] плоский электрический конденсатор. При этом измерялось отношение активных „осадков“ на пластинах конденсатора или

токов. Если средний свободный пробег атомов отдачи намного превышает расстояние между пластинами конденсатора ($\lambda > a$) и разность потенциалов V между пластинами удовлетворяет неравенству

$$V > \frac{E_{r_0}}{\langle ne \rangle_{\text{ср.}}}, \quad (24.2)$$

то в случае „бесконечных“ пластин

$$\langle \frac{E_r}{n} \rangle_{\text{ср.}} = 6 e V \left(\frac{N_+}{N} \right), \quad (24.3)$$

где $\langle \frac{E_r}{n} \rangle_{\text{ср.}}$ — среднее отношение энергии отдачи к

заряду атома отдачи;

N_+ — число атомов отдачи, собранных на положительно заряженную пластину;

$N = N_+ + N_-$ — полное число атомов отдачи, собранных на обеих пластинах.

Если же измеряются токи и для „подавления“ вторичных электронов¹, применяется слабое магнитное поле, параллельное собирающему электрическому полю, то при условии (24.2) токи на положительную и отрицательную пластину равны [221]:

$$i_+ = Ne \left\{ \frac{\langle E_r \rangle_{\text{ср.}}}{6 e V} - K(H) \right\}, \quad (24.4)$$

$$i_- = Ne \left\{ \langle n \rangle - \frac{\langle E_r \rangle_{\text{ср.}}}{6 e V} - K(H) \right\}, \quad (24.5)$$

и полный ток

$$i = i_+ + i_-.$$

¹ Здесь „вторичными“ электронами названы как ионизационные электроны, испущенные атомом при ядерном превращении, так и электроны, вырванные из стенок камеры или образующиеся при столкновении ядерных частиц или атомов отдачи с атомами остаточного газа в приборе.

Измеряя полные токи i_1 и i_2 при двух разных напряжениях V_1 и V_2 , можно определить среднюю энергию атома отдачи по формуле:

$$\langle E_r \rangle_{\text{ср.}} = 6V_1V_2K(H) \frac{x-1}{xV_2 - V_1} \quad (24.6)$$

Здесь $x = \frac{i_1}{i_2}$; $K(H)$ — некоторая функция, зависящая от геометрии аппарата и напряженности магнитного поля.

Подобным же образом, помещая две параллельные пластины в однородном магнитном поле H и измеряя асимметрию распределения активных осадков или токов на пластины, можно определить средний импульс атомов отдачи, точнее $\langle \frac{p_r}{n} \rangle_{\text{ср.}}$. При выполнении условий

$$\begin{aligned} p_{r_0} < He \frac{a}{c}, \\ \lambda > 2a \end{aligned} \quad (24.7)$$

относительная часть атомов, достигшая собирающей пластины, равна [221]:

$$\frac{N_1}{N} = \left(\frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{c}{Hea} \right) \langle \frac{p_r}{n} \rangle_{\text{ср.}} \quad (24.8)$$

Полный ток к пластинам без учета влияния „вторичных“ электронов равен

$$i = \left(\frac{\pi}{4} \right) Ne \left(\frac{c}{Hea} \right) [\langle p_r \rangle_{\text{ср.}} - \langle p \rangle_{\text{ср.}}], \quad (24.9)$$

где $\langle p \rangle_{\text{ср.}}$ — средний импульс β -частиц.

Проведя еще дополнительное измерение полного тока i_+ в присутствии вспомогательного электрического поля, достаточно сильного, чтобы атомы отдачи не достигали коллектора, и достаточно слабого, чтобы оно не действовало на β -частицы, можно определить величину

$$\left(\frac{i}{i_+} \right) = \frac{\langle p_r - p \rangle_{\text{ср.}}}{\langle p \rangle_{\text{ср.}}} \quad (24.10)$$

и получить качественные заключения об угловой β - γ -корреляции. При этом отпадает необходимость точного опре-

деления числа распадов и напряженности полей. Ряд замечаний практического характера об осуществлении опытов такого рода можно найти в работах [221, 237].

В работе [221] рассмотрены возможности применения перекрещивающихся электрического и магнитного однородных полей для анализа атомов отдачи при использовании газообразных источников. Такие измерения позволяют, например, определить отношение $\frac{\langle E_r \rangle_{\text{ср.}}}{\langle P \rangle_{\text{ср.}}}$. Практически этот метод был осуществлен в работе [225] и подробно описан в § 34 настоящей книги.

Особенностью упомянутых выше простых методов анализа атомов отдачи является то, что они дают возможность определить только какую-нибудь одну из характеристик спектра отдачи, но зато не требуют точного определения „эффективного“ объема источника.

Измерение полных R -спектров или $\beta - \gamma$ -корреляции при использовании газообразных источников всегда связано с задачей достаточно точного определения „эффективного объема“. Эта трудность может быть преодолена с помощью использования специальной формы анализирующих полей, либо с помощью методики совпадений с задержками.

Сущность метода затянутых совпадений заключается в определении времени между моментом распада ядра и моментом регистрации соответствующего атома отдачи, т. е. в определении времени пролета атомом отдачи некоторого фиксированного расстояния в пространстве, свободном от поля. Это расстояние достаточно точно определяется в случае использования поверхностных источников. В случае объемных источников начальная точка пути атома отдачи заключена в некотором „эффективном объеме“. Неопределенности, возникающие при этом, не столь существенны, если изучается спектр атомов отдачи и если применена многоканальная цепь совпадений с различными задержками.

В этом случае скорость счета $\beta - R$ -совпадений в данном канале, деленная на „ширину пропускания“ канала, есть мера плотности спектра при данном значении времени пролета.

При изучении $\beta - R$ -корреляции требования к фиксации эффективного объема значительно повышаются, так как здесь необходимо точно фиксировать относительные направления вылета β -частицы и атома отдачи. Практическое осуществление опытов такого рода рассмотрено подробно в § 27—28 настоящей главы.

Метод анализа задержанных совпадений, или метод спектрометра времен пролета, при наличии хороших радиотехнических устройств и использовании газообразных источников обеспечивает несравненно большую точность измерений, чем другие методы анализа. Кроме того, и это тоже важное обстоятельство, он позволяет непосредственно получать дифференциальные R -спектры, вне зависимости от заряда атомов отдачи.

Заслуживает внимания предложение Окава [339] об использовании при изучении R -спектров от газообразных источников аксиально-симметричного электрического поля с потенциалом

$$V = \left(\frac{K}{2}\right)(x^2 + y^2 - 2z^2).$$

Заряженные частицы с массой m , зарядом e и начальной скоростью v_0 описывают в плоскости окружность радиуса $\rho = \frac{v_0}{\alpha}$ за время $t = \frac{\pi}{2\alpha} \left(\alpha = K \frac{e}{m}\right)$ независимо от места их возникновения и начального направления. Используя достаточно эффективный детектор атомов отдачи и методику задержанных β - R -совпадений, можно определить спектр скоростей атомов отдачи.

Преимущество комбинации такого поля и методики совпадений заключается в возможности получить значительную светосилу прибора при большом разрешении по скоростям. Использование одной только методики совпадений приводит к недостаточной скорости счета, если даже использованы сильные источники.

§ 25. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ОТДАЧИ ПРИ РАСПАДЕ Be^7 и Ar^{37} КАК МЕТОД ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ НЕЙТРИНО

Опыты Аллена. Одним из первых объектов исследования, использованным для проверки гипотезы об испускании нейтрино при β -превращениях, был радиоактивный Be^7 . Схема распада Be^7 достаточно проста (рис. 98): 89% ядер Be^7 путем захвата K -электронов превращаются в ядра Li^7 в основном состоянии. При этом разность энергий начального и конечного состояний (0,864 мэв) должна проявиться в форме кинетической энергии нейтрино и атома отдачи. Если в каждом акте распада испускается одно нейтрино (или несколько, но в одном направлении), то образующиеся при распаде атомы отдачи должны иметь одну и ту же энергию, равную 57,3 эв. Для 11% ядер Be^7 захват электрона приводит к

образованию возбужденного (0,480 мэв) состояния Li^7 . Время жизни этого состояния по отношению к процессу γ -излучения $\sim 10^{-13}$ сек. Атомы, образующиеся в этой ветви распада, испытывают одну отдачу как от нейтрино, так и от γ -лучей. Предполагая изотропным распределение направления вылета γ -лучей, можно ожидать, что атомы отдачи в этом случае с равной вероятностью будут иметь любую величину энергии в пределах от 6 до 57,3 эв. Если применить методику R - γ -совпадений, зарегистрированные атомы отдачи также будут иметь вполне определенные величины кинетических энергий.

Предложение использовать Be^7 в опытах по изучению атомов отдачи при электронном захвате сделано Алихановым и Алиханяном [166]. Ими же были проведены предварительные опыты в 1940—1941 гг. в Ленинградском физико-техническом институте. Работа, к сожалению, была прервана войной.

В 1942 г. Аллен [7], используя тонкий слой Be^7 на платине в качестве источника и электронный умножитель в качестве регистрирующего устройства, исследовал интегральные энергетические спектры атомов отдачи методом задерживающего потенциала. Результат этой работы сводился к тому, что атомы отдачи при распаде Be^7 имеют непрерывный спектр, причем преобладают низкоэнергетические ионы отдачи. Однако верхняя граница спектра отдачи, определенная на опыте (45—47 эв), оказалась близкой к теоретически ожидаемой.

Факт наблюдаемого на опыте непрерывного распределения атомов отдачи мог быть объяснен по-разному:

- 1) при распаде ядро испускает не одно, а несколько нейтрино в разных направлениях;
- 2) сказывается действие 11-процентной ветви распада, дающей непрерывное распределение;
- 3) начальные характеристики атомов отдачи искажаются в источнике.

Дополнительная проверка посредством изучения R - γ -совпадения показала, что вклад атомов отдачи от 11-процентной ветви в общую скорость счета очень мал, чтобы объяснить полученную на опыте кривую распределения. Оставался альтернативный выбор между первым и третьим объяснениями. Он не мог быть сделан на основе результатов первой работы. Важность разрешения этого вопроса и побудила Аллена повторить опыт [412] при лучших экспериментальных условиях. Таким образом, единственным результатом первой работы Аллена было доказательство того, что верхняя граница R -спектра при распаде Be^7 в пределах

точности опытов ($\sim 20-30\%$) совпадает с теоретически ожидаемой. Разность между найденной на опыте и теоретически предсказанной величинами максимальной энергии отдачи могла быть объяснена действием поверхностных сил и отсутствием калибровки аппарата по энергии (§ 24).

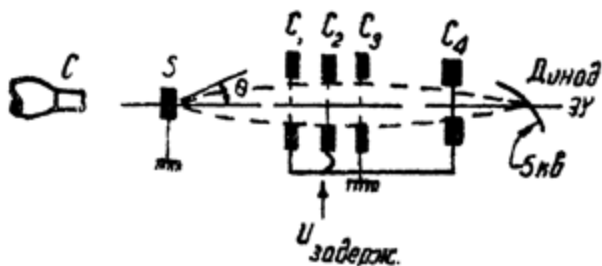


Рис. 122. Схема установки Аллена для исследования энергетического спектра ионов отдачи при распаде Be^7 ;

S-источник; C_1, C_2, C_3 -защитные сетки; C_4 -сетка задерживающего потенциала; ЭУ-электронный умножитель; С-сцинтилляционный счетчик.

Схема установки, использованной Алленом во второй серии опытов [412], приведена на рис. 122 и в основном повторяет схему установки, применявшейся в первой серии опытов [7]. Существенно, однако, отметить, что во второй серии применена более совершенная техника приготовления и использования источников, а также электронные умножители более совершенной конструкции, и γ -лучи от 11-процентной ветви распада регистрировались сцинтилляционным счетчиком.

Хотя в опытах [412] использовались заведомо „хорошие“ источники (§ 24), результаты их в отношении ответа на главный вопрос—сколько нейтрино испускается в единичном акте K -захвата—повторяют результаты первой работы: атомы отдачи обладали непрерывным спектром, форма которого зависела от толщины источника и степени его нагревания. Такое распределение с преобладанием малоэнергетичных ионов резко противоречит предсказанному теорией. Хотя другие результаты опыта (точное определение энергии распада по измеренному значению максимальной энергии отдачи $E_{\nu 0} = 56,6 \pm 1$ эв; сведения об оже-переходах в атоме отдачи) были весьма ценными, отсутствие линейного R -спектра заставляло думать о сильном влиянии поверхностных явлений (рассеивание) в источнике, что приводило к искажению истинного спектра. Авторы [412] пришли к выводу, что результаты работ [7] и [412] заставляют принять одно из

альтернативных предложений: либо предсказания теории β -превращений не выполняются в отношении процесса K -захвата, либо спектр отдачи искажается поверхностными явлениями. Поскольку к этому времени не было серьезных оснований сомневаться в правильности теории β -превращений, естественно было продолжить опыты по изучению R -спектров при K -захвате, используя, например, газообразный Ag^{37} . В этом случае автоматически отпадает влияние поверхностных явлений, и результаты опыта должны выбрать одно из двух упомянутых выше альтернативных заключений. По этому пути и пошли в дальнейшем Родабек и Аллен [369].

Можно было идти и по другому пути: используя опыт применения пленочных (поверхностных) источников [413], попытаться свести к минимуму влияние поверхностных явлений. По этому пути пошел Дэвис [103].

Экспериментальные доказательства гипотезы об испускании одного нейтрино. Дэвис [103] убедительно показал, что получение „хороших“, неискаженных спектров находится в прямой зависимости от тех условий, при которых „работает“ источник, и, в частности, от теплового режима источника.

Влияние тепловой обработки сказывается на свойствах источника, по крайней мере, в трех отношениях. Во-первых, при нагревании с поверхности источника удаляются окклюдируемые газы, составляющие (в случае многослойных источников) главную причину рассеивания атомов отдачи и, следовательно, искажения спектра. Во-вторых, уменьшается влияние поверхностных адсорбционных сил и, следовательно, потери энергии при „срывании“ атомов отдачи с поверхности становятся относительно меньшими. Наконец, уменьшается вероятность нейтрализации атомов отдачи и увеличивается эффективность счета.

Хорошей иллюстрацией того, как зависит „качество“ полученных спектров от тепловой обработки источника и температуры, при которой он „работает“, является различие дифференциальных R -спектров, полученных Дэвисом при различных условиях работы источника. Эти кривые приведены на рис. 123 (необходимые пояснения даны в тексте под рисунком).

Дэвис использовал в качестве источника Be^7 ($\sim 1/200$ монослоя) на окисленном вольфраме. Для получения дифференциальных энергетических R -спектров использовался цилиндрический электростатический анализатор с разрешающей силой $\sim 2\%$. Регистрация ионов отдачи производилась электронным умножителем.

Главный результат опытов Дэвиса представлен кривыми, приведенными на рис. 124. Кривая *a* рис. 124 получена при нулевом потенциале „подложки“ источника относительно заземленной входной щели электростатического анализатора. При этом источник нагревался в течение ~50 сек. до 1000° , а счет ионов отдачи производился в течение нескольких минут после того, как температура источника достигла неизменной величины 300° .

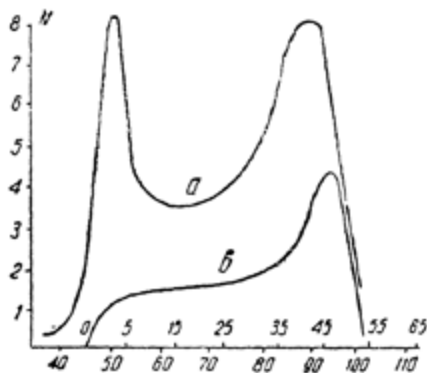


Рис. 123. Энергетические спектры ионов отдачи при распаде Be^7 , полученные Дэвисом [103] при различных режимах тепловой обработки источника;

a-сформированный источник перед использованием нагревался в течение 15 сек. при температуре 1000° , затем температура понижалась до 300° ; измерения делались через 3,5 часа после установления температуры 300° ; *b*-то же, за исключением того, что кривая получена в интервале времени 5–180 сек. после понижения температуры до 300° .

Характерная особенность полученного *R*-спектра, который является типичным для результатов работ Дэвиса с нагреваемыми источниками, — наличие ясно выраженного пика в области $E_r \approx 56$ *b* и относительно малое число ионов с низкой энергией. Наличие пика в области энергий, близких к предсказанной теоретически, есть свидетельство того, что ионы отдачи, возникшие при *K*-захвате, моноэнергетичны. Наличие „хвоста“ от низкоэнергетических ионов указывает на то, что поверхностные эффекты имеют место и в этом случае, хотя их влияние, благодаря нагреванию источника сильно уменьшено по сравнению, например, с тем, что было в опытах Смита и Аллена [412].

Кривая *b* рис. 124 получена при таких же примерно условиях, за исключением того, что источник имел потенциал $V_g = +46,4$ *b* относительно заземленной входной сетки. Благодаря этому все ионы отдачи получили одинаковую энергию eV_g вдобавок к их начальной (после покидания поверхностного слоя) энергии, и спектр смещался на V_g *b* по оси энергий. При этом эффективность счета как низкоэнергетических, так и высокоэнергетических ионов, достигших анализатора, становится сравнимой. За счет этого уменьшается

ошибка при измерении низкоэнергетического конца спектра. Второе преимущество этой методики заключается в том, что уменьшаются возможные ошибки при измерении $E_{\gamma 0}$, вводимые контактной разностью потенциалов.

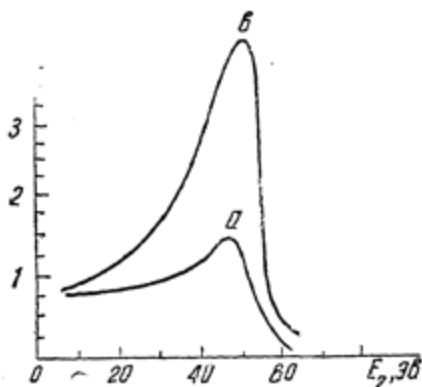


Рис. 124. Энергетический дифференциальный R -спектр при распаде Be^7 , полученный Дэвисом [103]; ускоряющий потенциал $V_g = 46,4$ в; условия тепловой обработки источника примерно те же, что и при получении кривой рис. 123б;

a -полученная на опыте кривая; b -кривая, полученная при учете поправок на дискриминационный эффект.

При интерпретации результатов, полученных этим методом (рис. 124, b), необходимо, во-первых, вводить поправки на разрешение анализатора (что сравнительно легко сделать) и поправки на энергию связи ионов на поверхности (что невозможно сделать, по крайней мере теоретически). Во-вторых, надо ввести поправку на так называемый „дискриминационный эффект“, ответственный за присутствие второго пика ионов отдачи при низких энергиях.

„Дискриминационный эффект“ заключается в том, что ускоряющее поле значительно больше изменяет начальное на-

правление движения моноэнергетических ионов по отношению к силовым линиям, чем начальное направление ионов большой энергии. Поэтому в присутствии ускоряющего поля V_g эффективность собирания малоэнергетических ионов резко растет по сравнению с эффективностью собирания ионов большой энергии. Влияние этого эффекта на спектр отдачи при заданной геометрии установки и заданных ускоряющих потенциалах легко поддается расчету, что и было сделано Дэвисом. Кривая, полученная с учетом поправок на дискриминационный эффект, приведена на рис. 124, b .

Наличие ясновыраженного пика на дифференциальных кривых распределения при энергии, близкой к предсказанной теорией, можно считать экспериментальным доказательством того, что ионы отдачи при распаде Be^7 моноэнергетичны. Отсюда следует, что в каждом акте распада испускается одно нейтрино в соответствии с теорией β -превращений. По крайней мере, если в отдельном акте распада испу-

скается несколько нейтрино, то они вылетают в одном и том же направлении. Если бы в отдельном распаде возникало несколько нейтрино с беспорядочными направлениями вылета, то спектр отдачи имел бы колоколообразную форму или (при учете рассеяния в источнике) наблюдался бы избыток ионов отдачи в низкоэнергетичном конце спектра. Поскольку, однако, опыт показывает, что преобладают ионы отдачи с энергией в области, близкой к E_{ro} , причем низкоэнергетическая часть спектра, обусловленная диффузно-рассеянными ионами, имеет прогрессивный спад в сторону малых энергий, постольку нет оснований сомневаться в правильности сделанного выше вывода.

В этой связи можно понять причину искажения спектра отдачи в опытах Аллена. Поверхностные явления в его опытах совершенно изменяли форму истинного спектра отдачи. Поэтому из результатов его опытов [7, 412] нельзя сделать вывода, что предсказания теории β -превращений не выполняются в процессе K -захвата.

Определенная Дэвисом величина максимальной энергии отдачи $E_{ro} = (55,9 \pm 1)$ эв удовлетворительно согласуется с величиной, полученной Алленом: $(56,6 \pm 1)$ эв, хотя несколько ниже теоретически предсказанной (табл. 3С). Одной из причин этого небольшого расхождения может служить недоучет энергии связи ионов отдачи на поверхности.

Спектр атомов отдачи при распаде Ag^{37} и гипотеза об испускании одиночных нейтрино. Период распада ядер Ag^{37} путем электронного захвата равен 34 дням, причем в большей части случаев (92%) захватывается электрон из K -оболочки, реже (8%) — из L -оболочки (§ 14). При этом распад Ag^{37} не сопровождается испусканием γ -лучей, так что отдача связана исключительно с вылетом нейтрино и оже-электронов.

Одной из первых работ по изучению спектра отдачи при распаде Ag^{37} была работа Родабэка и Аллена [369]. Они изучали спектр ионов отдачи при распаде Ag^{37} в аппарате, изображенном на рис. 125. Аргон вводился в рабочую камеру в небольшом количестве, так что общее давление в камере было $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Столкновения ионов с молекулами газа при таком давлении мало вероятны ($\frac{\lambda}{d} \sim 80$). Эффективный объем, в котором возникали регистрируемые ионы отдачи, определялся системой перегородок перед входными щелями умножителей. Спектры ионов отдачи изучались методом измерения времени пролета ионов отдачи (Cl^{37}) в пространстве, свободном от поля. Начальный момент при этом

фиксируется по моменту регистрации оже-электрона, возникающего при данном распаде. Для измерения распределения времени пролета ионов отдачи применялась методика совпадений между ионами отдачи и оже-электронами ($R-e$ -совпадения), причем использовалось 20 каналов совпадений с задержками. Полученные результаты фиксировались в виде дифференциальных кривых временного распределения ионов отдачи, возникших в эффективном объеме источника. Из этих кривых, используя известное среднее расстояние, проходимое ионами отдачи от эффективного объема до электронного умножителя, и разрешающую силу устройства, можно получить дифференциальную кривую распределения ионов отдачи по импульсам или энергиям.

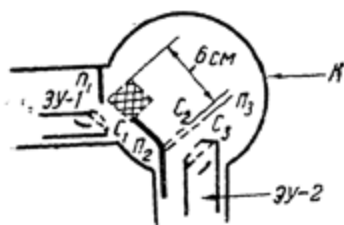


Рис. 125. Схема аппарата, использованного Родабэком и Алленом [369] для изучения спектра ионов отдачи при распаде Ag^{37} ;

ЭУ-1-первый электронный умножитель для регистрации электронов; ЭУ-2-электронный умножитель для регистрации ионов отдачи; C_1 , C_2 , C_3 -сетки; Π_1 , Π_2 , Π_3 -перегородки, ограничивающие эффективный объем источника (заштрихован). Ионы отдачи, возникшие в этом объеме, проходят путь ~ 6 см в пространстве, свободном от поля, между сетками C_2 и C_3 прикладывается ускоряющий ионы потенциал 4,5 кв.

на рис. 126) удовлетворительно согласуется с предсказанной (пунктирная кривая), авторы сделали вывод, что ионы отдачи при распаде Ag^{37} моноэнергетичны. Расчет предсказанной формы главного пика (в области $\Delta t \approx 6,6$ мксек) основан на учете следующих факторов:

а) геометрия аппарата;

б) влияние тепловых скоростей атомов Ag^{37} в газовой среде;

в) время пролета ионов в ускоряющем поле между сетками C_2 и C_3 ;

г) влияние провисания ускоряющего поля между эффективным объемом и сеткой C_2 ;

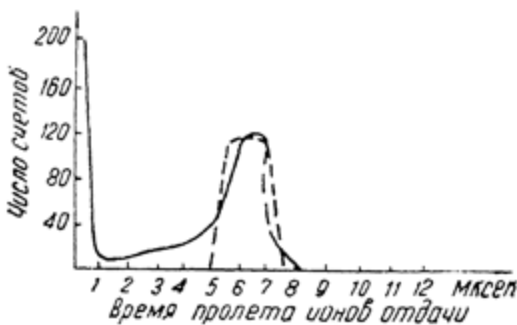


Рис. 126. Кривая распределения времени пролета ионов отдачи при распаде Ag^{37} [369]. Пунктирная кривая — ожидаемое распределение ионов отдачи.

e) время пролета оже-электронов от эффективного объема до ЭУ—1;

f) влияние отдачи, полученной атомом при испускании оже-электронов.

Найдено, что последние два фактора не имели существенного значения. При расчете предполагалось, что ионы отдачи однозарядны, хотя добавочные наблюдения показали, что имеется некоторое количество ионов отдачи с зарядом, отличным от единицы. Количественных результатов о внешней ионизации атомов в работе не удалось получить. Так как в опытах Родабэка и Аллена применялся метод измерения времени пролета в пространстве, свободном от поля, влияние заряда атомов отдачи могло сказаться только в малой области от сетки перед электронным умножителем до первого динода умножителя.

Поскольку экспериментальная кривая (рис. 126) показывает наличие добавочного пика в области энергий, близких к нулю, а также наличие некоторого количества ионов с малым временем пролета, необходимо было показать, что они появляются вследствие ложных совпадений. Это доказано серией дополнительных опытов, которые привели к заключению, что пик на кривой рис. 126 (при $\Delta t \rightarrow 0$) и совпадения при малых временах пролета обязаны своим происхождением распаду атомов Ar^{37} в пространстве между сетками C_2 и C_3 . При этом ионы отдачи регистрируются ЭУ—2, а оже-электроны, ускоренные полем между сетками C_2 и C_3 , рассеиваются на стенках перегородок, ограничивающих эффективный объем, и регистрируются ЭУ—1.

Результаты работы Родабэка и Аллена, также, как и результат работы Дэвиса с Be^7 , можно считать первыми экспериментальными доказательствами того, что спектр отдачи при электронном захвате линейный, в соответствии с утверждением теории об испускании в акте β -превращения одного нейтрино.

Последующие более точные и совершенные опыты подтвердили этот результат. Эти опыты будут рассмотрены в § 34 в другой связи.

§ 26. СПЕКТРЫ ОТДАЧИ И β -R-КОРРЕЛЯЦИЯ ПРИ РАСПАДЕ He^6

Значение опытов по изучению спектров отдачи и β -R-корреляции при распаде He^6 . Газообразный He^6 является удобным объектом для изучения спектров отдачи и β -R-корреляции. Он имеет простой спектр электронов распада (рис. 23) с верхней границей $E_0 = 3,50$ мэв. Атомы отдачи при β -распаде He^6 обладают сравнительно большой кинетической энергией ($E_{r_0} = 1405$ эв).

Гелий является инертным моноатомным газом, т. е. обладает достоинствами хорошего газообразного источника (§ 24).

Изучение спектров отдачи и β - R -корреляции при распаде He^6 , как уже указывалось в § 23, имеет главной целью определение относительной роли T - и A -компонент в гамилтониане β -взаимодействия (4.6). Вклад фермиевских компонент S и V в этом случае исключен.

Анализ экспериментальных энергетических β -спектров при распаде He^6 способом, описанным в § 24, приводит к заключению, что величина $\text{Re}(g_T g_A^* + g_T' g_A'^*)$ составляет не больше чем 4% от величины $(|g_T|^2 + |g_T'|^2 + |g_A|^2 + |g_A'|^2)$.

Это заставляет предположить, что одна из компонент T либо A при взаимодействии, ответственном за распад He^6 , доминирует. Но какая именно компонента ответственна за переход, нельзя получить ответа при анализе β -спектров. Здесь необходимы сведения об угловой β - R -корреляции или спектре отдачи.

Опыты Аллена. Впервые измерение β - R -корреляции при распаде He^6 было произведено Алленом с сотрудниками [2]. Для получения He^6 использовался бериллиевый порошок в спирте, облучаемый быстрыми нейтронами. Образующийся при реакции (n, α) активный гелий уносился парами спирта через 15-метровую узкую трубку по направлению к рабочей камере. Перед камерой пары спирта и возможные загрязнения вымораживались в ловушке, охлаждаемой жидким азотом. He^6 равномерно распределялся по объему рабочей камеры. Эффективный объем источника определялся системой диафрагм и щелей. Атомы отдачи, возникшие при распаде He^6 в эффективном объеме, пройдя заданную разность потенциалов, регистрировались электронным умножителем. Направление их полета фиксировалось системой диафрагм. Сопряженные с ними электроны распада, вылетающие под углом $162 \pm 8^\circ$ или $180 \pm 15^\circ$ к направлению движения атомов отдачи, регистрировались счетчиком Гейгера с тонким слюдяным окном, непрозрачным для атомов отдачи.

Интегральные энергетические спектры атомов отдачи определялись в опыте путем счета β - R -совпадений в функции задерживающего электрического потенциала при заданном угле $\varphi = \theta_{\beta R}$. Были вычислены дифференциальные спектры отдачи для использованных в опыте углов φ на основе теоретических корреляционных функций для простых инвариантов теории разрешенных переходов (§ 24). Посредством графического интегрирования из них были получены теоретические интегральные кривые распределения атомов отдачи. К последним вводились еще поправки, учитывающие фоку-

сирующее действие неоднородного поля, создаваемого системой сеток. Сравнение экспериментальных кривых задерживающего потенциала с исправленными теоретическими кривыми, вычисленными для различных простых вариантов теории, показало, что как при $\varphi=180^\circ$, так и при $\varphi=162^\circ$ наилучшее совпадение имеет место, если принять корреляционную функцию в форме $\left\{1 - \left(\frac{v}{3c}\right) \cos\theta\right\}$, хотя данные

опыта не позволяют исключить и изотропное распределение. Таким образом, первый опыт Аллена приводил к заключению о преобладании A -компонента β -взаимодействия. Следует отметить: точность этого опыта была невелика, что объясняется рядом причин, главными из которых были: *a)* большой и непостоянный фон ($\pm 50\%$) случайных совпадений; *b)* неточное определение эффективного объема и, следовательно, малое разрешение по углу φ ; *c)* недостаточное разрешение схемы совпадений.

Следует также напомнить, что методом задерживающего потенциала фактически определяется интегральное распределение атомов отдачи не по энергии, а по величине $\langle \frac{E_r}{n} \rangle_{\text{ср}}$. (см. § 24). Следовательно, при вычислении теоретических кривых необходимо было бы использовать данные о распределении атомов отдачи по заряду. До сего времени это распределение неизвестно; расчеты Винтера (см. § 33) привели к заключению, что средний заряд атомов отдачи при распаде He^6 равен $+1,10$. Во всяком случае, предположение о том, что все атомы отдачи при распаде He^6 имеют заряд $+1$, нельзя считать убедительным. Это делает незаконным сравнение опытных данных с расчетными данными и, следовательно, вызывает серьезные сомнения в правильности выводов Аллена. Позднее опыты по изучению β - R -корреляции при распаде He^6 были повторены независимо Алленом и Иентчке [9], Рустадом и Руби [379]. Результаты обоих опытов приводят к выводу, что при распаде He^6 осуществляется β - ν -корреляция в форме $\left\{1 + \frac{v}{3c} \cos\theta\right\}$, что соответствует тензорному взаимодействию.

Экспериментальные доказательства того, что GT -частью β -взаимодействия является тензорное взаимодействие. Остановимся на описании опытов Рустада и Руби [379]. При этом будут выяснены общие для опытов такого рода особенности экспериментальной техники и методики.

Для получения активного He^6 , так же, как и в опытах Аллена, использовалась реакция $\text{Be}^9(n, \alpha) \text{He}^6$. Исходный материал представлял мелкозернистый порошок гидроксида

бериллия $\text{Be}(\text{OH})_2^*$. Порошок засыпался в герметичный алюминиевый контейнер и помещался в один из центральных каналов ядерного реактора. В качестве носителя для выделяющегося из облучаемого порошка He^6 , использовались пары этилового спирта. Вакуумная система с ловушками и насосами обеспечивала транспортировку гелия из реактора в объем рабочей камеры (рис. 127).

При нормальной работе реактора обеспечивалось поступление в рабочую камеру в среднем $8 \cdot 10^7$ атомов активного He^6 за сек. (заметим, что период распада He^6 равен 0,823 сек.). Специальными опытами, путем измерения кривой распада He^6 во времени и измерением β -спектра He^6 , было установлено, что количество возможных радиоактивных загрязнений не превышало 3% от активности He^6 ; при этом главную долю загрязнений составлял, по-видимому, радиоактивный азот N^{16} .

Установка Рустада и Руби (рис. 127) содержала объемный „источник“, через который непрерывно прогонялся поток газооб-

разного He^6 , электронный умножитель для регистрации ионов отдачи, сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стибьена для регистрации β -частиц, систему коллиматоров и радиотехническую схему для счета совпадений между импульсами от ЭУ и от сцинтилляционного спектрометра.

Детали устройства источника и коллиматоров, ограничивающих пучок атомов отдачи, показаны на рис. 128. „Источником“ служила полуцилиндрическая камера из тонкой $\left(180 \frac{\text{мкг}}{\text{см}^2}\right)$ алюминиевой фольги, ограниченная снизу диафрагмами. Последние обеспечивали коллимирование ато-

* Было показано, что применение $\text{Be}(\text{OH})_2$ для получения He^6 более выгодно, чем использование мелкозернистого порошка металлического бериллия.

мов отдачи в узком конусе с раствором $\pm 10^\circ$, а также обеспечивали возможность дифференциальной откачки. Во время опытов парциальное давление активного газа в источнике было $4 \cdot 10^{-4}$ мм, а в области перед ЭУ — $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

За системой диафрагм на изоляторах крепилась редкая сетка из вольфрама, обеспечивающая электростатическую защиту ЭУ.

Пучок ионов отдачи ускорялся разностью потенциалов 4000 в, приложенной между заземленной защитной сеткой и сеткой на входе ЭУ. В опытах использовался 12-каскадный умножитель типа Аллена с динодами из бериллиевой бронзы. Эффективность этого умножителя для однозарядных ионов была неизменной с области энергий 4—5 кэв.

Детектором β -частиц служил сцинтилляционный счетчик со стильбеновым кристаллом диаметром 4,5 см и толщиной 1,6 см. Кристалл был заключен в тонкую алюминиевую фольгу, что предотвращало сублимацию стильбена в вакууме.

Коллимирующие кольца обеспечивали конус расходимости пучка регистрируемых β -частиц углом $11,5^\circ$. Сцинтилляционный счетчик находился в железном кожухе, прикрепленном к U-образной подвижной раме. Вращением рамы без нарушения вакуума можно было поворачивать сцинтилляционный спектрометр на желаемый угол от 95° до 180° по отношению к направлению полетов атомов отдачи. Определение энергетической чувствительности сцинтилляционного спектрометра и разрешения по энергии производилось с помощью электронов известной энергии.

Импульсы от ЭУ и сцинтилляционного спектрометра усиливались и формировались отдельными усилителями с дискриминаторами. Для того чтобы компенсировать разность во времени пролета β -частиц и ионов отдачи от источника до регистрирующих устройств, применялись калиброванные линии задержки. Смеситель № 1 регистрировал совпадения между сформированными импульсами от обоих детекторов

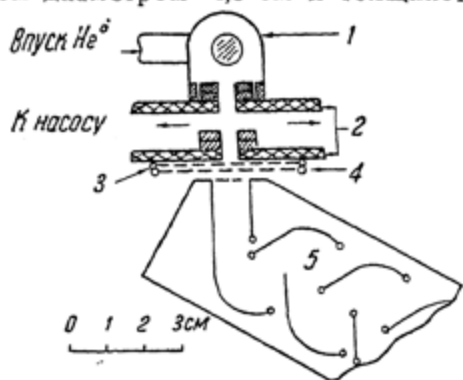


Рис. 128. Детали источника и системы дифференциальной откачки в установке Рустада и Руби [379];

1-источник; 2-диафрагмы, 3-электростатическая защита, 4-заземленная сетка, 5-электронный умножитель.

с разрешающим временем 1 мксек. Таким образом, подсчитывалось полное число β - R -совпадений при заданном угле φ и разных энергиях β -частиц.

Выход усилителя по β -каналу соединялся также с амплитудным дискриминатором, позволяющим выделять β -частицы определенной энергии. С помощью смесителя № 2, регистрирующего совпадения между выходным сигналом смесителя № 1 и импульсом от β -частиц, прошедшими амплитудный дискриминатор, производился подсчет числа β - R -совпадений для данного угла φ и данного участка β -спектра.

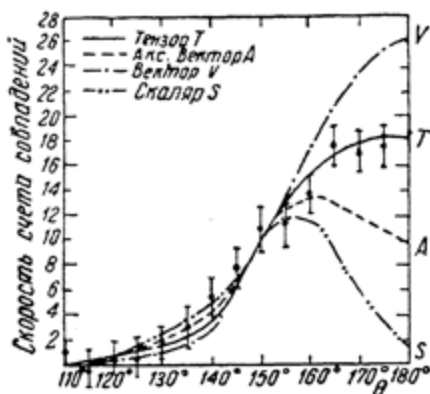


Рис. 129. Скорость счета β - R -совпадений в функции угла θ при распаде He^6 . Измерение производится на установке, изображенной на рис. 127; β -спектрометр регистрировал β -частицы с энергией от 4,5 до 5,5 $m_e c^2$.

Результаты измерений изображены точками. Теоретические кривые для инвариантов T , A , V и S изображены сплошными и прерывистыми линиями.

му углу, под которым „видны“ из источника оба детектора, и по энергетическому интервалу, соответствующему ширине канала пропускания импульсов в цепи β -спектрометра.

На рис. 131 представлен полученный в этих же опытах спектр β - R -совпадений, т. е. кривая зависимости скорости счета совпадений в функции энергии β -частиц при фиксированном угле между детекторами φ (в данном случае $\varphi=180^\circ$).

Из данных по измерению скорости счета β - R -совпадений для интервала энергий β -частиц 2,5—4,0 $m_e c^2$ (рис. 130)

Основные результаты измерений изображены точками на рис. 129 и 130. Сплошная кривая на рис. 129 представляет зависимость числа совпадений между атомами отдачи и β -частицами с энергией от 4,5 до 5,5 $m_e c^2$ от угла φ . Сплошная кривая на рис. 130 изображает эту же зависимость для β -частиц с энергией от 2,5 до 4,0 $m_e c^2$. На тех же рисунках изображены ожидаемые теоретические кривые скорости счета β - R -совпадений, вычисленные для чистых инвариантов S , V , A и T . Расчеты производились с помощью интегрирования распределения $P(\omega, \varphi)$ (см. § 23) по телесно-

авторы установили следующее значение корреляционного коэффициента:

$$a_0(1,25) = 0,36 \pm 0,11.$$

Из экспериментальных данных рис. 129 определено

$$a_0(2,00) = 0,31 \pm 0,14.$$

Здесь число в скобках означает среднюю кинетическую энергию регистрируемых β -частиц в мэв. Заметим еще раз, что для „чистого“ T -инварианта теория предсказывает $a_0 = \frac{1}{3}$, а для чистого A -инварианта $a_0 = -\frac{1}{3}$ (см. § 23).

Анализ экспериментальных данных Рустада и Руби и сравнение их с теоретическими расчетными данными говорят в пользу того, что основную роль при β -распаде He^6 играет тензорное взаимодействие. Количественно результат опытов Рустада и Руби можно представить неравенством.

$$\frac{|g_A|^2 + |g'_A|^2}{|g_A|^2 + |g'_T|^2} < \frac{1}{3}.$$

Подобный же вывод следует из анализа экспериментальных результатов по изучению β - γ -корреляции при распаде P^{32} , если положить момент количества движения ядра P^{32} равным 1.

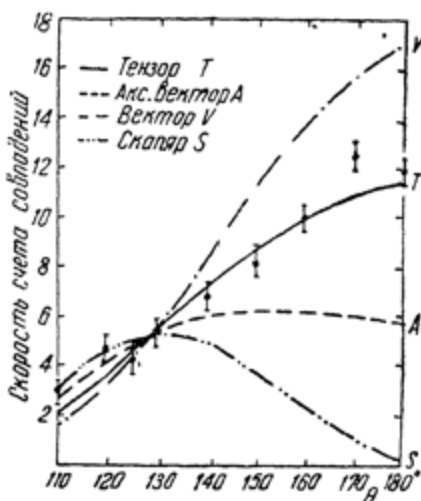


Рис. 130. Скорость счета β - R -совпадений в функции угла θ при распаде He^6 (см. подпись под рис. 128). Регистрировались β -частицы с энергией от 2,5 до 4,0 $m_e c^2$.

* Опыты выполнены Шервиным [413]. Подробное обсуждение опытов Шервина содержится, например, в статье [406].

§ 27. СПЕКТР ОТДАЧИ И УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ РАСПАДЕ Ne^{10} и Ar^{35}

Значение опытов по изучению спектров отдачи и корреляции при распаде Ne^{10} и Ar^{35} . В § 23 было отмечено, что само по себе существование разрешенных $0 \rightarrow 0$ переходов (распад C^{10} , O^{14} , Cl^{34}) является свидетельством того, что β -взаимодействие включает скалярную или векторную компоненты. Однозначное заключение о том, какой из этих компонентов ответственен за указанные переходы, можно было бы получить при измерении величины коэффициента угловой корреляции a_0 при $0 \rightarrow 0$ -переходах. При этом если бы было

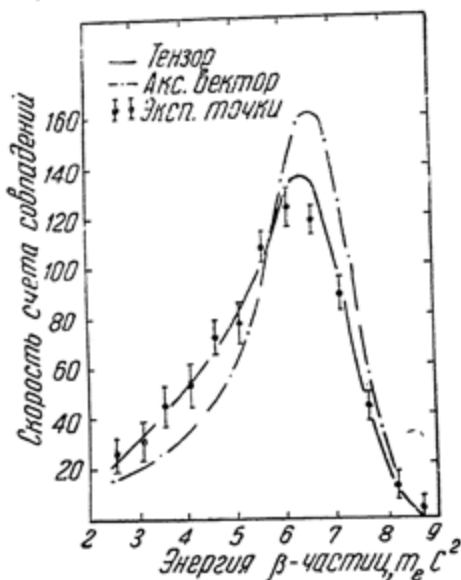


Рис. 131. Скорость счета β - R -совпадений в функции энергии β -частиц при распаде He^6 ($\theta = 180^\circ$). Экспериментальные результаты изображены точками, теоретические кривые для инвариантов T и A — сплошной и штрих-пунктирной линиями.

установлено, что $a_0 = +1$, то мы имели бы доказательство, что фермиевской частью β -взаимодействия является S -взаимодействие; наоборот, если $a_0 = -1$, то это доказывало бы наличие только V -взаимодействия. Такие эксперименты до настоящего времени еще не осуществлены. Поскольку в опытах с He^6 и P^{32} (см. § 26) установлено,

что гаммов-теллеровской частью взаимодействия является преимущественно T -взаимодействие; необходимые сведения о вкладе S - и V -инвариантов могут быть получены при измерении спектров отдачи и угловой корреляции при разрешенных β -переходах между зеркальными ядрами с одинаковыми, но не равными нулю моментами (§ 23). При этом, если осуществляется взаимодействие типа $(g_S S + g_V V)^2$, то коэффициент корреляции определяется выражением:

$$a_0 = \frac{\frac{1}{3} g_T^2 |\int \vec{\sigma}|^2 - g_S^2 |\int 1|^2}{g_T^2 |\int \vec{\sigma}|^2 + g_S^2 |\int 1|^2} = \frac{\frac{1}{3} R |\int \vec{\sigma}|^2 - 1}{1 + R |\int \vec{\sigma}|^2}. \quad (27.1)$$

Для взаимодействия типа $(g_V V + g_T T)$ коэффициент корреляции равен:

$$a_0 = \frac{\frac{1}{3} g_T^2 |\int \vec{\sigma}|^2 + g_V^2 |\int 1|^2}{g_T^2 |\int \vec{\sigma}|^2 + g_V^2 |\int 1|^2} = \frac{\frac{1}{3} R |\int \vec{\sigma}|^2 + 1}{1 + R |\int \vec{\sigma}|^2}, \quad (27.2)$$

где

$$R = \frac{g_{OT}^2}{g_F^2}.$$

Таким образом, когда фермиевской частью взаимодействия является S ($g_V = 0$), на опыте должно быть

$$-1 \leq a_0 < \frac{1}{3}.$$

Если же фермиевской компонентой β -взаимодействия является V , тогда должно быть

$$\frac{1}{3} < a_0 \leq 1.$$

Определенный интерес в решении вопроса о фермиевской компоненте представляют опыты по изучению спектров отдачи и корреляции при позитронном распаде Ne^{19} и Ag^{35} .

Переход $\text{Ne}^{19} \rightarrow \text{F}^{19}$ принадлежит к классу сверхразрешенных зеркальных переходов ($I_i = I_f = 1/2$). Позитронный

¹ Здесь и дальше в этом параграфе используется сокращенная запись. Так, вместо $g_S S$ следует читать $g_S S + g'_S S'$, вместо $g_T^2 - (g_T^2 + g'^2_T)$ и т. д.

спектр имеет верхнюю границу $E_0 = 2,18 \pm 0,03$ мэв. Расчётное значение максимальной энергии атомов отдачи около 200 эв.

Большие возможности определения фермиевской части β -взаимодействия представляет изучение β - R -корреляции при распаде Ag^{35} .

Установлено [503], что распад Ag^{35} с периодом 1,8 сек. происходит с испусканием позитронов. При этом в подавляющем большинстве случаев (93%) β -переходы происходят между основными состояниями $Ag^{35}(I = 3/2 +)$ и $Cl^{35}(I = 3/2 +)$; граничная энергия спектра позитронов в этой ветви равна $E_0 = 4,96 \pm 0,04$ мэв и максимальная энергия атомов отдачи $E_{r_0} = 480$ эв.

Используя экспериментальные значения ft -величин для $0+ \rightarrow 0+$ переходов (O^{14} , Al^{26} , Cl^{34}) и экспериментальное значение ft для Ag^{35} ($ft = 6200 \pm 400$ сек.), нетрудно с помощью соотношений типа (4.22) установить, что верхний предел вклада матричных элементов GT в полную вероятность распада Ag^{35} не превышает 25% вклада фермиевских матричных элементов.

С помощью подобных оценок и формул (27.1) и (27.2) были вычислены ожидаемые величины коэффициентов a_0 для переходов между основными состояниями Ag^{35} и Cl^{35} :

$$a_0(S, T) = -0,93 \pm 0,09,$$

$$A_0(V, T) = +0,96 \pm 0,04.$$

Опыты Максона, Аллена и Иенчке [304]. Поперечное сечение аппарата, использованного Максоном, Алленом и Иенчке, показано на рис. 132. Радиоактивный Ne^{19} , полученный из реакции $F^{19}(p, n)Ne^{19}$, проходил через систему ловушек и трубку A в рабочую камеру, где его давление было равно $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

Эффективный объем источника (область E) был ограничен, с одной стороны, полусферой из металлизированной органической пленки толщиной $0,8 \frac{мг}{см^2}$, с другой — заслонкой из тонкой алюминиевой фольги $\left(0,25 \frac{мг}{см^2}\right)$, задерживающей все атомы отдачи, но пропускающей позитроны распада. Заслонка могла перемещаться с помощью рычага F без нарушения вакуума, причем в одном положении она закрывала доступ ионам отдачи в электростатический анализатор, в другом положении ионы отдачи могли проходить через отверстие в заслонке. Электростатический анализатор

состоял из двух концентрических сферических пластин G и позволял иметь достаточно хорошее разрешение по энергии ($\sim 2,5\%$) при сравнительно большой светосиле. Путь ионов показан на рис. 132 пунктиром. Ионы с данной энергией фокусировались на щель и ускоренные разностью потенциалов 2 кВ , приложенной между коническими сетками, ударяли о коллектор H . Выбитые ионами вторичные электроны фокусировались на первый диод электронного умножителя типа Аллена.

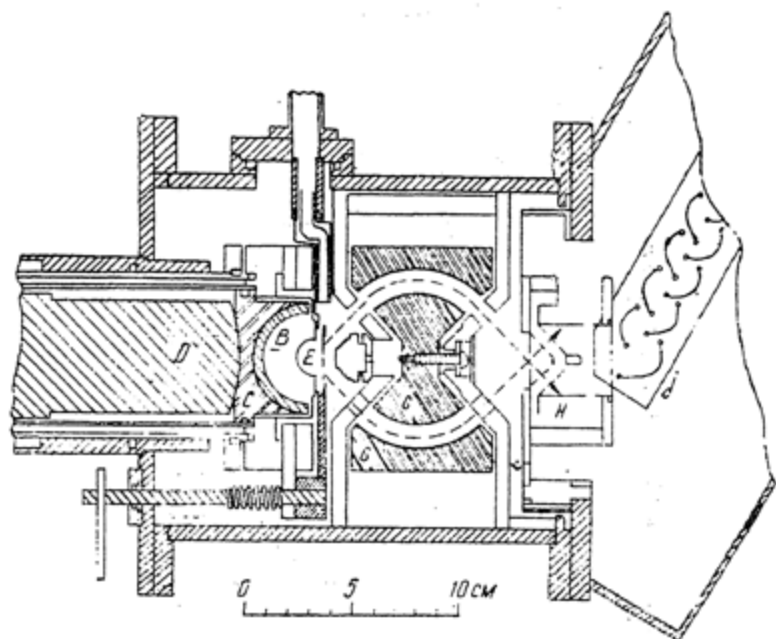


Рис. 132. Экспериментальная установка для изучения спектров γ -отдачи и β - R -корреляции при распаде Ne^{20} (см. текст).

Позитроны распада из „источника“ E регистрировались сцинтилляционным счетчиком, состоящим из полусферического слоя фосфора B , светопровода C и фотоэлектронного умножителя D .

Опыт состоял в изучении счета задержанных β - R -совпадений при различных потенциалах на пластинках электростатического анализатора, т. е. при различных энергиях атомов отдачи. Импульсы от сцинтилляционного счетчика, производимые позитронами распада, усиливались и подавались на горизонтальные пластины осциллографа. Усиленные импульсы от электронного умножителя подавались на вертикальные пластины осциллографа и на сетку трубки осцил-

доскопа. Регистрация вспышек совпадений при разных временах задержки производилась на движущейся фотоленте. Результаты измерений распределения отрицательно заряженных ионов отдачи по времени пролета представлены гистограммами рис. 133. По оси ординат отложена разность счета β - R -совпадений при открытой и закрытой заслонке, т. е. число зарегистрированных совпадений за вычетом фона. Все кривые нормированы на одно и то же общее число сосчитанных ионов отдачи ($3,2 \cdot 10^6$ счетов, за исключением случаев $V=0$ и $V=120$ в).

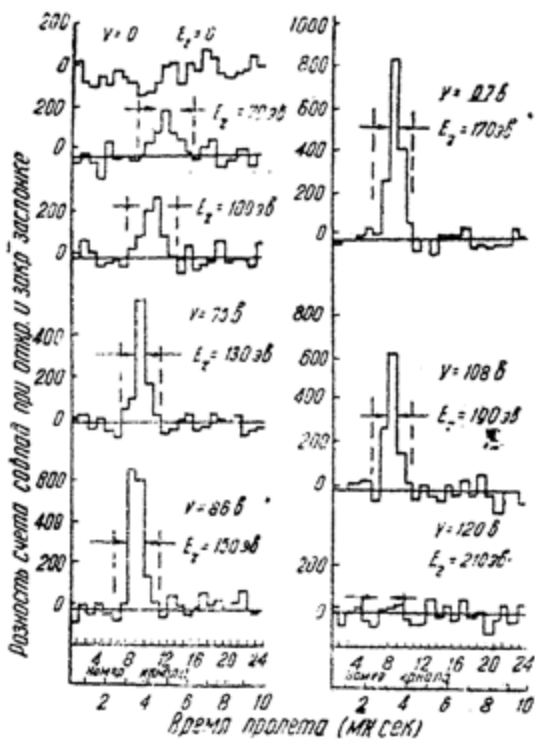


Рис. 133. Распределение ионов отдачи при распаде Ne^{19} по временам пролета [304]. Горизонтальные стрелки указывают область, где ожидается появление пиков.

На рис. 133 через V обозначена разность потенциалов между пластинами электростатического анализатора, E_r — со-

ответствующая величина энергии ионов отдачи. Они связаны соотношением

$$V = \left[(r_2^2 - r_1^2) (r_1 r_2) \right] \left[\frac{E_r}{n} \right],$$

где r_1, r_2 — радиусы пластин анализатора,
 ne — заряд ионов отдачи.

Горизонтальные стрелки на гистограммах рис. 133 указывают границу ожидаемого расположения максимумов. Границы соответствуют различным временам пролета для ионов, движущихся около внутренней и внешней пластин анализатора. Как видно из рис. 133, ожидаемые времена пролета ионов находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми на опыте, если учесть конечные размеры источника и расхождение в скоростях ионов, достигших электронного умножителя. То обстоятельство, что при $V = 108$ в ($E_r = 190$ эв) наблюдается большой пик, а при $V = 120$ в ($E_r = 210$ эв) он отсутствует, указывает на то, что с точностью $\pm 5\%$ максимальная энергия ионов отдачи совпадает с расчетным ее значением $E_{r_0} \approx 200$ в.

На рис. 134 сплошная линия представляет энергетический спектр ионов отдачи. Каждая экспериментальная точка на этом рисунке соответствует полной скорости β - R -совпадений в максимумах на кривых рис. 133.

Пунктиром обозначены теоретические спектры отдачи для чистых инвариантов S, V, T и A . Они вычислены путем интегрирования теоретического распределения (23.18) по ω с учетом пределов энергетической чувствительности β -спектрометра и с учетом конечных размеров источника. Результаты этих расчетов представляются в форме:

$$N(E_r, a_0) = A [N_0(E_r) + a_0 N_1(E_r)], \quad (27.3)$$

где E_r — энергия отдачи для ионов, возникающих в центре объема источника и достигших ионного детектора;
 A — константа нормировки;
 a_0 — корреляционный коэффициент.

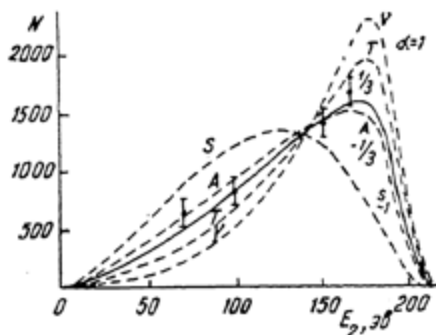


Рис. 134. Скорость β - R -совпадений в функции энергии отдачи при распаде Ne^{20} [304].

Величина $N(E_r, a_0)$ соответствует ожидаемой скорости β — R -совпадений при заданной разности потенциалов между пластинами V , или заданной величине E_r .

Функции $N_0(E_r)$ и $N_1(E_r)$ вычислялись графическим способом. Экспериментальные точки на рис. 134 лучше всего удовлетворяли теоретической форме спектра (27.3) при величине корреляционного коэффициента:

$$a_0 = -0,21 \pm 0,08. \quad (27.4)$$

Эта кривая и проведена сплошной линией. Полученный результат дает основание заключить, что вклад векторного компонента β -взаимодействия мал или равен нулю, если $g_A = 0$.

Полагая $g_A = g_V = 0$, мы имеем, с учетом найденной величины a вместо (27.1), следующее отношение:

$$\frac{g_S^2 \left| \int 1 \right|^2}{g_T^2 \left| \int \frac{1}{\sigma} \right|^2} = \frac{1}{3} \left(\frac{1 - 3a_0}{1 + a_0} \right) = 0,69 \pm 0,17. \quad (27.5)$$

Опыты Офорда и Гамильтона. Офорд и Гамильтон [12] изучали энергетический спектр позитронов распада, сопряженных с атомами отдачи, имеющими направление движения под углом $180 \pm 30^\circ$ относительно направления регистрируемых позитронов.

Блок-схема установки Офорда и Гамильтона представлена на рис. 135. Рабочая камера состоит из двух отсеков, отделенных друг от друга тонкой металлизированной органической пленкой F . В левом отсеке находился ЭУ и система из четырех сеток G . В правом отсеке помещался сцинтилляционный спектрометр с терфениловым кристаллом. Перегородки B предохраняли детекторы от попадания рассеянных частиц.

Опыты состояли в регистрации числа совпадений между β -частицами и атомами отдачи, возникавшими при распаде атомов Ne^{19} , расположенных только в слое S небольшой толщины („эффективный объем источника“). Это достигалось тем, что на одну из сеток G_2 подавался потенциал — 205в, достаточный для того, чтобы задержать самые быстрые ионы отдачи, возникшие в пространстве между G и F .

В момент $t > \tau$, где τ — время пролета ионов с максимальной энергией расстояния от S до G_2 , на сетку G_2 подавался положительный импульс. При этом все ионы отдачи из эффективного объема, сопряженные с позитронами, зарегистрированными в момент $t = 0$, проходили через сетку

не учитывали систематических ошибок, связанных с неточностью определения времен пролета ионов отдачи.

Почти одновременно с работой [12] Гудом и Лауэром [170] было изучено распределение ионов отдачи при распаде Ne^{19} . Коэффициент корреляции, по Гуду и Лауэру, равен

$$a_0 = 0,14 \pm 0,13. \quad (27.8)$$

Хорошее согласие результатов (27.4), (27.6) и (27.8) с результатами сравнительного изучения ft -величин для Ne^{19} и O^{15} (см. § 30) дало основание заключить, что фермиевской частью β -взаимодействия является скаляр.

Необходимо заметить, что при этом авторы пользовались результатами опытов по β - R -корреляции при распаде He^6 (§ 26), не подвергая их сомнению. Если не принимать во внимание результаты опытов с He^6 , то нетрудно убедиться в том, что результаты опытов с Ne^{19} не противоречат выбору взаимодействия в форме $g_A A + g_V V$:

β - R -корреляция при распаде Ag^{35} . Летом 1957 г. Аллен с сотрудниками [502] сообщили о результатах опытов по изучению β - R -корреляции при распаде Ag^{35} . Эти

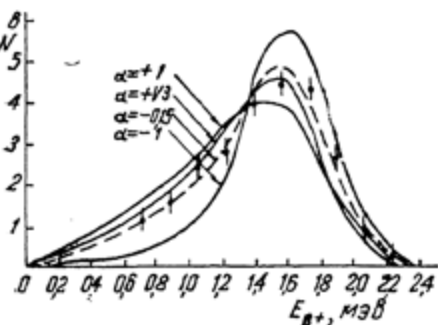


Рис. 136. Результаты измерений спектра отдачи при распаде Ne^{19} . Сплошные линии изображают теоретические спектры отдачи для инвариантов S , V , T . Экспериментальные данные обозначены точками.

результаты оказались в высшей степени неожиданными в свете данных, полученных при изучении спектров отдачи и корреляции при распаде He^6 и Ne^{19} . Было показано, что при распаде Ag^{35} по крайней мере 60—70% фермиевского взаимодействия представляет V -взаимодействие.

Первая серия опытов с Ag^{35} была выполнена на установке, схематически изображенной на рис. 132, и в тех же условиях, в каких ранее этими же авторами изучался распад Ne^{19} (см. выше). Результаты измерения спектров времен пролета ионов отдачи привели к установлению следующей величины корреляционного коэффициента:

$$a_0 = +0,9 \pm 0,3,$$

что, как отмечалось в начале этого параграфа, дает доказательства в пользу взаимодействия ($g_V V + g_T T$). Данный результат не противоречит также выбору взаимодействия в форме ($g_A A + g_V V$).

Во второй серии опытов Аллен использовал усовершенствованную установку, состоящую из двух электростатических спектрометров, соединенных последовательно. Были изучены кривые распределения отрицательных ионов отдачи по энергии. После введения необходимых поправок на конечное разрешение спектрометров и присутствие ветвей перехода к первому и второму возбужденным состояниям ^{35}Cl была получена кривая, которая наилучшим образом удовлетворяет теоретическим кривым $P(r)$ (§ 23), если принять корреляционный коэффициент равным

$$a_0 = +0,7 \pm 0,17.$$

То обстоятельство, что в обеих сериях опытов коэффициент a_0 значительно превышает величину $+1/3$, указывает на существенную роль V -взаимодействия при β^+ -распаде.

Вместе с тем этот результат находится в резком несоответствии с результатом исследования спектров отдачи и корреляции при позитронном распаде Ne^{19} . Как уже было отмечено, все авторы в последнем случае приходят к результату $a_0 < -1/3$.

§ 28. ОПЫТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ РАСПАДА НЕЙТРОНОВ

Экспериментальные доказательства β -распада свободных нейтронов. На возможность наблюдения β -распада свободных нейтронов было указано сразу же, когда стало достоверно известно, что масса покоя нейтрона превышает массу протона. Нейтрон должен распадаться по схеме (4.1a). Энергия распада определяется разностью масс нейтрона и атома водорода и равна $Q_\beta = 788$ кэв. Принимая во внимание, что распад нейтрона принадлежит к числу разрешенных переходов, можно было заранее оценить среднее значение периода распада. Оно, по оценкам ряда авторов, должно быть порядка 10—30 мин.

Наблюдать и изучать распад нейтрона удалось только в последние годы в связи с открывшейся возможностью использовать мощные потоки нейтронов от ядерных реакторов и с развитием техники регистрации ядерных излучений в

присутствии большого фона. Необходимость иметь интенсивные потоки нейтронов для этой цели становится понятной, если учесть, что вероятность распада нейтрона при прохождении в вакууме¹ расстояния ~ 1 м, грубо говоря, равна 10^{-6} .

Экспериментальные доказательства распада нейтрона получены почти одновременно (1950 г.) тремя независимыми группами исследователей.

Спивак и Сосновский [433] использовали для этой цели установку, схема которой изображена на рис. 137. Пучок нейтронов от котла проходил через промежуток между двумя сферическими электродами.

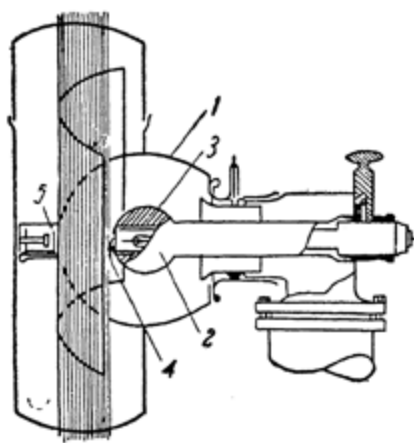


Рис. 137. Экспериментальная установка Спивака и Сосновского [433] для изучения распада нейтрона;

1- и 2-электроды шарового конденсатора, 3-пропорциональный счетчик, 4-тонкое окно, 5-β-счетчик.

Между ними прикладывалась разность потенциалов 20 кэв, так что образовавшиеся в результате распада протоны отдачи ускорялись по направлению к внутреннему электроду. Центральная часть его имела окно, покрытое тонкой органической пленкой. Протоны отдачи через окно проходили в пропорциональный счетчик, заключенный внутри электрода. В опытах путем регистрации и идентификации протонов отдачи было установлено существование распада нейтрона. Определение периода распада нейтронов было затруднено тем, что эффективный объем,

в котором возникают протоны отдачи, определяется не только геометрией, но и начальным распределением энергий протонов. Усовершенствование метода позволило обойти эти трудности и определить период распада нейтрона

$$t = 12 \pm 1,5 \text{ мин.} \quad (28.1)$$

¹ Очевидно, что опыты по изучению распада должны проводиться в среде, содержащей как можно меньше ядер, с которыми взаимодействует нейтрон

Смысл усовершенствования ясен из рис. 138, где приведен поперечный разрез вакуумной камеры, образованной электродами, и сечение пучка нейтронов во второй серии опытов Сосновского и Спивака. Как видно из рис. 138, пучок нейтронов пронизывает как область, входящую в пределы геометрического конуса, так и область вне этого конуса. При этом в окно счетчика могут попасть протоны, возникшие в любой точке области, ограниченной линиями AB , если они обладают подходящей величиной энергии и направлением полета. Эффективный объем в этом случае может быть принят равным объему конуса, ограниченного пунктирными линиями, так как благодаря сферической симметрии на окно попадает столько же протонов из области вне конуса, сколько уходит из конуса. Иными словами, в этих условиях величина эффективного объема не зависела от формы спектра отдачи. Действительно, контрольные опыты показали, что при потенциале между электродами, превышающем 13–15 кэв, эффективный объем не зависит от величины вытягивающего потенциала.

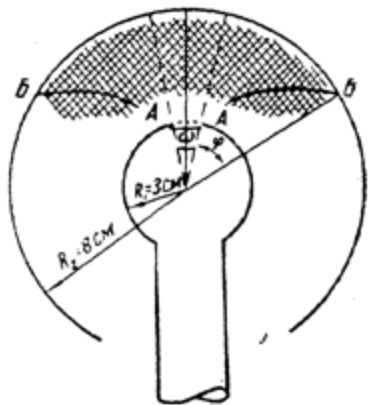


Рис. 138. Часть усовершенствованной установки Спивака и Сосновского [433].

В первой работе Робсона [387] для вытягивания протонов отдачи использовалась цилиндрическая геометрия. Протоны отдачи ускорялись потенциалом ~ 20 кэв, анализировались магнитным линзовым спектрометром и регистрировались с помощью электронного умножителя (см. правую часть рис. 139). При подходящем токе магнита спектрометра в присутствии пучка нейтронов наблюдался максимум на кривой счета импульсов от электронного умножителя, обязанный наличию протонов отдачи. Период распада нейтрона по заключению Робсона лежит в пределах 9–25 мин. Такой большой интервал связан с неопределенностями в установлении величины эффективного объема источника протонов отдачи.

Снелл с сотрудниками [434] для обнаружения распада нейтрона использовал метод счета тройных совпадений: от умножителя, регистрирующего протоны отдачи, и двух β -счетчиков, регистрирующих электроны распада. При соответствующей задержке импульсов от β -счетчиков, равной

среднему времени пролета ускоренных протонов отдачи до ЭУ, наблюдалось заметное увеличение счета совпадений. Это считалось доказательством распада нейтронов. В данной работе было установлено, что период распада нейтрона заключен в пределах от 10 до 30 мин.

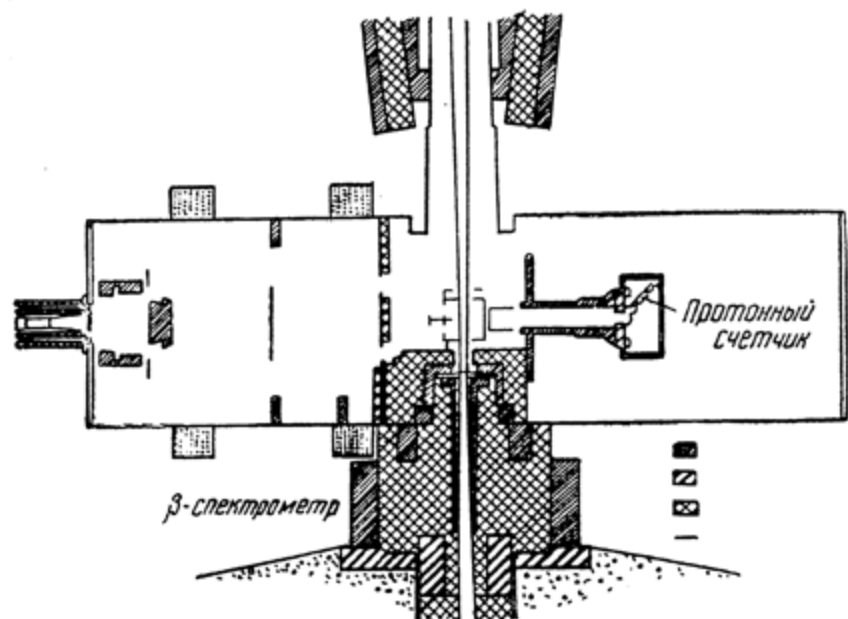


Рис. 139. Установка Робсона для изучения β - p -корреляции при распаде нейтронов [375].

Спектры электронов распада и атомов отдачи при распаде нейтрона. Дальнейшие исследования распада нейтронов велись по линии количественного изучения характеристик спектров электронов и протонов, образующихся при распаде. Изучалась также корреляция между протонами и β -частицами. Эти опыты непосредственным образом связаны с решением проблем β -распада, отмеченных в § 23.

Схема усовершенствованной установки Робсона [375] представлена на рис. 139. Назначение частей установки и принцип измерений ясны из надписей на рис. 139. Существенными особенностями экспериментальной методики, позволившей изучать спектры электронов и протонов при наличии большого фона γ -лучей и посторонних электронов, были:

а) использование двух магнитных спектрометров — протонного (для фокусировки и анализа протонов отдачи) и

электронного (для фокусировки и анализа электронов распада — с разрешением $\sim 9\%$);

б) использование сложного радиотехнического устройства, включающего дискриминаторы импульсов от электронного умножителя, регистрирующего протоны, и от сцинтилляционного счетчика, регистрирующего электроны, многоканальную схему β - p -совпадений с калиброванными цепями задержек, схемы, формирующие и усиливающие импульсы;

с) проведение предварительных опытов на электростатической модели прибора, позволивших установить зависимость эффективного объема от величины и направления импульса отдачи;

д) большая плотность нейтронов в пучке

$$\left(\sim 10^4 \frac{\text{тепловых нейтронов}}{\text{см}^3} \text{ или } \sim 10^{10} \frac{\text{нейтронов}}{\text{см}^2 \text{ сек}} \right).$$

Как видно из рис. 140, изображающего результаты изме-

рений Робсона в координатах Кюри, экспериментальный спектр электронов при распаде нейтрона имеет разрешенную форму от граничной энергии до $E \approx 300$ кэв. Отклонения экспериментальных точек от прямой при $E < 300$ кэв связаны с аппаратурными эффектами. Экстраполяция графика Кюри дала следующее значение граничной энергии β -спектра нейтронов: $E_0 = 0,782 \pm \pm 0,013$ мэв. Это значение E_0 хорошо согласуется с величиной Q , определенной из разности масс нейтрона и атома водорода.

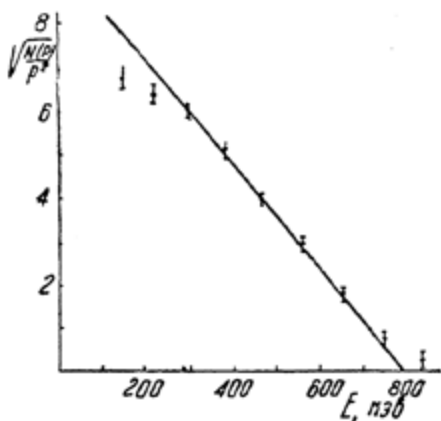


Рис. 140. Экспериментальный график Кюри для распада нейтронов [387].

Период распада нейтрона в этих опытах был определен более точно. Он оказался равным $t = 12,8 \pm 2,4$ мин., в согласии с данными опытов Сливака и Сосновского. Используя эти данные и известные из теории величины матричных элементов для распада нейтрона (табл. 38), можно оценить величину константы β -взаимодействия (см. § 30).

Важно отметить, что данные Робсона о спектре электронов распада позволили ответить на вопрос о роли псевдоскалярного взаимодействия при разрешенных переходах, обсуждавшийся во многих теоретических работах [63, 238, 435]. На рис. 141 экспериментальные данные Робсона сравниваются с теоретическими спектрами электронов распада, вычисленными для инвариантов S , V , T , A и P . Как показал Котани [238], для объяснения результатов Робсона необходимо положить, что константа взаимодействия g_p по крайней мере в 1000 раз меньше, чем константы g_S или g_T .

Для установления относительной роли различных компонентов β -взаимодействия большой интерес представляют опыты по угловой β - p -корреляции при распаде нейтрона или опыты по определению спектра протонов отдачи. Такие опыты были осуществлены Робсоном в 1955 г. [375]. Экспериментальная установка (рис. 139) содержала линзовый β -спектрометр с разрешением 7%, линзу фокусировки протонов отдачи и электронный умножитель.

Система входных щелей β -спектрометра обеспечивала регистрацию электронов распада, возникающих на расстоянии $\pm 1,5$ см от точки пересечения оси пучка нейтронов с осью спектрометра.

Протоны отдачи из этой области пучка ускорялись через сетку и электростатическую линзу к электронному умножителю. Расходимость пучка регистрируемых протонов по отношению к оси β -спектрометра составляла не более $\pm 10^\circ$.

Таким образом, если на данном участке пути в эффективном объеме происходил распад нейтрона, причем протон отдачи достигал электронного умножителя, а электрон достигал сцинтилляционного счетчика, то угол между этими двумя частицами был заключен в пределах от 145 до 175° .

Изучалась скорость совпадений импульсов от сцинтилляционного счетчика и электронного умножителя при раз-

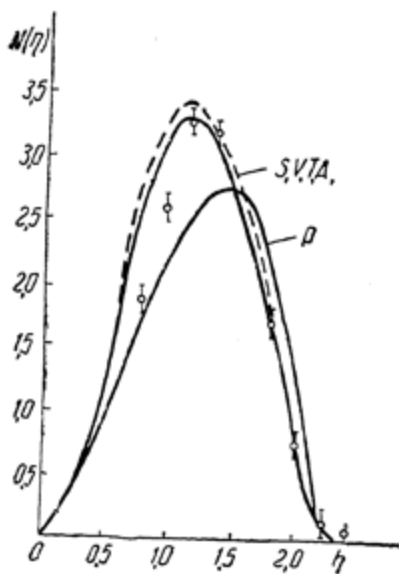


Рис. 141. Теоретические спектры электронов, образующихся при распаде нейтрона, построенные для инвариантов S , V , T , A и P . Точками изображены результаты измерений Робсона [387].

личных временах задержки. На рис. 142 точками отложена скорость β — p -совпадений, приходящаяся на единичный интервал импульсов β -частиц, в функции величин импульсов. Все отсчеты нормированы к одинаковому потоку нейтронов.

На том же рис. 142 пунктиром отложены вычисленные для различных инвариантов β -взаимодействия формы спектров импульсов электронов распада.

Экспериментальные данные, обработанные по методу наименьших квадратов, лучшим образом удовлетворяют теоретическим, если положить корреляционный коэффициент a равным $+0,089$ со стандартным отклонением $\pm 0,108$.

Этот результат соответствует β -взаимодействию в форме $(g_S S + g_T T)$, если положить

$$\frac{g_T}{g_S} = 1,49_{-0,56}^{+1,44} \quad (28.2)$$

Асимметрия электронов, испускаемых при распаде поляризованных нейтронов. Недавно были получены интересные данные об асимметрии в распределении электронов, испускаемых при β -распаде поляризованных нейтронов [504].

Поляризация осуществлялась путем отражения пучка нейтронов от „зеркала“, представляющего кусок намагниченного сплава (95% Co и 5% Fe) толщиной 13 см. Степень поляризации нейтронов в отраженном пучке достигала 87%.

Интенсивность электронов распада, испущенных в направлении, параллельном спину нейтронов, определена равной 62% от интенсивности электронов, испускаемых в направлении, антипараллельном спину.

Этот результат с учетом несовершенства ориентации нейтронов в отраженном пучке приводит к следующему выражению для функции углового распределения электронов распада относительно направления спина нейтрона:

$$W(\theta) = 1 - (0,37 \pm 0,11) \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (28.3)$$

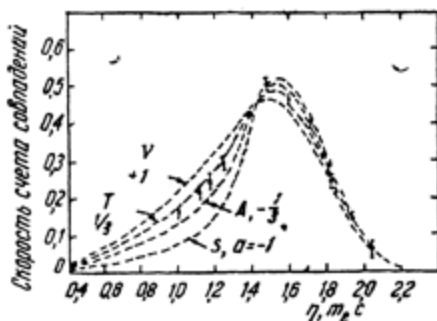


Рис. 142. Теоретические спектры протонов отдачи при распаде нейтронов. Точками изображены результаты измерений Робсона [375] на установке, показанной на рис. 139.

где v — скорость электронов,
 θ — угол между направлением их вылета и направлением спина нейтронов.

§ 29. ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ, ЗАВИСЯЩИХ ОТ НЕИНВАРИАНТНОСТИ β -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПО ОТНОШЕНИЮ К ПРОСТРАНСТВЕННОМУ, ЗАРЯДОВОМУ И ВРЕМЕННОМУ ОТРАЖЕНИЯМ

Как уже отмечалось выше, законы сохранения являются следствием однородности пространства и времени. Так, например, закон сохранения энергии выражает инвариантность относительно временных трансляций (смещения нуля отсчета времени), закон сохранения импульса — инвариантность относительно пространственных перемещений, а закон сохранения момента количества движения — инвариантность относительно вращений в пространстве.

Кроме этой группы лоренцовых преобразований существует еще три класса отражений: пространственное (P), зарядовое (C) и временное (T), смысл и содержание которых могут быть поняты в рамках квантовой механики. Как было показано Паули и Людерсом, эти преобразования не являются независимыми, но связаны таким образом, что любое взаимодействие и теория, описывающая его, должны быть инвариантными по отношению к преобразованию РСТ. Отсюда следует, что несохранение одного из трех этих операторов автоматически приводит к несохранению одного из двух остальных операторов [505].

В этой связи следует заметить также, что инвариантность теории относительно комбинированной четности (произведения CP), приведшая к теории двухкомпонентного нейтрино (§ 23), автоматически связана с предположением о сохранении временной четности (инвариантности по отношению к обращению времени).

Вопрос об инвариантности β -взаимодействия по отношению к отражениям имеет прямое отношение к проблемам нейтрино и закона β -взаимодействия. Отметим, например, что константы взаимодействия g_x и g'_x в принципе могут быть комплексными величинами, и, таким образом, установление закона β -взаимодействия представляет проблему установления 20 чисел.

Из теории следует, что если имеет место инвариантность взаимодействия относительно P (четность сохраняется), то все $g'_x = 0$, $g_x \neq 0$, или наоборот. При инвариантности относительно C все g_x должны быть вещественными, а g'_x мнимыми, или наоборот.

Инвариантность β -взаимодействия относительно обращения времени означает, что все величины g_X и g'_X должны быть либо вещественными, либо чисто мнимыми величинами.

При инвариантности относительно операции CP (сохраняется комбинированная четность) величины g связаны соотношением

$$g_X = \pm g'_X.$$

Ниже коротко рассмотрим основные результаты теоретических и экспериментальных исследований, в которых изучались явления, зависящие от сохранения или несохранения пространственной и зарядовой четности. Эти исследования выполнены главным образом в течение последних полутора лет.

Асимметрия β -излучения поляризованных ядер. Если пространственная четность при β -распаде сохраняется, то угловое распределение β -частиц от ориентированных ядер (как выстроенных, так и поляризованных) при разрешенных переходах должно быть изотропным (§ 22). Этот вывод теории остается справедливым для случая выстроенных ядер ($\bar{m} = 0$) также и тогда, когда четность не сохраняется. Однако β -излучение поляризованных ядер при несохранении четности должно быть анизотропным. Таким образом, доказательства несохранения четности могут быть получены при обнаружении анизотропии, являющейся результатом корреляции между моментом ядра \vec{I} (аксиальный вектор) и импульсом β -частиц \vec{p}_e (полярный вектор).

Функция углового распределения β -частиц при распаде поляризованных ядер выражается формулой

$$W(\theta) = 1 + Am_T \left(\frac{v}{c} \right) \cos \theta = 1 + a \cos \theta. \quad (29.1)$$

Параметр A вычислялся в ряде работ [286, 497, 455, 507, 505]:

$$A = \left\{ \pm \lambda_{II'} \operatorname{Re} \left[(g_T g_T'^* - g_A g_A'^*) \pm i \frac{Z}{137\eta} (g_A g_T'^* + g_A' g_T^*) \right] \times \right. \\ \times \left[M_{GT} \right]^2 + \delta_{II'} \left(\frac{I}{I+1} \right)^{1/2} \operatorname{Re} \left[(g_T' g_S^* + g_T g_S'^* - g_A' g_V^* - g_A g_V'^*) \pm \right. \\ \left. \pm i \frac{Z}{137\eta} (g_A' g_S^* + g_A g_S'^* - g_T' g_V^* - g_T g_V'^*) \right] \left\| M_F \right\| \left\| M_{GT} \right\| \times \\ \times \frac{2}{\xi \left(1 + \frac{b}{w} \right)}, \quad (29.2)$$

где $\lambda_{I'} = 1$ для переходов $I \rightarrow I' = I - 1$

$$\lambda_{I'} = \frac{1}{I+1} \quad " \quad " \quad I \rightarrow I' = I$$

$$\lambda_{I'} = \frac{I}{I+1} \quad " \quad " \quad I \rightarrow I' = I + 1, \quad (29.3)$$

а величины ξ и ξb аналогичны величинам $C^{(0)}$ и $C^{(1)}$, фигурирующим в „обычной“ теории (§ 4):

$$\xi = |M_F|^2 (|g_S|^2 + |g'_S|^2 + |g_V|^2 + |g'_V|^2 + \\ + |M_{GT}|^2 (|g_T|^2 + |g'_T|^2 + |g_A|^2 + |g'_A|^2)), \quad (29.4)$$

$$\xi b = 2 \left[1 - \left(\frac{Z}{137} \right)^2 \right]^{1/2} \text{Re} \left[|M_F|^2 (g_S g'_V + g'_S g_V^*) + \right. \\ \left. + |M_{GT}|^2 (g_T g_A^* + g'_T g_A^*) \right]. \quad (29.5)$$

Если, в соответствии с экспериментальными данными (§ 4), положить, $b=0$, то применительно, например, к распаду $\text{Co}^{60} (\Delta I = -1, \text{ „нет“})$ параметр A запишется так:

$$A = \pm 2 \frac{\text{Re} (g_T g'_T^* - g_A g'_A^*) \pm i \frac{Z}{137 \eta} (g_A g'_T^* + g'_A g_T^*)}{|g_T|^2 + |g'_T|^2 + |g_A|^2 + |g'_A|^2}. \quad (29.2a)$$

Наконец, если осуществляется инвариантность β -взаимодействия относительно комбинированной инверсии ($g_X = \pm g'_X$), формула (29.2a) упрощается

$$A = \frac{|g_T|^2 - |g_A|^2 \pm \frac{2Z}{137} \text{Im} (g_A g_T^*)}{|g_T|^2 + |g_A|^2}. \quad (29.2b)$$

Впервые асимметрия углового распределения β -частиц от поляризованных ядер Co^{60} обнаружена в работе Ву с сотрудниками [498]. Измерения проводились на установке, изображенной на рис. 143. Источником служил тонкий слой атомов Co^{60} , нанесенный на кристалл азотнокислого цериево-магниевого нитрата. Как источник, так и кристалл

β -счетчика помещались в криостат. Поляризация ядер Co^{60} осуществлялась по методу Роуза-Гортера (§ 22). Степень поляризации определялась ранее апробированным методом измерения анизотропии углового распределения γ -лучей в каскаде переходов, сопровождающих β -распад Co^{60} . Для этого использовались два сцинтилляционных γ -счетчика, размещенных сверху и сбоку. В опытах Ву измерялась интенсивность β -излучения в направлениях под углом θ и $(180^\circ - \theta)$ к оси поляризации.

В опытах было показано наличие сильной асимметрии „вперед—назад“, что само по себе является доказательством несохранения четности при β -распаде. Более того, измеренная на опыте величина и знак параметра асимметрии позволили сделать ряд дальнейших весьма важных заключений. Так как β -счетчик регистрировал электроны с $\frac{v}{c} \approx 0,6$ и при этом коэффициент α в распределении (29.1) оказался равным $-0,4$, верхний предел параметра асимметрии определяется неравенством

$$A \leq -0,7.$$

Столь большая величина параметра асимметрии свидетельствует также о том, что при β -превращениях не сохраняется зарядовая четность. Действительно, как показано в работе [505], первые два члена в (29.26) исчезают, исчезает и асимметрия, если имеется строгая инвариантность относительно операции C . Кроме того, из опытов с He^6 (§ 26) известно, что

$$\frac{|g_A|^2 + |g'_A|^2}{|g_T|^2 + |g'_T|^2} \leq \frac{1}{3}.$$

Таким образом, наблюдаемая величина асимметрии говорит в пользу предположения, что константы g_X вещественные. Отрицательный знак параметра асимметрии свидетельствует о том, что электроны распада испускаются преимущественно в направлении, противоположном ориентации ядерного момента. Результаты опыта Ву можно объяснить, если принять, что константы взаимодействия, ответственного за распад Co^{60} , связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} g_T &= -g'_T \\ \text{и } g_A &\cong g'_A \cong 0 \\ \text{либо } g_A &\cong +g'_A. \end{aligned} \quad (29.6)$$

Результаты опыта Ву с Co^{60} находятся в качественном согласии с теорией двухкомпонентных нейтрино (§ 23). В самом деле, из формулы (29.26) следует, что максимальное значение коэффициента асимметрии α при $\frac{v}{c} \cong 0,6$ должно быть 0,36, если принять $|g_X| = |g'_X|$; опыт дает величину 0,4. Таким образом, наиболее адекватным является описание β -переходов в форме Дирака (§ 4), причем антинейтрино является левовинтовой частицей.

Доказательства несохранения четности были получены также при наблюдении асимметрии испускания позитронов при распаде поляризованных ядер Co^{58} [510, 509]. В обеих работах показано наличие заметной асимметрии „вперед—назад“, причем знак асимметрии был иным, чем знак асимметрии в распределении электронов при распаде поляризованных ядер Co^{60} .

Так как в случае Co^{58} имеет место β -переход $2^+ \rightarrow 2^+$, за распад ответственны как матричные элементы GT , так и матричные элементы F . Параметр асимметрии A определяется при этом формулой (29.2). Если отношение $\frac{|M_F|^2}{|M_{GT}|^2}$

при распаде Co^{58} пренебрежимо мало, то коэффициент асимметрии α должен быть положительным и по величине равным $\approx 1/3$ от коэффициента асимметрии, наблюдаемого при распаде Co^{60} . На опыте это ожидание оправдалось [510], что, казалось бы, является еще одним веским доказательством в пользу теории двухкомпонентных нейтрино; такой же вывод следует из результатов работы [509].

Однако результаты работы [509] находятся в противоречии с результатами работы Гриффинга и Уитли, которые по степени анизотропии γ -излучения (0,8 мэв), сопровождающего β -распад Co^{58} , определили $\frac{|M_F|^2}{|M_{GT}|^2} = \frac{1}{8}$. Если принять

это отношение и считать, что константы $g_A, g_{A'}, g_V$ и g'_V малы по сравнению с константами g_S, g'_S, g_T и g'_T , то тогда величина асимметрии при распаде Co^{58} должна быть равной $\sim +4/5$ от величины асимметрии при распаде Co^{60} при $\frac{g_S |M_F|}{g_{GT} |M_{GT}|} < 0$, и равна $\sim 1/5$ от асимметрии Co^{60} при $\frac{g_S |M_F|}{g_{GT} |M_{GT}|} > 0$.

Здесь предполагается, что члены, входящие в (29.2) и пропорциональные Z , не равны нулю (иными словами,

считается, что нет инвариантности относительно операций T или CP). Так как ряд опытов по поляризации электронов при β -распаде (см. ниже) говорит в пользу того, что члены, пропорциональные Z , исчезают, то можно принять, что полученный результат объясняется именно этим (тогда теоретический коэффициент асимметрии равен $+1/3$). В пользу такого предположения говорят также результаты изучения асимметрии электронов при распаде поляризованных нейтронов (§ 28). Результат (28.3) согласуется с результатом теоретических расчетов ($\alpha_{\text{теор.}} = -0,55$), если принять, что интерференционные члены, пропорциональные Z , равны нулю и положить

$$\frac{g_F^2 |M_F|^2}{g_{GT}^2 |M_{GT}|^2} = 0,2.$$

С другой стороны, как мы увидим ниже, имеются доказательства, что интерференционные члены указанного типа отнюдь не малы.

К сожалению, попытки определить энергетическую зависимость параметра асимметрии A при распаде Co^{60} и тем самым решить вопрос о сохранении (или несохранении) временной четности оказались безуспешными из-за малости члена в (29.2), пропорционального $\frac{v}{c}$.

Продольная поляризация β -частиц. Опыты, в которых обнаружена поляризация β -частиц, дали новые доказа-

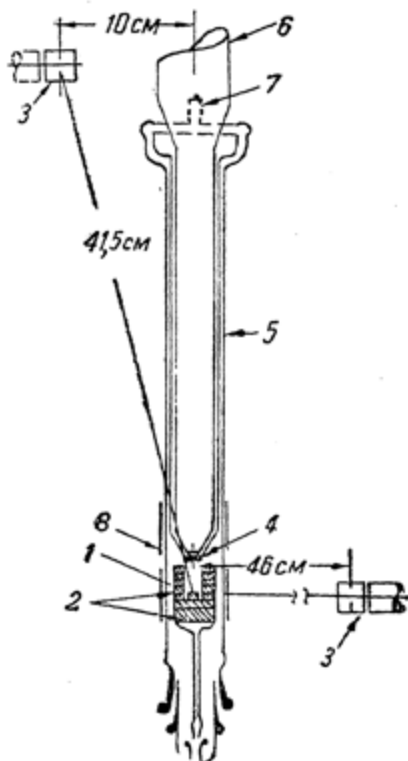


Рис. 143. Часть экспериментальной установки Ву и др. [498], использованной для изучения анизотропии β -излучения ориентированных ядер Co^{60} . Поляризация ядер Co^{60} производилась методом Роуза—Гортера. Источник 1 представляет тонкий слой Co^{60} , нанесенный на кристалл цериево-магниево-кобальтового нитрата. Последний помещался в держатель 2. Сцинтилляционные счетчики 3 с кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ служили для измерения анизотропии γ -лучей Co^{60} . Для счета β -частиц использовался кристалл антрацена 4, находящийся на расстоянии 2 см от источника 1. Сцинтилляции передавались по светопроводу 6 к ФЭУ; 7-вакуумпровод, 8-индукционная катушка „термометра“.

тельства несохранения четности. Данные о величине и энергетической зависимости степени поляризации в принципе могут дать доказательства сохранения (несохранения) зарядовой и временной четности и соответственно новые данные об отношении констант β -взаимодействия.

Величина продольной поляризации определяется из соотношения

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}, \quad (29.7)$$

где n_{\uparrow} и n_{\downarrow} — число β -частиц со спином, направленным по и против движения.

Вычисления [506, 511] приводят к выражению

$$P = \pm \left\{ |M_F|^2 [Re(g_S g_S'^* - g_V g_V'^*) - i \frac{Z}{137\eta} (g_S' g_V'^* + g_S' g_V'^*) + |M_{GT}|^2 [Re(g_T g_T'^* - g_A g_A'^*) - i \frac{Z}{137\eta} \times (g_T g_A'^* + g_T' g_A^*)] \right\} \frac{2}{3} \left(\frac{v}{c} \right), \quad (29.8)$$

где обозначения имеют тот же смысл, что и в формуле (29.2)

Если справедлива теория двухкомпонентного нейтрино. ($g_X = -g_X'$), то должно быть [289]

$$P = \begin{cases} - \left(\frac{v}{c} \right) & \text{для } S, T, P\text{-вариантов} \\ + \left(\frac{v}{c} \right) & \text{для } V \text{ и } A\text{-вариантов.} \end{cases} \quad (29.9)$$

В опытах Фрауенфельдера с сотрудниками [161a] измерялась поляризация электронов при распаде Co^{60} и P^{32} . Электроны от источника Co^{60} отклонялись на 90° в цилиндрическом конденсаторе и рассеивались на тонкой золотой фольге. При отклонении в электрическом поле продольная поляризация превращалась в поперечную (спин электрона сохраняет начальное направление, а направление импульса меняется на 90°). Последняя легко обнаруживается по право-левой асимметрии электронов, рассеянных на золоте под большими углами (мотовское рассеяние). Из измеренной таким образом асимметрии вычислялась величина начальной

продольной поляризации электронов распада. Для случая Co^{60} измеренная величина продольной поляризации электронов распада была заключена в пределах от $-0,04$ при $\frac{v}{c} = 0,41$ до $-0,40$ при $\frac{v}{c} = 0,49$. Отрицательный знак поляризации указывает на то, что β -частицы поляризованы в направлении, противоположном направлению их импульса (левовинтовые частицы). Величина поляризации согласуется с величиной, предсказанной теорией двухкомпонентных нейтрино, а также с результатом измерений асимметрии β -излучения поляризованных ядер Co^{60} (см. выше).

Подобным же образом было показано, что поляризация позитронов в переходах, обусловленных GT -взаимодействиями, равна $\left(+\frac{v}{c}\right)$, находится в согласии с теорией двухкомпонентных нейтрино. Для изучения поляризации при позитронном и электронном распаде Фрауенфельдер [514] использовал моллеровское рассеяние (рассеяние электронов на поляризованных электронах мишени, сечение которого сильно зависит от взаимной ориентации рассеиваемого и рассеивающего электронов). При этом отпала необходимость трансформации продольной поляризации и повысилась точность опытов. Вновь было показано, что поляризация электронов при распаде P^{32} , Pr^{144} равна в пределах погрешностей $-\frac{v}{c}$.

В опытах Алиханова с сотрудниками [23], Ваарда и Поппема [512] и других для трансформации продольной поляризации β -частиц в поперечную использовался селектор Вина (перекрещивающиеся электрическое и магнитное поля). В магнитном поле селектора спины электронов распада поворачивались на угол $\varphi = \frac{300 H l}{pc}$ (l —длина пути в селекторе, p —импульс в $\frac{96}{\text{см}}$, H —магнитное поле, в $гс$). Электрическое поле E компенсировало отклонение в направлении движения β -частиц, вызванное действием магнитного поля, задание величины $\frac{E}{H}$ позволяло также „выбрать“ для исследования β -частицы известной энергии. По прохождении селектора Вина β -частицы рассеивались на тонкой золотой фольге, помещенной под углом 45° к пучку электронов, и регистрировались схемой на совпадения. Во всех указанных опытах было обнаружено наличие асимметрии в плоскости, перпендикулярной плоскости поворота спина. Так, электроны при распаде ($\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$), по измерениям Алиханова с со-

трудниками, имеют степень поляризации — $(1,02 \pm 0,15) \frac{v}{c}$.

Аналогичным образом той же группой авторов изучена поляризация электронов при β -переходах первого запрещения (Tu^{170} , Lu^{177}). Было показано, что поляризация с точностью $\approx 10\%$ пропорциональна $\frac{v}{c}$.

Если результаты исследования поляризации β -частиц при чистых GT -переходах находятся в согласии с предсказаниями теории двухкомпонентных нейтрино, то результаты исследования поляризации при чистых F -переходах (Cl^{34} , Ga^{66}) не привели к однозначным выводам. Так, Фрауенфельдер [514] нашел, что при $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходе в Ga^{66} позитроны не поляризованы ($P = +0,09 \pm 0,31$). Этот результат, по мнению Фрауенфельдера, свидетельствует о резком различии в поведении F - и GT -взаимодействия, а также подтверждает предположение Алдера и других [508] о том, что при чистых ферми-переходах четность сохраняется.

С другой стороны, Дейч с сотрудниками [516] нашел, что позитроны от распада Ga^{66} полностью поляризованы в направлении их движения ($\vec{\sigma}_e \vec{p}$ положительно), так же как и позитроны при чистых GT -переходах. Этот результат подтверждается исследованием поляризации позитронов при распаде Cl^{34} ($0^+ \rightarrow 0^+$ -переход), а также исследованием поляризации позитронов при распаде N^{13} ($1/2 \rightarrow 1/2$ -переход, где $\sim 70\%$ взаимодействия обусловлены матричными элементами Ферми) [517].

Если, как при чистых GT -, так и при чистых F -переходах, β -частицы полностью поляризованы ($P = \pm \frac{v}{c}$), то это дает возможность произвести следующий выбор констант:

$$g_S = -g'_S, g_V = +g'_V, g_T = -g'_T, g_A = +g'_A. \quad (29.10)$$

В этом случае следует также считать, что вклад интерференционных членов $S \times V$, $T \times A$, $S \times A$ и $V \times T$ равен нулю.

Некоторые опыты по изучению поляризации β -частиц при переходах, обусловленных как F -, так и GT -взаимодействиями, например, поляризации β -частиц при распаде Sc^{46} ($4^+ \rightarrow 4^+$), Au^{198} ($2^- \rightarrow 2^+$), показывают, что в этом случае $P < \left(\frac{v}{c}\right)$.

Так, по измерениям Фрауенфельдера [515], электроны распада

Sc^{46} при $\frac{v}{c} = 0,6$ имеют поляризацию $-0,34 \pm 0,10$, а при распаде Au^{198} поляризация имеет значение от $-0,05$ до $+0,02$ при $\frac{v}{c} = 0,55 \div 0,9$. Возможно, эти результаты лучше всего объясняются, если положить, что фермиевским взаимодействием является не S , а V , в согласии с опытами по β - R -корреляции при распаде Ag^{35} (§ 27). Измерения поляризации при распаде Au^{198} , произведенные С. Я. Никитиным с сотрудниками, показали, что $P = 0,7 \frac{v}{c}$ для широкой области энергий β -частиц.

Круговая поляризация γ -квантов, сопровождающих β -распад. Измерение круговой поляризации γ -квантов, сопровождающих β -распад, дает сведения о поляризации возбужденных ядер отдачи в направлении вылета β -частиц. Впервые круговая поляризация γ -лучей, сопровождающих распад Co^{60} и Na^{22} , была изучена Шоппером [518]. Выбор объектов исследования был достаточно удачным, так как в обоих случаях имеют место разрешенные GT -переходы с $\Delta I = -1$, сопровождаемые квадрупольными γ -переходами. Поляризация изучалась путем измерения комптоновского рассеяния γ -квантов на поляризованных электронах, содержащихся в намагниченном до насыщения железе.

Шоппер показал, что γ -кванты, испускаемые под углом θ к направлению вылета сопряженных с ними β -частиц, имеют круговую поляризацию, пропорциональную $\cos \theta$.

Распределение поляризованных γ -квантов дается формулой

$$W(\theta, \tau) = 1 + \tau A_{\gamma} A \left(\frac{v}{c} \right) \cos \theta, \quad (29.11)$$

где параметр анизотропии A выражается формулой (29.2), а параметр A_{γ} зависит только от типа γ -перехода и входит в соответствующие выражения для функций $\beta \rightarrow \gamma$ - и $\gamma \rightarrow \gamma$ -корреляций (§ 7). Для квадрупольных переходов $A_{\gamma} = 1/3$.

Величина $\tau = +1$ для правокруговой поляризации, и $\tau = -1$ для левокруговой поляризации.

Степень круговой поляризации равна

$$P = \frac{W(\theta, +1) - W(\theta, -1)}{W(\theta, +1) + W(\theta, -1)} = \alpha \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (29.12)$$

причем коэффициент $\alpha = \tau A_{\gamma} \cdot A$ в случае чистых F -переходов равен нулю.

Экспериментальные величины и знаки α , определенные Шоппером для Co^{60} и Na^{22} , находятся в удовлетворительном

согласии с теорией двухкомпонентного нейтрино, предсказывающей для чистых GT β -переходов и квадрупольных γ -переходов $\alpha_{\text{теор.}} = \tau A_{\gamma} A = \pm (1/3)(\pm 1) = \pm 1/3$. Подобный результат получен и другими авторами. Бом и Вапста [519] предприняли исследование круговой поляризации γ -квантов, сопровождающих $I \rightarrow I$ -переходы. Эти исследования, так же как исследование асимметрии β -частиц при $I \rightarrow I$ -переходах в поляризованных ядрах Co^{58} , представляют большой интерес в связи с невыясненным еще вопросом о роли интерференционных членов типа $S \times T$ и $V \times A$ при β -взаимодействии. Как уже отмечалось, результат изучения асимметрии β -излучения Co^{58} можно объяснить, если считать нулевым вклад интерференционных членов указанного типа. Опыты со Sc^{46} показали, что измеренные величины параметра $\alpha = \tau A_{\gamma} A$ не могут быть согласованы с теоретическими величинами α для случаев чистых $V \mp T$ - или $S \mp A$ -взаимодействий. Необходимо иметь в виду, что вклад интерференционных членов ($S \times T$) и ($V \times A$) не равен нулю. Это находится в противоречии с результатом, полученным при изучении продольной поляризации β -частиц при $I \rightarrow I$ -переходах [516].

Последующие измерения круговой поляризации γ -квантов при распаде Co^{58} и Au^{198} [520] привели к следующим значениям параметра асимметрии β -излучения:

для $\text{Co}^{58} A = 0,14 \pm 0,07$,

для Au^{198} (первый запрещенный переход) $A = +0,52 \pm 0,09$.

В опытах Бу [509] и Постма [510] значения A определены равными $A \approx -0,20$ и $A = -0,22 \pm 0,03$ соответственно. Теоретическое значение A для чистых GT β -переходов равно $-0,166$. Согласно этим результатам, вклад фермиевских матричных элементов при распаде Co^{58} составляет не более $1/4$ вклада матричных элементов GT . Для согласования результатов этих опытов с результатами исследования продольной поляризации авторы принимают, что при β -взаимодействиях Ферми сохраняется четность.

§ 30. ОБЩИЙ ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ НЕЙТРИНО И β -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ: ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В § 23—29 были подробно рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований спектров отдачи и корреляции в связи с проблемой нейтрино и закона β -взаимодействия. Так как указанные проблемы являются комплексными проблемами, возникает необходимость сопоставить результаты, полученные при изучении

спектров отдачи и корреляции, с результатами исследований, выполненных другими способами. Такое сопоставление позволит дать некоторое общее представление о современном состоянии проблемы нейтрино и проблемы β -взаимодействия, а также выяснить некоторые задачи и перспективы дальнейших исследований в этом направлении.

Современное состояние проблемы нейтрино. В течение долгого времени основанием для использования гипотезы о нейтрино в качестве „рабочей“ гипотезы были крупные успехи теории β -превращений в объяснении наблюдаемых на опыте особенностей β -превращений (§ 4, 14, 24). В настоящее время нет никаких оснований сомневаться в реальности нейтрино, поскольку получены прямые экспериментальные доказательства существования обратных β -превращений. Мы имеем в виду работы Ханфордской лаборатории 1953—1956 гг. [368, 91], в которых изучалась реакция $p(\nu^*, e^+)n$. В этих опытах мощный поток антинейтрино от котла проходил через большой объем жидкого сцинтиллятора, содержащего бор и кадмий. Измерялась скорость задержанных совпадений между импульсами от γ -излучения, возникающего при аннигиляции позитронов, и импульсами от γ -лучей, испущенных при захвате нейтронов в кадмий. По разности в скоростях счета совпадений при работающем и неработающем реакторе была определена величина сечения реакции $p(\nu^*, e^+)n$. Оно оказалось равным

$$(\sigma_r)_{\text{эксп.}} = (12 \pm 6) 10^{-44} \frac{\text{см}^2}{\text{атом}}, \quad (30.1)$$

что находится в хорошем согласии с теоретической величиной сечения, вычисленной по формуле (23.7).

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные не противоречат утверждению, что нейтрино и антинейтрино являются различными частицами. Здесь прежде всего следует назвать опыты Доброхотова, Лазаренко и Лукьянова [125] по изучению двойного распада Ca^{48} , а также опыты Авшаломо [24.] Результаты указанных опытов свидетельствуют о том, что нет двойных распадов без эмиссии нейтрино. Иными словами, экспериментально доказано, что нейтрино, испущенное при распаде нейтрона, не может быть поглощено другим нейтроном.

Этот же вывод следует из результатов работы Дэвиса [115], пытавшегося обнаружить существование обратных β -превращений Cl^{37} под действием антинейтрино от ядер-

ного реактора. Если нейтрино являются частицами Дирака, то реакция $\text{Cl}^{37} (\nu^*, e^-) \text{Ar}^{37}$, как уже говорилось, не должна иметь место в природе. С другой стороны, такие превращения могут быть вызваны нейтрино от солнца, где они возникают при углеродно-азотном цикле (β^+ -распад N^{13} и O^{15}). Однако интенсивность потока таких нейтрино, попадающих на землю, мала.

Недавние опыты по изучению асимметрии β -излучения ориентированных ядер и поляризации β -частиц (§ 29) дали много доказательств в пользу теории двухкомпонентного нейтрино. Таким образом, получены новые доказательства различимости нейтрино и антинейтрино. Знак асимметрии углового распределения частиц свидетельствует о том, что при β^- -распаде электроны испускаются со спином, направленным против движения. Это свидетельствует в пользу схемы Дирака (§ 23), согласно которой распад нейтрона сопровождается вылетом антинейтрино.

При этом, в соответствии с результатами упомянутых опытов, следует связать с нейтрино „правый винт“, а с антинейтрино— „левый винт“.

Хотя результаты последних работ (§ 29) делают наиболее приемлемым предположение о нулевой массе нейтрино, экспериментальные исследования формы β -спектра около верхней границы отнюдь не потеряли своего значения. Наибольший интерес представляют результаты исследования β -спектра трития [273, 194]. Эти работы приводят к следующему значению верхнего предела массы нейтрино (рис. 144):

$$\left(\frac{m_\nu}{m_e}\right)_{\text{эксп.}} < 0,001. \quad \text{при} \quad (30.2)$$

При изучении спектров отдачи при К-захвате (§ 34) был установлен такой предел:

$$\left(\frac{m_\nu}{m_e}\right)_{\text{эксп.}} < 0,01. \quad (30.3)$$

Точная величина магнитного момента нейтрино до сих пор не определена. Однако получен ряд оценок верхнего предела этой величины.

Намиас [333], изучая рассеяние нейтрино на электронах, установил верхний предел сечения рассеяния $\sigma_S < 10^{-30} \text{ см}^2$. Отсюда с помощью (23.8) было установлено:

$$(\mu_\nu)_{\text{эксп.}} < 2 \cdot 10^{-4} \text{ магнетона Бора.}$$

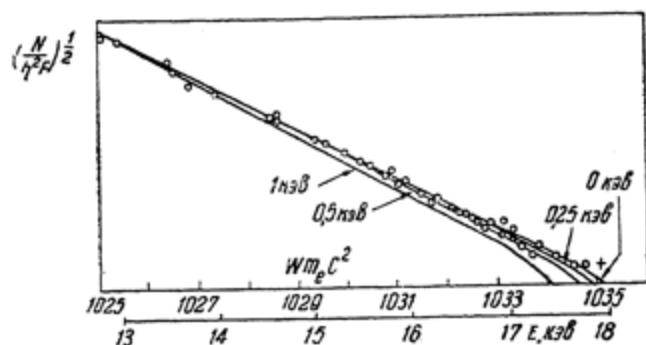


Рис. 144. Форма конечной части участка β -спектра трития при различных предположениях о нулевой массе нейтрино. Кривыми изображены результаты измерений Лангера и др. [215].

Коуэн с сотрудниками [522] в опытах по обнаружению рассеяния нейтрино установили:

$$(\mu_\nu)_{\text{эксп.}} < 10^{-9} \text{ магнетона Бора.} \quad (30.4)$$

Закон β -взаимодействия. Совокупность опытных фактов, относящихся к установлению закона β -взаимодействия, удобно рассмотреть в следующей последовательности:

А. Существование в природе сверхразрешенных переходов типа $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$ и уникальных β -переходов является свидетельством того, что существенной частью β -взаимодействия являются T - или A -компоненты или их комбинация (§ 4, 23).

В. Существование разрешенных $0 \rightarrow 0$ -переходов (распад C^{10} , O^{14} , Cl^{34} , Al^{26}) свидетельствует о ненулевом вкладе фермиевских инвариантов S или V или их комбинации (§ 4, 23).

С. Вклад P -компонента взаимодействия не существенен при разрешенных переходах, о чем свидетельствуют результаты изучения спектра электронов при распаде нейтронов (§ 28).

Относительная роль P -взаимодействия при запрещенных переходах до последнего времени не установлена. Есть основания полагать [384], что вклад P -взаимодействия при β -переходах всегда мал и может быть равен нулю.

Д. Анализ графиков Кюри [311, 246], полученных при изучении разрешенных β -переходов, позволяет заключить, что коэффициенты формы спектров b_0 (§ 4, 23) по абсолютной величине много меньше единицы. Это, в свою очередь, дает основание (§ 23) считать, что выполняются следующие соотношения (с учетом несохранения четности):

$$\operatorname{Re}(g_T g_A^* + g_T' g_A'^*) = 0,$$

$$\operatorname{Re}(g_S g_V^* + g_S' g_V'^*) = 0.$$

Е. Анализ графиков Кюри, полученных при изучении β -спектров первого запрещенного перехода, имеющих разрешенную форму (Pm^{147} , W^{185} , Pr^{143} и др.), приводит, с учетом несохранения четности, к результату:

$$\operatorname{Re}(g_S g_A^* + g_S' g_A'^*) = 0,$$

$$\operatorname{Re}(g_T g_V^* + g_T' g_V'^*) = 0.$$

Ф. Результаты опытов по изучению спектров отдачи и β - R -корреляции при распаде He^6 и P^{32} приводят к заключению, что гаммов-теллеровской частью взаимодействия является преимущественно тензорное взаимодействие (§ 26).

Г. Исследование спектров отдачи и β - R -корреляции при распаде Ne^{19} и нейтронов свидетельствует о том, что фермиевской частью β -взаимодействия является скалярное взаимодействие (§ 27, 28), если принять, что гаммов-теллеровской частью взаимодействия является тензор (§ 26). Подобные исследования распада Ag^{85} (§ 27) показали, что из фермиевских компонент при распаде доминирует вектор. Результаты опытов с Ne^{19} и нейтронами можно объяснить, если выбрать взаимодействие ($V-A$) вместо ($T+S$).

Н. Определение относительной интенсивности K -захвата и β^+ -распада при переходах с $\Delta I=1$, „нет“, см. § 14, а также работы [25, 255], в настоящее время позволяют установить следующий результат:

$$\frac{g_A}{g_T} = 0,00 \pm 0,02. \quad (30.5)$$

I. Опыты по исследованию продольной поляризации β -частиц (§ 29) показывают, что степень поляризации электронов распада при „чистых“ GT=переходах равна $(-\frac{v}{c})$, а поляризация β^+ -частиц при „чистых“ F-переходах равна $(+\frac{v}{c})$.

Эти результаты укладываются в рамки теории двухкомпонентных нейтрино, если принять взаимодействие $(S+T)$ или $(V-A)$. Для взаимодействия $(S+T)$ соотношения между константами выражаются формулой (29.10).

К. Вопрос о вкладе интерференционных членов типа $(S \times T)$ или $(V \times A)$ окончательно не решен (§ 29).

Абсолютные и относительные величины констант β -взаимодействия. В § 4 было отмечено, что для определения абсолютных и относительных величин парциальных констант β -взаимодействия g_X удобно обратиться к анализу экспериментальных ft -величин, особенно в тех случаях, когда ядерные матричные элементы могут быть оценены без привлечения детальных сведений о структуре ядер.

Абсолютная величина фермиевской константы взаимодействия определяется из ft -величин для $0 \rightarrow 0$ -переходов [181, 419]. Так, для распада $0^{14} \rightarrow C^{14}$ установлено: $ft = 3103 \pm 62$ сек. При этом в соответствии с (4.22) и (4.24) имеем

$$A_F = 6200 \pm 120 \text{ сек.}$$

и

$$G_F = (1,41 \pm 0,01) 10^{-49} \text{ эрг. см.}^3 \quad (30.6)$$

Значительно сложнее определить абсолютное значение константы гаммов-теллеровского взаимодействия и отношение констант

$$R = \frac{g_{GT}^2}{g_F^2},$$

так как величина $|\int \vec{\sigma}|^2$ очень чувствительна к „деталям“ структуры ядер и оценивается со значительно меньшей точностью (§ 4).

При распаде He^6 $|\int 1|^2 = 0$ и, согласно (4.22), имеем

$$A_{GT} = ft \left| \int \vec{\sigma} \right|^2.$$

Если считать, что при распаде He^6 два нуклона сверхзаполненной оболочки находятся в состоянии $2s_{1/2}$, то по правилам, рассмотренным в § 4, имеем: $|\int \vec{\sigma}|^2 = 2 \cdot 3 = 6$.

С учетом экспериментального значения $ft = 815 \pm 70$ сек., в этом случае

$$A_{GT} = 4890 \pm 420 \text{ сек.} \quad (30.7)$$

Если оба нуклона находятся в состояниях $2p_{1/2}$, то

$$2p_{1/2} \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 = 2 \cdot 1/3 = 2/3$$

и получается иное значение g_{GT} .

Аналогичные трудности возникают при анализе экспериментальных данных о распаде Ne^{19} .

Исключение в этом отношении представляет случай распада нейтрона, для которого ядерные матричные элементы известны точно: $|\int 1|^2 = 1, |\int \vec{\sigma}|^2 = 3$.

Поэтому исключительно важное значение имеют экспериментальные данные о периоде распада нейтрона и угловой β - p -корреляции (§ 28). Используя результат Спивака $(ft)_{\text{эксп.}} = 1220 \pm 90$ сек. и величину A_F , определенную из опытов с O^{14} , имеем:

$$R = \frac{|g_T|^2 + |g_T'|^2 + |g_A|^2 + |g_A'|^2}{|g_S|^2 + |g_S'|^2 + |g_V|^2 + |g_V'|^2} = 1,36 \pm 0,14. \quad (30.8)$$

Исследование β - p -корреляции (§ 28) приводит к несколько иному результату (28.2).

В табл. 38 содержатся численные значения R , полученные при анализе экспериментальных ft -величин для переходов между зеркальными ядрами, имеющими один нуклон сверхзаполненной оболочки. Матричный элемент $|\int \vec{\sigma}|^2$ вычислен по формулам (4.23).

Такой анализ является неудовлетворительным во многих отношениях.

Следует отметить, что, согласно Гелл-Манну [185], большинство экспериментальных фактов, полученных при изучении слабых взаимодействий, могут быть объяснены, если принять комбинацию инвариантов ($V-A$) и равенство констант V - и A - взаимодействий.

Таблица 38

Оценка значений $R = \frac{g_{GT}^2}{g_F^2}$ из экспериментальных ft -величин

Переход	Ядерные од- ночастичные состояния	$ \int \cdot 1 ^2$ одночаст.	$ \int \vec{\sigma} ^2$ одночаст.	$(ft)_{\text{эксп.}}$ сек.	R
$n^1 \rightarrow p^1$	$s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$	1	3	1220 ± 90	$1,36 \pm 0,14$
$H^3 \rightarrow He^3$	$s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$	1	3	1014 ± 20	$1,82 \pm 0,1$
$O^{15} \rightarrow N^{15}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$	1	1/3	3950 ± 200	$1,97 \pm 0,4$
$F^{17} \rightarrow O^{17}$	$f_{5/2} \rightarrow f_{5/2}$	1	7/5	2320 ± 100	$1,30 \pm 0,15$

Некоторые задачи дальнейших исследований. Основные результаты исследований, рассмотренные в этой главе, получены в течение последних трех-четырёх лет. Они позволяют считать, что проблема нейтрино и проблема β -взаимодействия в основе своей решены. Тем не менее, остались нерешенными многие частные вопросы этих проблем, представляющие далеко не академический интерес. Часть этих вопросов была отмечена выше.

В этой связи можно указать следующие актуальные задачи экспериментальных исследований.

1. Опыты по изучению непосредственного взаимодействия нейтрино с ядрами и электронами. Представляют интерес, например, результаты сравнительного изучения взаимодействий нейтрино с водородом и дейтерием, а также более точные измерения сечений взаимодействия антинейтрино с протонами. Заметим, например, что теория двухкомпонентного нейтрино предсказывает сечение обратных β -превращений в два раза большее, чем сечение, вычисленное на основе „обычной“ теории.

Изучение взаимодействия антинейтрино с дейтронами позволило бы также решить вопрос о существовании связанных состояний бинейтронов.

2. Дальнейшие опыты по определению периода распада нейтронов и $\beta-p$ -корреляции. Эти опыты имеют существенное значение для определения абсолютных значений g_{GT} и R (см. выше).

3. Повторение опытов по изучению спектров отдачи и β - R -корреляции при распаде He^6 для окончательного решения вопроса о роли тензорного взаимодействия.

4. Опытная проверка предложений Гелл-Манна [185]; в частности, сравнительное исследование β -распада B^{12} и N^{14} .

5. Исследование β -спектра и β - γ -корреляции при запрещенных переходах для определения роли P -инварианта [523]. В частности, представляет интерес сравнение результатов экспериментального исследования переходов первой степени запрещения с $\Delta I = 0$, „да“ и переходов с $\Delta I = 2$, „нет“.

6. Решение вопроса о том, является ли взаимодействие одинаковым в случае электронного и позитронного распада.

7. Проверка инвариантности β -взаимодействия относительно обращения времени [506, 507, 523].

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ПРИ β -ПРЕВРАЩЕНИЯХ

§ 31. ВТОРИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ β -ПРЕВРАЩЕНИЯХ АТОМОВ

Введение. Радиоактивные превращения атомов сопровождаются рядом так называемых вторичных процессов.

Прежде всего, необходимо отметить процессы возбуждения и ионизации атомов отдачи и связанные с ними „высвечивание“ рентгеновских или оптических квантов и испускание ионизационных или оже-электронов, а также разрыв связей в молекулах, составной частью которых являются распадающиеся атомы. Эта группа явлений наблюдается почти при всех без исключения радиоактивных превращениях.

В случае β -превращений взаимодействие ядерных частиц с электромагнитным полем излучения атома может привести к рождению квантов тормозного излучения или к образованию пар „электрон—позитрон“.

Следует назвать также такие вторичные процессы, как аннигиляция „позитрон—электрон оболочки“ в случае позитронного распада и рождение β -электронов в состоянии дискретного спектра при электронном распаде.

Внутреннее тормозное излучение при β -распаде. В 1927 г. Астон обнаружил, что β -распад RaE сопровождается слабым электромагнитным излучением, имеющим непрерывный спектр. Подобное излучение наблюдалось позднее при изучении β -распада других элементов ($U X, P^{32}, S^{35}$). Было с очевидностью установлено, что это явление существенно иной природы, чем излучение γ -квантов при переходе ядра из возбужденного состояния в низшее энергетическое состояние. Книпп и Уленбек [219] и Блох [26] показали, что происхождение непрерывного γ -излучения при β -превращениях ядер можно понять, если учесть существование взаимодействия ядерных частиц с электромагнитным полем атома. В результате „внезапного“ появления в поле ядра легкой заряженной частицы может возникнуть квант тормозного излучения. Было предложено называть последнее внутренним тормозным излучением в отличие от внешнего тормозного излучения (§ 11), которое возникает при торможении электронов в кулоновском поле ядер тормозящей среды.

Из самых общих соображений следовало ожидать, что относительная вероятность испускания кванта внутреннего тормозного излучения пропорциональна $\alpha = \frac{e^2}{hc^2} = \frac{1}{137}$. Эта оценка удовлетворительно согласовалась с наблюдаемой в ранних опытах полной интенсивностью квантов тормозного излучения при β -переходах.

Для вычисления спектра тормозного излучения при β -распадах обычно рассматривают двухступенчатый процесс [26, 219], который применительно к электронному распаду может быть записан так:

$$n \xrightarrow{(1)} p + \nu + e' \xrightarrow{(2)} p + \nu + e + \gamma(k). \quad (31.1)$$

Первая ступень представляет β -превращение нуклона с испусканием пары легких частиц, причем электрон (позитрон) возникает в промежуточном состоянии. Вторая ступень состоит в переходе возбужденного электрона в нормальное состояние с испусканием кванта с энергией $\kappa = \frac{h\nu}{m_e c^2}$.

Вероятность процесса в целом может быть вычислена с помощью теории возмущений второго порядка. Книпп и Уленбек, однако, предложили вычислять вероятность процесса как произведение вероятностей отдельных виртуальных переходов (1) и (2), что связано с предположением о их независимости друг от друга.

В качестве гамильтониана взаимодействия для первого перехода выбирается одна из известных инвариантных форм β -взаимодействия или их комбинация (§ 4). Взаимодействие при втором переходе суть взаимодействие электрона с квантованным электромагнитным полем.

В этом приближении вероятность излучения кванта тормозного излучения с энергией κ в расчете на единицу времени записывается, по Книппу и Уленбеку [219], в следующем виде:

$$S(\kappa) = \int_{1+\kappa}^{w_0} P_0(w) \Phi_0(w, \kappa) dw, \quad (31.2)$$

где $P_0(w) dw$ — функция распределения β -частиц по энергии в приближении $Z = 0$ (§ 4)**; $\Phi_0(w, \kappa)$ — вероятность того,

* Заметим, что поперечное сечение внешнего тормозного излучения пропорционально $\alpha^3 Z^3$, где Z — атомный номер тормозящего вещества.

** При вычислениях могут быть использованы экспериментальные функции распределения β -частиц. Это в значительной степени снимает трудности, связанные с выбором подходящей комбинации простых форм β -взаимодействия.

что электрон, покинувший ядро с энергией w , испустит квант с энергией k . Функция $\Phi_0(w, k)$, вычисленная в рамках теории возмущений первого порядка, представляется формулой:

$$\Phi_0(w, k) = \frac{\alpha \eta'}{\pi \eta k} \left\{ \frac{w^2 + w'^2}{w \eta'} \ln(w + \eta') - 2 \right\}. \quad (31.3)$$

Здесь w и w' — энергия β -частицы до и после эмиссии фотона с энергией ($w = w' + k$); η и η' — импульсы частиц, соответствующие энергиям w и w' ; $\alpha = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры, w_0 — максимальная энергия β -частиц.

Книпп и Уленбек [219] в своих расчетах ограничились случаем разрешенных переходов при векторном варианте β -взаимодействия. Чанг и Фальков [464] и Маданский [293] распространили расчеты на случай других вариантов теории, а также на случай запрещенных переходов при скалярном взаимодействии. Расчеты были произведены не только методом теории возмущения первого порядка, но и методом теории возмущения второго порядка. Оказалось, что результаты расчетов обоими методами совпадают в случае разрешенных переходов. При этом как отношение числа квантов тормозного излучения к полному числу β -распадов, так и форма спектра тормозного излучения оказались почти не зависящими от выбора оператора β -взаимодействия из числа пяти известных инвариантов (§ 4). Это видно из рис. 145, где приведены теоретические кривые распределения квантов тормозного излучения, вычисленные для скалярного и векторного вариантов методами теории возмущений второго порядка и теории возмущений первого порядка. Моррисон и Шифф [290] отметили, что совпадение расчетов для разрешенных переходов обязано тому, что связь нейтрино и β -частиц в этом случае не зависит от импульсов частиц.

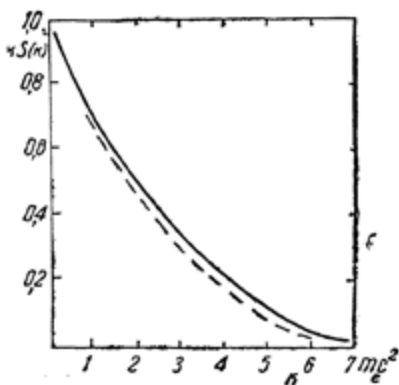


Рис. 145. Теоретические спектры внутреннего тормозного излучения, рассчитанные методами теории возмущений первого порядка (сплошная кривая) и второго порядка (пунктир).

Поскольку при запрещенных переходах это условие не выполняется, можно было ожидать, что расчеты методами возмущений первого и второго порядков приведут к неодинаковым результатам.

Теоретические исследования Чанга и Фалькова показали, что это ожидание не оправдывается. Результаты расчетов методом теории возмущений первого порядка давали достаточно точные результаты, чтобы их можно было сравнивать непосредственно с экспериментальными данными.

Из теории следует, что спектр внутреннего тормозного излучения слабо зависит от степени запрещения β -перехода. Это иллюстрируется [318] рис. 146, где изображена теоретическая зависимость величин $P(\omega)k\Phi(\omega, k)$ от энергии β -частиц с использованием разрешенной формы спектра (S_0)

и экспериментального спектра β -частиц для запрещенного перехода в Y^{90} (S_1). На том же рис. 146 в правом верхнем углу изображены соответствующие теоретические спектры тормозного излучения.

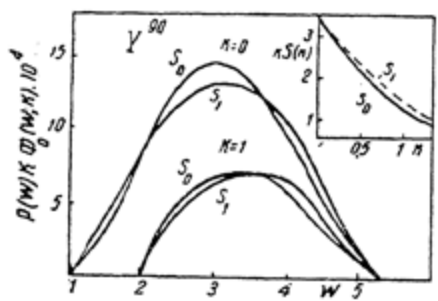


Рис. 146. Зависимость формы спектра внутреннего тормозного излучения при β -распаде Y^{90} от степени запрещения перехода [318];

S_0 -кривые для разрешенных переходов, S_1 -кривые для переходов первой степени запрещения.

Отношение полного числа квантов тормозного излучения к числу β -распадов, по расчету [464], равно:

$$\frac{N_\gamma}{N_\beta} = \frac{4\alpha}{3\pi(\ln 2\omega_0 - \delta)}, \quad (31.4)$$

где постоянная δ равна 2,22; 2,30; 2,35 для разрешенного, первого и второго запрещенного переходов, соответственно.

Направления вылета β -частиц и квантов тормозного излучения коррелированы [293]. Корреляция не зависит от формы β -взаимодействия в случае разрешенных переходов, но отличается при разрешенных и запрещенных переходах с одинаковыми ω_0 . Характер корреляции может быть определен из простой аналогии с излучением классического диполя. При больших скоростях электронов ($\frac{v}{c} \sim 1$) направление вылета γ -кванта почти совпадает с направлением вылета β -частицы; при малых скоростях корреляция определяется функцией:

$$\frac{d\Phi(\omega, \theta, k)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4\pi^2 k} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (31.5)$$

где $d\Phi$ — вероятность того, что при β -эмиссии β -частицы с энергией ω образуется квант с энергией k под углом θ .

В течение длительного времени тормозное излучение изучалось с помощью ионизационных камер и счетчиков Гейгера—Мюллера. Исследование сводилось при этом главным образом к определению полного выхода тормозного излучения.

За последние шесть-семь лет при исследовании тормозного излучения камеры были почти полностью вытеснены сцинтилляционными спектрометрами и пропорциональными газовыми спектрометрами (§ 11). С помощью этих приборов измеряется не только полный выход тормозного излучения, но и его спектральный состав.

Типичная экспериментальная установка для изучения спектров тормозного излучения при β -распаде изображена на рис. 147. Она содержит сцинтилляционный счетчик, заключенный в толстый стальной или свинцовый защитный кожух с каналом для прохождения исследуемого излучения, и эвакуированный сосуд с β -активным веществом на тонкой органической подложке. β -частицы поглощаются в бериллиевом диске, перекрывающем канал в свинцовом кожухе. Для уменьшения вклада внешнего тормозного излучения все части устройства, окружающего источник, выполняются из легких материалов.

Для того чтобы получить истинный спектр тормозного излучения, к экспериментальным кривым распределения импульсов по амплитуде вносятся необходимые поправки, учитывающие неодинаковую эффективность счета квантов разной энергии, „фон“ внешнего тормозного излучения, поглощение γ -лучей в бериллии и алюминиевом отражателе кристалла. Представление о величине поправочных коэф-

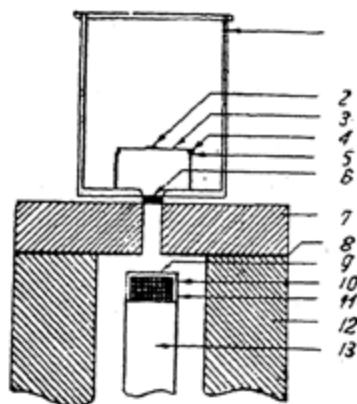


Рис. 147. Типичное экспериментальное устройство для измерения спектров внутреннего излучения [439];

1-эвакуированный сосуд, 2-источник, 3-пленка (формвар), 4-пирексовое кольцо; 5-стержень, 6-диск (Be), 7-свинец, 8-Sn+Cu, 9-крышка (Al), 10-отражатель (MgO), 11-кристалл, NaI(Tl), 12-стальной цилиндр, 13-ФЭУ.

фициентов C , которые оказалось необходимым ввести при обработке результатов измерения тормозного излучения S^{85} , дает график в правом верхнем углу рис. 148.

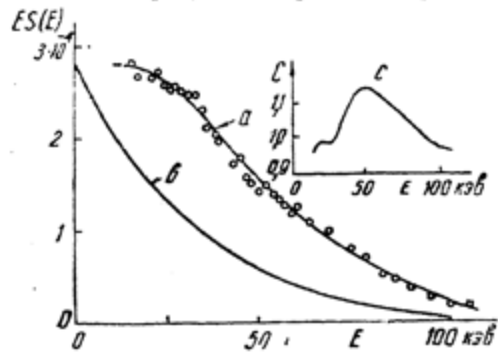


Рис. 148. Спектр внутреннего тормозного излучения при распаде S^{85} ;

a -экспериментальная кривая, b -кривая, полученная расчетом в борновском приближении, c -поправки, учитывающие неоднородную эффективность счета квантов разной энергии.

Спектральные распределения квантов электромагнитного излучения при распаде S^{85} , Pt^{143} и Pm^{147} , полученные с учетом поправочных множителей в работах [278, 439], изображены точками на рис. 148, 149 и 150. Сплошные линии на рис. 149 и 150 представляют теоретические спектры тормозного излучения, вычисленные с помощью формулы (31.2). На этих же рисунках изображена

форма линий от рентгеновских квантов K -серии, возникающих при автоионизации атомов (§ 33).

Обращает внимание то обстоятельство, что как форма скорректированного экспериментального спектра, так и полный выход квантов тормозного излучения отличаются от вычисленных по формуле (31.2).

Так, при распаде Pt^{143} выход квантов тормозного излучения с энергией 50 кэВ превышает в 1,58 раза выход, вычисленный по формуле (31.2); при $E=500$ кэВ превышение составляет 2,56.

В настоящее время хорошо установлено [272, 274, 278, 438, 439], что расхождение между экспериментальными и теоретическими величинами выхода квантов тормозного излучения увеличивается с ростом Z и уменьшением w_0 (граничная энергия β -спектра). Это иллюстрируется данными, собранными в табл. 39. Следует отметить, что результаты последних исследований [272, 278, 439] не согласуются также с результатами более ранних опытов [38, 331, 27].

Для того чтобы объяснить расхождение между экспериментальными данными и расчетами Книппа—Уленбека, Нильсон [334] теоретически исследовал вопрос о влиянии кулоновского поля ядра на спектр тормозного излучения

Для вычисления спектра тормозного излучения Нильсон предлагает заменить в формуле (31.2) $P_0(\omega)$ на $P_Z(\omega) = P_0 F(Z, \omega)$ и Φ_0 на $\Phi_Z(\omega, k)$:

$$\Phi_Z(\omega, k) = \Phi_0(\omega, k) \frac{F_{\text{кул.}}(Z, \omega')}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}. \quad (31.6)$$

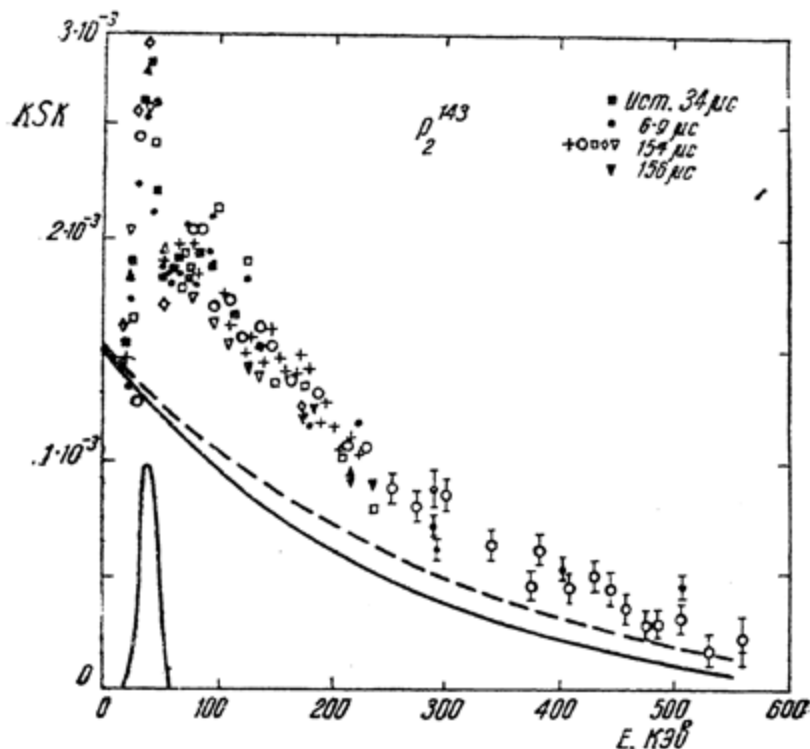


Рис. 149. Спектр внутреннего тормозного излучения, сопровождающего распад Pr^{143} . Сплошная кривая—спектр внутреннего тормозного излучения, вычисленный по формуле (31.2), пунктирная—теоретический спектр, полученный с помощью формул Нильсона. Спектр квантов, возникающих при автоматизации атомов, аппроксимирован гауссовой кривой.

Здесь $F_{\text{кул.}}(Z, \omega)$ — известная функция, учитывающая влияние кулоновского поля ядра на β -спектры (§ 15).

Теоретическое распределение квантов тормозного излучения, вычисленное для Pr^{143} и Pm^{147} по формулам Нильсона, изображено пунктирной линией на рис. 149 и 150.

СВОДКА

результатов экспериментального исследования спектров внутреннего тормозного излучения, сопровождающего β -распад

Ядро	$E_0, \text{кэВ}$	Автор и ссылка на литературу	Исследованная область спектра, кэВ	Полная энергия тормозного излучения, $m_e c^2/\beta$ -распад		$R(E) = \frac{S(E)_{\text{эксп.}}}{S(E)} \text{формула (31.2)}$
				экспериментальная	формула (31.2)	
$^{15}\text{P}^{32}$	1700	Нови [331]	20—250	—	—	$\sim 1,3$ исключением $E > 100 \text{кэВ}$
		Боглиано и др. [27]	30—150	$2,32 \cdot 10^{-3}$	$2,38 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1;$
		Ренар [377]	5—30	—	ни весь спектр	$\sim 1;$
		Михалович [318]	20—400	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$R(20-400) = 1,00-1,35;$
		Лейден, Старфельт [274]	20—1000	$2,87 \cdot 10^{-5}$	$2,37 \cdot 10^{-5}$	$R(50) = 1,5; R(800) = 1,4;$ $R(1000) = 1,7;$
		Ланжевен—Жолло [278]	50—1150	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$R(100) = 2,3;$ $R(500) = 2,3;$ $R(1000) = 1,85$
$^{16}\text{S}^{35}$	167	Бом и Бу [38]	15—128	$2,23 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$\sim 1;$
		Старфельт, Свантесон [438]				$R(15) = 1,12, R(51) = 1,65;$ $R(128) = 2,9;$
		Ланжевен [276]		$3,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$R(25) \approx 2;$ $R(50) \approx 2,1;$ $R(100) \approx 4,5$
$^{39}\text{Y}^{91}$	1500	Боглиано [27]	30—150	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,97 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1;$ на полн. спектр

Представлялось существенным также учитывать степень запрета при β -распаде. Для этого можно было использовать, например, экспериментальные функции распределения $P(\omega)$ (ср. рис. 146).

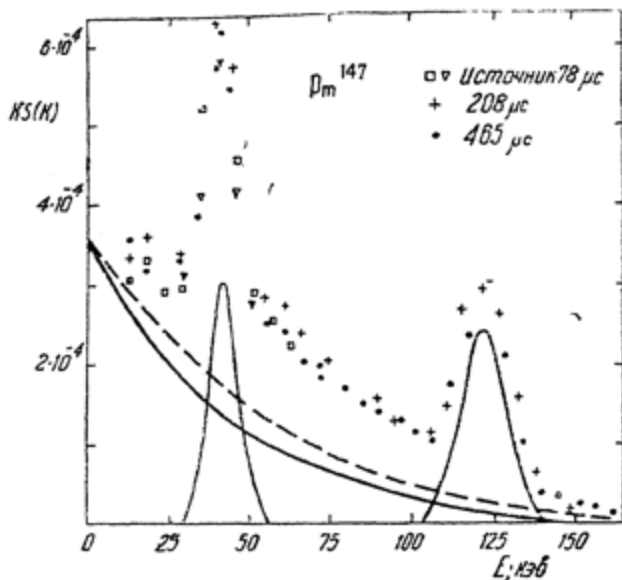


Рис. 150. Спектр тормозного излучения, сопровождающего распад Rm^{147} (см. подпись под рис. 149.).

Однако ни учет кулоновского поля ядра, ни учет степени запрета β -распада не могли полностью объяснить расхождение между экспериментом и теорией, что видно из кривых рис. 151.

Сплошные кривые на рис. 151 представляют отношение выхода γ -квантов тормозного излучения, полученного в экспериментальных работах [438, 439], к выходу, вычисленному по формуле Книппа—Уленбека. Пунктиром изображено отношение экспериментального выхода к выходу, вычисленному по формулам Нильсона. Наконец, точками изображено отношение выхода тормозного излучения, наблюдаемое в экспериментальных работах Ланжевэн—Жолио [274], к теоретическому (по Нильсону) выходу.

Из рис. 151 видно, что теоретические расчеты Нильсона лучше согласуются с экспериментальными данными, чем расчеты Книппа и Уленбека. Однако учет эффекта кулоновского поля ядра еще не достаточен для того, чтобы

объяснить экспериментальные спектры, особенно в области больших энергий.

Заметим, что расхождение экспериментальных и теоретических результатов увеличивается с ростом Z и уменьшением ω_0 независимо от того, используются ли результаты расчетов в борновском приближении (Книпп—Уленбек) или расчеты с учетом кулоновского поля ядра (Нильсон).

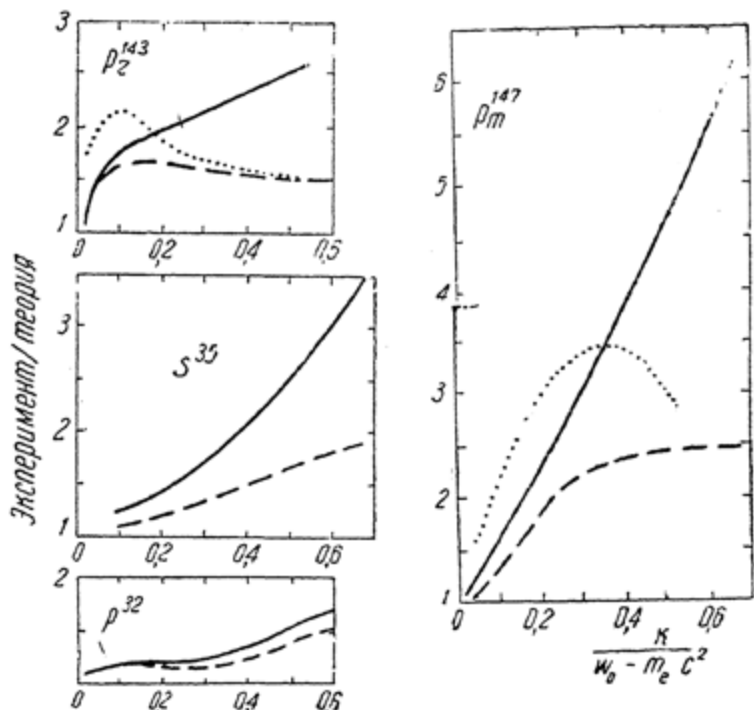


Рис. 151. Сравнение экспериментальных и теоретических данных о выходе тормозного излучения при распаде Pr^{143} , S^{35} , Pm^{147} .

Для выяснения причин расхождения необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Внутреннее тормозное излучение при электронном захвате. Теоретические расчеты спектров тормозного излучения при электронном захвате впервые были произведены в работе Моррисона и Шиффа [290]. Позднее в работах Глаубера и Мартина [165, 167] была дана строгая теория этого явления. Моррисон и Шифф рассмотрели только случай K -захвата. При расчетах не учитывалось влияние поля атома (§ 15), а также релятивистские эффекты.

Относительная вероятность эмиссии фотона тормозного излучения в расчете на один разрешенный K -захват, по Моррисону и Шиффу, равна:

$$\frac{(\omega_k)_{1s} dk}{P_{1s}} = \frac{\alpha}{\pi m_e^2 c^2} \left[1 - \frac{k}{\omega_0} \right]^2 k dk, \quad (31.7)$$

где P_{1s} — вероятность захвата ядром 1_s -электрона (§ 13); $(\omega_k)_{1s}$ — вероятность излучения фотона с энергией k за то же время, $\alpha = \frac{1}{137}$, ω_0 — разность энергий начального и конечного ядерных состояний.

Полное число фотонов тормозного излучения на один K -захват, в соответствии с (31.7), равно:

$$\frac{N_\gamma}{N_{1s}} = \frac{\alpha}{12 \pi} \left(\frac{\omega_0}{m_e c^2} \right)^2. \quad (31.8)$$

Методика исследования спектров тормозного излучения при электронном захвате существенно не отличается от методики исследования тормозного излучения при β -распаде.

Одной из главных задач исследования спектров тормозного излучения, сопровождающего электронный захват, является точное определение верхней границы спектров. Это связано с тем, что по максимальной энергии квантов тормозного излучения определяется энергия распада (§ 13). Для определения верхней границы спектра используется способ, аналогичный способу определения граничной энергии β -распада (§ 4). Экспериментальные данные откладываются на графике $\left(\frac{N_{\gamma E}}{E} \right)^{1/2} = f(E)$, где $N_{\gamma E}$ — интенсивность γ -квантов с энергией E . При этом, как следует из формулы (31.7), точки должны укладываться на прямую линию, пересекающую ось абсцисс при энергии E_0 .

На рис. 152 приведена подобная „диаграмма Кюри“ для спектра тормозного излучения V^{49} [199]. Этим же способом были определены величины энергий распада Ag^{37} , Fe^{55} , Ni^{59} , Cs^{131} и др. (табл. 40). Анализ экспериментальных данных (табл. 40) показывает, что теория Шиффа и Моррисона правильно описывает форму и интенсивность спектров тормозного излучения при больших энергиях.

В области низких энергий, как правило, интенсивность испускания квантов тормозного излучения заметно превышает вычисленную по формуле (31.7). Так, например, при

Распаде Ag^{37} и Fe^{55} отступления наблюдаются при энергиях 150 кэв и особенно заметны в области 30—100 кэв. В связи с этим Глаубер и Мартин [165, 167] произвели более строгие расчеты, в которых учитывался захват не только s -электронов, но и p -электронов, и был принят во внимание весьма существенный для этих явлений эффект кулоновского поля ядра.

Согласно расчетам Глаубера и Мартина, отношение вероятности излучения γ -квантов при захвате электронов с данным l к числу захватов $1s$ -электронов за то же время определяется формулой:

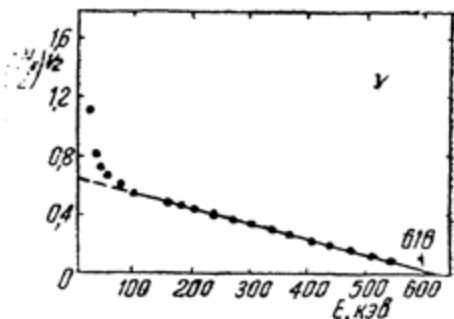


Рис. 152. Спектр внутреннего тормозного излучения при распаде V^{50} в координатах Кюри.

$$\frac{(\omega_k)_l dk}{P_{1s}} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) \left(\frac{Z^2 \alpha^2}{2}\right)^2 \left[1 - \frac{x - (E_l - E_{1s})}{x_{\max}}\right]^2 I_l(x) dx; \quad (31.9)$$

здесь x — энергия кванта в единицах $Z^2 R\gamma - (Z^2 \times 13,55)$ эв, E_l — энергия связи l -электрона, I_l — теоретическая функция, значения которой табулированы.

Для $1s$ -излучения (тормозное излучение, сопровождающее захват K -электронов) формула (31.9) переходит в формулу (31.7).

Вычисленные с помощью (31.9) кривые распределения квантов тормозного излучения, сопровождающего захват $1s$, $2s$, $2p$, и $3p$ -электронов при распаде Fe^{56} , изображены пунктирными линиями на рис. 153.

Как видно, в области низких энергий ожидается резкое увеличение вклада фотонов, возникающих при захвате p -электронов. Это является главной причиной наблюдающихся расхождений между экспериментальными данными и расчетами по формуле (31.7). Действительно, опытами Михаловича [318], изучавшего совпадения между γ -квантами непрерывного спектра и характеристическими рентгеновскими лучами K -серии при распаде Cs^{131} , было показано, что форма спектра тормозного $1s$ -излучения хорошо описывается формулой (31.7).

Учет релятивистских поправок и поправок на экранирование кулоновского поля ядра [167] позволил объяснить более „тонкие“ особенности спектров тормозного излучения в области низких энергий. Особенно важен учет этих поправок при вычислении интенсивности $1s$ -излучения в области малых энергий. Теоретические спектральные кривые $1s$ - и $2s$ -излучения при распаде Fe^{55} с учетом поправок на экранирование и релятивистские эффекты изображены непрерывными линиями на рис. 153. Результаты опытов Сарафа [407], изучавшего спектр тормозного излучения при распаде Fe^{55} , и опытов Линдквиста и Ву [267], изучавших спектр тормозного излучения Ag^{37} , находятся в хорошем согласии с результатами модифицированной теории Глаубера и Мартина.

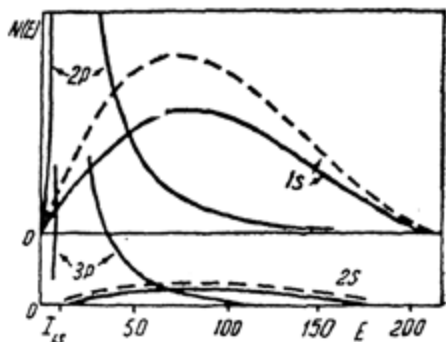


Рис. 153. Теоретические спектры внутреннего тормозного излучения, возникающего при захвате электронов $1s$, $2s$, $2p$, и $3p$ ядрами Fe^{55} . Пунктиром изображены результаты расчетов, произведенных без учета экранирования.

В то же время Сараф отметил заметные отступления формы спектра тормозного излучения Ni^{59} от теоретической формы спектра, вычисленной Глаубером и Мартином. Это, по-видимому, связано с тем, что переход Ni^{59} является запрещенным во втором порядке.

Можно предположить возможность конверсии квантов тормозного излучения на атомных электронах. Это явление должно быть редким и заметным только в случае эмиттера с низкой граничной энергией.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные об этом явлении [29] не являются достаточно надежными [256, 331].

Образование пар „электрон—позитрон“ при β -распаде. Рождение пар „электрон—позитрон“ при β -распаде является относительно редким процессом, во-первых, потому, что для образования пары необходимо, чтобы энергия перехода была не меньше $3m_e c^2$, во-вторых, потому, что в этом случае мы имеем процесс взаимодействия заряженных частиц, и вероятность такого процесса пропорциональна α^3 или более высоким степеням α ($\alpha = \frac{e^2}{hc}$).

Пары образуются в непосредственной близости от ядра, по крайней мере, в пределах расстояний, равных комптоновской длине волны $\frac{h}{m_e c}$. При теоретическом анализе процесс рождения пар может быть представлен в виде двух последовательных виртуальных переходов, например,

$$\Psi(Z) \rightarrow \Psi(Z+1) + \beta' + \nu \rightarrow \Psi(Z+1) + \beta + \nu + e^- + e^+, \quad (31.10)$$

$$\Psi(Z) \rightarrow \Psi'(Z+1) + \beta + \nu \rightarrow \Psi(Z+1) + \beta + e^- + e^+. \quad (31.11)$$

Первый описывает образование пары в поле β -частицы, второй — образование пары в поле ядра.

Теория образования пар была развита независимо Орли и Мёллером [1] и Тиссой [457]. Результаты вычислений [1] для фосфора ($Z = 15$) представлены сплошной кривой на рис. 154,

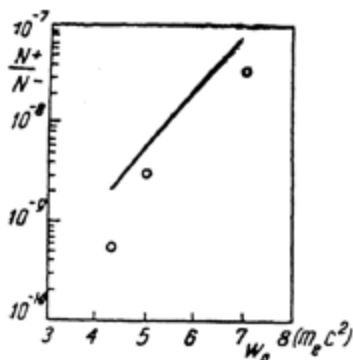


Рис. 154. Относительная вероятность образования пар при β -распаде атомов с $Z = 15$ по расчетам Хуанга. Сплошная кривая изображает результаты расчетов Тиссы.

где $\frac{N^+}{N^-}$ означает отношение числа позитронов к полному числу электронов, образовавшихся при распаде. Недавно Хуанг [190] повторил вычисления, используя более точные методы расчета. Результаты расчетов Хуанга представляются в форме:

$$\frac{N^+}{N^-} = 16 Z^2 \left(\frac{1}{137} \right)^4 \frac{G(w_0)}{H(w_0)}, \quad (31.12)$$

где $G(w_0)$ и $H(w_0)$ — некоторые функции от максимальной энергии β -частиц w_0 .

Величины $\frac{N^+}{N^-}$, рассчитанные по формуле (31.12) для атома с $Z = 15$, изображены на рис. 154 точками. Для распада P^{32} $w_0 = 4,4$ и вероятность образования пар, по расчету Хуанга, равна $5,5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{пар}}{\text{распад}}$.

Гринберг и Дейч [168], используя магнитное фокусирующее устройство и схему совпадений для регистрации квантов аннигиляции, изучали вероятность образования пар при

распаде P^{32} и Y^{90} . Они установили, что на один β -распад P^{32} приходится не более чем $1,3 \cdot 10^{-9}$ позитронов. Этот результат превышает в два раза ожидаемую (по расчетам Хуанга) величину $\frac{N^+}{N^-}$, но по крайней мере на три порядка

меньше нижнего предела величины $\frac{N^+}{N^-}$, определенного рядом других экспериментаторов. Столь большие расхождения экспериментальных данных не должны вызывать удивления, если учесть малость истинного эффекта и трудности, связанные с учетом фона сильных посторонних излучений (β -частицы, тормозное излучение, вторичные позитроны и т. п.).

При распаде Y^{90} , по Гринбергу и Дейчу, испускается $(3,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$ позитронов/распад. Однако эффект обусловлен главным образом конверсией электрического $0 \rightarrow 0$ -перехода в Zr^{90} .

Рождение β -электронов в состоянии дискретного спектра. Имеется конечная вероятность того, что возникший при β -распаде электрон может быть захвачен на одно из вакантных состояний дискретного спектра распадающегося атома. В этом случае энергия нейтрино будет равна $w_0 + \epsilon_n$, где w_0 — верхняя граница обычного спектра, ϵ_n — энергия связи захваченного электрона.

Вероятность рождения β -электрона в состоянии дискретного спектра тем больше, чем меньше энергия распада и чем больше Z .

По расчетам Шерка [427], при распаде атомного трития отношение вероятности распада с „захватом“ электрона на K -оболочку и обычного β -распада равно:

$$\frac{P^{(K)}}{P} = 0,24 E_0^{-3/2},$$

где E_0 — максимальная энергия β -частиц в *кэв*.

Это отношение в случае молекулярного трития должно быть значительно больше

$$\frac{P^{(K)}}{P} = 0,45 E_0^{-3/2}.$$

Так как полная вероятность распада с учетом рождения β -электронов в состоянии дискретного спектра равна

$$P' \approx P \left[1 + \frac{P^{(K)}}{P} \right], \quad (31.13)$$

то, учитывая зависимость $\frac{P(K)}{P}$ от химического состояния распадающихся атомов, можно было бы ожидать, что время жизни атомов трития в различных химических состояниях не одинаково. До настоящего времени этот вывод еще не проверен на опыте.

Для тяжелых радиоактивных атомов и низких энергий распада этот эффект, если он имеет место, должен быть более вероятным. Так, например, наблюдаемое на опыте несоответствие измеренной по спаду активности постоянной распада для Ra (D + E + F), находящихся в равновесии, и постоянной, вычисленной по рекуррентным формулам для распада, некоторые авторы объясняют существованием процесса захвата β -электронов в состоянии дискретного спектра.

§ 32. ТРИ МЕХАНИЗМА ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ОТДАЧИ ПРИ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ. АДИАБАТИЧЕСКОЕ И ВНЕЗАПНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ

Радиоактивные превращения ядер и ядерные столкновения в той или иной степени связаны с нарушением состояния электронной оболочки атома, претерпевшего этот переход или столкновение.

Такие процессы, как электронный захват (§ 13) или конверсия γ -лучей (§ 16), с необходимостью приводят к ионизации внутренних оболочек атомов.

При других типах ядерных превращений, которые не связаны с непосредственной ионизацией внутренних атомных электронов, конечное состояние оболочки в ряде случаев может не отличаться от исходного. Это может иметь место, например, при испускании ядром γ -квантов. В процессах, связанных с изменением заряда ядра (α -распад, β -распад), весьма вероятным процессом разрядки энергии возбуждения атомной оболочки является процесс медленных расширений или сокращений оболочки, при котором электроны оболочки (за исключением внешних, слабо связанных) переходят в нормальное состояние, соответствующее новому заряду ядра. Значительно менее вероятными процессами в этом случае являются переходы внутренних электронов оболочки распадающегося атома на более высокие незанятые дискретные состояния (возбуждение) или в состояния непрерывного спектра (ионизация).

Три механизма возбуждения и ионизации атомов при радиоактивных превращениях. Можно указать три причи-

ны возбуждения и ионизации атомов, которые в некотором приближении являются независимыми:

а) отдача ядра (кинетическая активация атомов отдачи);

б) изменение заряда ядра;

с) прямое взаимодействие (столкновение) испускаемого ядром излучения с атомными электронами.

Влияние этих эффектов на степень возбуждения или ионизации атомов неодинаково при различных ядерных превращениях и столкновениях. Неодинаковыми оказываются и возмущения, испытываемые различными электронами одного и того же атома в результате, например, изменения заряда ядра или отдачи. Для некоторых электронов оно оказывается медленным (адиабатическим), для других — внезапным (неадиабатическим).

В самом общем виде критерий внезапного возмущения может быть сформулирован следующим образом [342]. Возмущение является внезапным (неадиабатическим), если изменение параметра a , ответственного за возмущение, происходит достаточно быстро в масштабе характеристического промежутка времени $\frac{\hbar}{\Delta E}$, т. е. когда изменение параметра a удовлетворяет условию:

$$\frac{da}{dt} \gg a \frac{\Delta E}{\hbar}, \quad (32.1)$$

где ΔE — разность энергий „возмущенного“ и „невозмущенного“ состояний,

\hbar — постоянная Планка.

Оценка влияния отдачи на состояние электронной оболочки атома может быть произведена на основе простых качественных соображений. Если пользоваться системой отсчета, связанной с распадающимся ядром, то возмущение, которое испытывают электроны оболочки, заключается в том, что они получают импульс $-m_e \vec{v}_r$ в своем движении относительно ядра (\vec{v}_r — скорость ядра отдачи).

Условие, что такое возмущение является неадиабатическим в отношении электронного перехода с энергией ΔE , может быть записано, в соответствии с (32.1), в следующем виде:

$$\frac{1}{\Delta t} \gg \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{1}{\tau_e}, \quad (32.2)$$

где Δt — время, в течение которого скорость электрона относительно ядра меняется от 0 до v_r ,

τ_e — период электронных колебаний.

Так как $\Delta t \approx \frac{a}{v_r}$ и $\frac{\Delta E}{h} \approx \frac{v_e}{a}$ (a — радиус атомной орбиты, v_e — скорость электрона на ней), то последнее неравенство примет вид:

$$\frac{v_r}{v_e} \gg 1 \quad (32.2a)$$

или

$$\left(\frac{v_r}{v_0}\right)\left(\frac{n}{Z_s}\right) \gg 1. \quad (32.26)$$

Здесь $v_0 = \frac{e^2}{h} = 2,19 \cdot 10^8$ см/сек — средняя скорость электрона на боровской орбите, n — главное квантовое число орбиты, Z_s — эффективный заряд ядра для данной орбиты (§ 9).

В случае больших импульсов отдачи, когда скорость ядра отдачи намного превышает скорости наиболее сильно связанных электронов оболочки, ядро „не успевает“ увлечь ни одного электрона. Такой предельный случай полной ионизации атома может иметь место, например, при столкновениях быстрых космических частиц с ядрами атомов в верхних слоях атмосферы, при столкновениях быстрых нейтронов с атомами водорода и т. д.

В другом предельном случае, когда импульс отдачи настолько мал, что скорость движения ядра отдачи относительно электронной оболочки много меньше скоростей слабо связанных электронов, ядро увлекает за собой полный „комплект“ электронов. Этому условию, например, удовлетворяет случай испускания ядром мягких γ -квантов, когда импульс отдачи мал. Легко убедиться также в том, что скорость, приобретаемая атомами отдачи при α -распаде и β -распаде (см. табл. 3 и 5), недостаточна для того, чтобы вызвать ионизацию даже внешних электронов. В этом случае главную роль в возбуждении и ионизации атомов отдачи играют другие механизмы.

Наконец, может представиться множество промежуточных случаев, когда ядро при отдаче увлекает только часть электронов оболочки, наиболее сильно связанных. Так, разлет осколков деления происходит примерно адиабатически в отношении внутренних электронов. Наоборот, для внешних электронов выполняется условие (32.2). Соответствующие расчеты влияния отдачи на начальный заряд осколков были проведены в работах Мигдала [297] и позднее в работах Лэмба [257] и Бора [34]. Результаты этих расчетов рассмотрены в § 38.

Мигдал [296] и Фейнберг [140] показали, что главную роль при возбуждении и ионизации атомов отдачи в случае переходов, связанных с испусканием или поглощением заряженных частиц, играет „встряска“, которую испытывают электроны при внезапном изменении заряда ядра. Частота возмущения в этом случае может быть охарактеризована относительной скоростью изменения заряда $\left(\frac{\Delta Z}{\Delta t} / Z_0\right)$. Условие, что возмущение будет внезапным в отношении атомного перехода с энергией ΔE , запишется, в соответствии с (32.1), в следующем виде:

$$\left| \frac{\Delta Z}{\Delta t} \right| \frac{1}{Z_0} \gg \frac{\Delta E}{\hbar}. \quad (32.3)$$

Используя известные из боровской теории водородоподобных атомов соотношения

$$a = a_0 \frac{n^2}{Z_0} = 5 \cdot 10^{-8} \frac{n^2}{Z_0} \text{ см} \quad (32.4)$$

и

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a_0} = 1 \text{ Ry} = 13,55 \text{ в}, \quad (32.5)$$

неравенство (32.3) можно записать в следующем виде [30]:

$$\left(\frac{v_{\text{част.}}}{c} \right) \left(\frac{\Delta Z}{n^2} \right) \left(\frac{3700}{\Delta E} \right) \gg 1, \quad (32.3 \text{ а})$$

где $v_{\text{част.}}$ и ΔZ — скорость и заряд испущенной частицы; ΔE выражено в вольтах.

Общие формулы квантовой теории возмущений, зависящих от времени. Для того чтобы вычислить вероятность возбуждения или ионизации атомов при радиоактивных превращениях, необходимо, строго говоря, решить уравнение Шредингера с гамильтонианом, зависящим от времени. Точное решение такой задачи оказывается невозможным.

Приближенные методы [264, 329] исходят из предположения, что можно указать независимый от времени гамильтониан, который аппроксимирует истинный потенциал в том смысле, что для него может быть решено уравнение Шредингера.

Пусть в начальный момент система находится в невозмущенном состоянии и характеризуется волновой функцией

Ψ_0^I , которая является соответственной функцией гамильтониана невозмущенной системы и может быть получена решением уравнения Шредингера:

$$H^I \Psi_0^I = E_0^I \Psi_0^I$$

(E_0^I — собственные значения гамильтониана невозмущенной системы).

Под действием зависящего от времени возмущения $V(t)$ гамильтониан системы принимает вид H^{II} , причем

$$H(t) = H^{II} + V(t),$$

$$H^I = H^{II} + V(0); \quad V(\infty) = 0. \quad (32.6)$$

Для вычисления вероятности атомных переходов под действием возмущения необходимо определить вероятность нахождения системы в тех или иных собственных состояниях оператора H^{II} .

Вероятность нахождения системы в состоянии n оператора H^{II} в начальный момент определяется квадратом модуля коэффициента C_n^0 в разложении:

$$\Psi_0^I = \sum C_n^0 \Psi_n^{II}.$$

При этом

$$C_n^0 = \int \bar{\Psi}_n^{II} \Psi_0^I d\tau.$$

Вероятность нахождения системы в состоянии n оператора H^{II} при $t > 0$ определяется коэффициентом $C_n(t)$ в разложении:

$$\Psi = \sum C_n e^{-iE_n t} \Psi_n^{II}. \quad (32.7)$$

При этом Ψ удовлетворяет временному уравнению Шредингера¹:

$$H\Psi = i \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (32.8)$$

Проблема вычисления эффекта возмущения сводится к нахождению закона изменения коэффициентов C_n во времени.

¹ Здесь приняты атомные единицы $\hbar = e = m = 1$.

Подстановка (32.7) в (32.8), умножение на Ψ_m^{II} и интегрирование по всей области изменения переменных приводят к известной формуле:

$$\dot{C}_m = -i \sum V_{nm} e^{i(E_m - E_n)t} C_n, \quad (32.9)$$

где $V_{nm} = \int \bar{\Psi}_m^{\text{II}} V \Psi_n^{\text{II}} d\tau$ есть матричный элемент энергии возмущения.

Совокупность уравнений (32.9) для всех n эквивалентна уравнению Шредингера. Предположим, что коэффициенты C_n слабо меняются с течением времени. Тогда вместо (32.9) имеем:

$$\dot{C}_m \simeq -i \sum V_{nm} e^{i(E_m - E_n)t} C_n^0$$

и соответственно

$$C_m(t) \simeq C_m^0 - i \sum C_n^0 \int_0^t V_{nm} e^{i(E_m - E_n)t} dt. \quad (32.10)$$

Из (32.10) следует, что изменением коэффициентов за время действия возмущения V можно пренебречь, если малы величины

$$\int_0^\infty V_{nm} e^{i(E_m - E_n)t} dt.$$

Нас будут интересовать малые возмущения системы. В этом случае операторы H^{I} и H^{II} слабо отличаются друг от друга и мы имеем в соответствии с теорией малых возмущений:

$$\Psi_0^{\text{I}} = \Psi_0^{\text{II}} + \sum' \frac{V_0^{0n}}{E_0 - E_n} \Psi_n^{\text{II}}.$$

При этом коэффициенты C_n^0 равны:

$$C_0^0 = 1; \quad C_n^0 = \frac{V_0^{0n}}{E_0 - E_n} \quad (n \neq 0). \quad (32.11)$$

Подстановка в (32.10) приводит к выражению

$$C_n \simeq \frac{V_0^{0n}}{E_0 - E_n} - i \int_0^t V_0^{0n}(t) e^{i(E_n - E_0)t} dt. \quad (32.12)$$

В случае внезапного возмущения время Δt заметного изменения возмущения мало по сравнению с периодом системы.

При этом

$$\int_0^t V^{0n} e^{i(E_n - E_0)t} dt \approx \int_0^t V^{0n} dt \approx V_0^{0n} \tau,$$

так как в соответствии с определением внезапных возмущений (32.1)

$$\Delta t |E_n - E_0| \ll 1.$$

Изменением коэффициентов C_n в разложении можно пренебречь, и тогда вероятность нахождения системы в состоянии n -оператора H^{II} определяется просто:

$$P_{0n} = \left| \int \bar{\Psi}_n^{II} \Psi_0^I d\tau \right|^2. \quad (32.13)$$

В другом предельном случае, когда время заметного изменения возмущения системы Δt велико по сравнению с периодами системы, т. е. если выполняется неравенство

$$\Delta t |E_n - E_0| \gg 1, \quad (32.14)$$

вероятность переходов может быть получена с помощью разложения (32.10) в ряд по степеням отношения атомных периодов к времени Δt .

Для этого следует проинтегрировать по частям интеграл в (32.10). Для больших t ($t \gg \Delta t$) имеем:

$$\begin{aligned} -i \int_0^\infty V^{0n}(t) e^{i(E_n - E_0)t} dt &= \frac{V^{0n}(t) e^{i(E_n - E_0)t}}{(E_0 - E_n)} \Big|_0^\infty - \\ &- \frac{1}{E_0 - E_n} \int \frac{dV^{0n}}{dt} e^{i(E_n - E_0)t} dt = \\ &= -\frac{V_{(0)}^{0n}}{E_0 - E_n} - \frac{i \left(\frac{dV^{0n}}{dt} \right)}{(E_0 - E_n)^2} + 0 \left(\frac{1}{\omega^2 \Delta t^2} \right). \end{aligned}$$

Здесь $\omega = \frac{E_0 - E_n}{\hbar}$ — частота колебаний электронов в обычных единицах.

Подстановка в (32.10) с учетом (32.11) дает

$$C_n \approx \left| \frac{\left(\frac{dV^{0n}}{dt} \right)_0}{i(E_0 - E_n)^2} \right|. \quad (32.15)$$

Соответственно вероятность атомного перехода при адиабатическом возбуждении равна:

$$P_{0n} = \left| \frac{\left(\frac{dV^{0n}}{dt} \right)_0}{(E_0 - E_n)^2} \right|^2. \quad (32.16)$$

§ 33. ВЕРОЯТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ПРИ β -РАСПАДЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ В НЕАДИАБАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Вводные замечания. Как было уже отмечено в § 32, возбуждение и ионизация атомов при β -распаде обусловлены главным образом эффектом „встряски“, связанной с изменением заряда ядра. При β -распаде изменение заряда происходит быстро в масштабе атомных периодов, так что электроны оболочки „внезапно“ оказываются в поле ядра с новым зарядом $Z \pm 1$. В то же время суперпозиция атомных состояний, возникшая в начальный момент и соответствующая ядру с зарядом $Z \pm 1$, не изменяется сколько-нибудь заметно в результате прохождения β -частицей оболочки атома. Вероятность непосредственного возбуждения оболочки пролетающей β -частицей по порядку величины равна $\left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2$.

Относительное изменение волновой функции атомных электронов при эмиссии β -частицы равно

$$\frac{\Delta\Psi}{\Psi} \approx \nu t = Z, \alpha \ll 1.$$

Здесь ν — характеристическая частота электронов,
 t — время пролета β -частицей расстояния до соответствующей оболочки,
 Z — эффективный заряд ядра,
 α — постоянная тонкой структуры.

Благодаря этому количественные расчеты вероятности автовозбуждения (ионизации) атома при β -распаде сводятся

в конечном счете к разложению волновой функции начального атома в ряд по собственным функциям стационарных состояний конечного атома [296,140]. Вероятность того, что атом отдачи при β -распаде окажется в некотором состоянии α , дается квадратом коэффициента при соответствующем члене разложения (см. § 32):

$$P_{\alpha} = \left| \int \cdots \int \Psi_{\alpha}^{*}(q_1, q_2 \cdots q_N, Z \pm 1) \times \right. \\ \left. \times \Psi_0(q_1, q_2 \cdots q_N, Z) d\tau_1 \cdots d\tau_N \right|^2. \quad (33.1)$$

Здесь Ψ_0 — волновая функция начального атома,
 Ψ_{α} — волновая функция атома отдачи в состоянии α ,
 q_i — совокупность пространственных и спиновых координат i -го электрона.

Расчеты по формуле (33.1) оказываются возможными только в том случае, когда известны точные волновые функции возбужденных состояний атомов. Вследствие этого практическое использование формулы (33.1) в настоящее время ограничено двумя-тремя элементами в начале периодической системы элементов. Результаты одного из подобных расчетов будут рассмотрены ниже.

Расчеты с использованием функций водородоподобных атомов. Вычисления становятся возможными и сравнительно простыми, если исходить из описания оболочки через состояние отдельных электронов, например, если использовать одноэлектронные функции водородоподобных атомов. В этом приближении вероятность перехода данного электрона из атомного состояния α , соответствующего заряду Z , в состояние β , соответствующее заряду $Z \pm 1$, равна:

$$P_{\alpha, \beta} = \left| \int \varphi_{\beta}^{*}(q, Z \pm 1) \varphi_{\alpha}(q, Z) d\tau \right|^2, \quad (33.2)$$

где φ_{α} , φ_{β} — водородоподобные функции соответствующих состояний; индексы α и β обозначают наборы квантовых чисел, характеризующих состояния.

В соответствии с законом сохранения при переходах $\alpha \rightarrow \beta$ полный момент количества движения и четность начального и конечного состояний электрона (атома) должны оставаться неизменными. В случае руссель-саундеровской свя-

зи орбитального и спинового моментов количества движения (§ 1) переходы оказываются возможными, если имеет место сохранение орбитального и спинового моментов по отдельности. В этом приближении, которое обычно и используется при расчетах вероятности возбуждения атомов при β -распаде [296, 256, 396], начальное и конечное состояния атомов характеризуются одинаковыми значениями орбитального и спинового квантовых чисел, т. е. устанавливаются правила отбора (9.2), что соответствует дипольным атомным переходам. С учетом правил отбора (9.2) вероятность перехода $(n, l) \rightarrow (n', l)$ можно записать в следующем виде:

$$P_{nl \rightarrow n'l} = P_{nn', l} = |a_{nn', l}|^2 = \left| \int R_{nl}(r, Z) R_{n'l}(r, Z') r^2 dr \right|^2, \quad (33.3)$$

где R_{nl} — радиальная волновая функция электрона в состоянии (nl) .

Результаты вычислений, в согласии с известной качественной оценкой $P_{\alpha\beta} \sim Z^{-2}(\alpha, \beta)$, удобно выражать в следующей форме:

$$P_{nn', l} = C_{nn', l} Z^{-2}. \quad (33.4)$$

Заметим, что величина $P_{nn, l}$ характеризует вероятность того, что состояние электрона при β -распаде остается неизменным. Разность

$$1 - P_{nn, l} = 1 - a_{nn, l}^2$$

представляет суммарную вероятность всех возможных переходов электрона на более высокие состояния дискретного спектра (возбуждение) и переходов в состояния непрерывного спектра (ионизация). Точнее, разность $(1 - P_{nn, l})$ дает верхний предел этой суммы, так как некоторые переходы к состояниям дискретного спектра запрещены принципом Паули. Для K -электрона, в соответствии с (33.3), имеем:

$$a_{11,0} = AZ^{\frac{3}{2}} (Z+1)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \exp(-Zr) \exp[-(Z+1)r] r^2 dr =$$

$$= \left\{ \frac{\left(Z + \frac{1}{2}\right)^2 - \frac{1}{4}}{\left(Z + \frac{1}{2}\right)^2} \right\}^{\frac{3}{2}} \approx 1 - \frac{3}{8} Z^{-2}$$

(используются атомные единицы).

Соответственно верхний предел суммарной вероятности переходов электрона из состояния $n=1$ к высшим энергетическим состояниям равен:

$$1 - |a_{11,0}|^2 = \frac{3}{4} Z^{-2} \quad \left(C_{11,0} = \frac{3}{4} \right),$$

а верхний предел образования вакантного места („дырки“) на K -оболочке атома равен

$$2 \cdot \frac{3}{4} Z^{-2} = 1,5 Z^{-2}.$$

Подобные вычисления для L -подоболочек приводят к следующим результатам. Верхний предел вероятности образования дырки в состоянии $2s$ равен $9/4 Z^{-2}$, а в состоянии $2p$ — $5/4 Z^{-2}$ (в расчете на один электрон и на один акт β -распада), т. е. имеем:

$$C_{22,0} = \frac{9}{4}, \quad C_{22,1} = \frac{5}{4}.$$

Нижний предел вероятности образования дырки на какой-либо подоболочке атома равен вероятности ионизации оболочки, т. е. вероятности электрону перейти в одно из состояний непрерывного спектра.

Для вычисления вероятности ионизации атома при β -распаде применяется несколько способов. Один из них заключается в использовании волновых функций дискретного спектра для вычисления коэффициентов $C_{nn',l}$, входящих в формулу (33.4). В этом случае вероятность ионизации подоболочки (n, l) может быть вычислена с помощью следующего соотношения:

$$\begin{aligned} P_{nl}^{(\text{ион.})} &= \int_0^\infty P_{nl, \omega l} d\omega = 1 - \sum_{n'=1}^\infty P_{nn',l} = \\ &= \left(C_{nn,l} - \sum_0^\infty C_{nn',l} \right) Z^{-2} + o(Z^{-3}) = D_{nl} Z^{-2} + o(Z^{-3}). \end{aligned} \quad (33.5)$$

Такой способ был применен, например, в работе Шварца [396].

Используя известное выражение для радиальных функций водородоподобных атомов, нормированных к единице

$$R_{nl}(r, Z) = 2 \left(\frac{Z}{a}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{(n-l-1)!^{1/2}}{(n+l)!^{3/2} n^2} \exp\left(-\frac{rZ}{na}\right) \times \\ \times \left(\frac{2rZ}{na}\right)^l L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2rZ}{na}\right),$$

Шварц с помощью ряда преобразований приходит к следующей формуле:

$$P_{n'l',l} = 2 \frac{2(2s+1)(nn')^{2s+1}(n'-s)!(n'+s-1)!}{(n'-n)!^2(n-s)!(n+s-1)!} \times \\ \times \frac{1}{Z^2} \left(1 \pm \frac{1}{Z}\right)^{2s-1} \frac{\left[n'-n \pm \left(\frac{n}{Z}\right)\right]^{2(n'-n-1)}}{\left[n'+n \pm \left(\frac{n}{Z}\right)\right]^{2(2s+1+n'-n)}} \times \\ \times \left\{ \sum_{\lambda=0}^{n-s} (-1)^\lambda \frac{\left(\frac{-n'-s}{\lambda}\right) \left(\frac{n-s}{\lambda}\right)}{\left(\frac{-n'+n-1}{\lambda}\right)} \left(\frac{n'-n \pm \left(\frac{n}{Z}\right)}{n'+n \pm \left(\frac{n}{Z}\right)}\right)^{2\lambda} \right\}^2. \quad (33.6)$$

Здесь $s = l + 1$; a — боровский радиус,
 L — полином Лагерра.

Таблица 41

Расчетные величины коэффициентов $C_{nl,l'}$ в формуле (33.4)

n	l	$l' = 1$	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0,750	0,312	0,0593	0,0217	0,0405	0,00585	0,00387	0,00239
2	0	0,312	2,250	1,082	0,189	0,0621	0,0377	0,0285	0,0143
2	1	0	1,250	0,783	0,137	0,0629	0,0243	0,0138	0,00873
3	0	0,0593	1,082	4,750	2,238	0,422	0,161	0,0808	0,0472
3	1	0	0,783	3,750	1,947	0,348	0,129	0,064	0,0369
3	2	0	0	1,750	1,272	0,196	0,0674	0,0320	0,0181

Конечные результаты вычислений Шварца с помощью формулы (33.6) представлены в виде численных значений коэффициентов $C_{n'l',l}$ в табл. 41. Как видно, величины $C_{11,0}$, $C_{22,0}$,

$C_{22,1}$, полученные Шварцем, точно совпадают с результатами, полученными при оценке верхних пределов вероятностей образования дырок на соответствующих подболочках (см. выше).

В четвертом столбце табл. 42 приведены численные значения величин D_{nl} , вычисленные по формуле (33.5) с использованием расчетных значений коэффициентов $C_{nl',l}$, содержащихся в табл. 41. Величины $D_{nl}Z^{-2}$, как это видно из формулы (33.5), определяют теоретическую вероятность ионизации электрона с данными значениями квантовых чисел, отнесенную к одному акту β -распада.

В некоторых отношениях более полезным способом вычисления вероятности ионизации атомов при β -распаде являются расчеты с использованием интегрального представления водородоподобных функций в состояниях непрерывного спектра [39]. Такой способ был использован в работах Мигдала [296], Фейнберга [140] и Левингера [256].

Таблица 42

Расчетные величины коэффициентов D_{nl} в формуле (33.5)

Коэффициент	По Мигдалу [296]	По Фейнбергу [140]	По Шварцу [396]	По Левингеру [256]
D_{10}	0,3	0,32	0,33	0,326
$\sum_1 D_{10}$	0,6	0,64	0,66	0,65
D_{20}	1,9	—	0,47	0,47
D_{21}	0,5	—	0,22	0,21
$\sum_1 D_{2l}$	6,8	—	2,26	2,1
D_{30}	3,6	—	0,52	—
D_{31}	0,8	—	0,34	—
D_{32}	0,2	—	0,12	—
$\sum_1 D_{3l}$	14	—	4,28	—

Интегральное представление водородоподобных волновых функций непрерывного спектра для K -электронов имеет следующий вид:

$$R_w = -2Z^{\frac{1}{2}} (2kr)^{-1} (1 - e^{-2\pi g^2})^{-1/2} (2\pi)^{-1} \times \\ \times \oint e^{-2ikr\xi} \left(\xi + \frac{1}{2}\right)^{-ig-1} \left(\xi - \frac{1}{2}\right)^{ig-1} d\xi. \quad (33.7)$$

Использование волновой функции (33.7) в уравнении (33.3) позволяет вычислить форму спектра ионизационных K -электронов. Соответствующие вычисления [296, 256] приводят к следующим выражениям для вероятности перехода электрона из состояния $1s$ в состояние непрерывного спектра с энергией от w до $w + dw$:

$$dP_{1,0}^{\text{ион.}} = P_{10}^{\text{ион.}}(g) dw = \\ = 2^6 Z^{-4} (1 - e^{-2\pi g})^{-1} g^8 (g^8 + 1)^{-4} \exp.(-4g \operatorname{ctg}^{-1} g) dw. \quad (33.8)$$

В приведенных здесь и ниже формулах приняты следующие обозначения:

$$g = \frac{Z}{k} = \frac{E_K}{w}, \quad (33.9)$$

E_K — энергия связи K -электрона в единицах $\frac{e^2}{a}$

$$E_K = \frac{1}{2} Z^2, \quad (33.10)$$

w — кинетическая энергия электрона в состоянии непрерывного спектра

$$w = \frac{1}{2} k^2 = \frac{Z^2}{2g^2}, \quad (33.11)$$

k — волновое число ионизационного электрона.

Теоретическая форма спектра электронов, испускаемых при ионизации K -оболочки атомов при β -распаде, графически представлена кривыми „ β “ на рис. 155. Ионизационные электроны с большой вероятностью обладают кинетической энергией, близкой к энергии связи их на K -оболочке. При $w > E_K$ вероятность ионизации быстро уменьшается с увеличением энергии ионизационных электронов. Это уменьшение, как показал Мигдал, пропорционально величине $w^{-\frac{7}{2}}$.

Интегрирование по спектру (33.8) дает полную вероятность ионизации K -оболочки, отнесенную к одному электрону и единичному акту распада:

$$P_{10}^{\text{ион.}} = \int_0^{\infty} P(g) dw = 0,32 Z^{-2}.$$

Результат этот с точностью до 5% согласуется с результатом вычислений другими методами [396, 140].

Подобным же образом можно произвести вычисления спектральных распределений ионизационных электронов L_I , L_{II} , L_{III} . Результаты при этом выражаются в следующем виде [256]:

спектр ионизационных электронов L_I

$$P_{20}^{\text{ион.}} d\omega = 2^{11} Z^{-4} (1 - e^{-2\pi g})^{-1} g^8 (3g^2 + 4)^2 \times \\ \times (g^2 + 4)^{-6} \exp. \left[-4gctg^{-1} \left(\frac{g}{2} \right) \right] d\omega; \quad (33.12)$$

спектр ионизационных электронов L_{II} и L_{III}

$$P_{21}^{\text{ион.}} d\omega = 2^{15} 3^{-1} Z^{-4} (1 - e^{-2\pi g})^{-1} g^{10} (g^2 + 1) \times \\ \times (g^2 + 4)^{-6} \exp. \left[-4gctg^{-1} \left(\frac{g}{2} \right) \right] d\omega. \quad (33.13)$$

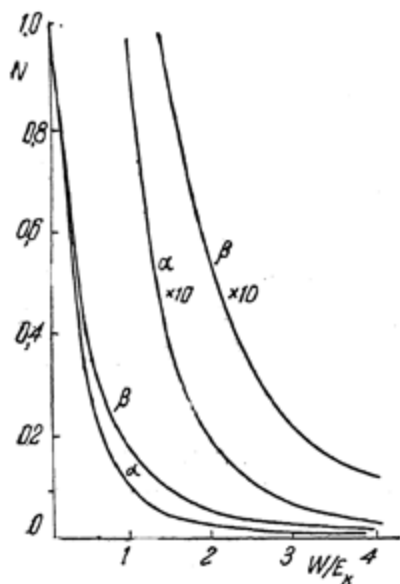


Рис. 155. Распределение ионизационных электронов при α - и β -распаде [256].

Полная вероятность ионизации электрона с подболочки L_I , полученная численным интегрированием (33.12), оказывается равной $0,47 Z^{-2} \frac{1}{\text{электрон-распад}}$.

Для электронов с подболочек L_{II} и L_{III} соответствующий результат оказывается равным

$$0,21 Z^{-2} \frac{1}{\text{электрон-распад}}$$

и т. д.

В табл. 42 сведены результаты расчетов вероятности ионизации K -, L - и M -электронов атомов при β -распаде, полученные различными авторами с использованием волновых функций водородоподобного атома.

Последнее обстоятельство является причиной того, что полученные результаты по необходимости являются при-

ближенными. В первую очередь возникает вопрос об учете влияния других электронов атома на вероятность атомных переходов при β -распаде (поправки на экранирование).

В принципе поправки на экранирование могут быть получены, если произвести расчеты по формуле (33.1) с использованием релятивистских волновых функций для атомного поля, подобно тому, как это делается при расчетах влияния экранирования на форму β -спектров (§ 15).

Значительно более простым способом является использование во всех приведенных выше расчетных соотношениях подходящих величин эффективных зарядов Z_e . Левингер [256] сделал сравнение приведенных выше результатов расчетов, при которых использовались кулоновские волновые функции, и расчетов, в которых использовались самосогласованные функции Хартри для атомов ртути. Он установил, что если в формулах для вероятности ионизации, полученных с помощью кулоновских функций, для электронов $1s$ и $2s$ использовать константы экранирования по Слэтеру (§ 9), то результаты удовлетворительно совпадают с результатами, полученными с использованием функций Хартри. Следует иметь в виду, однако, то обстоятельство, что выбор подходящей величины заряда Z_e представляет известные трудности [396].

Учет экранирования в общем приводит к увеличению вероятности ионизации внутренних оболочек. Этот эффект имеет существенное значение в случае ионизации электронов оболочек L , M и т. д. Влияние экранирования сказывается также в относительном увеличении числа частиц с низкой энергией в ионизационных спектрах.

Важно оценить также пригодность неадиабатического приближения, принятого в упомянутых выше расчетах. Это приближение является достаточно удовлетворительным для внутренних оболочек тяжелых атомов. Точность неадиабатического приближения уменьшается с увеличением номера оболочки и увеличением заряда ядра. Для внешних электронов оболочки встряска из-за изменения заряда ядра будет „запаздывающей“ и не такой сильной, как для электронов внутренних оболочек. Тем не менее, вероятность ионизации электрона при β -распаде растет с ростом номера оболочек, так как внешние электроны связаны слабее и эффективный заряд ядра для них мал.

Прямое взаимодействие β -частиц с атомными электронами является в общем случае пренебрежимо малым. При расчете вероятности ионизации оно играет роль релятивистской поправки [296, 140]. Легко показать, что отношение

вероятности ионизации электрона из-за прямых столкновений β -частиц с атомными электронами и вероятности ионизации из-за встряски при изменении заряда по порядку величины равно:

$$\frac{(P_{\text{ион.}})_{\text{пр. столкн.}}}{(P_{\text{ион.}})_{\text{изм. зар.}}} \simeq \left(\frac{Z_\beta e^2}{hc} \right) = \left(\frac{Z_\beta}{137} \right)^2 \ll 1.$$

Это отношение имеет простой физический смысл для K -электронов. В этом случае $\frac{Z_\beta e^2}{hc} = \left(\frac{v_K}{c} \right)^2$,

где v_K — скорость K -электрона,
 c — скорость света.

Как отметил Винтер [466], прямые столкновения β -частиц с электронами внутренних оболочек атомов могут быть причиной сильной ионизации атомов в целом из-за каскадных оже-переходов при заполнении образовавшейся дырки (§ 10). В общем случае необходимо также учесть возможность „разрядки“ некоторых квазисвязанных атомных состояний, возбужденных β -распадом, путем оже-эффекта.

Эффект отдачи ядра в случае β -распада оказывается сравнительно слабым. Возмущение из-за отдачи описывается операторами $e^{i\kappa r}$, где $\kappa = \frac{mv_r}{h}$ — волновое число электрона со скоростью, равной скорости отдачи, r — смещение электрона относительно ядра.

Вероятность перехода электрона из начального состояния u_0 в конечное u_n из-за отдачи равна:

$$P_{0n'} = \left| \int u_n^* e^{-i\kappa r} u_0 d\tau \right|^2. \quad (33.14)$$

Если учесть, что $\kappa \ll 1$, то вычисление вероятности ионизации атомов из-за отдачи сводится к суммированию квадратов дипольных моментов по всем состояниям непрерывного спектра [39].

Подобные вычисления [296, 256] привели к следующим результатам:

$$P_{10}^{\text{ион.}} = 0,28 \frac{\kappa_r^2}{Z^2},$$

$$P_{20}^{\text{ион.}} = 0,90 \frac{\kappa_r^2}{Z^2},$$

$$P_{21}^{\text{ион.}} = 0,69 \frac{\kappa_r^2}{Z^2} \text{ для } m = 0,$$

$$P_{21}^{\text{ион.}} = 0,48 \frac{\kappa_r^2}{Z^2} \text{ для } m = \pm 1. \quad (33.15)$$

В формулах (33.15) величины κ_r выражены в атомных единицах.

Теоретический расчет среднего заряда атомов отдачи при β -распаде He^6 . Вычисление вероятности возбуждения и ионизации атомов отдачи с помощью формулы (33.1) требует знания точных волновых функций атома в различных его возбужденных состояниях или волновых функций непрерывного спектра. Для сложных атомов такие вычисления невозможны в настоящее время по двум причинам: во-первых, неизвестны точные волновые функции возбужденных состояний атомов, во-вторых, если даже они известны, или имеется достаточно хорошее приближение для них, вычисления требуют большой и кропотливой работы, из-за сложного характера волновых функций [189].

Относительно легко вычислить вероятность ионизации и средний заряд атомов отдачи при β -распаде трития H^3 , используя волновые функции водорода и гелия, которые достаточно хорошо известны. Такие вычисления показали [46], что вероятность ионизации атома отдачи (He) при распаде трития равна 2,5%. Это значит, что средний заряд атомов гелия, образовавшихся в результате распада, должен быть несколько больше единицы ($\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 1,03$). Таким образом, ожидается, что большинство атомов отдачи представляют однозарядные ионы гелия He^+ , а некоторая относительно малая доля— He^{++} . Вычисления вероятности ионизации атомов отдачи при распаде He^6 с помощью (33.1) представляют уже более трудную задачу. Соответствующие расчеты сделаны Вингером [466] и представляют интерес в качестве примера использования наиболее общих приемов расчета вероятности ионизации.

Для расчетов по формуле (33.1) требуется знать прежде всего волновую функцию начального состояния атома гелия (Ψ_{He}). В зависимости от требуемой точности могут быть использованы следующие выражения, вычисленные Хиллеарсом [39, 164].

$$\Psi_{\text{He}}^{(1)} = 1,388 e^{-1,818s} (1 + 0,3534 u + 0,1282 t^2 - 0,1007 s + 0,0333 s^2 - 0,0317 u^2), \quad (33.16)$$

или

$$\Psi_{\text{He}}^{(2)} = 1,34 e^{-1,82} (1 + 0,290 u + 1,32 t^2), \quad (33.17)$$

или

$$\Psi_{\text{He}}^{(3)} = \frac{1,68^3}{\pi} e^{-1,68s}. \quad (33.18)$$

Здесь использованы атомные единицы и обозначено:

$$s = |\vec{r}_1| + |\vec{r}_2|; \quad t = |\vec{r}_1| - |\vec{r}_2|; \quad u = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|,$$

причем \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — суть радиус-векторы электронов. Функции $\Psi_{\text{He}}^{(1)}$ и $\Psi_{\text{He}}^{(2)}$ нормированы так, что

$$2\pi^2 \int_0^\infty ds \int_0^s du \int_0^u (\Psi)^2 u (s^2 - t^2) dt = 1.$$

Начальное состояние атома гелия характеризуется нулевым моментом количества движения и положительной четностью ($^1_0 0^+$ -состояние) и в спектроскопии обозначается $1s 1s^1 S_0$.

Происходящее вследствие испускания β -частицы увеличение заряда ядра приводит к возбуждению электронной оболочки атома. При этом могут представиться следующие возможные конечные состояния:

а) оба электрона получают достаточную энергию, чтобы стать свободными; конечное состояние системы—ядро лития (Li_{III}) и два свободных электрона с кинетической энергией w_1 и w_2 ;

б) один электрон остается связанным на одном из дискретных уровней атома лития, а другой покидает атом; конечное состояние системы—двухзарядный ион лития (Li_{II}) и свободный электрон с энергией w ;

с) оба электрона остаются связанными в атоме лития; конечное состояние системы—однозарядный ион лития (Li_I); электроны при этом могут находиться как в низшем (основном) состоянии, так и в возбужденных состояниях.

При этом следует заметить, что состояния Li_I типа $2snS$ или $2pnp$ ($p \geq 2$) являются квазисвязанными (виртуальными)

и благодаря взаимодействию электронов между собой распадаются посредством оже-эффекта на состояния типа b). Таким образом, при рассмотрении вопроса о конечном состоянии атома отдачи при распаде He^6 необходимо учитывать осуществление конечных свободных состояний типа a) и b) и связанных состояний Li_I типа $1sns^1S_0$.

Вероятность перехода обоих электронов начального атома в состояние непрерывного спектра дается суммой полной вероятности перехода к непрерывным состояниям ($P_{\text{непр.}}$) и полной вероятности перехода к связанным виртуальным состояниям ($P_{\text{вирт.}}$). Эта сумма дает вероятность ионизации и позволяет определить средний заряд атома отдачи. Однако вычисления $P_{\text{непр.}}$ сложны, так как трудно получить адекватные выражения для функций непрерывного спектра. Приблизительная оценка $P_{\text{непр.}}$, проведенная Винтером, дает $P_{\text{непр.}} \approx 0,015$, причем оказывается, что вклад переходов типа a), в результате которых возникает голое ядро, пренебрежимо мал ($\approx 0,001$).

Еще труднее обстоит дело с вычислением волновых функций виртуальных состояний [471] и, следовательно, вычислением $P_{\text{вирт.}}$. По оценке Винтера [466], $P_{\text{вирт.}} < 0,04$. Если принять эти оценки, то вероятность перехода к свободным состояниям, или вероятность ионизации, равна $P_{\text{ион.}} \approx 1,06$, т. е. следует ожидать, что средний заряд атомов отдачи при распаде He^6 равен $\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 1,06$. Из-за грубости оценок эта величина не может быть достаточно точной. Существуют более корректные способы вычисления среднего заряда атомов отдачи, поскольку вычисление волновых функций связанных состояний типа $1sns^1S_0$ для Li_{II} может быть проведено с большей точностью. Вероятность ионизации определяется в этом случае как разность между единицей и суммарной вероятностью перехода к связанным состояниям ($P_{\text{связ.}}$).

Волновые функции основного и возбужденного состояний Li_{II} в достаточно хорошем приближении имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_{1s2s} &= 6,219 e^{-3s} (1 + 0,11475s + 0,37594u + 0,18468t^2 + \\ &+ 0,1412s^2 - 0,17939u^2 + 0,05666us - 0,05506t^2u + 0,02918), \\ \Psi_{1s2s} &= e^{-2,04s} [(1,334s - 2,172) \cos h 1,001t + 1,114 \sin h 1,000t], \end{aligned} \quad (33.19)$$

$$\Psi_{1s3s} = 0,659 [e^{-3r_1\xi_1} (r_1)/r_1 + e^{-3r_2\xi_1} (r_2)/r_2], \quad (33.19)$$

$$\Psi_{1s4s} = 0,421 [e^{-3r_1\xi_2} (r_1)/r_1 + e^{-3r_2\xi_2} (r_2)/r_2].$$

Здесь $\xi_1 = r\Psi_1$, $\xi_2 = r\Psi_2$, Ψ_1 — радиальная волновая функция внешнего s -электрона.

Используя эти волновые функции, Винтер определил коэффициенты разложения волновой функции основного состояния атома гелия по волновым функциям связанных состояний $1sn_sS_0$ атома лития, дважды ионизованного в его внешней оболочке. Расчет приводит к следующим величинам амплитуд вероятностей переходов:

$$\begin{aligned} a_{11} &= a_{0,1s1s} = \iint \Psi_{\text{He}}^{(1)} \Psi_{1s1s} d\tau_1 d\tau_2 = 0,8184, \\ a_{12} &= a_{0,1s2s} = \iint \Psi_{\text{He}}^{(1)} \Psi_{1s2s} d\tau_1 d\tau_2 = 0,408, \\ a_{13} &= a_{0,1s3s} = \iint \Psi_{\text{He}}^{(2)} \Psi_{1s3s} d\tau_1 d\tau_2 = 0,163, \\ a_{14} &= a_{0,1s4s} = \iint \Psi_{\text{He}}^{(2)} \Psi_{1s4s} d\tau_1 d\tau_2 = 0,088. \end{aligned} \quad (33.20)$$

Вероятности переходов P_{11} , P_{12} , P_{13} и P_{14} оказываются равными соответственно 0,670, 0,166, 0,027 и 0,008. Показано также, что сумма вероятностей переходов к высшим состояниям равна

$$\sum_{n=5}^{\infty} P_{1n} = 0,12.$$

Полная вероятность перехода к связанным состояниям составляет

$$P_{\text{связ.}} = \sum_{n=1}^{\infty} P_{1n} = 0,883.$$

Вероятность перехода к свободным состояниям, т. е. вероятность ионизации, в этом приближении равна:

$$P_{\text{ион.}} = 1 - P_{\text{связ.}} = 0,117.$$

Учитывая то обстоятельство, что использование более точных функций связанных состояний привело бы к несколько большему значению $P_{\text{связ.}}$, Вингер установил следующую конечную величину вероятности ионизации атомов отдачи при β -распаде He^6 :

$$P_{\text{ион.}} = (10,5 \pm 1,5) \% \quad (33.21)$$

Согласно этой оценке, средний заряд иона отдачи (Li^6) при распаде He^6 должен быть равным:

$$\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 1,105 \pm 0,015. \quad (33.22)$$

Можно показать (см. выше), что поправки на ионизацию, вызванную непосредственными столкновениями с атомными электронами и отдачей, при распаде $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$, пренебрежимо малы ($< 0,01\%$).

Образование двух дырок на K -оболочке атомов отдачи при электронном захвате. В отличие от электронного и позитронного распадов, при которых образование „дырок“ на внутренних оболочках атомов отдачи вследствие автоионизации является относительно редким событием, в случае электронного захвата дырка на внутренней оболочке возникает в каждом акте распада.

Резкое изменение заряда ядра при электронном захвате обуславливает еще дополнительные возможности испускания кванта внутреннего тормозного излучения (§ 31) и возбуждения или ионизации второго K -электрона или электронов с других оболочек. Измерение максимальной энергии ионизационных электронов, так же как измерение максимальной энергии квантов внутреннего тормозного излучения, является прямым способом определения энергии, реализуемой при электронном захвате (§ 13). Поэтому представляет интерес рассмотреть расчеты вероятности автоионизации атомов при электронном захвате и спектрального распределения ионизационных электронов.

Полную вероятность образования двух дырок на K -оболочке при захвате K -электрона можно вычислить с помощью методов, использованных в работах [296, 140, 256]. Такие расчеты (см. выше) приводят к следующему результату:

$$P^{(2)} = 0,16 Z^{-2}. \quad (33.23)$$

Более строгий расчет вероятности образования двух дырок на K -оболочке при электронном захвате был произведен

Примаковым и Портером [34] на основе общей теории, описывающей β -взаимодействие нуклонов и легких частиц.

По вычислениям Примакова и Портера вероятность того, что второй (незахваченный) K -электрон при электронном захвате останется на K -оболочке, равна

$$P_{\text{ост.}} = 1 - \frac{3}{4} (1 - \gamma)^2 Z^{-2}$$

и, соответственно, вероятность образования двойной дырки на K -оболочке

$$P^{(2)} = \frac{3Z^{-2}}{4} (1 - \gamma)^2. \quad (33.24)$$

Здесь $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ — некоторая постоянная, учитывающая экранирование K -электрона другими электронами.

В хорошем приближении можно положить $\gamma_1 = 0,38$; $\gamma_2 = 0,12$. В этом случае вместо (33.23) имеем

$$P^{(2)} = \frac{3}{16} Z^{-2}. \quad (33.24a)$$

Второй K -электрон при возбуждении переходит либо в связанное состояние дискретного спектра, либо в состояние непрерывного спектра (ионизация). Вероятность последнего процесса, согласно расчетам, оказывается равной

$$P_{\text{ион.}} = 0,3 \frac{(1 - \gamma)^2}{(Z_0 - \gamma)^2} \approx 0,08 Z_0^{-2}. \quad (33.25)$$

Теоретическое распределение ионизационных электронов по импульсам определяется следующей функцией:

$$P(\eta) \approx \left[\frac{(1 - \gamma)^2}{Z_0^2} \right] 64 \left(\frac{Z_0}{137 \eta} \right)^7 \left(\frac{137}{Z_0} \right) \left[\exp. \left(\frac{2\pi \cdot Z_0}{137 \beta_e} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (33.26)$$

где $\eta = \frac{p_e}{m_e c}$.

Форма кривой распределения ионизационных электронов по импульсам для $Z = 26$ (железо) представлена в виде графика на рис. 156.

Для определения энергии перехода из экспериментальных данных о распределении ионизационных электронов может быть использован следующий прием.

Строится кривая $N^{\frac{1}{2}}(\eta) = f\left(1 + \frac{\eta^2}{2}\right)$ и определяется экстраполяцией точка пересечения этой кривой с осью импульсов. Эта точка и определяет энергию распада.

Следует отметить, что в нерелятивистском приближении спектр ионизационных электронов при K -захвате не зависит от формы β -взаимодействия или степени запрещенности перехода.

Вероятность возбуждения или ионизации L -электронов при K -захвате, как отметили Примаков и Портер, относительно мала из-за сильного экранирующего действия второго K -электрона. Если воспользоваться данными Слэтера (§ 9), то константа экранирования L -электронов K -электроном равна 0,85. При этом, как указал Вольфсберг [472], полная вероятность возбуждения электронов $2s$ и $2p$ равна $0,27/(Z-4,15)^2$, где Z — заряд дочернего ядра, а

4,15 — константа, учитывающая экранирование электрона на L -оболочке двумя электронами $1s$ и семью другими электронами с $n=2$.

Вольфсберг [472] произвел также расчет вероятности возбуждения K -электронов при L -захвате и установил, что вероятность этого процесса равна $\frac{0,174}{Z^2}$ на захват.

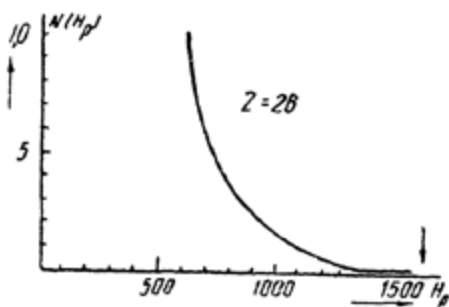


Рис. 156. Теоретические распределения ионизационных K -электронов при K -захвате в атомах железа [341].

§ 34. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ ПРИ β -ПРЕВРАЩЕНИЯХ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Средний заряд атомов при β -превращениях. Атомы отдачи при β -превращениях, как правило, ионизованы во внешних оболочках. Это было отмечено еще в ранних работах по собиранию активных осадков электрическим полем (§ 40).

Для определения среднего заряда атомов отдачи, возникающих в „объемном“ источнике, удобным оказался метод собирания ионов отдачи электрическим полем. Приемы, использованные в различных работах [343, 470] для определения среднего заряда атомов отдачи при распаде газообразных веществ, не отличаются чем-либо существенным друг от друга. Поэтому достаточно описать метод, примененный в работе Векслера [470] для определения среднего заряда атомов отдачи при распаде Ar^{37} и других активных газов. В этих опытах активный газ, пропущенный через систему ловушек, вводился в цилиндрическую или сферическую камеру объемом в несколько литров. Центральный собирающий электрод-коллектор поддерживался при отрицательном ($\sim 1,5$ кВ) относительно стенок камеры потенциале. Давление в камере было достаточно низким, так что возникающие в объеме ионы отдачи практически не испытывали столкновений на своем пути к коллектору. Для подавления вторичных электронов, образующихся на поверхности коллектора, последний окружался металлической сеткой, на которую подавался небольшой отрицательный потенциал. Ток ионов на коллектор измерялся с помощью динамического электрометра чувствительностью 10^{-17} а. В каждой серии опытов фиксировалось изменение тока в течение времени, по порядку величины равного периоду распада.

Средний заряд атомов отдачи определялся из отношения силы тока на коллектор к абсолютной скорости распада. Последняя измерялась также независимо по активности используемых образцов в пропорциональном счетчике, наполненном смесью аргона и метана. К измеренным величинам силы ионного тока вводились поправки, учитывающие коэффициент трансмиссии ионов и быстрых вторичных электронов через супрессорную сетку.

С учетом поправок величина среднего заряда атомов отдачи при распаде Ar^{37} в работе [470] определена равной

$$\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 3,0 \pm 0,2. \quad (34.1)$$

В работе других авторов [343], изучавших распад Ar^{37} , таким же методом получен следующий результат:

$$\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 3,41 \pm 0,14. \quad (34.2)$$

Эти результаты были подтверждены позднее в опытах сотрудников Окриджской лаборатории Снелла и Плизантона

[409], показавших, что среди атомов отдачи при распаде Ag^{37} имеются атомы с зарядом от 0 до $+7e$ (см. ниже).

Средний заряд атомов отдачи при распаде Ag^{37} по их измерениям имеет величину от 3,26 до 3,20 в зависимости от давления в приборе (табл. 43).

Кофуд-Хансен [225], используя другой метод изучения зарядового распределения атомов отдачи, получил меньшее значение для величины среднего заряда атомов при распаде Ag^{37} :

$$\langle n \rangle_{\text{ср.}} = 2,64 \pm 0,08. \quad (34.3)$$

Сильная ионизация атомов при распаде Ag^{37} объясняется большой вероятностью каскадных оже-переходов при заполнении дырок на внутренних оболочках электронами с внешних оболочек (§ 10).

В тех случаях, когда заполнение дырок на внутренних оболочках происходит главным образом путем радиационных рентгеновских переходов, средний заряд атомов отдачи должен быть значительно меньше.

Таблица 43

Экспериментальные данные о зарядовом распределении атомов отдачи при распаде Ag^{37}

Заряд ионов отдачи	Относительная доля ионов данного заряда	
	по данным [225]	по данным [409]; давл. $7 \cdot 10^{-6}$ мм
1	$0,26 \pm 0,03$	$0,062 \pm 0,001$
2	$0,13 \pm 0,04$	$0,157 \pm 0,004$
3	$0,38 \pm 0,04$	$0,392 \pm 0,005$
4	$0,18 \pm 0,02$	$0,267 \pm 0,004$
5	$0,04 \pm 0,01$	$0,100 \pm 0,002$
6	$0,01 \pm 0,01$	$0,018 \pm 0,001$
7	—	$0,004 \pm 0,001$
Средний заряд	$2,64 \pm 0,08$	$3,26 \pm 0,003$

В работе [469] для определения среднего заряда атомов отдачи также использовался метод собирания ионов отдачи на центральный электрод в цилиндрической или сферической камерах. Найдено, что средний заряд атомов отдачи при β -распаде H^3 (в форме молекулярного водорода) равен $+0,92$, а при распаде C^{14} (в форме CO_2) равен $+1,0$. Очевидно, это несколько преуменьшенные значения, если учесть,

что исходные атомы входят в состав соединений. Заметим, что по расчету (§ 33) средний заряд атомов отдачи при распаде H^8 составляет $+1,03$, при распаде $\text{He}^6 - 1,10$. Те же авторы показали, что средний заряд атомов отдачи, возникающих при распаде смеси β -активных газов Kr^{85} , Kr^{87} , Kr^{88} , Xe^{135} , равен $+ (1,1 \div 1,2)$.

Группа ученых Окриджской лаборатории [431] произвела магнитный анализ молекулярных осколков при β -распаде молекул HT и установила, что основная группа заряженных „осколков“ (93,3%) имеет состав $(\text{He}^3\text{H})^+$; остальная доля составлена ионами He^{3+} H^+ и $(\text{He}^3)^{++}$.

В работе Максона, Аллена, Иентчке [304] установлено, что большая часть ионов отдачи при позитронном распаде Ne^{29} имеет отрицательный заряд -1 . Образуются также и однозарядные положительные ионы отдачи, но число их примерно в 10 раз меньше числа однозарядных отрицательных ионов. К сожалению, в работе не было установлено, какая доля атомов при позитронном распаде N^{19} имеет нулевой заряд. Есть основания полагать, что эта доля не мала. Возможно также образование двухзарядных отрицательных и положительных ионов. Действительно, средняя энергия, идущая на возбуждение атома с $Z = 10$, согласно § 19, равна 54 эв , в то время как для отрыва двух внешних электронов от иона фтора требуется только $21,5 \text{ эв}$.

Ряд отрывочных сведений о заряде атомов отдачи при β -превращениях можно получить также из экспериментальных работ [7—10, 412].

Таким образом, исследования приводят к выводу, что средний заряд легких атомов отдачи при электронном распаде несколько больше единицы. С увеличением Z и уменьшением верхней границы β -спектра средний заряд увеличивается. При позитронном распаде средний заряд атомов отдачи, по-видимому, несколько меньше -1 .

При электронном захвате средний заряд атомов отдачи порядка нескольких единиц. Особенно большие заряды наблюдаются при каскадных оже-переходах в атомной оболочке. Подобный же механизм может иметь место при электронном или позитронном распадах, сопровождаемых ионизацией внутренних K - и L -оболочек. Хотя вероятность ионизации внутренних оболочек мала (§ 33), образование дырки на внутренней оболочке может привести к каскаду оже-переходов. В конечном счете, некоторая доля атомов отдачи будет иметь большой внешний заряд. Это обстоятельство следует иметь в виду при оценке опытных данных, получен-

ных при изучении спектров отдачи магнитными и электрическими методами.

Зарядовое распределение атомов отдачи при распаде Ar^{37} . Зарядовое распределение атомов отдачи, возникающих при распаде Ar^{37} , было изучено в работах [225, 409, 410, 411].

Кофуд-Хансен [225] применил для изучения зарядового распределения атомов отдачи перекрещивающиеся электрическое и магнитное однородные поля.

Движение заряженной частицы в перекрещивающихся электрическом и магнитном полях является периодическим в направлении, параллельном электрическому полю, в том случае, если напряженность магнитного поля не больше напряженности электрического поля E' . При этом точки экстремума траекторий частиц с массой M , зарядом ne , скоростью u определяются следующими уравнениями:

$$x_{\max} - x_0 = Ba \left\{ 1 + A \sin \theta \cos \varphi + [1 + 2A \sin \theta \cos \varphi + A^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} \right\}, \quad (34.4)$$

$$x_{\min} - x_0 = Ba \left\{ 1 + A \sin \theta \cos \varphi - [1 + 2A \sin \theta \cos \varphi + A^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} \right\},$$

где x_0 — начальная координата частицы,

θ — угол между направлением начальной скорости частицы и направлением магнитного поля (ось z),

φ — угол между направлением начальной скорости и осью y ,

$2a$ — расстояние между пластинами электрического конденсатора:

$$A = 2a \frac{Hu}{Vc}, \quad B = \frac{2Mc^2V}{(2aH^2)n}, \quad V = 2aE. \quad (34.5)$$

Отсюда видно, что период движения частиц в направлении электрического поля существенно зависит от их массы, начальной скорости и заряда. Поэтому атомы отдачи и вторичные электроны совершают различные пути. Из-за большой массы длина осцилляции атома отдачи вдоль оси x по порядку величины в 10 000 раз превышает длину осцилляции вторичных электронов вдоль той же оси. Когда

длина осцилляции ($x_{\max} - x_{\min}$) $\geq 2a$, частицы данного сорта захватываются одной из пластин конденсатора, но не закручиваются. В общем же случае относительная доля частиц h , перехваченных „отталкивающей“ пластиной конденсатора, доля частиц f , перехваченных „притягивающей“ пластиной, и доля частиц g , закрученных в поле, являются сложными функциями величин A и B . Когда частицы имеют некоторое распределение по начальным скоростям, функции f , g , h должны быть проинтегрированы по этому распределению. Для учета распределения частиц по заряду должно быть дополнительно произведено суммирование.

В опытах по изучению зарядового распределения атомов отдачи при распаде Ag^{37} можно пренебречь разбросом начальных скоростей атомов отдачи, вызванным отдачей от оже-электронов и тепловым движением. В этом случае полные токи на положительную и отрицательную пластину конденсатора представляются формулами:

$$i_+ \approx \sum S_n n h(A, B) N_e - N_e \langle n \rangle \frac{1}{2} \pi c \langle p_e \rangle \frac{1}{2Hae}, \quad (34.6)$$

$$i_- \approx \sum S_n n f(A, B) N_e - N_e \langle n \rangle \frac{1}{2} \pi c \langle p_e \rangle \frac{1}{2Hae}, \quad (34.7)$$

где n — заряд атома отдачи,

$\langle n \rangle$ — средний заряд,

S_n — функции распределения по заряду,

$\langle p_e \rangle$ — средний импульс вторичных электронов,

N_e — полное число распадов за единицу времени.

Особенно простой вид формулы (34.6) и (34.7) приобретают при выполнении условий:

$$B > \frac{1}{1-A}, \quad A < 1, \quad (34.8)$$

$$B < \frac{1}{1-A}, \quad A < 1. \quad (34.9)$$

Условие (34.8) означает, что частицы не закручиваются, а полностью перехватываются пластинами конденсатора. В этом случае полный ток на пластины запишется в следующем виде [221]:

$$i_- \approx N_e \langle n \rangle - N_e \frac{\langle E_r \rangle}{6Ve} - N_e \frac{\langle n \rangle \pi p_e c}{8aHe}, \quad (34.10)$$

$$i_+ \approx N_e \frac{\langle E_r \rangle}{6Ve} - N_e \frac{\langle n \rangle \pi \langle p_e c \rangle}{8aHe}. \quad (34.11)$$

Здесь $\langle E_r \rangle$ означает среднюю энергию отдачи, $\langle p_e \rangle$ — средний импульс вторичных электронов.

Условие (34.9), наоборот, означает, что „наибольшая“ траектория частиц полностью размещается в пространстве между пластинами. И в этом случае токи на пластины кон-

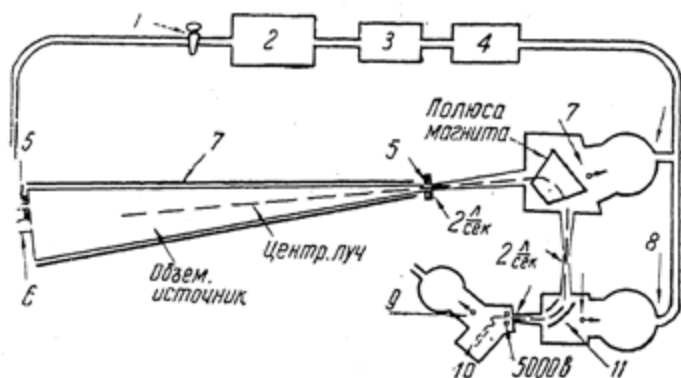


Рис. 157. Экспериментальная установка Снелла и Плизантона [409] для исследования спектров отдачи при распаде Ag^{37} ;

1—регулировка подачи газа, 2—очистка Ag^{37} , 3—насос Теплера, 4—ловушка, 5—изолятор, 6—съемная пробка, 7—ртутный насос

$\left(200 \frac{\text{А}}{\text{сек}}\right)$, 8—ртутный насос $\left(300 \frac{\text{А}}{\text{сек}}\right)$, 9—диффузионный масляный насос $\left(120 \frac{\text{А}}{\text{сек}}\right)$, 10—ЗУ, 11—электростатический анализатор.

денсатора будут представляться выражениями, зависящими только от средних величин импульса, энергии и заряда атомов отдачи.

На основе этих соображений и расчетов Кофуд-Хансен сконструировал прибор, состоящий из вакуумной камеры с набором конденсаторных пластин, помещенной внутрь соленоида. На этом приборе были произведены исследования распределения ионов отдачи по заряду. Результаты измерений Кофуд-Хансена представлены в табл. 43.

Несколько позднее появилась интересная серия работ [409, 410, 411], выполненных сотрудниками Окриджской лаборатории. В этих работах атомы отдачи при распаде Ag^{37} анализировались с помощью магнитного и электростатического спектрометров.

Схема установки, использованной в этих работах, представлена на рис. 157. Ионы отдачи из источника, представляющего конический трехметровый контейнер, заполненный

Ag^{37} при давлении от $7 \cdot 10^{-6}$ до $1,6 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., проходили через узкую щель в магнитный анализатор с профилированными полосами и затем фокусировались и анализировались второй раз в сферическом электростатическом анализаторе. После этого ионы ускорялись потенциалом 4600 в и регистрировались электронным умножителем алленовского типа, выполненным из алюминиево-магниевого сплава.

Раздельная откачка производилась с помощью нескольких высокопроизводительных диффузионных насосов. Форвакуумные насосы были заменены насосами Теплера, позволявшими утилизировать и вновь использовать аргон. Количество активного аргона, который находился в объеме источника во время измерений, колебалось от 2 до 10 милликюри. Источник был изолирован от земли, и стенки его имели потенциал в несколько вольт относительно земли. Энергетическая ширина пропускания спектрометра была меньше, чем естественная ширина линий энергетического спектра. Благодаря этому разрешение спектрометра было достаточно высоким ($\sim 2,8\%$), чтобы изучать форму спектра в деталях. Использование комбинации магнитного и электростатического анализаторов позволяло производить измерение энергетических спектров ионов отдачи с данными $\frac{e}{m}$ при фиксированных значениях V_p , причем спектры получались путем простого счета частиц в функции потенциала, который имели стенки „источника“ относительно земли. Поле в электростатическом анализаторе при этом имело такую величину, чтобы пропускать ионы с данным $\frac{e}{m}$, прошедшие через магнитный анализатор.

Связь между величиной V_p , зарядом, энергией отдачи и потенциалом источника определяется известной формулой

$$V_p = 143,94 \{ M (E_r + nV_s) \}^{1/2} / n, \quad (34.12)$$

где V_p выражено в гс. см,
 M — масса в атомных единицах,
 n — заряд,
 E_r — энергия отдачи в эв,
 V_s — потенциал стенок в вольтах.

Величина V определялась методом протонного резонанса. Типичные спектры отдачи для однозарядных и пятизарядных ионов отдачи при распаде Ag^{37} , полученные в этой работе, приведены на рис. 158 и 159.

Как следует из сравнения спектров, приведенных на, рис. 158 и 159, при больших потенциалах источника кривые практически представляют кривые трансмиссии спектрометра

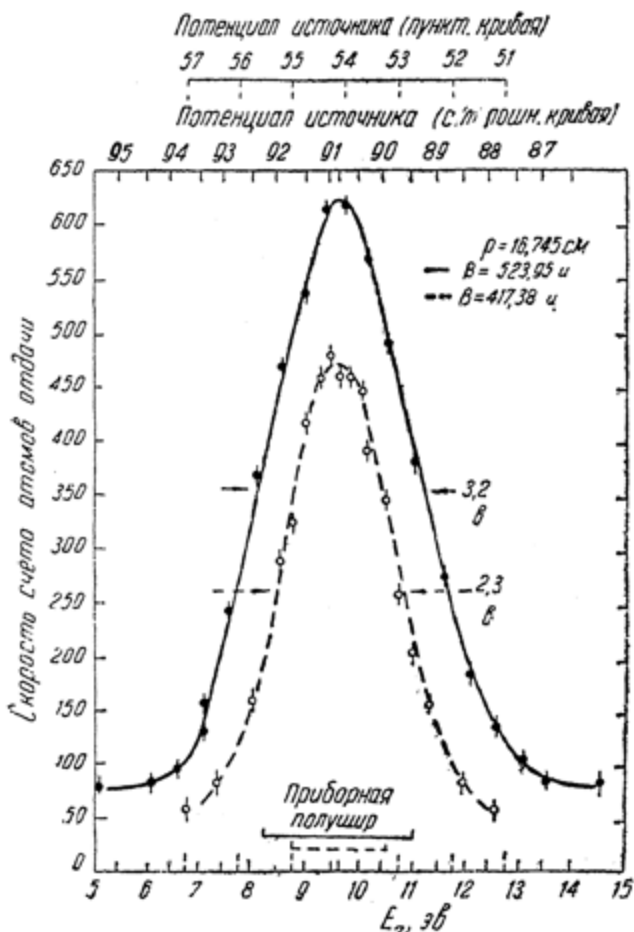


Рис. 158. Измерение кривой распределения однозарядных ионов отдачи при распаде Ag^{37} при различных магнитных полях и потенциалах источника [409]. Кривые использованы для точного определения энергии отдачи.

и разрешение по энергии мало. Наоборот, при малых потенциалах источника разрешение было достаточно велико, так как в этом случае ширина полосы пропускания спектрометра была меньше, чем естественная ширина линий.

Из кривых рис. 158 авторы устанавливают величину энергии отдачи равной

$$E_r = 9,63 \pm 0,06 \text{ эв.}$$

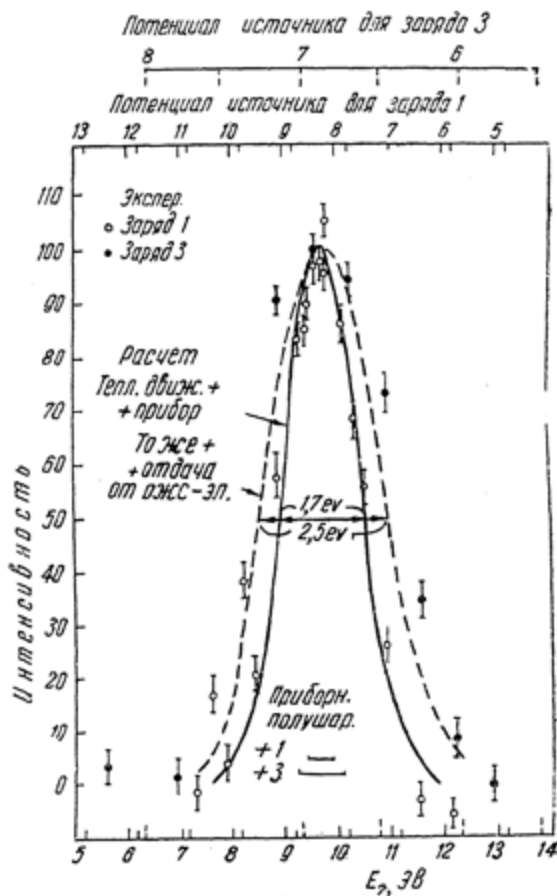


Рис. 159. Сравнение естественной формы линий для однозарядных и трехзарядных ионов отдачи при распаде Ag^{27} . Точками изображены результаты экспериментальных исследований; теоретические кривые построены с учетом теплового движения атомов, отдачи от оже-эффекта и приборной полуширины.

Эта величина хорошо согласуется с рассчитанной по формуле (23.14) величиной $9,65 \pm 0,05 \text{ эв.}$ При этих расчетах, как уже говорилось, масса покоя нейтрино была принята

равной нулю. Если бы, например, масса покоя нейтрино была бы равна $\sim 1\%$ ее кинетической энергии, то, согласно соотношению (23.14), следовало бы ожидать энергию отдачи $9,75 \pm 0,05$ эв.

Таким образом, значение величины E_ν , установленное в этих опытах, позволяет считать, что масса покоя нейтрино не превосходит 5—6 кэв.

Было произведено сравнение полученных в опытах естественных форм „линий“ для однозарядных и трехзарядных ионов с вычисленными формами „линий“. Наблюдавшаяся на опыте естественная ширина линии при половине интенсивности для однозарядных ионов (1,7 эв) хорошо согласовалась с вычисленной при учете только теплового движения атомов аргона. Это можно считать доказательством того, что однозарядные ионы возникают только при таких актах L -захвата и K -захвата, которые не сопровождаются оже-переходами.

Естественная ширина линий для трехзарядных ионов оказалась равной 2,5 эв, что согласуется с вычисленной шириной линий при учете теплового движения и отдачи из-за эмиссии оже-электронов с энергией 2300 эв.

Данные о зарядовом распределении атомов отдачи при распаде Ag^{37} были получены сравнением скоростей счета в максимумах кривых, подобных приведенным на рис. 158 и 159.

В качестве репера была принята интенсивность линии ионов с зарядом $+3e$. Единственная поправка, которую при этом пришлось учитывать и которая оказалась незначительной, была поправка на некоторое увеличение импульсов от электронного умножителя с увеличением заряда ионов.

Относительное содержание ионов с разными зарядами, получающихся при распаде Ag^{37} , по данным работы [411], представлено в табл. 43.

Обращает внимание, что определенная в этих работах доля ионов с зарядом $+1e$ много меньше, чем определенная в работе Кофуд-Хансена, и что средний заряд больше, чем средний заряд по измерениям Кофуд-Хансена.

Кроме того, необходимо отметить, что, по Кофуд-Хансену [225], только в 65% случаев испускаются оже-электроны K -серии. Если учесть, что выход флуоресценции равен $\omega_K \approx 10\%$ (§ 12), то, по Кофуд-Хансену, только $\frac{0,65}{0,90} = 75\%$ атомов распадается путем K -захвата. В то же время, по измерениям Понтекорво [349], K -захват имеет место в 92% случаев распада (§ 14).

В этой связи представляют интерес теоретические расчеты Рубинштейна и Спайдера, о которых говорилось в § 12. Авторы [372], используя данные расчетов (табл. 25), подсчитали ожидаемые теоретические распределения ионов отдачи по заряду как для случая 75-процентной ветви K -захвата (Кофуд-Хансен), так и для 92-процентной ветви (Понтекорво). Результаты таких расчетов приведены в табл. 44.

Теоретические данные для 92-процентной ветви K -захвата лучше согласуются с экспериментальными данными [409].

Таблица 44

Расчетные данные о зарядовом распределении атомов отдачи при распаде Ag^{97} [372]

Заряд ионов отдачи	Относительная доля ионов отдачи		
	0,75 K 0,25 L_1	0,75 K 0,08 L_1 0,17 $L_{II, III}$	0,92 K 0,08 L_1
1	0,10	0,27	0,11
2	0,31	0,13	0,16
3	0,39	0,39	0,49
4	0,15	0,15	0,18
5	0,04	0,04	0,05
6	0,00	0,00	0,00
Средний заряд	2,69	2,50	2,87

Изучение автоионизации внутренних оболочек атомов при β -распаде по характеристическому рентгеновскому излучению, сопровождающему распад. Поскольку автоионизация внутренних оболочек атомов при β -распаде сопровождается испусканием ионизационных электронов и характеристических рентгеновских лучей или оже-электронов, то принципиально исследование ее сводится к обнаружению и идентификации этих излучений, т. е. к доказательству того, что излучения подходящей энергии действительно сопровождают распад и что они атомные по происхождению. Однако атомные излучения могут возникать также из-за конверсии γ -лучей, если они следуют за β -распадом. Поэтому необходимы дополнительные сведения о механизме возникновения „мягких“ излучений, которые должны быть получены путем количественных измерений относительных интенсивностей γ -лучей и рентгеновских квантов, а также интенсивностей ионизационных и конверсионных электронов.

Таким образом, экспериментальные исследования автоионизации связаны с целым комплексом различных измерений, требующих совершенной методики и техники эксперимента (§ 11).

Здесь мы рассмотрим результаты изучения автоионизации атомов при β -распаде по характеристическому рентгеновскому излучению, сопровождающему распад.

В силу сказанного выше наиболее удобными объектами для исследования автоионизации этим методом являются изотопы, обладающие простой схемой распада.

Важно также выбрать для опытов изотопы с подходящей величиной Z . Хотя вероятность ионизации внутренних оболочек обратно пропорциональна Z^2 (§ 33), легкие ядра дают при автоионизации слишком мягкие рентгеновские лучи, которые трудно детектировать. Кроме того, величина выхода флуоресценции ω в области малых Z очень мала (§ 12). Необходимо найти компромиссное решение с учетом этих двух

факторов. На рис. 160 отложена зависимость величины $\frac{\omega}{Z^2}$ от заряда атома. Кривая показывает, что наиболее подходящими объектами исследования автоионизации по рентгеновскому излучению являются атомы со средними значениями Z .

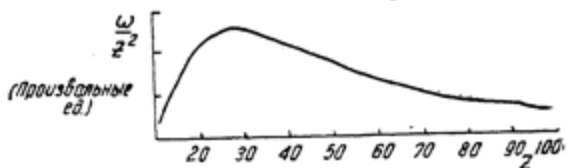


Рис. 160. Зависимость величины ω/Z^2 от заряда ядра.

Методы изучения рентгеновского излучения, возникающего при автоионизации, рассмотрены в § 11. Следует заметить, что исследование автоионизации по рентгеновскому излучению неизбежно связано с исследованием непрерывного спектра внутреннего тормозного излучения. Подобно тому, как при исследовании β -спектров магнитным спектрометром линии конверсионных электронов накладываются на сплошной спектр β -частиц, при исследовании автоионизации методом сцинтилляционных или пропорциональных спектров происходит наложение линий характеристического рентгеновского спектра на сплошной спектр внутреннего тормозного излучения (рис. 149 и 150).

К настоящему времени таким методом изучена автоионизация атомов при β -распаде следующих ядер: S^{32} , S^{35} , Sr^{90} , Pm^{147} , RaE , Pr^{143} .

Сводка экспериментальных и расчетных данных о вероятности автоионизации внутренних оболочек атомов при β -распаде

Радиактивный атом	Рентгеновское излучение при автоионизации оболочки	Энергия ионизации оболочки, $kэв$	Выход флуоресценции ω_Q	Теоретическая величина $P_Q \cdot 10^4$			Экспериментальная величина $P_Q \cdot 10^4$	Ссылка на источник
				по Мигдалу [296]	по Ле-вингеру [256]	по Шварцу [396]		
$^{15}P^{32}$	K	2,47	0,06	23,8	36-38	26	75	[377]
$^{16}S^{36}$	K	2,82	0,07	24	—	26	22,9	[371]
$^{49}P^{118}$	K	43,57	0,88	1,7	—	1,9	4,25	[279]
$^{61}Pm^{147}$	K	46,85	0,90	1,65	2,36	1,7	4,6±1,0 3,85±0,5	[439] [38]
	L	7,14/6,73/6,22	0,19	1,77	19	—	1,3	[275], [278]
	K	17,04	0,68	3,9	5,9	4,25	0,89±0,20 20,5±3	[439] [38]
$^{28}Sr^{90}$	L	2,37/2,15/2,08	0,04	43,5	50,0	14,5	5,8	[377]
	K	93,1	0,94	9,5	12,8	—	13,1±1,5 5	[306] [377]
$^{83}Bi^{210}(RaE)$	L	16,24/13,82/15,74	0,47	10,1	10,4	3,2	1,2±0,5 1,3±0,2	[38] [306]
	M		0,05	20	—	6	6±3 5	[38] [306]
							9,1 29	[377] [377]

Бом и Ву [38] изучали автоионизацию атомов при распаде Pm^{147} и RaE с помощью пропорционального счетчика, наполненного смесью криптона и метана. Электроны распада закручивались сильным магнитным полем и не попадали в окно счетчика. Все металлические части установки покрывались люцитом, чтобы свести до минимума внешнее тормозное излучение, вызванное β -частицами. Вклад внешнего тормозного излучения, возникшего в подложке источника, устанавливался путем измерения интенсивности рентгеновских лучей, возникших от бомбардировки источников быстрыми электронами.

С помощью полуэмпирической величины выхода флуоресценции (§ 12) Бом и Ву по интенсивности K -линии рентгеновского спектра Nd оценили вероятность автоионизации K -оболочки атомов Pm^{147} величиной $(3,85 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}$. Эта величина, как следует из табл. 45, заметно отличается от теоретических величин, полученных при расчетах вероятности автоионизации в неадиабатическом приближении (§ 33). Одной из причин такого расхождения, по мнению авторов, является то, что средняя энергия β -частиц при распаде Pm^{147} (65 *кэв*) по порядку величины близка к энергии связи электронов на K -оболочке, так что расчеты в неадиабатическом приближении для этого случая не являются законными. Основанием для такого утверждения был также тот факт, что в случае RaE наблюдалось удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных величин автоионизации K - и L -оболочек (табл. 45).

Позднее автоионизация атомов Pm^{147} исследовалась в работах [275, 278, 439]. С помощью сцинтилляционных спектрометров был изучен спектр тормозного излучения с накладываются на него линиями характеристического спектра Nd . Аппаратура и методика исследования описаны в § 31. Результаты измерений с учетом поправок изображаются точками на рис. 150. K -линия характеристического спектра Nd аппроксимировалась гауссовой кривой с полушириной, соответствующей разрешающей способности спектрометра. По площади гауссовой кривой с помощью полуэмпирической величины $\omega_K(\text{Nd})$ была определена [439] вероятность автоионизации K -оболочки атомов Pm :

$$P_K^{\text{ион.}}(\text{Pm}) = (0,89 \pm 0,20) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}.$$

Аналогичным методом Ланжевен-Жолио [275] определила

$$P_K^{\text{ион.}}(\text{Pm}) = 1,3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}.$$

Таким образом, экспериментальные данные по исследованию автоионизации атомов при распаде Pm^{147} не согласуются между собой, хотя по порядку величины согласуются с теоретическими данными (заметим, например, что результат Ланжевен-Жолио находится в удовлетворительном согласии с расчетной величиной $P_K^{\text{ион.}}$ по Мигдалу).

По-видимому, главной причиной расхождения экспериментальных результатов является трудность „разделения“ вклада излучения с данной энергией, обязанного автоионизации, и вклада тормозного излучения.

Во всяком случае расчет вклада тормозного излучения по формуле Книппа—Уленбека является абсолютно недопустимым, поскольку в области малых энергий и больших Z , как отмечалось в § 31, данная формула дает заведомо заниженные результаты. Именно этим объясняется то, что определенная в работе Бома и Ву величина $P_K^{\text{ион.}}(\text{Pm})$ в два-три раза превышает теоретическое значение $P_K^{\text{ион.}}$.

Известную погрешность вносит неопределенность величины φ_Q , используемой при расчетах $P_K^{\text{ион.}}$.

С учетом этих замечаний в настоящее время не представляется необходимым пересмотр или ревизия существующей теории автоионизации (§ 33).

Методы исследования и результаты измерений автоионизации Pm^{147} являются достаточно типичными для всех остальных исследованных радиоизотопов. Результаты исследований и сравнение их с теоретическими данными содержится в табл. 45. Следует признать, что почти во всех случаях экспериментальные данные об автоионизации по порядку величины совпадают с теоретическими данными (§ 33).

Интересно отметить, что с увеличением средней энергии β -частиц вероятность автоионизации возрастает. Так, например, вероятность автоионизации K -оболочки при распаде $\text{Pr}^{143}(Z=59, \langle E_{\text{ср.}} \rangle = 312 \text{ кэВ})$ примерно в три раза превышает вероятность автоионизации K -оболочки при распаде $\text{Pm}^{147}(Z=61, \langle E_{\text{ср.}} \rangle = 62 \text{ кэВ})$. Этот факт не находит объяснения в существующей теории (§ 33).

Изучение автоионизации атомов при β -распаде методом регистрации ионизационных электронов. Этот метод

является особенно удобным при изучении автоионизации при позитронном распаде и электронном захвате.

Брунер [29] наблюдал испускание электронов с непрерывным спектром при распаде изомерной пары Sc^{44} . Схема распада Sc^{44} хорошо установлена (рис. 161) и поэтому было естественным предположить, что электроны непрерывного спектра с энергией от 30 до 150 кэв возникают либо из-за автоионизации атомов при β -переходах, либо из-за конверсии внутреннего тормозного излучения, сопровождающего β -распад (вероятность последнего процесса, впрочем, должна быть очень малой). Так как, по Брунеру, в среднем на 100 актов β^+ -распада приходится по четыре электрона, то возник вопрос о корректности теории автоионизации (§ 33).

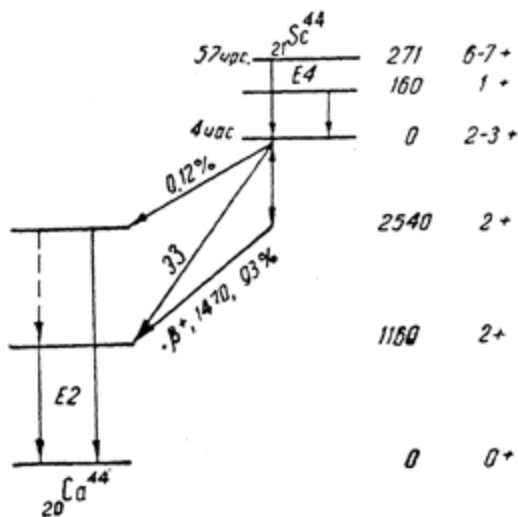


Рис. 161. Диаграмма распада Sc^{44} .

Действительно, по расчетам следовало бы ожидать испускание одного электрона (с энергией больше 30 кэв) при 10 000 распадах. С другой стороны, имевшиеся к тому времени экспериментальные данные об автоионизации (для других элементов) удовлетворительно согласовались с теорией. Предположения [256, 341] о том, что результат Брунера ошибочен и связан с аппаратными эффектами, были экспериментально подтверждены в работах [89, 71]. Так, в работе [71] было показано влияние толщины источника на форму и интенсивность электронного спектра при распаде Sc^{44} . Эти же авторы методом $\beta^+ - e^-$ и $e^- - \gamma$ -совпадений по-

казали, что электроны непрерывного спектра не связаны с позитронным распадом.

Экспериментальные исследования вероятности образования двух дырок на *K*-оболочке при электронном захвате. Расчетная вероятность образования двух дырок на *K*-оболочке при распаде Ag^{37} равна по порядку величины $5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}$ вне зависимости от того, используется фор-

мула (33. 23) или формула (33. 25). При использовании более строгих формул работы [341], можно получить более точные результаты, если, конечно, хорошо известны значения необходимых для расчета атомных постоянных.

Для экспериментальной проверки выводов теории о вероятности образования двух дырок при *K*-захвате (§ 33) Мискел и Перлман [302] использовали пропорциональные газовые спектрометры. Счетчики наполнялись, так же как в опытах Понтекорво (§ 14), смесью аргона и метана со следами активного Ag^{37} . Задача исследования сводилась к тому, чтобы возможно точнее произвести измерение распределения импульсов, соответствующих электронам с энергией свыше 6 *кэв*.

Так как заполнение образовавшейся при *K*-захвате дырки в большинстве случаев (89%) сопровождается испусканием оже-электронов со средней энергией 2,8 *кэв* [379], то на эту область приходится большой пик. Он ясно наблюдался во всех предыдущих опытах. В том случае, когда образуются две дырки и заполнение их происходит путем оже-переходов, величина импульса будет соответствовать энергии 5,7 *кэв*, если второй *K*-электрон возбуждается, т. е. остается в связанном состоянии. В случае ионизации второго *K*-электрона величина импульса должна быть больше 5,7 *кэв* на величину, равную кинетической энергии ионизационного электрона.

Главным источником ошибок в опытах подобного рода могли быть загрязнения Ag^{37} другими активными газами. В описываемых опытах Ag^{37} извлекался либо из металлического кальция, облученного нейтронами, либо из облученного нейтронами кристалла CaF . В последнем случае количество загрязнений было меньше. Спектр импульсов, соответствующих электронам с энергиями от 4,5 до 10 *кэв*, полученный при распаде Ag^{37} , приведен на рис. 162. Авторы используют только результаты измерений, относящиеся к области энергий больше 5,4 *кэв*. Площадь, ограниченная кривой (рис. 162), деленная на скорость распада, давала

число импульсов за единицу времени, относящихся к данному энергетическому интервалу. Это число не равно полному числу образовавшихся двойных дырок. Действительно, заполнение двух дырок на K -оболочке может происходить одним из трех способов: а) двойной оже-переход, вероятность которого равна квадрату вероятности одиарного оже-перехода; б) одиарный оже-переход и один процесс „высвечивания“ рентгеновского кванта (вероятность такого события равна удвоенному произведению вероятностей соответствующих одиарных процессов); в) двойной процесс высвечивания рентгеновских квантов, вероятность которого равна квадрату вероятности одиарного процесса высвечивания.

В образовании импульса в счетчике практически принимают участие только оже-электроны и ионизационные электроны. Последние обладают резко зависящим от энергии распределением (см. рис. 156.)

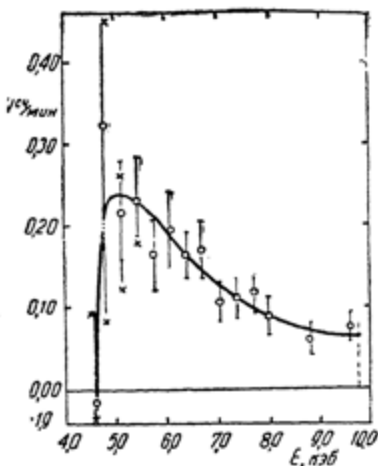


Рис. 162. Спектр электромагнитного излучения с энергией 4,5—9,5 кэв при распаде Ar^{37} .

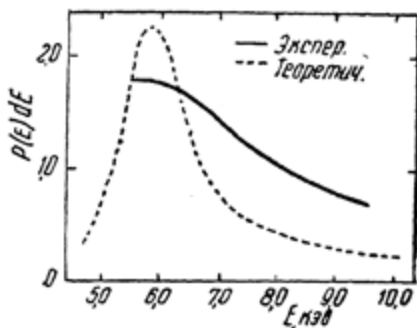


Рис. 163. Сравнение экспериментальных [343] и теоретических [341] данных о спектре ионизационных электронов при распаде Ar^{37} .

Расчеты, произведенные с учетом „веса“ различных возможностей заполнения двух дырок и с учетом энергетического распределения ионизационных электронов, показали, что определенное по площади спектра (рис. 162) число двойных дырок необходимо увеличить на 27%. С этой поправкой было получено:

$$F_{\text{эксп.}}^{(2)} = (4,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}. \quad (34.20)$$

На рис. 163 представлен результат сравнения опытных и расчетных данных. Отложено теоретическое и экспериментальное распределение импульсов по величине.

В связи с работой Мискела и Перлмана Вольфсберг [472] указал, что вероятность возбуждения и ионизации

L -электронов при K -захвате оказывается равной $\frac{0,27}{(Z-4,15)^2}$. Вероятность того, что такие события при распаде Ag^{37} могут дать вклад в счет импульсов с энергией $5,4-9,7$ $кэв$, равна $9 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{распад}}$. Вероятность возбуждения и ионизации K -электронов при L -захвате равна $0,174/Z^2$. С вероятностью $5,1 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{распад}}$ они дают дополнительный вклад в счет импульсов в указанном интервале. С учетом этих поправок теоретическая вероятность автоионизации, приводящей к образованию излучений с энергией $5,4-9,7$ $кэв$, оказывается равной $3,4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{распад}}$, что согласуется с результатом опытов.

Учитывая недостаточное знание атомных постоянных, необходимых для применения теории [341], а также небольшую статистическую точность измерений в области энергии $5-6$ $кэв$, следует признать удовлетворительным соответствие найденных на опыте и определенных теорией величин, относящихся к образованию двух дырок на K -оболочке при электронном захвате.

Портер и Хотц [345] изучали следы электронов, испускаемых Fe^{55} , помещенных в камеру Вильсона. По их измерениям интенсивность электронов с $E > 30$ $кэв$ составляет 0,6 электронов на $6 \cdot 10^{+7}$ распадов. Этот результат также хорошо согласуется с расчетами вероятности образования двойных дырок на K -оболочке при электронном захвате (§ 33). Численное интегрирование (32.27) с пределами $30-205$ $кэв$ приводит к величине $P^{(2)} = 3,6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{распад}}$. Увеличение нижнего предела интегрирования до 50 $кэв$ уменьшает величину $P^{(2)}$ до $1 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{распад}}$.

ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ПРИ α -РАСПАДЕ
И ДЕЛЕНИИ ЯДЕР§ 35. АВТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ПРИ α -РАСПАДЕ:

Результаты расчетов в адиабатическом приближении

Вводные замечания. Метод, который применяется для расчета вероятности возбуждения и ионизации атомов при β -распаде (§ 33), не может быть использован для расчета ионизации внутренних оболочек атомов при α -распаде, вследствие различия в условиях прохождения оболочек β -частицами и α -частицами. Характерным для β -распада является малое (в масштабе атомных периодов) время прохождения оболочки электронами распада, так что ионизация при β -распаде существенным образом определяется суперпозицией состояний, возникшей в начальный момент и соответствующей заряду ядра $Z \pm 1$.

Условия при α -распаде иные. Так как скорость α -частиц много меньше скоростей атомных электронов, то суперпозиция состояний, возникшая в начальный момент, будет заметно изменена при перемещении α -частицы в пределах оболочки.

Из-за большой массы и относительно малой скорости α -частиц их перемещение в пределах атома можно рассматривать как движение классических частиц. При этом возмущение внутренних электронов из-за изменения заряда ядра по характеру будет адиабатическим (§ 31), так как эффективный заряд для внутренних электронов меняется медленно по сравнению с электронными периодами.

Степень „адиабатичности“ возмущения, связанного с изменением заряда, уменьшается с ростом номера оболочки.

При расчетах вероятности автоионизации атомов отдачи при α -распаде необходимо, вообще говоря, принять во внимание, кроме возмущения, вызванного изменением заряда, также и возмущение, связанное с отдачей ядра (§ 31). Однако, как будет видно из дальнейшего, эффект отдачи сравнительно слаб, по крайней мере в случае ионизации внутренних электронов. Поэтому в первом приближении достаточно рассмотреть только эффект, связанный с изменением заряда, рассматривая его как малое возмущение.

Вероятность автоионизации внутренних оболочек при α -распаде. Решение задачи о возбуждении или ионизации атомов при α -распаде в силу отмеченных обстоятельств сводится к нахождению соответствующих коэффициентов в разложении волновой функции начального атома по собственным функциям стационарных состояний конечного атома с учетом зависящего от времени потенциала возмущения (§ 31).

Последний, с учетом того, что энергия α -частиц много больше энергии, необходимой для ионизации электронов, может быть записан в следующем виде (здесь и дальше используются атомные единицы):

$$V = -2[x^2 + y^2 + (z - v_\alpha t)^2]^{-1/2}, \quad (35.1)$$

где v_α — скорость движения α -частицы (направление движения совпадает с направлением оси Z),
 t — время.

Если

$$\Psi_0(Z) = \sum C_{n0} \Psi_n(z+2) \quad (35.2)$$

есть волновая функция начального атома в момент $t=0$ (начало распада), то вероятность найти дочерний атом при $t = \infty$ в состоянии $\Psi_n(Z+2)$ определяется формулой (31.10).

Подстановка второго члена разложения (31.10)* в формулу (31.3) с учетом (35.1) приводит к следующему результату:

$$\left| C_n \right|^2 = \frac{4v_\alpha'^2}{(E_n - E_0)^4} \left| \int \Psi_n^* \frac{\cos \theta}{r^2} \Psi_0 dt \right|^2.$$

Используя, далее, известное соотношение

$$\left(\frac{\cos}{r^2} \right)_{0n} = - \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} \right)_{0n} = \frac{(E_n - E_0)^2 z_{0n}}{Z},$$

окончательно имеем:

$$\left| C_n \right|^2 = \frac{4v_\alpha'^2}{Z^2} \left| z_{0n} \right|^2. \quad (35.3)$$

* Первый член в этом разложении соответствует внезапному изменению гамильтониана и на основании приведенных выше физических соображений может быть опущен.

Здесь Z_{0n} — матричный элемент перехода в дипольном приближении,

$v'_\alpha = \frac{v_\alpha}{v_0}$ — скорость α -частицы в атомных единицах.

Правила отбора при этом обычные для дипольного излучения.

Для вычисления вероятности ионизации необходимо вычислить $\sum |Z_{0n}|^2$ по всем состояниям непрерывного спектра. Для этого Мигдал [296] использовал известные формулы, связывающие матричные элементы Z_{0n} и r_{0n} и интегралы от $(r_{0n})^2$ по непрерывному спектру, вычисленные для водорода Бете [39]. Матричные элементы для атомов с зарядом Z могут быть получены из матричных элементов для водорода путем деления на Z .

В этом приближении вероятность переходов $1s$ -электронов в состояние непрерывного спектра с энергией от ω до $(\omega + d\omega)$ выражается формулой:

$$dP_{1\omega,0} = \frac{8v_\alpha'^2}{3Z^2} \left(r_{10}^{\omega'} \right)^2 =$$

$$= \frac{v_\alpha'^2}{3Z^4} 2^{12} \frac{\exp. \left(-\frac{4Z}{\kappa} \operatorname{arctg} \frac{\kappa}{Z} \right)}{\left(1 + \frac{\kappa^2}{Z^2} \right)^5 \left[1 - \exp. \left(-\frac{2Z}{\kappa} \right) \right]}, \quad (35.4)$$

где κ — волновое число ионизационного K -электрона.

Форма спектра ионизационных K -электронов изображена кривой α на рис. 155.

Из формулы (35.4) и рис. 155 следует, что вероятность ионизации уменьшается с увеличением энергии ионизационного электрона быстрее, чем в случае β -распада. Действительно, при $\kappa \gg Z$, т. е., когда энергия ионизационного электрона больше потенциала ионизации, при α -распаде имеем согласно (35.4)

$$P_{1\omega,0} d\omega \sim \frac{d\omega}{\omega^{3/2}},$$

тогда как при β -распаде, в соответствии с § 33,

$$P_{1\omega,0} d\omega \sim \frac{d\omega}{\omega^{1/2}}.$$

Полную вероятность с учетом результатов вычислений $\int_0^{\infty} \left(r_{nl}^{E_l} \right)^2 d\omega$ для водорода¹, по Мигдалу [296], удобно представить формулой:

$$P_{nl,w} = \left(\frac{v_a}{v_K} \right)^2 \frac{C_{nl}}{Z^2}, \quad (35.5)$$

где $v_K = \frac{Ze^2}{h}$ — скорость электрона на K -оболочке.

Коэффициенты C_{nl} представляют сумму квадратов матричных элементов по всем состояниям непрерывного спектра, умноженную на 4 (квадрат заряда α -частицы) и число электронов с данными значениями n и l . Величины C_{nl} , полученные таким образом, приведены в табл. 46.

Таблица 46

Теоретические значения величин C_{nl} в формуле (35.5), по Мигдалу [296]

$l \backslash n$	1	2	3
0	2,2	7,2	11,7
1	—	13,3	31,5
2	—	—	25,4
\sum_l	2,2	20,5	68,6

Для случая распада Po^{210} (рис. 164), например, $\frac{v_a}{v_K} = 0,087$ и так как $C_{n0} = 2,2$, ожидается автоионизация K -оболочки с вероятностью $2,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{распад}}$.

Подобные результаты для K -оболочки получены позднее Шварцем [408].

Поправки к расчетам по формуле (35.5). Для того чтобы учесть влияние атомной оболочки на вероятность автоио-

¹ Заметим, что эти результаты были использованы также для оценки вероятности ионизации атомов из-за отдачи (§ 33).

низации, при вычислениях по формуле (35.5), необходимо использовать величины эффективных зарядов (§ 9).

Недоучет того обстоятельства, что α -частицы могут покидать ядра с ненулевым моментом количества движения, как показывают простые оценки [256, 408], не сказывается заметным образом на результатах вычислений вероятности автоионизации в указанном приближении.

Левингер [256] при расчете вероятности автоионизации применил изложенную выше схему расчетов Мигдала, но вместо величины $2v_\alpha$, используемой Мигдалом, пользовался величиной Zv_z ,

где Z — заряд ядра,

v_z — скорость движения „центра заряда“ в системе, составленной из движущихся в разных направлениях α -частицы и ядра отдачи:

$$Zv_z = (Z - 2)v_r - 2v_\alpha \approx 2v_\alpha \left(\frac{A - 2Z}{A - 4} \right)$$

(v_r — скорость ядра отдачи, A — атомный вес).

Гамильтониан, учитывающий отдачу, Левингер представил в следующем виде:

$$H = 2[x^2 + y^2 + (z - v_\alpha t)^2] + (Z - 2)[x^2 + y^2 + (z + v_\alpha t)^2]^{-1/2}. \quad (35.6)$$

Соответствующие расчеты привели к выражению, подобному (35.5), но содержащему вместо v_α множитель $\frac{1}{2}Zv_z$. Так как вероятность ионизации пропорциональна Z^{-2} , то замена Z на $\frac{1}{2}Zv_z$ приводит к заметному различию результатов расчетов Мигдала и Левингера.

Так, например, вероятность автоионизации K -оболочки при α -распаде Po^{210} , по Левингеру, равна $\sim 1 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{распад}}$, т. е. в 25 раз меньше, чем по расчетам Мигдала.

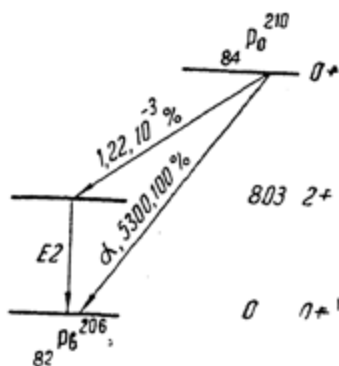


Рис. 164. Диаграмма распада Po^{210} .

Как было отмечено позднее Мигдалом [338], результаты Левингера ошибочны, так как при выборе гамильтониана в форме (35.6) не учтено то обстоятельство, что электронная оболочка, внутренние электроны в особенности, увлекаются ядром отдачи. Если вести рассмотрение, подобные приведенным в начале этого параграфа, в системе, связанной с движущимся ядром отдачи, то вместо v_a следует использовать величину $v_a + v_r = v_a \left(1 + \frac{v_r}{v_a}\right)$.

Это приводит к необходимости введения поправок к полученным результатам, учитывающим движение ядер отдачи. Однако поправки эти по порядку величины равны $\frac{v_r}{v_a} = \frac{4}{A}$, т. е. значительно меньше тех поправок, которые получены Левингером.

Подобные указания на ошибочность расчетов Левингера содержатся также в работе Шварца [408].

В начале параграфа было указано, что пригодность адиабатического приближения в расчетах вероятности ионизации при α -распаде уменьшается с ростом номера оболочки. Для наружных электронов, скорость орбитального движения которых меньше скорости α -частицы, очевидно, может быть использован тот же метод расчета, который применяется для расчета ионизации при β -распаде (§ 33). В том случае, когда $Z_2 \gg 1$, вероятность автоионизации пропорциональна Z_2^{-2} , но по порядку величины в четыре раза меньше, чем соответствующая вероятность автоионизации при β -распаде.

§ 36. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АВТОИОНИЗАЦИИ ВНУТРЕННИХ ОБОЛОЧЕК АТОМОВ ПРИ α -РАСПАДЕ Po^{210}

История вопроса. Давно известно, что при распаде Po^{210} испускаются α -частицы с энергией $E_\alpha = 5,3$ мэв. В 30-х годах Боте и Беккером [72] и Кюри и Жолио [78] были получены результаты, указывающие на то, что α -распад Po^{210} сопровождается малоинтенсивным γ -излучением с энергией ~ 80 кэв. Кюри и Жолио обнаружили также существование еще более мягких излучений. Используя ионизационную камеру с электроскопом в качестве регистрирующего прибора и метод дифференциальных фильтров, они показали, что мягкое излучение является характеристическим рентгеновским излучением L- и M-серии, принадлежащим атомам полония или свинца. Так как интенсивность этого излучения возрастала

с увеличением толщины источника Po^{210} , Кюри и Жолио сделали заключение, что рентгеновские лучи возникают при бомбардировке α -частицами соседних атомов полония, составляющих источник.

Интерес к изучению мягких излучений при распаде Po^{210} резко возрос в связи с сообщением Чанга об обнаруженной им тонкой структуре α -спектра Po^{210} . Эта структура включала в себя двенадцать α -линий, весьма близких друг к другу по энергии и заметных по интенсивности (от $1,3 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ от интенсивности основной линии). Естественно было поэтому ожидать наличия каскадных γ -переходов в дочернем ядре Pb^{206} . „Поисками“ этих лучей занялись многие лаборатории. Хотя в скором времени было показано [485], что результаты Чанга ошибочны и связаны с эффектом „внедрения“ атомов полония в материал подложки, работы по изучению мягких излучений при распаде Po^{210} оказались весьма полезными как в отношении установления схемы распада Po^{210} , так и в отношении доказательств автоионизации атомов при α -распаде.

Прежде всего в работах Бенедетти и Кернера [74] и Зигбана и Слэтиса [454] методом абсорбционных коэффициентов было доказано отсутствие какого-либо мягкого излучения с энергией в области $0,1-0,7$ мэв. Ими же было установлено, что при α -распаде Po^{210} испускаются γ -кванты с энергией $E_\gamma = 773$ кэв и малой интенсивностью. Позднее была определена более точная величина энергии этого излучения $E_\gamma = 803$ кэв [5]. Мы будем применять это значение E_γ , хотя многие из авторов, опыты которых мы описываем, пользовались старым значением $E_\gamma = 773$ кэв.

В работе Физера с сотрудниками [489] было показано, что хотя мягких излучений, соответствующих тонкой структуре (по Чангу) при распаде Po^{210} нет, тем не менее опыты по абсорбции в свинце, золоте и вольфраме дают основание заключить, что кроме „жесткого“ 800 кэв γ -излучения испускаются „мягкие“ кванты с энергией 84 ± 4 кэв, имеющие интенсивность $10^{-5} \frac{1}{\text{распад}}$. Физер идентифицировал мягкое излучение как ядерное, идущее в каскаде с жестким. При этом он считал, что при испускании ядром Po^{210} короткопробежной α -частицы происходит переход на возбужденный уровень Pb^{206} с энергией возбуждения ~ 860 кэв. Переход на основное состояние, по схеме Физера, состоит в после-

довательном испускании квантов энергии 84 кэв и 773 кэв¹.
Заключение Физера нельзя было считать окончательным. Так как средняя энергия характеристического K_{β} -излучения свинца (дочерний атом при распаде Po^{210}) 85 кэв, то естественно было также предположить, что обнаруженное Физером при распаде Po^{210} мягкое излучение есть рентгеновское излучение, принадлежащее свинцу. В программу исследований, посвященных выяснению природы мягкого излучения и механизма его возбуждения, обязательно должны входить следующие разделы:

а) измерение абсолютной интенсивности источника полония путем счета α -частиц; контроль чистоты, толщины и однородности распределения активного осадка полония в источнике;

б) измерение относительной интенсивности „жестких“ γ -квантов при распаде полония $\left(\frac{N_{800}}{N_{\alpha}}\right)$;

с) определение абсолютной величины энергии „мягкого“ излучения, испускаемого при распаде Po^{210} ;

д) измерение относительной „мягкого“ излучения по отношению к интенсивности α -частиц $\left(\frac{N_x}{N_{\alpha}}\right)$ и по отношению к интенсивности „жесткого“ γ -излучения $\left(\frac{N_x}{N_{800}}\right)$;

е) измерение скорости счета совпадений между „жестким“ и „мягким“ излучением Po^{210} и α -частицами;

ф) измерение относительной интенсивности электронов, возникающих при конверсии „жесткого“ или „мягкого“ излучений $\left(\frac{N_e}{N_{\alpha}}\right)$, а также измерение коэффициента конверсии γ -лучей с энергией 803 кэв.

Дополнительная информация, касающаяся проверки теории автоионизации, могла быть получена при выполнении следующих разделов исследования:

г) изучение счета совпадений между ионизационными электронами и мягкими лучами ($e-x$ -совпадения);

h) исследование спектра ионизационных электронов.

Выполнение этой программы должно было дать однозначный ответ на вопрос об уровнях энергии ядра Pb^{206} , получающегося при распаде Po^{210} , и о механизме возник-

¹ Схема распада, в которой последовательность испускания γ -квантов иная, исключалась, так как в последнем случае переход с уровня 80 кэв на основное состояние либо должен сопровождаться очень большим изменением количества движения, либо интенсивность 80 кэв излучение должна была быть сравнимой с интенсивностью α -частиц основной группы.

новения „мягкого“ излучения, сопровождающего этот ядерный переход. Кроме того, количественные результаты указанных измерений должны были служить хорошей проверкой адекватности различных теоретических расчетов, касающихся вероятности автоионизации внутренних оболочек атомов отдачи при α -распаде (§ 35).

Экспериментальные доказательства автоионизации атомов при распаде Po^{210} . Относительная интенсивность „жесткого“ γ -излучения, определенная в работе Крэйса, Аллена, Веста и Хальбана [79], оказалась равной $\frac{N_{800}}{N_{\alpha}} = (1,8 \pm 0,14) \cdot 10^{-5}$

квантов на α -частицу. Измерения числа γ -квантов проводились с помощью тонкостенного алюминиевого счетчика Гейгера—Мюллера. Результат сравнивался с измерением числа γ -квантов от калиброванного по 1, 2 мэв линии источника Co^{60} , используемого при той же „геометрии“, что и источник Po^{210} . Естественно, что при этом производился учет зависимости эффективности счетчика от энергии излучения.

В работе Барбера и Хелма [43] величина $\frac{N_{800}}{N_{\alpha}}$ вычислялась из определенных на опыте относительных интенсивностей $\frac{N_x}{N_{800}}$ и $\frac{N_x}{N_{\alpha}}$ и найдена равной $(1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$.

Заметим, что последующие измерения относительной интенсивности γ -лучей calorиметрическими методами дали следующий результат¹

$$\frac{N_{\gamma}}{N_{\alpha}} = (1,22 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}. \quad (36.1)$$

Определение абсолютной величины энергии мягкого излучения полония имело особо важное значение для определения его природы. Как уже указывалось, Физер с сотрудниками [489] определил энергию мягкого излучения равной (84 ± 4) кэв. В работе [43] энергия мягкого излучения найдена равной (76 ± 4) кэв. Эта величина хорошо согласуется со средней энергией рентгеновского K -излучения свинца. Авторы [43] сравнивали интегральное распределение величин импульсов, произведенных „мягким“ излучением Po^{210} в сцинтилляционном счетчике, с одной стороны, и характе-

¹ В работе Шиманской [453] интенсивность 800 кэв γ -перехода определена равной $\frac{N_{\gamma}}{N_{\alpha}} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$.

ристическим рентгеновским K -излучением свинца, с другой. Производилась также дополнительная проверка: снимались дифференциальные кривые распределения величин импульсов, произведенных при одинаковых условиях „мягким“ излучением Po^{210} и рентгеновским K -излучением свинца. Обе эти проверки убедительно показали подобие „мягкого“ излучения полония и характеристического рентгеновского K -излучения свинца. Однако они еще были недостаточными для того, чтобы окончательно идентифицировать „мягкое“ излучение как атомное излучение свинца. Необходимо было показать, что не существует ядерного излучения такой же энергии и что „мягкое“ излучение при распаде Po^{210} не является рентгеновским излучением ни одного из соседних со свинцом элементов.

Первая задача была выполнена путем изучения счета совпадений „жестких“ и „мягких“ лучей, испускаемых при распаде полония. Опыты такого рода проводились в обеих упомянутых работах и показали, что счет совпадений мал. Это дало основание заключить [43], что „мягкое“ излучение при распаде полония, по крайней мере, на 90% есть атомное излучение с энергией 76 $kэв$; если же имеет место каскадный процесс испускания γ -лучей [483], то время жизни промежуточного состояния должно быть больше, чем $12 \cdot 10^{-6}$ сек. (разрешающее время примененной в работе [43] схемы совпадений).

Вторая задача лучше всего могла быть решена использованием пропорционального счетчика (§ 11).

Авторы [79], используя калиброванный по энергии пропорциональный счетчик, помещенный в сильное магнитное поле (7000 $гс$), изучали распределение величин импульсов, произведенных в счетчике „мягким“ излучением полония. Разрешение по энергии при этом было вполне достаточным, чтобы ясно разделить K_{α} - и K_{β} -линии рентгеновского излучения свинца¹.

Относительная интенсивность мягкого излучения была оценена следующей величиной:

$$\frac{N_x}{N_{\alpha}} = (1,5 \pm 0,5) 10^{-6} \frac{\text{квантов}}{\text{распад}}. \quad (36.2)$$

Была выполнена также серия дополнительных опытов по критическому поглощению „мягкого“ излучения в воль-

¹ Для свинца энергия, отвечающая линиям K_{α_1} , K_{α_2} , K_{β} , равна соответственно 74,9; 72,9; 84,9 $kэв$; для полония соответственно 79,3; 76,9; 89,8 $kэв$ (см. приложение VII).

фраме, иридии, платине, золоте и осмии, причем спектральное распределение квантов после фильтров изучалось пропорциональным газовым спектрометром. Эти опыты убедительно доказали, что мягкое рентгеновское излучение, сопутствующее α -распаду Po^{210} , принадлежит свинцу, но не атомам соседних элементов.

Дальнейшей задачей исследования явилось выяснение механизма возникновения рентгеновского K -излучения свинца при распаде полония. Рентгеновские лучи свинца могут возникать либо в результате внутренней конверсии „жесткого“ (803 *кэв*) γ -излучения полония, либо из-за автоионизации внутренних оболочек атома, вследствие α -распада. Может иметь место и тот и другой процесс одновременно. Наличие первого механизма ионизации K -оболочки атома отдачи при распаде Po^{210} было доказано в работе [79] путем обнаружения электронов внутренней конверсии. Энергия электронов не измерялась, но была измерена их относительная интенсивность:

$$\frac{N_e}{N_\alpha} = (1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-6} \frac{\text{электронов}}{\text{распад}}. \quad (36.3)$$

Эта величина определялась сравнением кривых поглощения электронов от калиброванного источника Po^{210} и от стандартного источника $\text{Ra} (D+E)$ на алюминии. С другой стороны, в той же работе был получен результат (36.2).

Если предположить, что все обнаруженные в опыте электроны суть электроны, возникающие при внутренней конверсии 803 *кэв* γ -излучения, то из сравнения полученных величин $\frac{N_e}{N_\alpha}$ и $\frac{N_x}{N_\alpha}$ следовал вывод, что основным механизмом

ионизации K -оболочки атомов отдачи при распаде Po^{210} является внутренняя конверсия 803 *кэв* излучения. Именно такой вывод сделали Крейс и др. Из этих же измерений коэффициент внутренней конверсии определен авторами работы [79] равным $\alpha = 0,067 \pm 0,017$, что согласуется с расчетным значением коэффициента конверсии α_K для переходов $M2$ (§ 16).

Авторы другой работы [43] также производили измерение относительных интенсивностей „мягкого“ и „жесткого“ излучений при распаде Po^{210} . Для этого использовались дифференциальные кривые распределения величин импульсов, произведенных в сцинтилляционном спектрометре „мягким“ и „жестким“ излучением и α -частицами, получающимися при распаде полония. Эффективность счетчика для

каждого из упомянутых излучений определялась на основе теоретических расчетов дифференциальных сечений для процессов, имеющих место в кристалле при поглощении излучения (комpton-эффект, фотоэффект, вторичные процессы) с учетом „геометрии“ установки.

В результате этих измерений и расчетов было установлено:

$$\frac{N_x}{N_{800}} = (0,134 \pm 0,025),$$

$$\frac{N_x}{N_\alpha} = (2,00 \pm 0,38) \cdot 10^{-6}, \quad (36.4)$$

(36.5)

$$\frac{N_{800}}{N_\alpha} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}.$$

С учетом вероятности оже-эффекта (§ 12) Барбер и Хельм окончательно установили относительную интенсивность ионизации K -оболочки атомов отдачи равной

$$\frac{N_K}{N_\alpha} = (2,2 \pm 0,42) \cdot 10^{-6}. \quad (36.6)$$

Этот результат примерно на 30% превышает результат ранних измерений Крэйса и др. $\left(\frac{N_K}{N_\alpha} = 1,7 \pm 0,56\right)$. Соответственно, величина $\frac{N_K}{N_{800}}$, по данным Барбера и Хельма, равна $0,15 \pm 0,028$. Это означает, что если принять предположение Крэйса и др. о том, что ионизация K -оболочки атомов при распаде Po^{210} происходит только из-за внутренней конверсии 800 *кэв* γ -излучения, то коэффициент конверсии этого излучения должен был быть равен 15%.

Независимые измерения, проведенные на линзовом спектрометре Альбаргером и Фридляндером [5], показали, что отношение коэффициентов конверсии 803 *кэв* излучения на K - и L -оболочках равно 3,7 и полный коэффициент конверсии α меньше 5%. Если даже использовать в качестве величины полного коэффициента конверсии 803 *кэв* излучения величину $\alpha = 0,067 \pm 0,017$, определенную в работе Крэйса и др., то и тогда коэффициент конверсии на K -оболочке $\alpha_K = 0,053 \pm 0,013$ оказывается слишком малым, чтобы объяснить вероятность ионизации K -оболочки только внутрен-

ней конверсией. Очевидно, как заключили Барбер и Хельм, только $\frac{1}{3}$ или в лучшем случае $\frac{1}{2}$ из общего числа ионизаций K -оболочки атомов отдачи при распаде Po^{210} может быть объяснена этим механизмом. Другая, большая часть ионизаций K -оболочки может быть объяснена только прямым влиянием α -распада на состояние электронной оболочки атома отдачи. Вероятность такого процесса, отнесенная к единичному α -распаду, легко вычисляется, если использовать величины $\frac{N_K}{N_{800}}$, $\frac{N_K}{N_\alpha}$, α_K . Она определена авторами [43] равной

$$P_K^{\text{ион.}} = (1,4 \pm 0,35) \cdot 10^{-6}. \quad (36.7)$$

Вероятность автоионизации K -оболочки атомов отдачи при α -распаде, по Мигдалу (§ 35), равна $\frac{2,2}{Z^2} \left(\frac{v_\alpha}{v_K} \right)^2$.

Для распада Po^{210} расчет по этой формуле дает $2,4 \cdot 10^{-6}$ ионизаций на единичный α -распад (v_α — скорость α -частицы, v_K — скорость K -электрона, Z — эффективный заряд). Несмотря на то, что теория дает несколько завышенное значение для вероятности ионизации K -оболочки при α -распаде, следует признать удовлетворительным согласие выводов теории Мигдала и результатов опытов Барбера и Хельма [43]. Результат работы [43] следует считать первым экспериментальным доказательством существования процесса автоионизации K -оболочки при α -распаде.

Дальнейшие исследования автоионизации атомов. В последующих работах [338, 268, 363, 376, 378, 113] были в основном подтверждены результаты опытов Барбера и Хельма, а также получены новые данные, позволяющие производить дальнейшие уточнения теории.

Овечкин и Центр [338], используя калиброванные сцинтилляционные спектрометры, произвели измерения интенсивности 803 $k\text{эв}$ и 75 $k\text{эв}$ квантов и числа конверсионных электронов при распаде Po^{210} . Результаты измерений следующие:

$$\frac{N_{75}}{N_{800}} = 0,12 \pm 0,02; \quad \alpha = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}. \quad (36.8)$$

Используя отношение $\frac{\alpha_K}{\alpha_{L+M}} = 3,8 \pm 0,3$ из работы [5], авторы определили коэффициент конверсии на K -оболочке равным $\alpha_K = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$,

$$(36.9)$$

что хорошо согласуется с теоретическим значением коэффициента конверсии для переходов $E2$ с энергией 800 кэВ $\alpha_K = 0,95 \cdot 10^{-2}$ *.

Таким образом, по заключению Овечкина и Центера, только $\sim 10\%$ рентгеновских квантов обязаны своим происхождением конверсии γ -излучения на K -оболочке. Большая часть рентгеновских квантов возникает из-за автоионизации K -оболочки при α -распаде. Вероятность автоионизации, если использовать результаты измерений (36.5), (36.9), (36.1), равна: $(P_K^{\text{ион.}})_{\text{экср.}} = (1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-6}$. Эта величина хорошо согласуется с данными опытов Барбера и Хелма (36.7).

Указанные заключения и результаты были подтверждены непосредственными измерениями в ряде работ.

Так, в упомянутой уже работе Овечкина и Центера производилось измерение спектра электронов, испускаемых при распаде Po^{210} и совпадающих с рентгеновскими квантами K -серии. Результаты измерений в виде графика зависимости числа e - x -совпадений от энергии электронов приведены на рис. 165. Там же для сравнения приведено ожидаемое по теории распределение ионизационных K -электронов (§ 35).

Согласие этих результатов с теорией Мигдала вполне удовлетворительное, если принять во внимание трудности регистрации мягких электронов.

Энергетические спектры электронов, возникающих при распаде Po^{210} , были изучены также в работах Роя и Гуса [385, 386], Лэгаса и Доуена [268].

Рой и Гус, используя диффузионную камеру, определи-

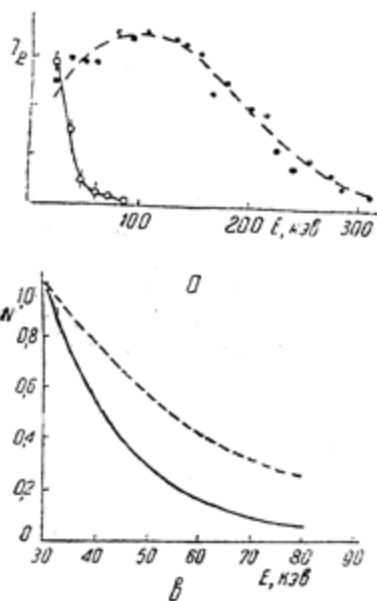


Рис. 165. Результаты исследования ионизационных электронов, сопровождающих распад Po^{210} ;

a -скорость счета e - x -совпадений при распаде Po^{210} (пунктирная кривая) и β - γ -совпадений при распаде Co^{60} (пунктир); b -экспериментальный (сплошная линия) и расчетный (пунктир) спектры ионизационных K -электронов при распаде Po^{210} .

* Опыты по α - γ -корреляции [37] подтверждают такое заключение.

ли, что в области спектра электронов 40—100 кэв приходится в среднем $2,7 \cdot 10^{-3}$ электронов на одну α -частицу.

Лэгас и Доуен помещали источник Po^{210} между двумя торцовыми счетчиками и измеряли число совпадений между рентгеновскими квантами K - и L -серии и электронами, а также число совпадений между рентгеновскими квантами K -серии и электронами. Для выделения электронов нужной энергии использовались алюминиевые фильтры.

Опыты подтвердили еще раз, что рентгеновские кванты и электроны, испускаемые при распаде Po^{210} , возникают главным образом из-за автоионизации, а не из-за конверсии. Это следует из простого сравнения интенсивности ионизационных электронов и интенсивности 803 кэв γ -квантов.

Дюкен [113] с помощью аналогичной методики изучал совпадения между α -частицами и ионизационными электронами.

Ионизация L -электронов при α -распаде Po^{210} была изучена в работах Риу [363, 376] и Рабинсона и Бернштейна [364]. Риу с помощью спянтилляционного спектрометра определил абсолютную интенсивность рентгеновского излучения свинца L -серии равной

$$N_{LX} = (2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \frac{\text{квантов}}{\text{распад}}. \quad (36.10)$$

В работе [364] был использован пропорциональный счетчик и методика критического поглощения (§ 11). Были обнаружены и идентифицированы следующие линии рентгеновского излучения: а) линия с энергией $\sim 10,6$ кэв, соответствующая, по-видимому, наложению линий L_{α_1} и L_{α_2} с энергией 10,569 и 10,466 кэв; б) линия с энергией 12,6 кэв, соответствующая наложению линий L_{β_1} и L_{β_2} ; в) слабый пик L_{γ_1} с энергией 14,79 кэв.

Полный выход фотонов L -серии был определен равным $(2,93 \pm 0,22) \cdot 10^{-4}$ * и отношение интенсивности L_{α} -, L_{β} - и L_{γ} -линий 1:0,635:0,12.

Если использовать данные о выходе флуоресценции квантов L -серии свинца ($\omega_{L_I} = 0,10$; $\omega_{L_{II}} = 0,45$; $\omega_{L_{III}} = 0,29$) и положить $\omega_L = 0,34$, то экспериментальная величина вероятности автоионизации L -оболочки при распаде Po^{210} оказывается равной

$$(P_L^{\text{ион.}})_{\text{экс.}} = (8,1 \pm 1,6) \cdot 10^{-4}. \quad (36.11)$$

* В ранних опытах Жолио и Кюри выход рентгеновских лучей L -серии при распаде Po^{210} определен равным $\sim 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{квантов}}{\text{распад}}$.

Теория Мигдала (§ 35) дает следующее значение:

$$\left(P_L^{\text{ион.}}\right)_{\text{теор.}} = 1,1 \cdot 10^{-4}.$$

§ 37. СРЕДНИЙ ЗАРЯД АТОМОВ ОТДАЧИ ПРИ α -РАСПАДЕ

То обстоятельство, что атомы отдачи при α -распаде несут положительный заряд, было отмечено еще в ранних опытах по собиранию активных осадков в электрическом поле [220, 361].

Однако было неясно, каков механизм ионизации атомов отдачи: является ли ионизация следствием реорганизации атомной оболочки при α распаде, или же атомы отдачи возникают в нейтральном состоянии (или даже несут лишние электроны) и теряют некоторое количество внешних электронов при соударениях с атомами окружающей среды. Последняя точка зрения основывалась на результатах опытов Вертенштейна [486]. Вертенштейн использовал в качестве источника Bi^{212} (RaC), нанесенный тонким слоем на никелевый диск. Опыт заключался в измерении заряда, перенесенного от источника к измерительному электроду при отсутствии задерживающего экрана (ток I_1), с экраном, задерживающим только атомы отдачи (ток I_2), и с экраном, "прозрачным" только для α -частиц (ток I_3). Заряд атомов отдачи определялся из соотношения $\left(\frac{I_1 - I_2}{I_2 - I_3}\right) 2e$.

При этом эффективность отдачи (§ 24) предполагалась равной 100%. Когда остаточное давление в камере было $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., отношение $\frac{I_1 - I_2}{I_2 - I_3}$ оказалось равным нулю.

При давлении $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$ мм это отношение было больше нуля. Следующее отсюда заключение Вертенштейна о том, что атомы отдачи при α -распаде RaC нейтральны и ионизируются только из-за соударений, нельзя было считать обоснованным прежде всего потому, что не было сделано проверки влияния поверхности на зарядовое состояние атомов отдачи и эффективность отдачи (§ 24). С другой стороны, при низких давлениях в приборе и малой длине пробега вероятность столкновений с молекулами остаточного газа была крайне мала.

В более ранних опытах, проведенных Маковым с сотрудниками [330], был использован метод магнитного отклонения в вакууме пучка α -частиц и сопряженных с ними атомов отдачи. Источником служила тонкая проволока, покрытая активным осадком. Авторы нашли, что импульс α -ча-

стиц равен импульсу атомов отдачи, если считать, что атомы отдачи при распаде Po^{218} (RaA) и Bi^{212} (RaC) имеют заряд $+1e$. Однако и в этих опытах не было сделано оценки влияния поверхности на величину начального заряда. Поэтому результат работы можно сформулировать так: атомы отдачи при данных условиях приготовления и использования источника имеют средний заряд $+1e$.

Мак Жи [300] в 1932 г. повторил опыт Вертенштейна в лучших условиях, используя осажденный на полированную и обезгаженную никелевую или платиновую полоску RaC. Был проведен ряд вспомогательных опытов, позволяющих в некоторой степени оценить роль поверхностных явлений и столкновений с атомами остаточного газа. Результаты этих вспомогательных опытов представляют самостоятельный интерес.

Однако мы не будем здесь их касаться. Заметим только, что опыты привели к заключению, что средний заряд атомов отдачи равен $+1e$, в согласии с результатом Маковера. Результаты опыта, разумеется, не исключают возможности существования атомов отдачи с зарядом $0, +2, +3$ и т. д.

Во всех упомянутых опытах использовались пленочные источники. При этом неизбежно имеют место искажающие эффекты, приводящие к изменению начального заряда (§ 24). Поэтому наибольший интерес с точки зрения определения начального зарядового распределения атомов представляют опыты Мунда с сотрудниками [299]. В опытах Мунда небольшое количество радона вводилось в стеклянный сосуд, содержащий два параллельных металлических диска, окруженных охранными электродами. Между электродами поддерживалось постоянное электрическое поле 3000 в/см. Изучалась асимметрия осаждения активных осадков на электродах путем измерения разности токов в двух ионизационных камерах, связанных с электродами и предварительно сбалансированных. Результаты измерений сравнивались с результатами расчетов, основанных на знании начальной энергии атомов отдачи и геометрии аппарата. При этом предполагалось, что радон равномерно распределяется по объему и атомы отдачи достигают электродов, не испытывая столкновений с атомами остаточного газа.

В этом случае отношение числа атомов N_+ , осевших на положительно заряженную пластину, к общему числу распавшихся атомов, как показывает несложный расчет (§ 24), должно быть равно:

$$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{2 \langle n \rangle e V}{3 E_r} \right]. \quad (37.1)$$

Здесь $\langle n \rangle$ — средний заряд атомов отдачи, E_r — энергия атомов отдачи, V — разность потенциалов между пластинами.

В опытах Мунда требовалось еще учесть разность зарядов атомов RaA и RaB и влияние объемного заряда. Для этого ставились опыты при различных давлениях и экспозициях.

Результаты расчетов по формуле (37.1) и результаты опытов совпадали, если предположить, что средний заряд атомов отдачи (RaA) равен $+2e$.

Этим исчерпывается список работ, посвященных изучению среднего заряда атомов отдачи при α -распаде. До последнего времени в этом направлении не сделано ничего нового.

§ 38. НАЧАЛЬНЫЙ ЗАРЯД ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Критерий адиабатического разлета осколков деления. Малая величина пробегов осколков деления в веществе и резкое отличие трэков осколков от трэков α -частиц и протонов, наблюдаемые при измерениях с камерой Вильсона или на фотопластинках, обязаны большой массе осколков и большому заряду осколков (§ 6).

Для грубой оценки заряда осколков Мигдал [297] и позднее Лэмб [257] использовали результаты вычислений вероятности ионизации атома водорода при сообщении протону некоторой энергии отдачи E_r . Результаты соответствующих расчетов Мигдала приведены в табл. 47.

Таблица 47

Вероятность ионизации атомов водорода из-за эффекта отдачи [297].

E_r , кэв	1,53	6,12	24,5	55,1	93,0	220
ka_0	0,25	0,5	1	1,5	2	3
$P_{\text{ион.}}$	0,28	0,10	0,46	0,78	0,92	0,99

В первой строке табл. 47 приводятся величины E_r в кэв, во второй строке — величины $ka_0 = \frac{m v_r}{h} a_0$.

Данные табл. 47 приобретают наглядный смысл, если учесть, что величина ka_0 представляет отношение скорости протона отдачи v_r и скорости электрона на первой бортовой орбите $v_0 = \frac{e^2}{h} = 2,19 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$.

Из этих данных, в частности, следует, что когда скорость отдачи $v_r \approx v_0$, вероятность ионизации атомов водорода равна 46%, а при $v_r > 3v_0$ имеет место практически 100-процентная ионизация.

Для вычисления вероятности ионизации осколков можно использовать данные табл. 47, подставляя вместо a_0 размеры соответствующих оболочек, определенные по формулам § 31. При этом условно принимается, что электроны увлекаются осколком адиабатически, если средняя скорость их орбитального движения в начальном атоме больше, чем скорость осколка, или, что то же, если величина $\frac{1}{\kappa}$ для осколков меньше, чем радиус орбит соответствующих электронов атома. Наоборот, при $v_r > v_i$ или при $\frac{1}{\kappa} > a_i$, разлет предполагается неадиабатическим в отношении электронов соответствующих оболочек.

Согласно этому критерию при делении урана осколками увлекаются все электроны, принадлежащие *K*-, *L*- и *M*-оболочкам, а также частично электроны *N*-оболочек. Таким образом, можно ожидать, что начальный средний заряд осколков деления, если игнорировать разницу между тяжелым и легким осколком, равен 18—20 электронным зарядам.

Для оценки начальных зарядов осколков деления могут быть также использованы экспериментальные данные об ионизации вещества на начальном участке пути осколков и формула Бете для удельных потерь энергии заряженными частицами $\frac{dE}{dx}$. Такие оценки [34] дают для начального эффективного заряда осколков величину в пределах от 10 до 20. Законность применения такого способа, однако, вызывает сомнения, так как здесь мы имеем дело не с простой заряженной частицей, а со сложным комплексом заряженных частиц.

Опыты по определению начального заряда осколков деления. Первые опыты по определению эффективного начального заряда осколков деления урана были выполнены Перфиловым [346]. Идея опытов заключалась в измерении радиуса отклонения осколков деления в магнитном поле. В качестве источника¹ использовалась латунная пластинка с нанесенным на нее тонким слоем $\left(1,5 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}\right)$ окиси урана U_3O_8 , облученная в течение 30 часов замедленными нейтронами от реакции $(Li+D)$. Облученная мишень помещалась в нижней части вакуумной камеры, находящейся

между полюсами магнита циклотрона. Регистрация осколков деления производилась на толстослойной фотопластинке, расположенной под углом 26° к плоскости мишени. Источник мог быть закрыт или открыт с помощью специальной заслонки. Для калибровки устройства использовались α -частицы Po^{210} . По величине отклонения осколков в магнитном поле было определено $\langle \frac{mv}{ne} \rangle_{\text{ср.}} = 6,6 \cdot 10^5$ эл. магн. единиц с ошибкой $+20\%$. Принимая массу осколков равной 90 и энергию 91 мэв (или, соответственно, $M=57$ и $E=144$ мэв), Перфилов оценил средний заряд осколков величиной $\langle ne \rangle_{\text{ср.}} = 20e$.

Эти опыты были повторены Лассеном [258] в более совершенном приборе с использованием электрической методики регистрации осколков (ионизационная камера с усилителем и шлейфным осциллографом). Схема прибора приведена на рис. 166. Он состоит из двух металлических камер: камеры отклонения с конусом, в конце которого помещался источник с испаренным в вакууме слоем урана, и измерительной камеры, содержащей ионизационную камеру, наполненную аргоном. Камеры соединяются узкой щелью, определявшей путь осколков деления (на рис. 166—пунктир).

В опытах Лассена было показано, что средний заряд осколков деления равен $21e$, причем легкие осколки имеют меньший заряд ($\sim 20e$), а тяжелые осколки—большой заряд ($\sim 22e$).

Позднее для определения эффективного заряда осколков деления Лассен использовал опытные данные по изучению удельной ионизации, произведенной осколками в газе и твердых веществах [260]. Заряд вычислялся с помощью формул для удельных потерь энергии тяжелыми заряженными частицами.

Были получены интересные результаты. Оказалось, что эффективные величины зарядов, вычисленные из удельных потерь энергии $\frac{dE}{dx}$, больше для легких осколков, чем для тяжелых, в противоположность результатам измерений методом отклонения.

Было показано также, что величины зарядов, определенные методом отклонения с применением различных газов, наполняющих камеры, дают результаты неодинаковые, а зависят от давления газа. С увеличением давления средние величины зарядов уменьшались.

Если заряд легких осколков, определенный по измерениям удельных потерь энергии в газах, был больше, чем

заряд тяжелых осколков, то при подобных же измерениях с торможением в твердом веществе, наоборот, было установлено, что эффективный заряд тяжелых осколков больше, чем заряд легких осколков.

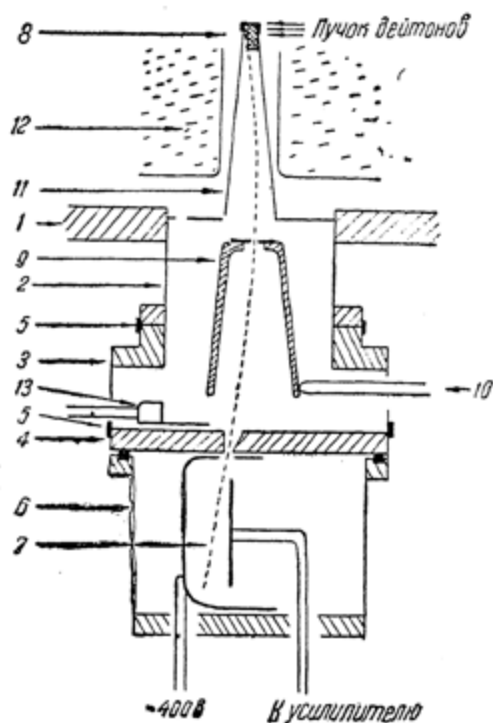


Рис. 166. Схема прибора Лассена для определения зарядов осколков деления;

1, 2, 3—камеры из латуни и меди, 4—латунный диск, 5—уплотнение, 6—измерительная камера, заполненная аргоном, 7—ионизационная камера, 8—блок с бериллиевой и урановой мишенями, 9—подвижный электрод со щелью, 10—стержень для передвижения, 11—защитный кожух, 12—дуанты, 13—передвижная диафрагма.

Теоретическое объяснение этих эффектов было дано Н. Бором и Дж. Линдхардом [73] на основе анализа механизма перезарядки ионов при прохождении через вещество.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ КИНЕТИЧЕСКОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ АКТИВАЦИИ АТОМОВ ПРИ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

§ 39. КИНЕТИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ АТОМОВ ОТДАЧИ

Атомы отдачи при ядерных переходах и столкновениях приобретают кинетическую энергию, во много раз превышающую среднюю энергию теплового движения. Происходит, как иногда говорят, „кинетическая активация“ атомов отдачи. Атомы отдачи часто называют горячими атомами. Энергия, полученная атомом отдачи, является частью энергии ядерного перехода или частью кинетической энергии относительного движения сталкивающихся частиц.

Как правило, атомы отдачи обладают нерелятивистскими скоростями, т. е. скорость их удовлетворяет неравенству $v_r \ll c$, где c — скорость света. В этом случае кинетическая энергия атома отдачи E_r связана с импульсом и скоростью обычными соотношениями:

$$E_r = \frac{1}{2} M_r v_r^2 = \frac{p_r^2}{2M_r}. \quad (39.1)$$

Для легких частиц, возникающих при ядерном переходе, обычно требуется релятивистское приближение. В этом приближении кинетическая энергия частицы равна:

$$E = (M - M_0)c^2 = \frac{M_0}{c^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = \frac{pc}{\sqrt{1 + 2Mc^2}} \quad (39.2)$$

и импульс

$$\vec{p} = M \vec{v} = \frac{M_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (39.3)$$

Здесь M_0 — масса покоя, $\beta = \frac{v}{c}$.

Если при ядерном превращении испускается одна частица, то в соответствии с законом сохранения импульса должно выполняться соотношение:

$$M_r \vec{v}_r = M \vec{v}. \quad (39.4)$$

Возводя правую и левую часть равенства (39.4) в квадрат и умножая на $\left(\frac{c^2}{v} - 1\right)$, получим с учетом (39.3) равенство:

$$M_r^2 v_r^2 = (M^2 - M_0^2) c^2.$$

Последнее, с учетом (39.2) и (39.1), записывается в таком виде:

$$E_r = \frac{M + M_0}{2 M_r} E. \quad (39.5)$$

Если ядерная частица является нерелятивистской ($M = M_0$), равенство (39.5) упрощается:

$$E_r = \frac{M}{M_r} E. \quad (39.6)$$

Последнее следует также непосредственно из (39.4).

Произведем оценки величин кинетической энергии отдачи при некоторых ядерных процессах.

А. α -распад. В системе координат, связанной с распадающимся ядром, импульс атома отдачи и импульс α -частицы равны по величине и противоположны по направлению.

Скорости α -частиц, испускаемых α -эмиттерами, по порядку величины равны $1/10$ скорости света (табл. 3) и их с достаточной степенью точности можно считать нерелятивистскими частицами.

В этом приближении скорости и кинетические энергии атомов отдачи определяются с помощью простых соотношений:

$$\vec{v}_r = \frac{M_\alpha}{M_r} \vec{v}_\alpha \simeq \frac{4,004}{M_r} \vec{v}_\alpha, \quad (39.7)$$

$$E_r = \frac{M_\alpha}{M_r} E_\alpha \simeq \frac{4,004}{M_r} E_\alpha. \quad (39.8)$$

Относительная доля энергии распада, сообщенная атому отдачи, равна

$$\delta = \frac{E_r}{E_r + E_\alpha} \approx \frac{4}{4 + M_r}. \quad (39.9)$$

Полезно зафиксировать некоторые оценочные данные. Кинетическая энергия атомов отдачи при α -распаде порядка 10^5 эв, т. е. примерно в $5 \cdot 10^6$ раз больше средней энергии теплового движения атомов при комнатной температуре (0,025 эв). Начальная скорость атомов отдачи порядка $3 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$, т. е. равна в среднем $1/7$ скорости электрона на боровской орбите ($v_0 = 2,19 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$). Наконец, относительная доля энергии распада, приходящаяся на атом отдачи, в среднем равна 2%.

Изоэнергетическим группам α -частиц соответствуют изоэнергетические группы атомов отдачи, т. е. спектры импульсов и энергий атомов отдачи при α -распаде являются линейными.

При наличии в α -спектре короткопробежных частиц¹ опыт должен обнаружить, наряду с изоэнергетической группой атомов отдачи, соответствующей основной группе α -частиц, группу атомов, энергии и импульсы которых имеют непрерывное распределение в некотором конечном энергетическом или импульсном интервале.

Наличие тонкой структуры α -спектров может проявиться в виде фона в спектре атомов отдачи. При желании можно учесть величину и тонкую структуру этого фона, основываясь на экспериментальных данных по изучению α -спектра и угловой корреляции (α, γ).

В. Испускание γ -квантов. Импульс атома отдачи равен взятому с обратным знаком импульсу γ -кванта и величина его равна $\frac{E_\gamma}{c}$ (E_γ — энергия γ -кванта). Кинетическая энергия атома отдачи в соответствии с (39.5) определяется формулой²

$$E_r = 536 \cdot 10^{-6} \left(\frac{E_\gamma^2}{M_r} \right), \quad (39.10)$$

если энергии выразить в мэв, а массу атома отдачи — в атомных единицах.

¹ Случай испускания длиннопробежных α -частиц не представляет особого интереса, если вести рассмотрение в системе центра инерции.

² Иногда для расчетов удобно применять формулу:

$$E_r = 2,503 \cdot 10^5 \cdot \frac{m_e}{M_r} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2, \quad (39.10a)$$

где массы и энергию γ -квантов следует выразить в одних и тех же единицах, а E_r получается в эв.

Относительная доля энергии перехода, приходящаяся на атом отдачи, по порядку величины равна сотым долям процента от E_γ , т. е. энергия γ -кванта с большой степенью точности может быть принята равной энергии перехода (§ 5).

Для оценок примем следующие цифры. Энергия отдачи атомов средних масс ($M \sim 100$) при энергии γ -квантов ~ 100 кэв равна $E_r \approx 0,05$ эв (порядка энергии теплового движения); при энергии γ -кванта в миллион эв энергия отдачи порядка нескольких вольт. Для легких атомов ($M \sim 10$) соответствующие величины энергии отдачи на порядок больше.

Если ядро испускает два γ -кванта в каскаде (последовательно), причем направления их вылета не коррелированы, то атомы отдачи с равной вероятностью могут иметь любую величину энергии из интервала энергий, заключенных между

$$\frac{536 (E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2})^2}{M_r} \text{ и } \frac{536 (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2}{M_r} \text{ эв.}$$

С. Испускание конверсионных электронов. Кинетическая энергия атома отдачи при внутренней конверсии может быть вычислена по формуле:

$$E_r = 536 \cdot 10^{-6} E_e \left(\frac{E_e + 1,02}{M_r} \right), \quad (39.11)$$

где энергии выражены в мэв, а масса атома отдачи в атомных единицах.

Для практических приложений удобна также формула

$$E_r = 4,77 \cdot 10^{-5} \left(\frac{H_p}{M_r} \right)^2, \quad (39.12)$$

где H_p — импульс электрона конверсии в э см;

M_r — масса атома отдачи в атомных единицах;

E_e — энергия атома отдачи в эв.

Кинетическая энергия атома отдачи при конверсии кванта всегда превышает кинетическую энергию отдачи при соответствующем радиационном переходе. Отношение соответствующих энергий отдачи при радиационном и безрадиационном переходах равно:

$$\frac{(E_r)_{\text{конв.}}}{(E_r)_{\text{рад.}}} = \frac{E_e (E_e + 1,02)}{E_\gamma^2}. \quad (39.13)$$

Д. β -распад. Аналитическое выражение для спектра атомов отдачи при β -переходах дается формулой (23.19).

Атом отдачи получает максимальный по величине импульс в том случае, когда происходит испускание β -частицы с максимальной энергией, или когда направление вылета β -частицы и нейтрино совпадают.

В этом случае импульс отдачи (в единицах $m_e c$) равен:

$$\eta_{r_0} = (\omega_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}} = \frac{(H\beta)_{\max.}}{1704,2}, \quad (39.14)$$

где $(H\beta)_{\max.}$ — максимальный импульс β -частиц в эрст. см. Энергия отдачи в этом случае определяется формулой § 23, которая в более удобной для практических расчетов форме записывается так:

$$E_{r_0} = \frac{536}{M_r} E_0 [E_0 + 1,02] \cdot 10^{-6}. \quad (39.15)$$

Здесь энергии частиц выражены в мэв.

В табл. 5 приведены соответствующие величины энергий отдачи для некоторых β -активных веществ.

Если после β -распада ядро испускает γ -квант, то для вычисления спектра импульсов отдачи необходимо, вообще говоря, иметь сведения об угловой β - γ -корреляции. Легко показать, что средняя величина энергии отдачи при последовательном испускании β -частицы и γ -квантов не зависит от угловой корреляции и определяется выражением:

$$\langle E_r \rangle_{\text{ср.}} = \frac{\langle p_r^2 \rangle_{\text{ср.}} + \Sigma p_{\gamma n}^2}{2 M_r}. \quad (39.16)$$

где $\langle p_r^2 \rangle_{\text{ср.}}$ — средний импульс отдачи при β -распаде,

$p_{\gamma n}$ — импульсы γ -квантов, испущенных в „каскаде“ после β -частицы.

Е. Электронный захват. Кинетическая энергия атома отдачи равна

$$E_r = 536 \cdot 10^{-6} \left(\frac{E_v^2}{M_r} \right), \quad (39.17)$$

при этом масса покоя нейтрино положена равной нулю, энергии выражены в мэв, массы атомов отдачи — в атомных единицах.

Соответствующие данные для некоторых атомов, распадающихся путем электронного захвата, приведены в табл. 30.

Если K -захват сопровождается испусканием γ -лучей, то энергия атомов отдачи может иметь любую величину из интервала энергий между

$$\frac{536}{M_r} (E_v^2 + E_\gamma^2) \text{ и } \frac{536}{M_r} (E_v^2 - E_\gamma^2) \text{ эв.}$$

Среднее значение кинетической энергии отдачи не зависит от ν - γ -корреляции и может быть определено формулой:

$$\langle E_r \rangle_{\text{ср.}} = \frac{536}{M_r} [\langle E_v^2 \rangle_{\text{ср.}} + E_\gamma^2] \cdot 10^{-6}. \quad (39.18)$$

Эти же замечания верны для учета отдачи, возникающей при испускании атомом рентгеновского кванта или конверсионного электрона. В последнем случае вместо E_γ^2 в формулу (39.18) следует подставить $E_e (E_e + 1,02)$, где E_e — кинетическая энергия оже-электронов в мэв.

§ 40. РАЗДЕЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ МЕТОДОМ АКТИВНЫХ ОСАДКОВ И АТОМОВ ОТДАЧИ

Метод активных осадков и метод атомов отдачи являются наиболее старыми и наиболее простыми методами разделения радиоактивных изотопов [361, 220]. Они основаны на явлении кинетической и электронной „активации“ атомов при радиоактивных превращениях.

Сущность метода активных осадков лучше всего иллюстрируется на примере получения изотопов, образующихся при распаде радиоактивных эманаций (радон, торон, актинон). Было установлено, что если, например, ввести в сосуд с радоном металлический диск или проволоку, то они „активируются“, т. е. покрываются слоем радиоактивного осадка. Если электрод имеет отрицательный относительно стенок сосуда с радоном потенциал, то скорость собирания увеличивается, причем на катоде собирается избыточное по сравнению с анодом количество активного осадка. При времени собирания порядка нескольких часов на собирающей пластине будет содержаться RaA , RaB и RaC в равновесных количествах.

Подобным же образом могут быть получены активные осадки при распаде торона и актинона.

Полученные при различных выдержках электроды с активным осадком могут быть использованы для получения

чистых продуктов B и C за счет отдачи, возникающей при испускании α -частиц. Поскольку энергия отдачи при α -распаде порядка 100 кэв (§ 39), то можно осуществить соби- рание почти 50% атомов отдачи, если поместить над пла- стинкой с тонким слоем активного осадка другую собираю- щую пластину. При этом эффективность собирания атомов отдачи не зависит от расстояния между пластинами l , если оно не превышает длины свободного пробега атомов отда- чи λ (для атомов отдачи при α -распаде $\lambda \approx 0,1 - 0,2$ мм воз- духа при нормальных условиях). В противном случае эф- фективность собирания пропорциональна величине $\frac{\lambda}{l}$.

Эффективность собирания значительно увеличивается, если между активной поверхностью и пластиной коллекто- ра приложено электрическое поле порядка нескольких со- тен вольт.

Главное назначение электрического поля при собирании атомов отдачи от α -распада заключается в том, чтобы пре- пятствовать адсорбции заряженных атомов отдачи (§ 36) на аноде.

Если осуществить ряд повторных опытов по отдаче, т. е. если, например, собирать на третью пластинку атомы отда- чи, образующиеся при распаде ядер, собранных отдачей в первом разделении, то можно достичь высокой степени разделения. Отметим, что впервые чистые C'' -продукты ра-диоактивных рядов RaC'' , AcC'' и ThC'' были получены таким способом (Хан и Мейтнер, Русс и Маковер). Позднее этот метод с успехом применялся для разделения и иденти- фикации искусственных α -активных веществ, принадлежащих к различным радиоактивным цепочкам [319].

Следует упомянуть об осложнениях, связанных с явле- нием агрегатной отдачи. Энергии отдачи при α -распаде до- статочны для того, чтобы оторвать от поверхности группу соседей атомов (агрегат), в число которых входит атом, испытавший превращение. Это может привести к загрязне- нию собираемого продукта атомами материнского вещества.

Влияние эффекта агрегатной отдачи зависит от ряда факторов. При прочих равных условиях этот эффект тем меньше, чем меньше толщина слоя активного вещества и чем равномернее он распределен по подложке. То об- стоятельство, что агрегатная отдача наблюдается даже в случае очень тонких и равномерных слоев, связывается не- которыми авторами с образованием скоплений активных атомов (роев), имеющих линейные размеры порядка десяти и более микрон.

Для выделения S - и S' -продуктов распада в ранних работах использовалось явление отдачи при β -распаде. Поскольку энергия отдачи в этом случае сравнительно мала (§ 39), эффективность собирания атомов отдачи меньше, чем эффективность собирания атомов отдачи при α -распаде. Она обычно заключена в пределах 1—10%. Эффективность собирания в значительно большей степени, чем при α -распаде, зависит от толщины активного осадка и состояния поверхности подложки (§ 24). С большим успехом метод отдачи был применен Ханом и Штрасманом для получения короткоживущих продуктов, получающихся при распаде криптона и ксенона.

Метод отдачи нашел применение также для разделения и обогащения искусственно радиоактивных изотопов.

Так, например, Жолио [215] для выделения осколков деления от облученного урана использовал следующий простой способ.

Окись урана U_3O_8 укладывалась тонкими слоями (5—10 mg/cm^2) на листы фильтровальной бумаги. Между ними прокладывались слои чистой влажной фильтровальной бумаги. Полученный таким образом „слоеный пирог“ облучался нейтронами. Осколки деления, имеющие энергию ~ 70 — 80 мэв, проходили тонкий слой урана и застревали в чистой бумаге. Отсюда они извлекались с помощью кислотных растворов. Таким способом удавалось извлекать до 20% осколков деления.

Магнуссон [315] сообщил об использовании явления отдачи при γ -распаде для извлечения активного изотопа золота, полученного при реакции $Au^{197} (n, \gamma) Au^{198}$. Золотые и никелевые пластины соединялись в „пакет“, будучи разделены друг от друга расстоянием ~ 3 мм. Набор пластин помещался в эвакуированный кварцевый сосуд и подвергался облучению нейтронами. По расчетам автора, на собирающие пластины попадало около 0,5% от полного числа атомов Au^{198} , образованных за цикл облучения. Столь низкая эффективность разделения объясняется малостью энергии отдачи при γ -излучении и влиянием поверхностных эффектов (§ 24).

Значительно лучшие результаты получаются, если использовать ядерные реакции с вылетом тяжелых и быстрых частиц [456].

В заключение отметим, что метод отдачи может быть использован для определения периодов распада изотопов с малыми временами жизни (20 мксек—30 сек.). Впервые такой способ был применен, по-видимому, Якобсеном (1928 г.) для определения периода распада ThC' .

Опишем модификацию метода, которая была применена в работе [319].

Установка для измерения периода распада искусственных α -активных веществ содержала вращающийся диск диаметром 32,5 см, держатель исследуемого радиоактивного вещества и α -счетчик. Между диском и образцом прикладывалось электрическое поле. Дочерние ядра собирались вдоль внешнего края диска и испускаемые ими α -частицы попадали через щель в окошко счетчика. В зависимости от угла между положениями образца и счетчика последний регистрировал различное число α -частиц. Кривая зависимости измеренной активности от угла, построенная в полулогарифмическом масштабе, давала возможность определить период полураспада.

§ 41. ЭФФЕКТ СЦИЛАРДА—ЧАЛМЕРСА И ОБОГАЩЕНИЕ ИСКУССТВЕННОРАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

С химической точки зрения ядерные превращения, при которых получают радиоактивные изотопы, можно разделить на два класса:

а) ядерные превращения, при которых происходит изменение порядкового номера, т. е. возникает новый элемент; это ядерные реакции типа (α, n) , (n, p) , (n, α) , а также α -распад, β -распад;

б) ядерные превращения, в результате которых образуется радиоактивный изотоп исходного элемента; примером таких превращений является радиационный захват (n, γ) , например, реакция $\text{In}^{115}(n, \gamma)\text{In}^{116}$, в результате которой облученная мишень содержит радиоактивный изотоп индия. Радиоактивные изотопы исходных элементов образуются также при реакциях $(n, 2n)$, (γ, n) , (d, p) .

В первом случае отделение активных атомов от неактивных атомов мишени сводится к обычным операциям аналитической химии, поскольку исходные атомы и радиоактивные атомы обладают различными химическими свойствами.

Во втором случае из-за полной идентичности химических свойств исходных и радиоактивных атомов отделение последних обычными методами аналитической химии оказывается невозможным. Использование физических методов разделения изотопов во многих случаях непригодно из-за ограниченного времени жизни радиоактивных ядер.

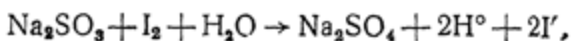
В этой связи существенное значение для практических целей увеличения концентрации (обогащения) радиоактив-

ных изотопов имеет то обстоятельство, что атомы в результате ядерных превращений становятся „горячими“, т. е. приобретают большую кинетическую энергию (§ 39) и во многих случаях возбуждены или ионизованы (§ 34, 36, 37, 42).

Практически в процессах обогащения искусственно радиоактивных изотопов известное значение имеют оба эффекта—и кинетическая и электронная активация атомов отдачи. Но относительная роль этих эффектов в разных случаях неодинакова. В этом параграфе мы рассмотрим методы обогащения радиоактивных изотопов, возникающих при реакции (n, γ), основанные на эффекте кинетической активации атомов отдачи (эффект отдачи). В § 42 будут рассмотрены методы разделения изомеров, в которых главную роль играет электронная активация.

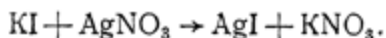
Обогащение искусственно радиоактивных изотопов по методу отдачи было впервые осуществлено в 1934 г. Сцилардом и Чалмерсом [404]. Они установили, что около 60% радиоактивного йода I^{128} , который образуется при облучении тепловыми нейтронами йодистого этила C_2H_5I ($I = I^{127}$), может быть экстрагировано из органической жидкости водным раствором, содержащим сильный восстановитель, например, сульфит натрия. В ряде других работ было показано, что подобным же образом можно извлекать из облученных нейтронами органических галоидных соединений до 50—70% активных атомов галоидов.

Это свидетельствовало о том, что при радиационном захвате нейтронов имеет место разрушение химической связи активного атома с органическим радикалом. Добавление восстановителя приводит к реакции



в результате которой йод стабилизуется в виде ионов в водном растворе.

Добавляя еще к раствору некоторое количество йодистого калия в качестве носителя¹, можно осадить радиоактивный йод азотнокислым серебром:



¹ Так как весовые количества радиоактивных атомов очень малы и они образуют ультраразбавленную систему с аномальными свойствами, практикуется добавление весомых количеств носителя—стабильных изотопов данного элемента или его химических аналогов. Поведение радиоактивного изотопа при реакциях будет определяться свойствами носителя. Радиоактивные изотопы можно отделять также электролизом неводной органической жидкости. В этом случае нет надобности в носителе.

В ряде других работ было показано, что явление отдачи может быть использовано также для обогащения радиоактивных элементов, образующихся в газовой фазе. Так, при облучении газообразного AsH_3 образуются атомы радиоактивного мышьяка As^{76} , которые извлекаются электрическим полем на собирающую пластину (см. § 40).

Существенную роль в этих процессах играет кинетическая активация атомов отдачи, обусловленная вылетом γ -кванта. Энергия отдачи определяется соотношением (39. 10). Если при реакции (n, γ) вылетает только один квант, то он имеет энергию, приблизительно равную энергии связи нейтрона в ядре ($\approx 6 - 9$ мэв).

В большинстве случаев, как показывают специальные исследования (Кикучи, Флейшман, Лукирский и Александрова, Мюльхауз и др.), при захвате нейтрона ядро испускает три-четыре кванта, так что средняя энергия, приходящаяся на один квант, равна 2 мэв. Так, например, на акт захвата нейтрона ядром V^{51} в среднем приходится 2,5 кванта. При захвате нейтрона ядром Sm^{149} это число достигает 5,6 и т. д.

Энергия отдачи в этом случае определяется корреляцией направлений вылета γ -квантов. В случае изотропного излучения она, как отмечалось в § 39, заключена в пределах

$$\text{от } \frac{536(E_1 - E_2)^2}{M_r} \text{ до } \frac{536(E_1 + E_2)^2}{M_r},$$

где E_1 и E_2 — энергии γ -квантов, M_r — масса атома отдачи.

Если атом входит в состав молекулы, то на возбуждение ее расходуется часть энергии отдачи, равная

$$E = E_r \frac{M_A}{M_r + M_A} \quad (41. 1)$$

(M_A — масса „остатка“ молекулы).

Энергия химических связей между атомами молекулы лежит в пределах 20—200 ккал/моль, или 1—10 эв на одну связь. Энергия отдачи при радиационном захвате нейтрона, как следует из простых расчетов с помощью указанных данных, значительно больше, чем энергия химической связи. Таким образом, следовало бы ожидать, что в каждом акте захвата нейтрона, сопровождаемого вылетом γ -лучей, должен происходить разрыв химических связей и выбрасывание радиоактивного атома в виде свободного атома или иона.

Практически, однако, этого нет, что видно из табл. 48, в которой приведены данные о неизвлекаемой экстракцией доле радиоактивных галоидов после облучения органических галоидных соединений нейтронами при комнатных температурах [310, 332].

Из табл. 48 следует, что значительная доля радиоактивных атомов остается связанной в форме исходного соединения („удержание“). Для того чтобы понять природу явления удержания, полезно иметь в виду следующие опытные факты. Было показано, что доля неизвлекаемых радиоактивных галоидов уменьшается почти до нуля, если производится разбавление мишени растворителем, имеющим атомы с массой, сильно отличной от массы радиоактивного атома, например, если в качестве растворителя для галоидозамещенных углеводородов применяется этиловый спирт. Доля неизвлекаемой активности уменьшается при получении галоидозамещенных углеводородов, находящихся в парообразном состоянии. Известно далее, что добавление 6-процентного анилина к облучаемому бромбензолу уменьшает долю неизвлекаемых атомов отдачи с 70 до 24% и т. д.

Таблица 48

Неизвлекаемая экстракцией доля радиоактивных галоидов, полученных при реакции (n, γ), и химический состав неизвлекаемой активности

Облучаемое соединение	Неизвлекаемая доля, %	Химический состав неизвлекаемой активности, %			
C_2H_5Br	70	99,5	C_2H_5OH	0,5	C_2H_4Br
CH_3I	56	81,0	CH_3I	19,0	CH_2I_2
CH_2Br_2	67	75,0	CH_2Br_2	25,0	$CHBr_3$
$CHBr_3$	66	71,0	$CHBr_3$	29,0	CBr_4
C_6H_5Cl	50	70,0	C_6H_5Cl	30,0	$C_6H_4Cl_2$

Эти факты находят объяснение, если принять во внимание при столкновениях с окружающими атомами и реакции микросинтеза. Так как испытывший отдачу атом галоида имеет большую массу, чем любой другой атом в молекуле галоидозамещенного углеводорода, то столкновения его с атомами водорода или углерода в пределах „реакционной ячейки“, образованной ближайшими к месту радиоактивного превращения молекулами, не вызовут заметной потери энергии. Если потери энергии при столкновении с атомами в пределах реакционной ячейки малы, мала и вероятность соединения свободного радикала с „горячим“ атомом отдачи.

В случае столкновения атома отдачи с атомом галоида потеря энергии оказывается настолько большой, что радиоактивный атом не в состоянии вырваться из „реакционной ячейки“. Так как скорость его при этом заметно уменьшается, он с большой вероятностью может соединиться с радикалом или образовать новое соединение. Если минимальная энергия, которую должен иметь атом для того, чтобы вырваться из реакционной ячейки, равна ε , а начальная энергия атома перед столкновением — E_{r_0} , то вероятность того, что энергия атома после столкновения будет меньше ε , равна $\frac{\varepsilon}{E_{r_0}}$ (при условии, что энергия ε мала по сравнению с энергией связи атома галоида ν). Таким образом, вероятность того, что активный атом останется в „ячейке“ и прореагирует с окружающими молекулами, равна $\frac{\varepsilon}{E_{r_0}}$, а вероятность того, что в результате столкновения атом получит энергию большую, чем энергия выхода из „ячейки“ ε , равна $\frac{\nu - \varepsilon}{E}$. Такие атомы не способны больше к разрыву химической связи.

Отношение числа свободных радиоактивных атомов к числу вернувшихся в исходное соединение (или образовавших новое соединение) равно:

$$\left(\frac{\nu - \varepsilon}{E}\right) / \left(\frac{\varepsilon}{E}\right) = \frac{\nu - \varepsilon}{\varepsilon}, \quad (41.2)$$

а доля неизвлекаемой активности, равная отношению числа удержанных радиоактивных атомов к общему числу удержанных и свободных, равна:

$$\frac{\varepsilon/E}{(\varepsilon/E) + \left(\frac{\nu - \varepsilon}{E}\right)} = \frac{\varepsilon}{\nu}. \quad (41.3)$$

Считают, что величина ε лежит в пределах от 30 до 75% от энергии связи молекул СХ, т. е. между 10 и 45 ккал/моль.

Явление удерживания имеет более общий характер и наблюдается для различных элементов и различных соединений.

Подробное изложение вопросов, связанных с механизмом удержания, можно найти в книгах [32, 61] и статьях [310, 332].

Экспериментальные данные об ионизации атомов при изомерных переходах. В результате конверсии γ-излучения на внутренних оболочках атомов образуются „дырки“. Заполнение дырок обязательно приводит к реорганизации электронной оболочки и разрушению молекулярных связей, если атом, в котором произошла конверсия, входит в состав молекулы. В свою очередь оже-переходы при заполнении дырок, образующихся на конверсии, могут привести к многократной ионизации атомов (§ 10).

Наиболее четко этот эффект наблюдался при конверсии изомерных переходов в радиоактивных атомах, принадлежащих к группе благородных газов.

Перлман и Мискел [343] методом собирания ионов в цилиндрической камере (§ 34) нашли, что средний заряд атомов при распаде изомера Xe^{131m} равен $8,5 \pm 0,3$. Энергия перехода в этом случае равна 163 кэв, причем 98% переходов конверсионные. Результат Перлмана и Мискела был подтвержден позднее в работе Снелла с сотрудниками [432]. Последние изучали зарядовое распределение атомов при распаде Xe^{131m} методом магнитного анализа (подробнее о методике см. § 34) и нашли, что при распаде наблюдаются атомы с зарядами от $+1e$ до $+29e$, причем наиболее интенсивной группой (20,9%) является группа восьмизарядных атомов.

Распределение атомов по заряду при распаде Xe^{131m} , по Снеллу, представляется данными табл. 49*. Образование атома отдачи с зарядом $+1e$ соответствует конверсии γ-кванта с последующим испусканием рентгеновского излучения. Однако такие переходы, как следует из табл. 49, весьма редки. Чаще всего происходит заполнение дырок путем каскадных оже-переходов, что приводит к многократной ионизации атомов.

Средний заряд атомов отдачи при распаде изомера Kr^{83m} равен, по измерениям Векслера [469], $+7,7 \pm 0,4$. В той же работе средний заряд атомов при распаде Br^{80m} (взятом в форме $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$) определен равным $+10,5$. Заметим, что, по расчету Купера [77], средний заряд атомов из-за конверсии на K-оболочке должен быть равным $+4,7$, по расчету Либби — $+7,0$.

* Данные об интенсивности групп атомов с зарядом больше $20e$, по замечанию авторов работы, не надежны.

Причинами расхождения экспериментальных и расчетных данных могут быть недостаточно точные данные о вероятности оже-эффекта и недоучет того обстоятельства, что Br^{80} распадается путем двух последовательных γ -переходов.

Таблица 49

Распределение атомов отдачи при распаде Xe^{131m} по заряду [432]

Заряд атома	Интенсивность группы, %	Заряд атома	Интенсивность группы, %
1	$0,62 \pm 0,12$	16	$0,242 \pm 0,004$
2	$0,97 \pm 0,03$	17	$0,098 \pm 0,002$
3	$1,62 \pm 0,06$	18	$0,036 \pm 0,001$
4	$4,26 \pm 0,06$	19	$0,023 \pm 0,001$
5	$5,36 \pm 0,10$	20	$0,014 \pm 0,001$
6	$10,42 \pm 0,13$	21	$0,012 \pm 0,001$
7	$15,69 \pm 0,25$	22	$0,013 \pm 0,001$
8	$20,88 \pm 0,19$	23	$0,006 \pm 0,001$
9	$15,74 \pm 0,24$	24	$0,010 \pm 0,001$
10	$11,32 \pm 0,19$	25	$0,004 \pm 0,001$
11	$6,22 \pm 0,10$	26	$0,004 \pm 0,001$
12	$3,01 \pm 0,04$	27	$0,002 \pm 0,001$
13	$1,78 \pm 0,03$	28	$0,007 \pm 0,001$
14	$1,09 \pm 0,01$	29	$0,006 \pm 0,002$
15	$0,55 \pm 0,00$		

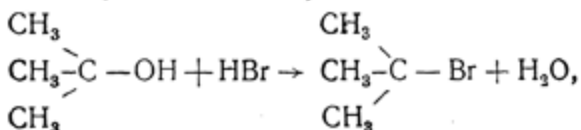
Разделение изомеров. В 1939 г. Сегре, Халфорд и Сиборг [440] предложили химический метод разделения ядерных изомеров брома и показали, что распад изомерной пары брома происходит по последовательной схеме (рис. 30). Тем самым было получено еще одно подтверждение результатов опытов Русинова, Гринберга и Юзефовича по изучению схемы распада брома (§ 17). Позднее предложенный метод был с успехом применен для разделения изомеров селена, теллура и др. Так, удалось с хорошим выходом выделить изомеры Te^{127} , Te^{129} и Te^{131} в низших изомерных состояниях.

Однако метод оказался непригодным для разделения изомеров цинка Zn^{69} и скандия Sc^{44} (рис. 161), что казалось на первый взгляд странным, так как энергия отдачи при распаде цинка и скандия была больше, чем, например, энергия отдачи при распаде брома. Этот факт получит удовлетворительное объяснение в работе Купера [77], показавшего, что разделение изомеров по способу Сегре возможно только в том случае, когда достаточно высок коэффициент конверсии γ -лучей, образующихся при распаде метастабильного уровня изомерной пары.

Рассмотрим практическое осуществление метода Сегре на примере разделения изомеров брома. Как известно, при облучении естественной смеси изотопов брома медленными нейтронами в результате реакций (n, γ) происходит образование радиоактивных изотопов Br^{80} , Br^{80m} и Br^{82} .

Если мы облучаем бром, находящийся в составе бромистого этила, то вследствие эффекта отдачи радиоактивные атомы брома освобождаются от молекулярных связей и могут быть отделены от исходного материала так же, как это происходит при обогащении искусственно радиоактивных веществ методом Сцилларда—Чалмерса (§ 41). Так, например, можно извлекать радиоактивный бром путем добавления к облученному этиловому бромиду едкого натрия или едкого калия. Полученный при этом осадок бромистого натрия (калия) переводится в HBr , содержащий указанную смесь изотопов.

Вторым этапом процесса является введение обогащенного радиоактивного брома в состав нерастворимой в воде органической жидкости. Для этого используют обычно реакцию с третичным бутиловым спиртом:



в результате которой получается третичный бутиловый бромид $\text{C}_4\text{H}_9\text{Br}$.

Выдерживая последний в течение времени, необходимо для того, чтобы основная часть атомов 18-минутного изомера Br^{80} распалась, производят повторное осаждение свободного брома. При этом в осадок выпадает только один изотоп Br^{80} (в основном состоянии).

Важно отметить, что разрушение молекул $\text{C}_4\text{H}_9\text{Br}$ и выделение изомера происходит не вследствие отдачи, как это имеет место в обычном методе Сцилларда—Чалмерса, а вследствие внутренней конверсии γ -лучей, приводящей к образованию дырок на внутренних оболочках распадающихся атомов и к последующему испусканию оже-электронов. Благодаря этому разрушаются химические связи и происходит многократная ионизация атомов брома.

Карамян и Русинов [242] предложили другую, более простую схему разделения изомеров брома, которую они назвали физическим методом разделения изомеров.

Сначала для получения тонких препаратов активного брома Карамян и Русинов использовали обычный метод

Сцилларда—Чалмерса, причем препарат получался при электролизе воды, которой отмывались свободные атомы от облученного бромистого этила. Полученные таким способом источники были, однако, слишком толстыми и содержали большое количество посторонних примесей.

Поэтому в дальнейшем авторы отказались от использования воды и производили электролиз непосредственно в облученном бромистом этиле. Радиоактивные атомы высаживались на вращающемся отшлифованном серебряном диске в течение ~ 30 мин. При этом получались препараты брома толщиной меньше микрона, а коэффициент извлечения активности был в десять раз больше, чем в случае электролиза водного раствора.

Было обнаружено, что при новом методе извлечения происходит также и разделение изомеров: получались препараты, в которых было нарушено радиоактивное равновесие между изомерами Br^{80m} и Br^{80} , причем увеличивалось содержание изомера в основном состоянии ($t = 18$ мин.). Более того, оказалось, что отношение электронной интенсивности изомеров брома возрастало с увеличением промежутка времени между концом облучения и началом отделения. Так, например, если препарат выделен через 2,5 часа после облучения, то отношение было равно 24, по истечении 6,5 часов оно равнялось уже 100 000. Этот факт свидетельствовал о том, что изомеры Br^{80} (основное состояние) возникают главным образом в результате „вторичных“ переходов $\text{Br}^{80m} \rightarrow \text{Br}^{80}$. Действительно, если бы изомеры возникали только в результате „первичных“ (n, γ) процессов, то отношение интенсивностей должно быть равно отношению вероятностей образования изомеров в основном ($t = 18$ мин.) и метастабильном ($t = 4,4$ часа) состояниях, однако оно не зависит от времени измерения и равно 2,5.

Для выяснения механизма разделения изомеров в новом методе был предпринят ряд дополнительных опытов [242]. Тот факт, что разделение происходило так же и в отсутствие электрического поля, отвергал предположение о том, что разделение обусловлено различной подвижностью атомов Br^{80} и Br^{80m} в электрическом поле. Более того, выяснилось, что при определенных условиях разделение изомеров происходит и в случае обычного метода Сцилларда—Чалмерса.

Таким образом, механизм разделения изомеров не связан с методом выделения, а связан с процессами, происходящими в самом облученном бромистом этиле. Специальные опыты по последовательному выделению свободных радиоак-

тивных атомов из облученного бромистого этила показали, что существенную роль в механизме выделения изомеров играют реакции микросинтеза (§ 41). Так, например, горячие атомы брома могут выбить атом водорода из молекулы бромистого этила и образовать молекулу дибромэтана $C_2H_4Br_2$ (реакция бромирования); часть атомов брома синтезируется в исходном соединении C_2H_5Br , заменяя нерадиоактивные атомы.

Изомеры Br^{80m} , синтезированные в молекулы, вновь освобождаются от молекулярных связей в результате конверсии γ -кванта и оже-переходов. За счет этого бромистый этил обогащается свободными атомами Br^{80} , что приводит к нарушению радиоактивного равновесия.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Величины некоторых физических констант, установленных при обработке экспериментальных данных методом наименьших квадратов [93]. По состоянию на 1955 г.

1. Число Авогадро $N = (6,02486 \pm 0,00016) \cdot 10^{23}$ атом. моль⁻¹.
2. Скорость света $c = (2,997930 \pm 0,000003) \cdot 10^{10}$ см. сек⁻¹.
3. Стандартный объём идеального газа $V = 22420,7 \pm 0,6$ см³. моль⁻¹.
4. Газовая постоянная $R = (8,31696 \pm 0,00034) \cdot 10^7$ эрг. моль⁻¹. град.⁻¹.
5. Постоянная Больцмана $\kappa = \frac{R}{N} = (1,38044 \pm 0,00007) \cdot 10^{-16}$ эрг. град.⁻¹.
6. Заряд электрона $e = (4,80286 \pm 0,00009) \cdot 10^{-10}$ CGSE,
 $= (1,60206 \pm 0,00003) \cdot 10^{-20}$ CGSM.
7. Удельный заряд электрона $\frac{e}{m_e} = (5,27305 \pm 0,00007) \cdot 10^{17}$ CGSE.г⁻¹,
 $= (1,75890 \pm 0,00002) \cdot 10^7$ CGSM.г⁻¹.
8. Постоянная Фарадея $F = Ne = (2,89366 \pm 0,00003) \cdot 10^{14}$ CGSE г. моль⁻¹.
9. Постоянная Планка $h' = (6,62517 \pm 0,000023) \cdot 10^{-27}$ эрг. сек.
 $h = \frac{h'}{2\pi} = (1,05443 \pm 0,00004) \cdot 10^{-27}$ эрг. сек.
10. Постоянная Ридберга $R_\infty = 109737,309 \pm 0,012$ см⁻¹,
 $R_H = 109677,576 \pm 0,012$ см⁻¹.
11. Масса покоя электрона $m_e = (5,48763 \pm 0,00006) \cdot 10^{-4}$ а. е. м.
 $= (9,1083 \pm 0,0003) \cdot 10^{-28}$ г =
 $= 0,510976 \pm 0,000007$ мэв.
12. Отношение масс покоя протона и электрона $\frac{m_p}{m_e} = 1836,12 \pm 0,02$.

13. Первый боровский

$$\text{радиус} \quad a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e^2 c^2} = (5,29172 \pm 0,00002) \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

14. Классический радиус электрона

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = (2,81785 \pm 0,00004) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

15. Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_{ce} = \frac{h'}{m_e c} = (24,2626 \pm 0,0002) \cdot 10^{-11} \text{ см.}$$

16. Постоянная тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} = (7,29729 \pm 0,00003) \cdot 10^{-3}.$$

$$\frac{1}{\alpha} = 137,0373 \pm 0,0006.$$

17. Отношение $\frac{h'}{e} = (1,37942 \pm 0,00002) \cdot 10^{-17} \text{ эрг. сек} \times (CGSE)^{-1}.$

18. Масса покоя протона

$$m_p = (1,67239 \pm 0,00004) \cdot 10^{-24} \text{ г,} \\ = 1,007593 \pm 0,000003 \text{ а. е. м.}$$

19. Масса покоя нейтрона

$$m_n = (1,67470 \pm 0,00004) \cdot 10^{-24} \text{ г,} \\ = 1,008982 \pm 0,000003 \text{ а. е. м.}$$

20. Боровский магнетон

$$\mu_B = \frac{h'e}{4\pi m_e c} = (0,92731 \pm 0,00002) \cdot 10^{-20} \text{ эрг. гс.}^{-1}$$

21. Ядерный магнетон

$$\mu_0 = \frac{h'e}{4\pi m_p c} = (0,505038 \pm 0,000018) \cdot 10^{-24} \text{ эрг. гс.}^{-1}$$

$$22. 1 \text{ эв} = (1,60206 \pm 0,0003) \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

$$23. 1 m_e = (0,510976 \pm 0,000007) \text{ мэв.}$$

$$24. 1 m_p = (938,211 \pm 0,010) \text{ мэв.}$$

$$25. 1 m_n = (939,505 \pm 0,010) \text{ мэв.}$$

$$26. \mu_p = (2,79275 \pm 0,0003) \mu_0 = (1,41044 \pm 0,0004) \cdot 10^{-2} \text{ эрг. гс.}^{-1}$$

Распределение электронов по уровням свободных атомов

Элемент	Уровень																					
	K	L ₁	L ₂	L ₃	M ₁	M _{2,3}	M ₄	M ₅	N ₁	N _{2,3}	N ₄	N ₅	O ₁	O _{2,3}	O ₄	O ₅	P ₁	P _{2,3}	P ₄	P ₅	L ₆	
Водород	1																					
Гелий	2																					
Литий	2	1																				
Бериллий	2	2																				
Бор	2	2	1																			
Углерод	2	2	2	1																		
Азот	2	2	2	2	1																	
Кислород	2	2	2	3																		
Фтор	2	2	2	4																		
Неон	2	2	2	6																		
Натрий	2	2	6		1																	
Магний	2	2	6		2																	
Алюминий	2	2	6		2	1																
Кремний	2	2	6		2	2																
Фосфор	2	2	6		2	3																
Сера	2	2	6		2	4																
Хлор	2	2	6		2	5																
Аргон	2	2	6		2	6																
Калий	2	2	6		2	6	1															
Кальций	2	2	6		2	6	2															
Скандий	2	2	6		2	6	2	1														
Титан	2	2	6		2	6	2	2														
Ванадий	2	2	6		2	6	2	3														

Уровень

Элемент

Элемент	K	L _I 2 s	L _{II, III} 2 p	M _I 3 s	M _{II, III} 3 p	M _{IV, V} 3 d	N _I 4 s	N _{II, III} 4 p	N _{IV, V} 4 d	N _{VI, VII} 4 f	O _I 5 s	O _{II, III} 5 p	O _{IV, V} 5 d	O _{VI, VII} 5 f	P _I 6 s	P _{II, III} 6 p	P _{IV, V} 6 d	L _I 7 s
Празеолим	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6	1	—	2	—	—	—
Неолам	2	2	6	2	6	10	2	6	10	3	2	6	1	—	2	—	—	—
Прометий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6	1	—	2	—	—	—
Самарий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6	1	—	2	—	—	—
Европий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6	1	—	2	—	—	—
Гадолиний	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1	—	2	—	—	—
Гербий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	8	2	6	1	—	2	—	—	—
Диспрозий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6	1	—	2	—	—	—
Холмий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6	1	—	2	—	—	—
Эрбий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6	1	—	2	—	—	—
Тулий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6	1	—	2	—	—	—
Иттербий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6	1	—	2	—	—	—
Лютеций	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	—	2	—	—	—
Гафний	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2	—	2	—	—	—
Тантал	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3	—	2	—	—	—
Вольфрам	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4	—	2	—	—	—
Рений	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5	—	2	—	—	—
Осмий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6	—	2	—	—	—
Иридий	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7	—	2	—	—	—

Энергия K- и L-краев поглощения и рентгеновских характеристических лучей K-и L-серии, эВ

Атомный номер	Элементы	K-серия					L-серия											
		K _{Kp}	K _{Pa}	K _{Pb}	K _{Pa}	K _{Pa}	L I кр.	L II кр.	L III кр.	L _γ ¹	L _γ ²	L _γ ³	L _γ ⁴					
1	Водород	0,0136																
2	Гелий	0,0246																
3	Литий	0,05																
4	Бериллий	0,116																
5	Бор	0,192																
6	Углерод	0,283																
7	Азот	0,399																
8	Кислород	0,581																
9	Фтор	0,687																
10	Неон	0,874																
11	Натрий	1,08								0,048	0,022	0,022						
12	Магний	1,303			1,067					0,055	0,034	0,034						
13	Алюминий	1,559			1,297					0,063	0,051	0,049						
14	Кремний	1,838			1,553					0,087	0,073	0,072						
15	Фосфор	2,142			1,832					0,118	0,099	0,098						
16	Сера	2,470			2,136					0,153	0,129	0,128						
17	Хлор	2,819			2,461					0,193	0,14	0,163						
18	Аргон	3,203			2,815					0,238	0,203	0,202						
19	Калий	3,607			3,192					0,287	0,247	0,245						
20	Кальций	4,038			3,589					0,341	0,297	0,294						
21	Скандий	4,496			4,012					0,399	0,352	0,349						0,341
22	Титан	4,964			4,460					0,462	0,411	0,406						0,399
23	Ванадий	5,463			4,931					0,530	0,460	0,454						0,458
24	Хром	5,988			5,427					0,604	0,519	0,512						0,519
25	Марганец	6,537			5,946					0,679	0,583	0,574						0,581
26	Железо	7,111			6,490					0,762	0,650	0,639						0,647
					7,057					0,849	0,721	0,708						0,717
																		0,704
																		0,395
																		0,452
																		0,510
																		0,571
																		0,636
																		0,704

27	Кобальт	7,709	7,649	6,980	0,929	0,794	0,779	—	—	—	—	0,790	0,775	0,775
28	Никель	8,331	8,264	7,477	1,015	0,871	0,853	—	—	—	—	0,866	0,849	0,849
29	Медь	8,980	8,904	8,047	1,100	0,953	0,933	—	—	—	—	0,948	0,928	0,928
30	Цинк	9,660	9,571	8,638	1,200	1,045	1,022	—	—	—	—	1,032	1,009	1,009
31	Галлий	10,368	10,263	9,251	1,30	1,134	1,117	—	—	—	—	1,122	1,096	1,096
32	Германий	11,103	11,000	9,885	1,42	1,248	1,217	—	—	—	—	1,216	1,186	1,186
33	Мышьяк	11,863	11,725	10,543	1,529	1,359	1,323	—	—	—	—	1,317	1,282	1,282
34	Селен	12,652	12,495	11,221	1,652	1,473	1,434	—	—	—	—	1,419	1,379	1,379
35	Бром	13,475	13,290	11,923	1,794	1,599	1,552	—	—	—	—	1,526	1,480	1,480
36	Криптон	14,323	14,112	12,648	1,931	1,727	1,675	—	—	—	—	1,638	1,587	1,587
37	Рубидий	15,201	15,184	13,894	2,067	1,866	1,806	—	—	—	—	1,752	1,694	1,692
38	Стронций	16,106	16,083	14,164	2,221	2,008	1,941	—	—	—	—	1,872	1,806	1,805
39	Итрий	17,037	17,011	14,957	2,369	2,154	2,079	—	—	—	—	1,996	1,922	1,920
40	Цирконий	17,998	17,969	15,774	2,547	2,305	2,220	—	—	—	—	2,124	2,042	2,040
41	Ниобий	18,987	18,951	16,614	2,706	2,467	2,374	—	—	—	—	2,257	2,166	2,163
42	Молибден	20,002	19,964	17,478	2,884	2,627	2,523	—	—	—	—	2,395	2,293	2,290
43	Технеций	21,054	21,012	18,621	3,054	2,795	2,677	—	—	—	—	2,538	2,424	2,420
44	Рутений	22,118	22,072	19,278	3,236	2,965	2,837	—	—	—	—	2,834	2,696	2,692
45	Родий	23,224	23,169	20,214	3,417	3,145	3,002	—	—	—	—	3,001	2,838	2,833
46	Палладий	24,347	24,297	21,175	3,617	3,329	3,172	—	—	—	—	3,151	2,981	2,978
47	Серебро	25,517	25,454	22,162	3,810	3,528	3,352	—	—	—	—	3,348	3,151	3,147
48	Кадмий	26,712	26,641	23,172	4,019	3,727	3,533	—	—	—	—	3,528	3,316	3,312
49	Индий	27,928	27,859	24,207	4,237	3,939	3,759	—	—	—	—	3,713	3,487	3,479
50	Олово	29,190	29,106	25,270	4,464	4,157	3,928	—	—	—	—	3,904	3,662	3,655
51	Сурьма	30,486	30,387	26,357	4,697	4,381	4,132	—	—	—	—	4,100	3,843	3,835
52	Теллур	31,809	31,698	27,471	4,938	4,613	4,341	—	—	—	—	4,301	3,769	3,758
53	Йод	33,164	33,016	28,610	5,190	4,856	4,559	—	—	—	—	4,029	3,937	3,926
54	Ксенон	34,579	34,446	29,802	5,432	5,104	4,782	—	—	—	—	4,422	4,111	4,098
55	Цезий	35,959	35,819	30,970	5,720	5,358	5,011	—	—	—	—	4,620	4,286	4,272
56	Барий	37,410	37,255	32,191	5,995	5,623	5,247	—	—	—	—	4,828	4,467	4,451
57	Лантан	38,931	38,728	33,440	6,283	5,894	5,489	—	—	—	—	5,043	4,651	4,635
58	Церий	40,449	40,231	34,717	6,561	6,165	5,729	—	—	—	—	5,262	4,840	4,823
59	Прозеродим	41,998	41,772	36,023	6,846	6,443	5,968	—	—	—	—	5,489	5,034	5,014
60	Неодим	43,571	43,298	37,359	7,144	6,727	6,215	—	—	—	—	5,722	5,230	5,208
61	Прометий	45,207	44,955	38,649	7,448	7,018	6,466	—	—	—	—	5,956	5,431	5,408
62	Самарий	46,846	46,553	40,124	7,754	7,281	6,721	—	—	—	—	6,206	5,636	5,609
					6,915	0,929	0,794	0,779	—	—	—	2,219	2,042	2,040
					7,460	1,015	0,871	0,853	—	—	—	2,367	2,257	2,254
					8,027	1,100	0,953	0,933	—	—	—	2,518	2,395	2,392
					8,615	1,200	1,045	1,022	—	—	—	2,674	2,538	2,534
					9,234	1,30	1,134	1,117	—	—	—	2,836	2,696	2,692
					9,854	1,42	1,248	1,217	—	—	—	3,001	2,838	2,833
					10,507	1,529	1,359	1,323	—	—	—	3,151	2,981	2,978
					11,181	1,652	1,473	1,434	—	—	—	3,328	3,147	3,144
					11,877	1,794	1,599	1,552	—	—	—	3,519	3,348	3,343
					12,597	1,931	1,727	1,675	—	—	—	3,716	3,528	3,523
					13,335	2,067	1,866	1,806	—	—	—	3,904	3,662	3,655
					14,082	2,221	2,008	1,941	—	—	—	4,100	3,843	3,835
					14,982	2,369	2,154	2,079	—	—	—	4,301	3,769	3,758
					15,690	2,547	2,305	2,220	—	—	—	4,507	4,220	4,211
					16,320	2,706	2,467	2,374	—	—	—	4,720	4,422	4,411
					17,373	2,884	2,627	2,523	—	—	—	4,936	4,620	4,609
					18,328	3,054	2,795	2,677	—	—	—	5,156	4,828	4,817
					19,149	3,236	2,965	2,837	—	—	—	5,384	5,043	5,034
					20,072	3,417	3,145	3,002	—	—	—	5,613	5,262	5,254
					21,018	3,617	3,329	3,172	—	—	—	5,850	5,489	5,480
					21,988	3,810	3,528	3,352	—	—	—	6,090	5,722	5,713
					22,982	4,019	3,727	3,533	—	—	—	6,336	6,000	5,991
					24,000	4,237	3,939	3,759	—	—	—	6,587	6,246	6,237
					25,042	4,464	4,157	3,928	—	—	—	6,843	6,491	6,482
					26,109	4,697	4,381	4,132	—	—	—	7,106	6,746	6,737
					27,200	4,938	4,613	4,341	—	—	—	7,372	7,001	6,992
					28,315	5,190	4,856	4,559	—	—	—	7,637	7,256	7,247
					29,485	5,432	5,104	4,782	—	—	—	7,911	7,511	7,502
					30,623	5,720	5,358	5,011	—	—	—	8,186	7,766	7,757
					31,815	5,995	5,623	5,247	—	—	—	8,461	8,061	8,052
					33,033	6,283	5,894	5,489	—	—	—	8,736	8,336	8,327
					34,276	6,561	6,165	5,729	—	—	—	9,011	8,611	8,602
					35,548	6,846	6,443	5,968	—	—	—	9,286	8,886	8,877
					36,845	7,144	6,727	6,215	—	—	—	9,561	9,161	9,152
					38,160	7,448	7,018	6,466	—	—	—	9,836	9,436	9,427
					39,523	7,754	7,281	6,721	—	—	—	10,111	9,711	9,702

Атомный номер	Элементы	К-серия						L-серия					
		K _{кр.}	K _α	K _β	K _γ	K _α	K _β	L _{кр.}	L _{II_{кр.}}	L _{III_{кр.}}	L _γ	L _β	L _α
63	Европий	48,515	47,027	41,529	40,877	8,069	7,624	6,983	7,478	6,842	6,456	5,846	5,816
64	Гадолиний	50,229	48,718	42,983	42,280	8,393	7,940	7,252	7,788	7,102	6,714	6,059	6,027
65	Гербий	51,998	50,391	44,470	43,737	8,724	8,258	7,519	8,104	7,368	6,979	6,275	6,241
65	Диспрозий	53,789	52,178	45,985	45,153	9,083	8,621	7,850	8,418	7,638	7,249	6,495	6,457
67	Холмий	55,615	53,934	47,528	46,686	9,411	8,920	8,074	8,748	7,912	7,528	6,720	6,680
68	Эрбий	57,483	55,690	49,099	48,205	9,776	9,263	8,364	9,089	8,188	7,810	6,948	6,904
69	Тулий	59,335	57,576	50,730	49,762	10,144	9,628	8,652	9,424	8,472	8,103	7,181	7,135
70	Иттербий	61,303	59,352	52,350	51,326	10,484	9,977	8,943	9,779	8,758	8,401	7,414	7,367
71	Лютеций	63,304	61,282	54,063	52,959	10,867	10,345	9,241	10,142	9,048	8,703	7,654	7,604
72	Гафний	65,313	63,209	55,757	54,579	11,264	10,734	9,556	10,514	9,346	9,021	7,898	7,843
73	Тантал	67,400	65,210	57,524	56,270	11,676	11,130	9,876	10,892	9,649	9,341	8,145	8,087
74	Вольфрам	69,508	67,233	59,310	57,973	12,090	11,535	10,158	11,293	9,959	9,670	8,396	8,333
75	Рений	71,662	69,298	61,131	59,707	12,522	1,955	10,531	11,684	10,273	10,008	8,651	8,584
76	Осмий	73,860	71,404	62,991	61,477	12,965	12,383	10,869	12,094	10,596	10,354	8,910	8,840
77	Иридий	76,097	73,549	64,886	63,278	13,413	12,819	11,211	12,509	10,918	10,706	9,173	9,098
78	Платина	78,379	75,736	66,820	65,111	13,873	13,268	11,559	12,959	11,249	11,069	9,441	9,360
79	Золото	80,713	77,968	68,794	66,980	14,353	13,733	11,919	13,379	11,582	11,439	9,711	9,625

80	Ртуть	33, 106	82, 526	80, 258	70, 821	68, 894	14, 841	14, 212	12, 285	13, 828	11, 923	11, 823	9, 987	9, 896
81	Таллий	85, 517	84, 904	82, 558	72, 860	70, 820	15, 346	14, 697	12, 657	14, 288	12, 268	12, 210	10, 266	10, 170
82	Свинец	88, 001	87, 343	84, 922	74, 957	72, 794	15, 870	15, 207	13, 044	14, 762	12, 620	12, 611	10, 549	10, 448
83	Висмут	90, 521	89, 833	87, 335	77, 097	74, 805	16, 393	15, 716	13, 424	15, 244	12, 977	13, 021	10, 836	10, 729
84	Полоний	93, 112	92, 386	89, 809	79, 296	76, 868	16, 935	16, 244	13, 817	15, 740	13, 338	13, 441	11, 128	11, 014
85	Астатин	95, 740	94, 976	92, 319	81, 525	78, 956	17, 490	16, 784	14, 215	16, 248	13, 705	13, 873	11, 424	11, 304
86	Эманация	98, 418	97, 616	94, 877	83, 800	81, 080	18, 058	17, 337	14, 618	16, 768	14, 077	14, 316	11, 724	11, 597
87	Франций	101, 147	100, 305	97, 483	86, 119	83, 243	18, 638	17, 904	15, 028	17, 301	14, 459	14, 770	12, 029	11, 894
88	Радий	103, 927	103, 048	100, 136	88, 485	85, 446	19, 233	18, 481	15, 442	17, 845	14, 639	15, 233	12, 338	12, 194
89	Активный	106, 759	105, 838	102, 846	90, 894	87, 681	19, 842	19, 078	15, 865	18, 405	15, 227	15, 712	12, 650	12, 499
90	Торий	109, 630	108, 671	105, 592	93, 334	89, 942	20, 460	19, 688	16, 296	18, 977	15, 620	16, 200	12, 966	12, 808
91	Протактиний	112, 581	111, 575	108, 408	95, 851	92, 271	21, 102	20, 311	16, 731	19, 559	16, 022	16, 700	13, 291	13, 120
92	Уран	115, 591	114, 549	111, 289	98, 428	94, 648	21, 753	20, 943	17, 163	20, 163	16, 425	17, 218	13, 613	13, 438
93	Нептуний	118, 619	117, 533	114, 181	101, 005	97, 023	22, 417	21, 596	17, 614	20, 774	16, 837	17, 740	13, 945	13, 758
94	Плутоний	121, 720	120, 592	117, 146	103, 653	99, 457	23, 097	22, 262	18, 066	21, 401	17, 254	18, 278	14, 279	14, 082
95	Атерций	124, 876	123, 706	120, 163	106, 351	101, 932	23, 793	22, 944	18, 525	22, 042	17, 677	18, 829	14, 618	14, 411
96	Кюрий	128, 088	126, 875	123, 235	109, 098	104, 448	24, 503	23, 640	18, 990	22, 699	18, 106	19, 393	14, 961	14, 743
97	Беркелий	131, 357	130, 101	126, 362	111, 896	107, 023	25, 230	24, 352	19, 461	23, 370	18, 540	19, 971	15, 309	15, 079
98	Калифорний	134, 683	133, 383	129, 544	114, 745	109, 603	25, 971	25, 080	19, 988	24, 056	18, 980	20, 562	15, 661	15, 420
99	Эйнштейний	138, 067	136, 724	132, 781	117, 746	112, 244	26, 729	25, 824	20, 422	24, 758	19, 426	21, 166	16, 018	15, 764
100	Фермий	141, 510	140, 122	136, 075	120, 503	114, 926	27, 503	26, 584	20, 912	25, 475	19, 879	21, 785	16, 379	16, 113

Энергии ионизации M - и N -оболочек атомов в $кэВ$, вычисленные по данным о границах поглощения

Оболочка Z	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I
1	—	0,007	0,007	—	—	—
2	—	0,005	0,005	—	—	—
3	—	0,007	0,007	—	—	—
4	—	0,007	0,007	—	—	—
5	—	0,005	0,005	—	—	—
6	0,0297	0,007	0,007	—	—	—
7	0,035	0,011	0,011	—	—	—
8	0,011	0,016	0,016	—	—	—
9	0,047	0,026	0,026	—	—	—
10	0,054	0,037	0,037	—	—	—
11	0,061	0,035	0,035	—	—	—
12	0,068	0,041	0,041	—	—	—
13	0,076	0,042	0,042	—	—	—
14	0,085	0,052	0,052	—	—	—
15	0,094	0,056	0,056	—	—	—
16	0,103	0,064	0,064	—	—	—
17	0,111	0,073	0,073	—	—	—
18	0,121	0,076	0,076	—	—	—
19	0,137	0,091	0,091	0,012	0,012	—
20	0,182	0,129	0,129	0,043	0,043	—
21	0,175	0,119	0,119	0,024	0,024	—
22	0,202	0,140	0,140	0,041	0,041	—
23	0,227	0,157	0,157	0,053	0,053	—
24	0,259	0,185	0,185	0,073	0,073	—
25	0,289	0,215	0,210	0,091	0,092	—
26	0,323	0,247	0,236	0,110	0,110	—
27	0,356	0,277	0,266	0,132	0,132	0,034
28	0,411	0,329	0,316	0,176	0,176	0,064
29	0,432	0,345	0,331	0,183	0,182	0,052
30	0,471	0,381	0,365	0,209	0,206	0,058
31	0,509	0,414	0,396	0,230	0,232	0,069
32	0,546	0,499	0,428	0,259	0,256	0,072
33	0,584	0,485	0,463	0,285	0,231	0,075
34	0,619	0,513	0,489	0,301	0,299	0,073
35	0,677	0,569	0,540	0,348	0,342	0,091
36	0,743	0,626	0,593	0,396	0,391	0,118
37	0,775	0,652	0,616	0,414	0,402	0,111
38	0,823	0,691	0,653	0,447	0,445	0,118
39	0,868	0,739	0,695	0,477	0,467	0,119
40	0,950	0,823	0,775	0,543	0,532	0,159
41	1,013	0,882	0,832	0,591	0,577	0,175
42	1,074	0,930	0,874	0,634	0,620	0,187
43	1,14	0,992	0,931	0,686	0,672	0,208
44	1,215	1,056	0,990	0,74	0,728	0,231

Оболочка Z	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I
45	1,297	1,143	1,068	0,800	0,783	0,255
46	1,371	1,201	1,120	0,858	0,839	0,280
47	1,439	1,279	1,191	0,906	0,888	0,295
48	1,514	1,339	1,245	0,956	0,934	0,310
49	1,583	1,413	1,305	1,007	0,984	0,323
50	1,65	1,48	1,36	1,006	1,03	0,336
51	1,727	1,545	1,424	1,111	1,083	0,349
52	1,808	1,622	1,488	1,169	1,138	0,370
53	1,888	1,693	1,550	1,226	1,191	0,388
54	1,970	1,768	1,613	1,279	1,245	0,399
55	2,036	1,846	1,679	1,339	1,301	0,422
56	2,130	1,921	1,739	1,393	1,354	0,436
57	2,221	2,005	1,814	1,457	1,413	0,451
58	2,31	2,09	1,89	1,52	1,47	0,471
59	2,402	2,180	1,958	1,582	1,533	0,492
60	2,493	2,264	2,028	1,643	1,594	0,502
61	2,608	2,379	2,115	1,724	1,669	0,544
62	2,713	2,472	2,199	1,797	1,739	0,572
63	2,814	2,570	2,274	1,867	1,804	0,588
64	2,93	2,68	2,36	1,95	1,88	0,619
65	3,05	2,79	2,45	2,03	1,95	0,650
66	3,166	2,901	2,544	2,103	2,034	0,683
67	3,285	3,013	2,632	2,188	2,108	0,710
68	3,424	3,147	2,741	2,289	2,202	0,758
69	3,56	3,28	2,85	2,38	2,29	0,799
70	3,701	3,413	2,951	2,480	2,384	0,842
71	3,852	3,558	3,067	2,584	2,482	0,893
72	4,000	3,695	3,177	2,688	2,578	0,938
73	4,15	3,84	3,29	2,79	2,68	0,986
74	4,31	4,00	3,41	2,93	2,78	1,04
75	4,48	4,15	3,53	3,04	2,88	1,09
76	4,64	4,31	3,66	3,13	2,99	1,14
77	4,81	4,47	3,78	3,24	3,09	1,20
78	4,99	4,64	3,91	3,36	3,20	1,25
79	5,163	4,810	4,025	3,469	3,310	1,306
80	5,36	5,00	4,16	3,60	3,43	1,37
81	5,546	5,179	4,301	3,323	3,546	1,439
82	5,74	5,36	4,43	3,85	3,66	1,50
83	5,93	5,56	4,56	3,98	3,78	1,56
84	6,14	5,75	4,70	4,11	3,90	1,63
85	6,34	5,95	4,84	4,24	4,02	1,70
86	6,55	6,16	4,99	4,38	4,15	1,77
87	6,77	6,37	5,13	4,51	4,28	1,84
88	6,99	6,58	5,28	4,65	4,41	1,91
89	7,22	6,81	5,42	4,80	4,54	1,99

Приложение V

Поправки на экранирование $\eta_{\text{экp.}}^- = \frac{F_{\text{экp.}}(Z, \omega)}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}$

для разрешенных β^- -спектров [365]

$\omega-1$	Z	16	29	49	84	92
	$E, \text{кэв}$					
0,003	1,53	0,990	—	—	—	—
0,01	5,11	0,996	0,998	—	—	—
0,02	10,22	0,998	0,991	0,965	—	—
0,04	20,44	0,999	0,992	0,971	—	—
0,05	25,54	0,999	0,993	0,973	0,945	0,933
0,08	40,87	0,999	0,994	0,976	0,951	0,941
0,10	51,09	0,999	0,994	0,978	0,954	0,944
0,12	61,31	0,999	0,995	0,979	0,956	0,947
0,20	102,2	1,000	0,995	0,983	0,961	0,955
0,25	127,7	1,000	0,996	0,984	0,964	0,958
0,30	153,3	1,000	0,996	0,985	0,966	0,960
0,40	204,4	1,000	0,996	0,987	0,968	0,964
0,50	255,4	1,000	0,997	0,988	0,971	0,967
0,60	306,5	1,000	0,997	0,989	0,973	0,969
0,80	408,7	1,000	0,998	0,990	0,976	0,973

Приложение VI

Поправки на экранирование $\eta_{\text{экp.}}^+ = \frac{F_{\text{экp.}}(Z, \omega)}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}$

для разрешенных β^+ -спектров [365]

$\omega-1$	Z	16	29	49	84	92
	$E, \text{кэв}$					
0,003	1,53	8,08	—	—	—	—
0,01	5,11	1,745	5,44	—	—	—
0,02	10,22	1,325	2,20	7,71	—	—
0,04	20,44	1,150	1,38	2,64	—	—
0,05	25,54	1,130	1,277	2,09	7,27	10,44
0,08	40,87	1,083	1,154	1,505	3,41	4,00
0,10	51,09	1,072	1,123	1,37	2,62	2,93
0,12	61,31	1,065	1,105	1,29	2,18	2,41
0,20	102,2	1,051	1,075	1,173	1,53	1,64
0,25	127,7	1,046	1,066	1,146	1,40	1,478
0,30	153,3	1,042	1,060	1,128	1,32	1,38
0,40	204,4	1,038	1,053	1,106	1,245	1,284
0,50	255,4	1,035	1,048	1,094	1,203	1,233
0,60	306,5	1,033	1,045	1,084	1,176	1,203
0,80	408,7	1,030	1,040	1,073	1,145	1,165
1,30	664,2	—	—	—	1,110	—

Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ -лучей на K -оболочках атомов [436]

Z=33

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	1,46(-1)	1,81(0)	1,86(1)	1,79(2)	1,73(3)	1,66(-1)	2,14(0)	2,45(1)	2,80(2)	3,14(3)
0,20	6,19(-2)	6,31(-1)	5,30(0)	4,25(1)	3,39(2)	7,53(-2)	7,56(-1)	6,96(0)	6,38(1)	5,85(2)
0,25	3,17(-2)	2,76(-1)	1,99(0)	1,36(1)	9,41(1)	4,12(-2)	3,45(-1)	2,67(0)	2,07(1)	1,58(2)
0,30	1,84(-2)	1,40(-1)	8,99(-1)	5,42(0)	3,27(1)	2,54(-2)	1,83(-1)	1,24(0)	8,36(0)	5,61(1)
0,50	4,13(-3)	2,16(-2)	9,72(-2)	4,16(-1)	1,75(0)	6,89(-3)	3,39(-2)	1,56(-1)	7,16(-1)	3,28(0)
0,70	1,62(-3)	6,71(-3)	2,41(-2)	8,32(-2)	2,82(-1)	3,04(-3)	1,19(-2)	4,36(-2)	1,52(-1)	5,70(-1)
1,00	6,47(-4)	2,12(-3)	6,15(-3)	1,72(-2)	4,71(-2)	1,32(-3)	4,20(-3)	1,23(-2)	3,53(-2)	1,01(-1)
1,50	2,56(-4)	6,71(-4)	1,57(-3)	3,53(-3)	7,85(-3)	5,38(-4)	1,39(-3)	3,29(-3)	7,52(-3)	1,70(-2)
2,00	1,43(-4)	3,27(-4)	6,74(-4)	1,34(-3)	2,62(-3)	2,93(-4)	6,71(-4)	1,38(-3)	2,78(-3)	5,47(-3)
3,00	6,89(-5)	1,36(-4)	2,42(-4)	4,16(-4)	6,96(-4)	1,31(-4)	2,57(-4)	4,58(-4)	7,85(-4)	1,32(-3)
4,00	4,45(-5)	7,95(-5)	1,28(-4)	2,04(-4)	3,10(-4)	7,90(-5)	1,35(-4)	2,29(-4)	3,48(-4)	5,47(-4)
5,00	3,23(-5)	5,31(-5)	8,24(-5)	1,23(-4)	1,78(-4)	5,20(-5)	8,75(-5)	1,34(-4)	1,99(-4)	2,91(-4)

Z=41

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	2,29(-1)	2,38(0)	2,01(1)	1,62(2)	1,31(3)	4,18(-1)	5,24(0)	5,34(1)	5,29(2)	5,22(3)
0,20	9,91(-2)	8,79(-1)	6,38(0)	4,49(1)	3,08(2)	1,87(-1)	1,8(-0)	1,55(1)	1,29(2)	1,08(3)
0,25	5,17(-2)	3,99(-1)	2,55(0)	1,56(1)	9,48(1)	1,01(-1)	8,24(-1)	2,77(0)	4,27(1)	3,06(2)
0,30	3,05(-2)	2,09(-1)	1,19(0)	6,53(0)	3,55(1)	6,16(-2)	4,36(-1)	2,77(0)	1,75(1)	1,10(2)
0,50	7,10(-3)	3,45(-2)	1,46(-1)	5,75(-1)	2,27(0)	1,61(-2)	7,87(-2)	3,49(-1)	1,56(0)	6,80(0)
0,70	2,85(-3)	1,11(-2)	3,79(-2)	1,24(-1)	4,03(-1)	6,95(-3)	2,72(-2)	9,69(-2)	3,41(-1)	1,20(0)
1,00	1,16(-3)	3,67(-3)	1,03(-2)	2,77(-2)	7,39(-2)	2,95(-3)	9,42(-3)	2,71(-2)	7,64(-2)	2,14(-1)
1,50	4,67(-4)	1,21(-3)	1,25(-3)	6,19(-3)	1,35(-2)	1,16(-3)	3,07(-3)	7,20(-3)	1,63(-2)	3,64(-2)
2,00	2,63(-4)	6,05(-4)	2,78(-3)	2,46(-3)	4,76(-3)	6,18(-4)	1,46(-3)	3,02(-3)	6,00(-3)	1,17(-2)
3,00	1,27(-4)	2,56(-4)	4,61(-4)	7,93(-4)	1,33(-3)	2,67(-4)	5,48(-4)	9,03(-4)	1,69(-3)	2,82(-3)
4,00	8,16(-5)	1,49(-4)	2,47(-4)	3,95(-4)	6,06(-4)	1,54(-4)	2,86(-4)	4,79(-4)	7,48(-4)	1,16(-3)
5,00	5,88(-5)	9,96(-5)	1,59(-4)	2,39(-4)	3,50(-4)	1,00(-4)	1,80(-4)	2,79(-4)	4,22(-4)	6,08(-4)

Z=49

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	3,70(-1)	2,68(0)	1,77(1)	1,12(2)	7,19(2)	9,45(-1)	1,14(1)	9,82(1)	8,03(2)	6,49(3)
0,20	1,42(-1)	1,06(0)	6,45(0)	3,76(1)	2,20(2)	4,17(-1)	3,94(0)	2,96(1)	2,16(2)	1,56(3)
0,25	7,56(-2)	5,05(-1)	2,78(0)	1,48(1)	7,85(1)	2,23(-1)	1,77(0)	1,16(1)	7,52(1)	4,85(2)
0,30	4,51(-2)	2,72(-1)	1,37(0)	6,67(0)	3,24(1)	1,35(-1)	9,27(-1)	5,46(0)	3,16(1)	1,83(2)
0,50	1,09(-2)	4,85(-2)	1,89(-1)	6,95(-1)	2,57(0)	3,44(-2)	1,64(-1)	6,96(-1)	2,97(0)	1,22(1)
0,70	4,49(-3)	1,64(-2)	5,29(-2)	1,65(-1)	5,10(-1)	1,45(-2)	5,62(-2)	1,93(-1)	6,55(-1)	2,22(0)
1,00	1,87(-3)	5,67(-3)	1,53(-2)	4,02(-2)	1,04(-1)	6,01(-3)	1,92(-2)	5,40(-2)	1,48(-1)	4,05(-1)
1,50	7,64(-4)	1,96(-3)	4,46(-3)	9,78(-3)	2,11(-2)	2,30(-3)	6,15(-3)	1,42(-2)	3,16(-2)	6,96(-2)
2,00	4,34(-4)	1,01(-3)	2,07(-3)	4,06(-3)	7,82(-3)	1,20(-3)	2,89(-3)	5,94(-3)	1,17(-2)	2,25(-2)
3,00	2,11(-4)	4,36(-4)	7,95(-4)	1,37(-3)	2,31(-3)	5,00(-4)	1,06(-3)	1,93(-3)	3,28(-3)	5,46(-3)
4,00	1,34(-4)	2,54(-4)	4,31(-4)	6,91(-4)	1,07(-3)	2,78(-4)	5,49(-4)	9,18(-4)	1,45(-3)	2,22(-3)
5,00	9,54(-5)	1,70(-4)	2,76(-4)	4,21(-4)	6,23(-4)	1,78(-4)	3,36(-4)	5,35(-4)	8,07(-4)	1,17(-3)

Z=57

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	4,16(-1)	2,58(0)	1,22(1)	5,58(1)	2,58(2)	1,99(0)	2,25(1)	1,54(2)	9,46(2)	5,67(3)
0,20	1,90(-1)	1,14(0)	5,50(0)	2,57(1)	1,22(2)	8,72(-1)	7,83(0)	5,01(1)	3,03(2)	1,81(3)
0,25	1,03(-1)	5,73(-1)	2,65(0)	1,18(1)	5,36(1)	4,64(-1)	3,50(0)	2,04(1)	1,15(2)	6,41(2)
0,30	6,21(-2)	3,22(-1)	1,40(0)	5,92(0)	2,53(1)	2,78(-1)	1,83(0)	9,75(0)	5,05(1)	2,61(2)
0,50	1,56(-2)	6,27(-2)	2,22(-1)	7,61(-1)	2,63(0)	6,94(-2)	3,22(-1)	1,28(0)	5,02(0)	1,97(1)
0,70	6,59(-3)	2,24(-2)	6,81(-2)	2,02(-1)	5,99(-1)	2,88(-2)	1,09(-1)	3,58(-1)	1,16(0)	3,73(0)
1,00	2,81(-3)	8,17(-3)	2,14(-2)	5,45(-2)	1,38(-1)	1,17(-2)	3,69(-2)	1,00(-1)	2,66(-1)	7,02(-1)
1,50	1,17(-3)	2,97(-3)	6,70(-3)	1,45(-2)	3,10(-2)	4,35(-3)	1,17(-2)	2,64(-2)	5,74(-2)	1,23(-1)
2,00	6,69(-4)	1,57(-3)	3,23(-3)	6,34(-3)	1,21(-2)	2,22(-3)	5,42(-3)	1,1(-2)	2,13(-2)	4,04(-2)
3,00	3,26(-4)	6,94(-4)	1,29(-3)	2,24(-3)	3,76(-3)	8,87(-4)	1,96(-3)	3,53(-3)	5,99(-3)	9,85(-3)
4,00	2,05(-4)	4,06(-4)	7,06(-4)	1,15(-3)	1,79(-3)	4,76(-4)	9,93(-4)	1,68(-3)	2,64(-3)	4,03(-3)
5,00	1,46(-4)	2,72(-4)	4,54(-4)	7,03(-4)	1,05(-3)	2,98(-4)	6,00(-4)	9,67(-4)	1,46(-3)	2,12(-3)

Z=61

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	4,63(-1)	2,37(0)	9,07(0)	3,28(1)	1,21(2)	2,84(0)	3,09(1)	1,80(2)	9,09(2)	4,40(3)
0,20	2,14(-1)	1,12(0)	4,73(0)	1,93(1)	8,04(1)	1,24(0)	1,08(1)	6,21(1)	3,34(2)	1,76(3)
0,25	1,17(-1)	5,87(-1)	2,44(0)	9,91(0)	4,10(1)	6,58(-1)	4,81(0)	2,60(1)	1,34(2)	6,85(2)
0,30	7,12(-2)	3,37(-1)	1,35(0)	5,30(0)	2,11(1)	3,94(-1)	2,52(0)	1,26(1)	6,10(1)	2,95(2)
0,50	1,83(-2)	6,95(-2)	2,34(-1)	7,74(-1)	2,59(0)	9,74(-2)	4,41(-1)	1,69(0)	6,38(0)	2,41(1)
0,70	7,81(-3)	2,55(-2)	7,55(-2)	2,19(-1)	6,37(-1)	4,01(-2)	1,49(-1)	4,77(-1)	1,50(0)	4,69(0)
1,00	3,37(-3)	9,60(-3)	8,48(-2)	6,24(-2)	1,56(-1)	1,61(-2)	5,03(-2)	1,34(-1)	3,49(-1)	9,01(-1)
1,50	1,42(-3)	3,59(-3)	2,08(-3)	1,75(-2)	3,71(-2)	5,92(-3)	1,58(-2)	3,53(-2)	7,58(-2)	1,61(-1)
2,00	8,15(-4)	1,92(-3)	3,98(-3)	7,80(-3)	1,49(-2)	2,98(-3)	7,32(-3)	1,47(-2)	2,82(-2)	5,29(-2)
3,00	3,98(-4)	8,61(-4)	1,61(-3)	2,82(-3)	4,73(-3)	1,17(-3)	2,63(-3)	4,72(-3)	7,95(-3)	1,31(-2)
4,00	2,49(-4)	5,05(-4)	8,90(-4)	1,45(-3)	2,27(-3)	6,24(-4)	1,32(-3)	2,23(-3)	3,51(-3)	5,32(-3)
5,00	1,77(-4)	3,39(-4)	5,73(-4)	8,94(-4)	1,33(-3)	3,82(-4)	7,92(-4)	1,29(-3)	1,94(-3)	2,80(-3)

Z=65

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	5,09(-1)	2,06(0)	5,89(0)	1,58(1)	4,37(1)	4,02(0)	4,17(1)	1,98(2)	7,67(2)	2,78(3)
0,20	2,38(-1)	1,07(0)	3,84(0)	1,31(1)	4,81(1)	1,75(0)	1,46(1)	7,46(1)	3,47(2)	1,58(3)
0,25	1,31(-1)	5,87(-1)	2,18(0)	7,91(0)	2,97(1)	9,27(-1)	6,54(0)	3,23(1)	1,51(2)	6,92(2)
0,30	8,08(-2)	3,46(-1)	1,27(0)	4,57(0)	1,69(1)	5,54(-1)	3,43(0)	1,59(1)	7,12(1)	3,17(2)
0,50	2,12(-2)	7,57(-2)	2,44(-1)	7,75(-1)	2,51(0)	1,36(-1)	6,00(-1)	2,20(0)	7,95(0)	2,87(1)
0,70	9,17(-3)	2,88(-2)	8,28(-2)	2,35(-1)	6,72(-1)	5,54(-2)	2,03(-1)	6,27(-1)	1,91(0)	5,79(0)
1,00	4,01(-3)	1,12(-2)	2,85(-2)	7,10(-2)	1,76(-1)	2,21(-2)	6,81(-2)	1,77(-1)	4,51(-1)	1,14(0)
1,50	9,83(-4)	4,31(-3)	9,67(-3)	2,08(-2)	4,41(-2)	8,02(-3)	2,13(-2)	4,69(-2)	9,90(-2)	2,06(-1)
2,00	4,81(-4)	2,34(-3)	4,86(-3)	9,52(-3)	1,81(-2)	3,99(-3)	3,82(-3)	1,95(-2)	3,70(-2)	6,85(-2)
3,00	4,81(-4)	1,06(-3)	2,00(-3)	3,51(-3)	5,89(-3)	1,54(-3)	3,50(-3)	6,26(-3)	1,05(-2)	1,70(-2)
4,00	3,01(-4)	6,22(-4)	1,11(-3)	1,83(-3)	2,86(-3)	7,98(-4)	1,75(-3)	2,95(-3)	4,62(-3)	6,97(-3)
5,00	2,13(-4)	4,18(-4)	7,17(-4)	1,13(-3)	1,69(-3)	4,88(-4)	1,04(-3)	1,70(-3)	2,55(-3)	3,68(-3)

Z=69

k	σ_1	d_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	5,52(-1)	1,66(0)	3,15(0)	5,53(0)	9,99(0)	5,63(0)	5,53(1)	2,03(2)	5,32(2)	1,26(3)
0,20	2,62(-1)	9,88(-1)	2,91(0)	8,40(0)	2,52(1)	2,45(0)	1,95(1)	8,63(1)	3,35(2)	1,26(3)
0,25	1,46(-1)	5,70(-1)	1,8(0)	5,98(0)	2,01(1)	1,30(0)	8,78(0)	3,90(1)	1,61(2)	6,55(2)
0,30	9,05(-2)	3,48(-1)	1,15(0)	3,80(0)	1,31(1)	7,75(-1)	4,61(0)	1,97(1)	8,05(1)	3,26(2)
0,50	2,42(-2)	8,13(-2)	2,50(-1)	7,66(-1)	2,41(0)	1,89(-1)	8,03(-1)	2,83(0)	9,71(0)	3,33(1)
0,70	1,06(-2)	3,21(-2)	8,99(-2)	2,50(-1)	7,05(-1)	7,65(-2)	2,73(-1)	8,15(-1)	2,39(0)	7,01(0)
1,00	4,72(-3)	1,29(-2)	3,26(-2)	8,04(-2)	1,99(-1)	3,02(-2)	9,15(-2)	2,32(-1)	5,75(-1)	1,12(0)
1,50	2,03(-3)	5,12(-3)	1,15(-2)	2,48(-2)	5,21(-2)	1,08(-2)	2,86(-2)	6,17(-2)	1,28(-1)	2,62(-1)
2,00	1,18(-3)	2,83(-3)	5,91(-3)	1,16(-2)	2,20(-2)	5,35(-3)	1,31(-2)	2,58(-2)	4,81(-2)	8,79(-2)
3,00	5,77(-4)	1,30(-3)	2,48(-3)	4,35(-3)	7,31(-3)	2,02(-3)	4,65(-3)	8,24(-3)	1,37(-2)	2,20(-2)
4,00	3,60(-4)	7,64(-4)	1,39(-3)	2,23(-3)	3,59(-3)	1,03(-3)	2,31(-3)	3,88(-3)	6,05(-3)	9,08(-3)
5,00	2,54(-4)	5,13(-4)	8,96(-4)	1,42(-3)	2,12(-3)	6,19(-4)	1,36(-3)	2,22(-3)	3,35(-3)	4,79(-3)

Z=73

k	σ_1	d_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,15	5,89(-1)	1,17(0)	1,14(0)	9,25(-1)	7,57(-1)	7,86(0)	7,22(1)	1,83(2)	2,49(2)	2,71(2)
0,20	2,85(-1)	8,66(-1)	2,04(0)	4,57(0)	1,09(1)	3,43(0)	2,58(1)	9,52(1)	2,97(2)	8,63(2)
0,25	1,60(-1)	5,38(-1)	1,51(0)	4,23(0)	1,26(1)	1,81(0)	1,17(1)	4,56(1)	1,64(2)	5,74(2)
0,30	1,00(-1)	3,41(-1)	1,02(0)	3,05(0)	9,66(0)	1,08(0)	6,14(0)	2,39(1)	8,76(1)	3,17(2)
0,50	2,75(-2)	8,63(-2)	2,53(-1)	7,50(-1)	2,30(0)	2,61(-1)	1,08(0)	3,58(0)	1,16(1)	3,77(1)
0,70	1,22(-2)	3,54(-2)	9,72(-2)	2,66(-1)	7,37(-1)	1,05(-1)	3,65(-1)	1,05(0)	2,95(0)	8,32(0)
1,00	5,51(-3)	1,48(-2)	3,71(-2)	9,08(-2)	2,22(-1)	4,13(-2)	1,22(-1)	3,02(-1)	7,26(-1)	1,74(0)
1,50	2,40(-3)	6,07(-2)	1,37(-2)	2,93(-2)	6,14(-2)	1,47(-2)	3,81(-2)	8,06(-2)	1,64(-1)	3,29(-1)
2,00	1,40(-3)	3,40(-3)	7,15(-3)	1,40(-2)	2,66(-2)	7,15(-3)	1,75(-2)	3,37(-2)	6,20(-2)	1,12(-2)
3,00	6,87(-4)	1,68(-3)	3,05(-3)	5,37(-3)	9,02(-3)	2,65(-3)	6,15(-3)	1,08(-2)	1,77(-2)	2,82(-2)
4,00	4,28(-4)	9,34(-4)	1,71(-3)	2,84(-3)	4,46(-3)	1,33(-3)	3,03(-3)	5,08(-3)	7,86(-3)	1,17(-2)
5,00	3,01(-4)	6,26(-4)	1,11(-3)	1,77(-3)	2,66(-3)	7,84(-4)	1,78(-3)	2,91(-3)	4,33(-3)	6,19(-3)

Z=77

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,20	3,06(-1)	7,14(-1)	1,21(0)	1,99(0)	3,49(0)	4,79(0)	3,37(1)	9,89(1)	2,24(2)	4,64(2)
0,25	1,75(-1)	4,90(-1)	1,15(0)	2,75(0)	7,04(0)	2,52(0)	1,53(1)	5,21(1)	1,56(2)	4,52(2)
0,30	1,10(-1)	3,27(-1)	8,64(-1)	2,34(0)	6,75(0)	1,51(0)	8,11(0)	2,82(1)	9,12(1)	2,90(2)
0,35	7,46(-2)	2,25(-1)	6,21(-1)	1,77(0)	5,32(0)	9,76(-1)	4,76(0)	1,64(1)	5,34(1)	1,73(2)
0,50	3,09(-2)	9,05(-2)	2,54(-1)	7,27(-1)	2,16(0)	3,62(-1)	1,44(0)	4,48(0)	1,3(-1)	4,15(1)
0,70	1,40(-2)	3,89(-2)	1,05(-1)	2,81(-1)	7,68(-1)	1,46(-1)	4,86(-1)	1,33(0)	3,60(0)	9,70(0)
1,00	6,38(-3)	1,69(-2)	4,22(-2)	1,03(-1)	2,48(-1)	5,65(-2)	1,63(-1)	3,89(-1)	9,05(-1)	2,10(0)
1,50	2,82(-3)	7,17(-3)	1,62(-2)	3,47(-2)	7,22(-2)	1,98(-2)	5,07(-2)	1,05(-1)	2,08(-1)	4,10(-1)
2,00	1,65(-3)	4,08(-3)	8,65(-3)	1,70(-2)	3,20(-2)	9,59(-3)	2,32(-2)	4,40(-2)	7,95(-2)	1,41(-1)
3,00	8,14(-4)	1,92(-3)	3,75(-3)	6,62(-3)	1,11(-2)	3,49(-3)	8,13(-3)	1,41(-2)	2,29(-2)	3,60(-2)
4,00	5,07(-4)	1,14(-3)	2,12(-3)	3,53(-3)	5,54(-3)	1,72(-3)	3,99(-3)	6,65(-3)	1,02(-2)	1,50(-2)
5,00	3,55(-4)	7,63(-4)	1,37(-3)	2,21(-3)	3,32(-3)	9,98(-4)	2,33(-3)	3,79(-3)	5,62(-3)	7,99(-3)

Z=81

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,20	3,26(-1)	5,39(-1)	5,72(-1)	5,64(-1)	5,94(-1)	6,67(0)	4,34(1)	9,70(1)	1,32(2)	1,58(2)
0,25	1,88(-1)	4,27(-1)	8,16(-1)	1,59(0)	3,34(0)	3,52(0)	1,99(1)	5,67(1)	1,36(2)	3,09(2)
0,30	1,20(-1)	3,05(-1)	7,04(-1)	1,69(0)	4,38(0)	2,10(0)	1,06(1)	3,25(1)	9,00(1)	2,44(2)
0,35	8,18(-2)	2,18(-1)	5,49(-1)	1,44(0)	4,03(0)	1,36(0)	6,26(0)	1,94(1)	5,63(1)	1,62(2)
0,50	3,45(-2)	9,43(-2)	2,53(-1)	7,01(-1)	2,01(0)	5,02(-1)	1,90(0)	5,52(0)	1,57(1)	4,44(1)
0,70	1,58(-2)	4,26(-2)	1,12(-1)	2,97(-1)	7,97(-1)	2,01(-1)	6,44(-1)	1,68(0)	4,31(0)	1,11(1)
1,00	7,35(-3)	1,93(-2)	4,79(-2)	1,16(-1)	2,76(-1)	7,75(-2)	2,17(-1)	4,97(-1)	1,12(0)	2,51(0)
1,50	3,29(-3)	8,46(-3)	1,93(-2)	4,10(-2)	8,47(-2)	2,69(-2)	6,74(-2)	1,35(-1)	2,63(-1)	5,05(-1)
2,00	1,94(-3)	4,89(-3)	1,05(-2)	2,05(-2)	3,84(-2)	1,29(-2)	3,08(-2)	5,72(-2)	1,01(-1)	1,76(-1)
3,00	9,61(-4)	2,33(-3)	4,60(-3)	8,15(-3)	1,36(-2)	4,61(-3)	1,08(-2)	1,84(-2)	2,95(-2)	4,58(-2)
4,00	5,98(-4)	1,39(-3)	2,62(-3)	4,38(-3)	6,89(-3)	2,23(-3)	5,26(-3)	8,67(-3)	1,32(-2)	1,92(-2)
5,00	4,18(-4)	9,28(-4)	1,70(-3)	2,75(-3)	4,14(-3)	1,28(-3)	3,06(-3)	4,94(-3)	7,28(-3)	1,03(-2)

Z=84

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,20	3,37(-1)	3,98(-1)	2,30(-1)	1,08(-1)	5,04(-2)	8,55(0)	5,20(1)	8,27(1)	6,22(1)	3,40(1)
0,25	1,98(-1)	3,73(-1)	5,86(-1)	9,32(-1)	1,61(0)	4,52(0)	2,42(1)	5,83(1)	1,12(2)	2,01(2)
0,30	1,27(-1)	2,83(-1)	5,86(-1)	1,27(0)	2,94(0)	2,69(0)	1,29(1)	3,53(1)	8,53(1)	2,00(2)
0,35	8,72(-2)	2,10(-1)	4,91(-1)	1,21(0)	3,15(0)	1,74(0)	7,65(1)	2,16(1)	5,68(1)	1,47(2)
0,50	3,72(-2)	9,62(-2)	2,52(-1)	6,77(-1)	1,89(0)	6,42(-1)	2,33(0)	6,40(0)	1,71(1)	4,56(1)
0,70	1,73(-2)	4,53(-2)	1,19(-1)	8,10(-1)	8,16(-1)	2,56(-1)	7,94(-1)	1,99(0)	4,89(0)	1,21(1)
1,00	8,13(-3)	2,13(-2)	5,28(-2)	1,27(-1)	2,99(-1)	9,84(-2)	2,68(-1)	5,95(-1)	1,30(0)	2,84(0)
1,50	3,69(-3)	9,58(-3)	2,19(-2)	4,65(-2)	9,52(-2)	3,40(-2)	8,33(-2)	1,64(-1)	3,11(-1)	5,86(-1)
2,00	2,18(-3)	5,61(-3)	1,21(-2)	2,36(-2)	4,34(-2)	1,61(-2)	3,80(-2)	6,94(-2)	1,21(-1)	2,08(-1)
3,00	1,09(-3)	2,69(-3)	5,37(-3)	9,52(-3)	1,59(-2)	5,70(-3)	1,33(-2)	2,24(-2)	3,55(-2)	5,46(-2)
4,00	6,76(-4)	1,61(-3)	3,07(-3)	5,15(-3)	8,06(-3)	2,73(-3)	6,47(-3)	1,06(-2)	1,59(-2)	2,31(-2)
5,00	4,72(-4)	1,08(-3)	2,00(-3)	3,24(-3)	4,88(-3)	1,54(-3)	3,75(-3)	6,03(-3)	8,82(-3)	1,23(-2)

Z=88

0,25	2,09(-1)	2,92(-1)	3,20(-1)	3,45(-1)	3,95(-1)	6,32(0)	3,08(1)	5,68(1)	7,27(1)	8,25(1)
0,30	1,35(-1)	2,49(-1)	4,32(-1)	7,82(-1)	1,50(0)	3,76(0)	1,67(1)	3,79(1)	7,44(1)	1,35(2)
0,35	9,39(-2)	1,06(-1)	4,11(-1)	9,07(-1)	2,10(0)	2,48(0)	9,92(0)	2,45(1)	5,47(1)	1,20(2)
0,40	6,86(-2)	1,54(-1)	3,56(-1)	8,58(-1)	2,17(0)	1,67(0)	6,36(0)	1,61(1)	3,83(1)	8,99(1)
0,50	4,09(-2)	9,89(-2)	2,48(-1)	6,41(-1)	1,69(0)	8,95(-1)	3,05(0)	7,69(0)	1,88(1)	4,57(1)
0,70	1,94(-2)	4,95(-2)	1,28(-1)	3,26(-1)	8,33(-1)	3,55(-1)	1,05(0)	2,46(0)	5,71(0)	1,33(1)
1,00	9,26(-3)	2,43(-2)	6,03(-2)	1,43(-1)	3,31(-1)	1,36(-1)	3,54(-1)	7,53(-1)	1,58(0)	3,30(0)
1,50	4,27(-3)	1,13(-2)	2,60(-2)	5,49(-2)	1,11(-1)	4,64(-2)	1,11(-1)	2,10(-1)	3,87(-1)	7,09(-1)
2,00	2,55(-3)	6,73(-3)	1,46(-2)	2,84(-2)	5,26(-2)	2,19(-2)	5,05(-2)	8,97(-2)	1,53(-1)	2,56(-1)
3,00	1,28(-3)	3,27(-3)	6,61(-3)	1,17(-2)	1,94(-2)	7,59(-3)	1,76(-2)	2,92(-2)	4,54(-2)	6,87(-2)
4,00	7,94(-4)	1,96(-3)	3,80(-3)	6,38(-3)	9,96(-3)	3,57(-3)	8,55(-3)	1,38(-2)	2,05(-2)	2,93(-2)
5,00	5,54(-4)	1,31(-3)	2,48(-3)	4,03(-3)	6,06(-3)	1,98(-3)	4,94(-3)	7,86(-3)	1,14(-2)	1,58(-2)

Z=92

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,25	2,17(-1)	2,04(-1)	1,19(-1)	5,81(-2)	2,74(-2)	8,85(0)	3,90(1)	4,89(1)	3,10(1)	1,48(1)
0,30	1,43(-1)	2,09(-1)	2,88(-1)	4,01(-1)	5,79(-1)	5,28(0)	2,13(1)	3,87(1)	5,54(1)	7,34(1)
0,35	1,00(-1)	1,79(-1)	3,30(-1)	6,29(-1)	1,23(0)	3,41(0)	1,28(1)	2,67(1)	4,90(1)	8,72(1)
0,40	7,39(-2)	1,47(-1)	3,14(-1)	6,89(-1)	1,55(0)	2,34(0)	8,23(0)	1,82(1)	3,73(1)	7,52(1)
0,50	4,47(-2)	1,01(-1)	2,43(-1)	5,94(-1)	1,46(0)	1,25(0)	3,98(0)	9,09(0)	2,00(1)	4,38(1)
0,70	2,16(-2)	5,39(-2)	1,33(-1)	3,42(-1)	8,38(-1)	4,95(-1)	1,37(0)	3,02(0)	6,54(0)	1,42(1)
1,00	1,05(-2)	2,78(-2)	6,91(-2)	1,61(-1)	3,62(-1)	1,88(-1)	4,67(-1)	9,45(-1)	1,89(0)	3,78(0)
1,50	4,92(-3)	1,34(-2)	3,11(-2)	6,49(-2)	1,29(-1)	6,38(-2)	1,47(-1)	2,68(-1)	4,79(-1)	8,50(-1)
2,00	2,97(-3)	8,11(-3)	1,77(-2)	3,43(-2)	6,26(-2)	2,98(-2)	6,70(-2)	1,16(-1)	1,92(-1)	3,14(-1)
3,00	1,50(-3)	3,98(-3)	8,15(-3)	1,44(-2)	2,37(-2)	1,02(-2)	2,33(-2)	3,79(-2)	5,79(-2)	8,61(-2)
4,00	9,33(-4)	2,39(-3)	4,71(-3)	7,92(-3)	1,23(-2)	4,72(-3)	1,13(-2)	1,80(-2)	2,63(-2)	3,72(-2)
5,00	6,50(-4)	1,60(-3)	3,08(-3)	5,02(-3)	7,54(-3)	2,58(-3)	6,53(-3)	1,03(-2)	1,47(-2)	2,01(-2)

Z=95

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,30	1,48(-1)	1,77(-1)	1,89(-1)	1,95(-1)	2,02(-1)	6,83(0)	2,55(1)	3,74(1)	3,91(1)	3,64(1)
0,35	1,05(-1)	1,64(-1)	2,68(-1)	4,39(-1)	7,25(-1)	4,41(0)	1,54(1)	2,77(1)	4,24(1)	6,17(1)
0,40	7,77(-2)	1,42(-1)	2,80(-1)	5,59(-1)	1,12(0)	3,03(0)	9,95(0)	1,97(1)	3,52(1)	6,17(1)
0,45	5,98(-2)	1,20(-1)	2,64(-1)	5,80(-1)	1,27(0)	2,17(0)	6,80(0)	1,40(1)	2,71(1)	5,19(1)
0,50	4,75(-2)	1,02(-1)	2,38(-1)	5,52(-1)	1,27(0)	1,62(0)	4,85(0)	1,02(1)	2,05(1)	4,10(1)
0,70	2,33(-2)	5,79(-2)	1,46(-1)	3,52(-1)	8,31(-1)	6,39(-1)	1,68(0)	3,49(0)	7,15(0)	1,47(1)
1,00	1,15(-2)	3,10(-2)	7,67(-2)	1,75(-1)	3,86(-1)	2,42(-1)	5,76(-1)	1,12(0)	2,14(0)	4,13(0)
1,50	5,47(-3)	1,53(-2)	3,55(-2)	7,34(-2)	1,44(-1)	8,13(-2)	1,81(-1)	3,22(-1)	5,59(-1)	9,67(-1)
2,00	3,32(-3)	9,35(-3)	2,06(-2)	3,95(-2)	7,12(-2)	3,77(-2)	8,30(-2)	1,40(-1)	2,27(-1)	3,64(-1)
3,00	1,68(-3)	4,64(-3)	9,55(-3)	1,68(-2)	2,75(-2)	1,27(-2)	2,90(-2)	4,62(-2)	6,93(-2)	1,02(-1)
4,00	1,05(-3)	2,79(-3)	5,55(-3)	9,32(-3)	1,44(-2)	5,84(-3)	1,40(-2)	2,19(-2)	3,17(-2)	4,43(-2)
5,00	7,34(-4)	1,87(-3)	3,63(-3)	5,94(-3)	8,89(-3)	3,15(-3)	8,08(-3)	1,26(-2)	1,78(-2)	2,41(-2)

Z=98

k	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
0,30	1,52(-1)	1,41(-1)	1,03(-1)	6,41(-2)	3,76(-2)	8,86(0)	3,02(1)	3,39(1)	2,22(1)	1,19(1)
0,35	1,09(-1)	1,47(-1)	2,05(-1)	2,72(-1)	3,57(-1)	5,74(0)	1,84(1)	2,78(1)	3,38(1)	3,82(1)
0,40	8,11(-2)	1,35(-1)	2,43(-1)	4,27(-1)	7,37(-1)	3,93(0)	1,20(1)	2,07(1)	3,17(1)	4,69(1)
0,45	6,29(-2)	1,19(-1)	2,45(-1)	4,97(-1)	9,74(-1)	2,82(0)	8,22(0)	1,52(1)	2,60(1)	4,40(1)
0,50	5,02(-2)	1,03(-1)	2,32(-1)	5,00(-1)	1,06(0)	2,10(0)	5,88(0)	1,12(1)	2,04(1)	3,69(1)
0,70	2,50(-2)	6,20(-2)	1,54(-1)	3,60(-1)	8,11(-1)	8,26(-1)	2,06(0)	4,01(0)	7,71(0)	1,49(1)
1,00	1,26(-2)	3,46(-2)	8,52(-2)	1,91(-1)	4,08(-1)	3,12(-1)	7,09(-1)	1,32(0)	2,42(0)	4,48(0)
1,50	6,07(-3)	1,75(-2)	4,07(-2)	8,30(-2)	1,60(-1)	1,04(-1)	2,25(-1)	3,85(-1)	6,49(-1)	1,09(0)
2,00	3,71(-3)	1,08(-2)	2,38(-2)	4,54(-2)	8,09(-2)	4,80(-2)	1,03(-1)	1,69(-1)	2,67(-1)	4,20(-1)
3,00	1,90(-3)	5,40(-3)	1,12(-2)	1,97(-2)	3,19(-2)	1,60(-2)	3,60(-2)	5,62(-2)	8,30(-2)	1,20(-1)
4,00	1,19(-3)	3,26(-3)	6,54(-3)	1,10(-2)	1,69(-2)	7,25(-3)	1,74(-2)	2,63(-2)	3,82(-2)	5,28(-2)
5,00	8,28(-4)	2,18(-3)	4,30(-3)	7,02(-3)	1,05(-2)	3,88(-3)	1,00(-2)	1,54(-2)	2,15(-2)	2,89(-2)

Примечание. α_i ($i=1, 2, 3, 4, 5$) обозначает коэффициент конверсии $2i$ -польного электрического излучения (E_i); β_i — коэффициент конверсии магнитного $2i$ -польного излучения (M_i); K — энергия перехода в единицах $me c^2$. Цифры в скобках обозначают степень десяти, на которую должно быть умножено стоящее перед скобкой число.

Таблицы коэффициентов внутренней

Z	Под-оболочка	k	α_1	α_2	α_3	α_4
15	L_I	0,05	4,734(-2)	1,878(0)	6,217(1)	1,957(3)
		0,10	5,509(-3)	1,245(-1)	2,356(0)	4,253(1)
		0,15	1,524(-3)	2,454(-2)	3,314(-1)	4,266(0)
		0,20	6,506(-4)	8,085(-3)	8,635(-2)	8,733(-1)
		0,40	6,698(-5)	4,888(-4)	2,966(-3)	1,719(-2)
		0,60	2,057(-5)	1,066(-4)	4,840(-4)	2,057(-3)
		0,80	9,585(-6)	3,986(-5)	1,410(-4)	4,902(-4)
		1,0	4,950(-6)	1,746(-5)	5,573(-5)	1,670(-4)
		1,5	1,849(-6)	4,988(-6)	1,247(-5)	2,911(-5)
		2,0	1,189(-6)	2,599(-6)	5,360(-6)	1,070(-5)
25	L_I	0,05	1,599(-1)	4,663(0)	1,054(2)	2,219(3)
		0,10	2,151(-2)	4,005(-1)	6,123(0)	8,859(1)
		0,15	6,330(-3)	8,813(-2)	1,015(0)	1,109(1)
		0,20	2,646(-3)	2,971(-2)	2,763(-1)	2,448(0)
		0,40	3,229(-4)	2,139(-3)	1,196(-2)	6,355(-2)
		0,60	9,933(-5)	4,809(-4)	2,015(-3)	8,038(-3)
		0,80	4,529(-5)	1,788(-4)	6,152(-4)	2,034(-3)
		1,0	2,524(-5)	8,570(-5)	2,591(-1)	7,416(-4)
		1,5	9,934(-6)	2,627(-5)	6,245(-5)	1,437(-4)
		2,0	5,494(-6)	1,255(-5)	2,611(-5)	5,247(-5)
	L_{II}	0,05	1,135(-2)	2,226(0)	2,566(2)	1,902(4)
		0,10	8,056(-4)	6,867(-2)	3,897(0)	1,531(2)
		0,15	1,687(-4)	9,089(-3)	3,443(-1)	9,327(0)
		0,40	4,049(-6)	7,860(-5)	1,179(-3)	1,335(-2)
		0,60	9,337(-7)	1,232(-5)	1,289(-4)	1,044(-3)
		1,0	1,651(-7)	1,372(-6)	9,422(-6)	5,179(-5)
55	L_I	0,05	5,663(-1)	2,500(0)	1,358(2)	1,165(4)
		0,10	1,066(-1)	6,056(-1)	2,396(0)	7,332(1)
		0,15	3,721(-2)	2,255(-1)	9,987(-1)	7,133(0)
		0,20	1,738(-2)	1,001(-1)	4,611(-1)	2,425(0)
		0,40	2,703(-3)	1,203(-2)	4,692(-2)	1,865(-1)
		0,60	9,528(-4)	3,480(-3)	1,161(-2)	3,886(-2)
		0,80	4,690(-4)	1,515(-3)	4,487(-3)	1,325(-2)
		1,0	2,769(-4)	7,920(-4)	2,230(-3)	5,983(-3)
		1,5	1,168(-4)	3,013(-4)	7,011(-4)	1,586(-3)
		2,0	6,716(-5)	1,626(-4)	3,390(-4)	6,869(-4)
	L_{II}	0,05	2,568(-1)	1,385(2)	1,605(4)	9,213(5)
		0,10	2,619(-2)	4,743(0)	2,797(2)	9,353(3)
		0,15	6,656(-3)	6,719(-1)	2,691(1)	6,435(2)
		0,20	2,370(-3)	1,489(-1)	4,930(0)	1,004(2)
		0,40	2,374(-4)	7,142(-3)	1,142(-1)	2,222(0)
		0,60	6,274(-5)	1,213(-3)	1,366(-2)	1,065(-1)
0,80		2,523(-5)	3,634(-4)	3,241(-3)	2,043(-2)	
1,5		3,865(-6)	3,140(-5)	1,762(-4)	7,348(-4)	
2,0	1,751(-6)	1,175(-5)	5,266(-5)	1,867(-4)		

α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
6,173(4)	1,129(-2)	4,408(-1)	1,665(1)	6,369(2)	2,450(4)
7,585(2)	1,729(-3)	3,411(-2)	6,698(-1)	1,331(1)	2,661(2)
5,407(1)	5,953(-4)	8,065(-3)	1,092(-1)	1,490(0)	2,049(1)
8,688(0)	3,039(-4)	3,141(-3)	3,288(-2)	3,460(-1)	3,665(0)
9,743(-2)	5,129(-5)	3,054(-4)	1,774(-3)	1,034(-2)	6,037(-2)
8,608(-3)	2,063(-5)	9,057(-5)	3,889(-4)	1,650(-3)	7,007(-3)
1,657(-3)	1,148(-5)	4,089(-5)	1,390(-4)	4,778(-4)	1,634(-3)
4,948(-4)	6,725(-6)	2,078(-5)	6,325(-5)	1,877(-4)	5,584(-4)
6,869(-5)	2,882(-6)	7,060(-6)	1,712(-5)	3,984(-5)	9,332(-5)
2,126(-5)	1,876(-6)	3,841(-6)	7,809(-6)	1,547(-5)	3,083(5)
4,195(4)	1,047(-1)	4,550(0)	1,705(2)	6,253(3)	2,322(5)
1,259(3)	1,461(-2)	3,031(-1)	5,881(0)	1,147(2)	2,244(3)
1,196(2)	4,760(-3)	6,647(-2)	8,886(-1)	1,197(1)	1,619(2)
2,133(1)	2,210(-3)	2,355(-2)	2,434(-1)	2,529(0)	2,645(1)
3,319(-1)	3,707(-4)	2,212(-3)	1,272(-2)	7,329(-2)	4,96(-1)
3,154(-2)	1,389(-4)	6,092(-4)	2,566(-3)	1,077(-2)	4,525(-2)
6,593(-3)	7,155(-5)	2,595(-4)	8,925(-4)	3,049(-3)	1,040(-2)
2,102(-3)	4,309(-5)	1,364(-4)	4,060(-4)	1,203(-3)	3,534(-3)
3,254(-4)	1,821(-5)	4,613(-5)	1,093(-4)	2,545(-4)	4,871(-4)
1,039(-4)	1,014(-5)	2,245(-5)	4,660(-5)	9,413(-5)	1,992(-4)
1,149(6)	5,056(-3)	4,002(-1)	2,366(1)	1,242(3)	6,018(4)
4,934(3)	5,550(-4)	2,253(-2)	7,161(-1)	2,015(1)	5,287(2)
2,087(2)	1,508(-4)	4,200(-3)	2,279(-2)	1,819(0)	3,330(1)
1,278(-1)	6,584(-6)	7,752(-5)	7,352(-4)	6,241(-3)	4,941(-2)
7,225(-3)	1,877(-6)	1,579(-5)	1,085(-4)	6,691(-4)	3,857(-3)
2,466(-4)	3,985(-7)	2,296(-6)	1,090(-5)	4,676(-5)	1,879(-4)
2,120(-5)	2,210(-7)	5,319(-7)	1,957(-6)	6,511(-6)	2,035(-5)
4,311(-6)	5,260(-8)	1,975(-7)	6,202(-7)	1,769(-6)	7,735(-6)
5,466(5)	5,330(0)	3,556(2)	1,185(4)	3,432(5)	9,233(6)
2,876(3)	6,822(-1)	1,806(1)	3,255(2)	5,501(3)	9,283(4)
1,321(2)	2,096(-1)	3,399(0)	2,290(1)	5,205(2)	6,366(3)
2,229(1)	9,239(-2)	1,092(0)	1,967(1)	1,030(2)	9,878(2)
8,257(-1)	1,332(-2)	8,205(-2)	4,525(-1)	2,493(0)	1,375(1)
1,371(-1)	4,545(-3)	2,043(-2)	8,327(-2)	3,380(-1)	1,374(0)
4,020(-2)	2,169(-3)	8,070(-3)	2,714(-2)	2,012(-2)	2,996(-1)
1,626(-2)	1,239(-3)	4,061(-3)	1,140(-2)	3,437(-2)	9,880(-2)
3,558(-3)	4,648(-4)	1,253(-3)	2,972(-3)	6,826(-3)	1,555(-2)
1,367(-3)	2,383(-4)	5,779(-4)	1,212(-3)	2,439(-3)	4,826(-3)
3,877(7)	4,294(-1)	2,847(1)	1,237(3)	4,400(4)	1,517(6)
2,475(5)	5,295(-2)	1,853(0)	4,733(1)	1,069(3)	2,299(4)
1,242(4)	1,541(-2)	3,764(-1)	6,942(0)	1,146(2)	1,751(3)
1,512(3)	6,506(-3)	1,228(-1)	1,805(0)	2,349(1)	2,890(2)
1,073(1)	8,144(-4)	8,634(-3)	7,319(-2)	5,553(-1)	3,966(0)
6,386(-1)	2,474(-4)	1,919(-3)	1,202(-2)	6,759(-2)	3,575(-1)
1,078(-1)	1,073(-4)	6,300(-4)	3,479(-3)	1,605(-2)	6,950(-2)
2,608(-3)	1,783(-5)	7,721(-5)	2,696(-4)	8,492(-4)	2,510(-3)
5,671(-4)	8,022(-6)	3,006(-5)	9,078(-5)	2,469(-4)	6,306(-4)

Z	Под- обло- лочка	k	α_1	α_2	α_3	α_4
75	L_{III}	0,05	3,936(-1)	1,973(2)	1,077(4)	1,258(6)
		0,10	3,806(-2)	6,131(0)	3,736(2)	1,105(4)
		0,20	3,381(-3)	1,935(-1)	2,960(0)	9,475(1)
		0,40	3,047(-4)	6,533(-3)	5,615(-2)	8,498(-1)
		0,60	7,847(-5)	9,658(-4)	6,033(-3)	5,825(-2)
		0,80	3,164(-5)	2,636(-4)	1,322(-3)	9,295(-3)
		1,5	5,207(-6)	1,964(-5)	6,113(-5)	2,301(-4)
	L_I	0,05	6,882(-1)	1,624(1)	1,437(3)	4,166(4)
		0,10	1,608(-1)	4,879(-1)	3,543(1)	1,028(3)
		0,15	6,360(-2)	1,723(-1)	3,960(0)	9,392(1)
		0,20	3,212(-2)	9,579(-2)	1,017(0)	1,794(1)
		0,40	5,871(-3)	1,887(-2)	8,678(-2)	5,692(-1)
		0,60	2,266(-3)	7,016(-3)	2,609(-2)	1,143(-1)
		1,5	3,287(-4)	9,094(-4)	2,330(-3)	5,746(-3)
85	L_I	0,05	6,413(-1)	5,641(1)	2,383(3)	3,509(4)
		0,10	1,758(-1)	2,063(0)	1,003(2)	2,044(3)
		0,15	7,470(-2)	3,795(-1)	1,323(1)	2,396(2)
		0,20	3,873(-2)	1,522(-1)	3,348(0)	5,041(1)
		0,40	7,836(-3)	2,689(-2)	1,965(1)	1,534(0)
		0,60	3,207(-3)	1,082(-2)	5,276(-2)	2,712(-1)
		0,80	1,747(-3)	5,793(-3)	2,299(-2)	9,161(-2)
	L_{II}	1,0	1,112(-3)	3,636(-3)	1,262(-2)	4,249(-2)
		1,5	5,148(-4)	1,618(-3)	4,572(-3)	1,197(-2)
		2,0	3,112(-4)	9,648(-4)	2,377(-3)	5,387(-3)
		0,05	9,781(-1)	2,021(-3)	1,844(5)	9,186(6)
		0,10	1,379(-1)	7,436(1)	3,745(3)	8,548(4)
		0,15	4,144(-2)	1,110(1)	3,865(2)	7,065(3)
		0,20	1,755(-2)	2,921(0)	8,021(1)	2,215(3)
L_{III}	0,40	2,217(-3)	1,350(-1)	2,045(0)	1,882(1)	
	0,60	6,856(-4)	2,482(-2)	2,705(-1)	1,868(0)	
	0,80	3,056(4)	7,896(-3)	6,897(-2)	3,929(-1)	
	1,0	1,661(-4)	3,361(-3)	2,503(-2)	1,236(-1)	
	1,5	5,708(-5)	7,637(-4)	4,378(-3)	1,707(-2)	
	0,05	1,116(0)	2,232(3)	9,075(4)	5,595(6)	
	0,10	1,569(-1)	6,860(1)	1,527(3)	7,156(4)	
L_{III}	0,15	4,206(-2)	9,128(0)	1,441(2)	4,917(3)	
	0,20	1,666(-2)	2,205(0)	2,765(1)	7,212(2)	
	0,40	1,800(-3)	7,428(-2)	5,484(-1)	7,269(0)	
	0,60	5,038(-4)	1,096(-2)	6,096(-2)	5,316(-1)	
	0,80	2,106(-4)	2,994(-3)	1,356(-2)	8,870(-2)	
	1,0	1,500(-4)	1,102(-3)	4,459(-3)	2,312(-2)	
	1,5	1,105(-4)	2,868(-4)	7,937(-4)	2,546(-3)	
2,0	—	—	—	—		

Примечание. α_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) обозначает коэффициент конверсии магнитного 2^i -польного излучения (M); k — энергия на которую должно быть умножено стоящее рядом число.

α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5
5,251(7)	9,236(-2)	1,611(2)	3,986(4)	3,027(6)	1,58 ² (8)
2,849(5)	1,164(-2)	5,197(0)	5,008(2)	1,993(4)	6,052(5)
1,384(3)	1,424(-3)	1,751(-1)	7,367(0)	1,54 ^h (2)	2,735(3)
7,047(0)	1,824(-4)	6,327(-3)	1,315(-1)	1,609(0)	1,581(1)
3,502(-1)	5,553(-5)	9,619(-4)	1,380(-2)	1,247(-1)	9,093(-1)
4,507(-2)	2,463(-5)	2,663(-4)	2,937(-3)	2,180(-2)	1,306(-1)
7,387(-4)	4,611(-6)	1,910(-5)	1,177(-4)	5,911(-4)	2,454(-3)
8,474(5)	4,140(1)	3,269(3)	9,177(4)	1,796(6)	2,916(7)
2,079(4)	5,383(0)	1,507(2)	2,391(3)	3,371(4)	4,513(5)
1,591(3)	1,656(0)	2,703(1)	3,048(2)	3,250(3)	3,388(4)
2,494(2)	7,169(-1)	8,345(0)	7,431(1)	6,349(2)	5,475(3)
4,039(0)	9,968(-2)	5,699(-1)	2,919(0)	1,490(1)	7,691(1)
5,362(-1)	3,291(-2)	1,353(-2)	5,163(-1)	1,977(0)	7,648(0)
1,394(-2)	3,033(-3)	7,535(-3)	1,706(-2)	3,790(-2)	8,392(-1)
5,501(-3)	1,493(-3)	3,380(-3)	6,812(-3)	1,333(-2)	2,558(-2)
3,445(5)	1,194(2)	9,208(3)	2,246(5)	3,006(6)	2,809(7)
3,106(4)	1,591(1)	4,204(2)	6,090(3)	7,169(4)	8,208(5)
3,192(3)	4,852(0)	7,329(1)	7,592(2)	7,168(3)	6,791(4)
5,890(2)	2,105(0)	2,216(1)	1,824(2)	1,439(3)	1,128(4)
1,074(1)	2,936(-1)	1,481(0)	4,105(0)	3,428(1)	1,684(2)
1,337(0)	9,626(-2)	3,463(-1)	2,247(0)	4,558(0)	1,695(1)
3,557(-1)	4,444(-2)	1,315(-1)	3,929(-1)	1,196(0)	3,688(0)
1,393(-1)	2,469(-2)	6,421(-2)	1,688(-1)	4,500(-1)	1,211(-0)
3,005(-2)	8,658(-3)	1,874(-2)	4,140(-2)	8,707(-2)	1,882(-1)
1,162(-2)	4,206(-3)	8,334(-3)	1,605(-2)	3,053(-2)	5,784(-2)
7,047(7)	1,074(1)	4,073(2)	7,554(3)	8,975(4)	9,480(5)
1,500(6)	1,417(0)	3,053(1)	4,897(2)	6,998(3)	8,877(4)
1,021(5)	4,370(-1)	6,660(0)	8,641(1)	1,025(3)	1,110(4)
1,459(4)	1,914(-1)	2,324(0)	2,511(1)	2,495(2)	2,383(3)
1,420(2)	2,733(-2)	1,915(-1)	1,282(0)	8,067(0)	4,843(1)
1,067(1)	8,990(-3)	4,718(-2)	2,399(-1)	1,150(0)	5,267(0)
1,856(0)	4,139(-3)	1,798(-2)	7,623(-2)	3,034(-1)	1,158(0)
5,034(-4)	2,283(-3)	8,686(-3)	3,220(-2)	1,121(-1)	3,739(-1)
5,588(-2)	7,767(-4)	2,398(-3)	7,148(-3)	1,997(-2)	5,344(-2)
1,082(8)	8,663(1)	5,504(3)	1,916(6)	1,217(8)	3,590(6)
1,258(6)	9,491(-2)	1,741(2)	2,035(4)	7,125(5)	1,685(7)
—	2,754(-2)	2,337(1)	1,55 ² (3)	3,841(4)	6,990(5)
—	1,161(-2)	5,624(0)	2,599(2)	5,096(3)	7,477(4)
—	1,478(-2)	1,876(-1)	4,017(0)	4,552(1)	4,072(2)
2,818(0)	4,518(-4)	2,663(-2)	3,947(-0)	3,359(0)	2,279(1)
—	1,939(-4)	6,822(-3)	8,017(-2)	5,668(-1)	3,250(0)
9,078(-2)	1,138(-4)	2,446(-3)	2,381(-2)	1,490(-1)	7,414(-1)
—	3,908(-5)	3,843(-4)	2,551(-3)	1,383(-2)	5,748(-2)
1,563(-3)	1,661(-5)	1,118(-4)	6,657(-4)	2,943(-3)	1,050(-2)

сии 2^l -полного электрического излучения (EI), β_l — коэффициент перехода в единицах $m_e c^2$. Цифры в скобках означают степень десяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arley N., Möller C., Dan. mat.-fys. Medd. 15, No 9, 1933.
2. Allen J. S., Paneth J. S., Morrish A. H., Phys. Rev. 74, 1224, 1948.
3. Ambrosino G., Piatier H., Compt. rend. 232, 400, 1951.
4. Allard G., J. phys. rad. 9, 225, 1948.
5. Alburger D., Friedlander G., Phys. Rev. 81, 141, 1951.
6. Alaga G., Kofoed-Hansen O., Winther A., Dan. mat.-fys. Medd. 28, No 3, 1953.
7. Allen J. S., Phys. Rev. 61, 692, 1942.
8. Anderson C., Wheeler G., Watson W., Phys. Rev. 87, 668, 1952; 90, 606, 1953.
9. Allen J. S., Jentschke W. K., Phys. Rev. 89, 902 A, 1953.
10. Alford W. P., Hamilton D. R., Phys. Rev. 95, 1351, 1954.
11. Allen J. S., Rev. Sci. Inst. 18, 739, 1947; Nucleonics 3, No 1, 1948.
12. Alford W. P., Hamilton D. R., Phys. Rev. 105, 673, 1957.
13. Asaro F., Perlman I., Rev. mod. phys. 26, 456, 1954.
14. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. mod. phys. 28, 432, 1956.
15. Алиханов А. И., Владимирский В. В., Никитин С. Я., Доклад на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Изд. АН СССР, 1955.
16. Alder K., Helv. phys. acta 25, 235, 1952.
17. Alvarez L. S., Phys. Rev. 52, 134, 1937; 54, 486, 1938.
18. Abelson H., Phys. Rev. 56, 753, 1939.
19. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B., Dan. mat.-fys. Medd. 29, No 9, 1955.
20. Ambler E., Hudson R. P., Temmer G. M., Phys. Rev. 97, 1212, 1955.
21. Alaga G., Phys. Rev. 100, 432, 1955.
22. Abragam, Paund, Phys. Rev. 92, 943, 1953.
23. Алиханов А. И., Елисеев Г. П., Любимов Б. В., Эршлер, ЖЭТФ 32, 1344, 1957; Nucl. phys. 5, 588, 1958.
24. Awaschalom M., Phys. Rev. 101, 1041, 1956.
25. Allen, et al., Proc. Phys. Soc. A68, 631, 1955.
- 25a. Aerppli, et al., Helv. phys. acta, 24, 235, 1951; Phys. Rev. 82, 550, 1951.
- 25b. Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson R. P., Wu C. S., Phys. Rev. 106, 1361, 1957.
26. Bloch F., Phys. Rev. 50, 272, 1936.
27. Bolgiano P., Madansky L., Rasetti F., Phys. Rev. 89, 679, 1953.

28. Bell, Jauch, Cassidy, Science 115, 12, 1952.
29. Bruner J. A., Phys. Rev. 84, 282, 1951.
30. Venosit-Gueutal P., J. phys. rad. 13, 486, 1952.
31. Venosit-Gueutal P., Physica 18, 1192, 1952.
32. Брода Э., Современное состояние радиохимии, ИЛ, 1952.
33. Бор Н., Прохождение атомных частиц через вещество, ИЛ, 1950.
34. Bohr N., Phys. Rev. 58, 654, 1940; 59, 270, 1941.
35. Bohr A., Доклад на Женевской конференции, 1955 г.
36. Bainbridge K. T., Goldhaber M., Wilson E., Phys. Rev. 90, 430, 1953.
37. Benedetti S., Minton G. H., Phys. Rev. 85, 944, 1952.
38. Boehm F., Wu C. S., Phys. Rev. 90, 569, 1953; 93, 518, 1954.
39. Бете Г., Квантовая механика простейших систем, ОНТИ, 1935.
40. Богуславский С., Пути электронов в электромагнитных полях, М., 1929.
41. Brunning, Phys. Rev. 60, 657, 1941.
42. Burhop E.H.S., The Auger effect and other radiationless transitions, Cambridge, 1952.
43. Barber W. C., Helm R. H., Phys. Rev. 86, 275, 1952.
44. Broyles C. D., Thomas D. A., Haynes S. K., Phys. Rev. 89, 715, 1953.
45. Блохин М. А., Физика рентгеновских лучей, ГИТТЛ, 1953.
46. Venosit-Gueutal P., Ann. physique 8, 593, 1953.
47. Bouchez R., Daudel R., Daudel P., Muxart R., J. phys. rad. 8, 336, 1947; Compt. rend. 227, 595, 1948.
48. Bainbridge K. T., Goldhaber M., Wilson E., Phys. Rev. 84, 1260, 1951; 90, 430, 1953.
49. Briggs G. H., Rev. mod. phys. 26, 1, 1954; 26, 472, 1954.
50. Venosit P., Compt. rend. 228, 309, 1949.
51. Venosit-Gueutal P., J. phys. rad. 16, 595, 1955.
52. Bouchez R., Daudel P., Muxart R., Rogozinski A., J. phys. rad. 10, 201, 1949; Phys. Rev. 76, 1000, 1949.
53. Бете Г., Бечер Р., Физика ядра, ч. I, Харьков, 1938, ч. II, ГГТИ, М., 1948.
54. Блатт Дж. и Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
55. Берестецкий В. Б., ЖЭТФ 16, 672, 1946; 17, 12, 1947; 18, 1057, 1948.
56. Ballinger R. A., March N. H., Phil. Mag. 46, 246, 1955.
57. Bohr A., Mottelson B. R., Dan. mat.-fys. Medd. 27, No 16, 1953.
58. Bohr A., Fröman P., Mottelson B. R., Dan mat.-fys. Medd. 29, No 10, 1955.
59. Biedenharn L. C., Rose M. E., Rev. mod. phys. 25, 729, 1953.
60. Battey, Madanski L., Rasetti R., Phys. Rev. 89, 182, 1953.
61. Бреслер С. Е., Радиоактивные элементы, ГИТТЛ, 1952.
62. Bethe H. A., Paierls R., Nature 133, 532, 1934.
63. Берестецкий В. Б., Померанчук И. Я., ЖЭТФ 19, 756, 1949.
64. Blin-Stoyle R. I., Grace M. A., Halban H., Progress in nuclear physics 3, 63, 1953.
65. Bleaney W., Physica 18, 175, 1952.
36. Bohr N., Wheeler I. A., Phys. Rev. 56, 426, 1939.

67. Burhop E.H.S. Proc. Roy. Soc. A148, 272, 1935.
68. Burhop E.H.S., J. phys. rad. 16, 625, 1955.
69. Böcklen R., Geiling S., Zs. Metallkunde. 40, 157, 1949.
70. Blin-Stoyle R. I., Rev. mod. phys. 28, 75, 1956.
71. Blue J. W., Bleuler E., Phys. Rev. 100, 1324, 1955.
72. Bothe W., Becker H., Zs. Phys. 66, 307, 1930; 96, 607, 1935.
73. Bohr N., Lindhard I., Dan mat.-fys. Medd., 28, No 7, 1954.
74. Benedetti S., Kerner E., Phys. Rev. 71, 122, 1947.
75. Бете Г., Лекции по теории ядра, ИЛ, 1949.
76. Brady E. L., Deutsch M., Phys. Rev. 78, 558, 1950.
77. Cooper J., Phys. Rev. 61, 1, 1941.
78. Curie J., Joliot F., J. Phys. rad. 2, 20, 1931.
79. Crace M. A., Allen R. A., West D., Halban H., Proc. Phys. Soc. A64, 493, 1951.
80. Curran S. C., Cockroft A.L., Jinch G. M., Phil. Mag. 41, 517, 1952.
81. Crane H. R., Rev. mod. phys. 20, 778, 1948.
82. Charpak G., Compt. rend. 237, 243, 1953.
83. Cooper J., Phys. Rev. 65, 155, 1944.
84. Curran S. C., Angus, Cockroft A. L., Phil. Mag. 40, 36, 1949; 40, 929, 1949.
85. Coster, Kronig, Physica 2, 13, 1935.
86. Curran S. C., Adv. Physics, Phil. Mag. Suppl. 2, 411, 1953; Cockroft, Curran, Rev. Sci. Inst. 22, 37, 1951.
87. Charpak G., J. phys. rad. 16, 567, 1955.
88. Gritchfield C. L., Wigner E. P., Phys. Rev. 60, 412, 1941; 63, 417, 1943.
89. Charpak G., Suzor F., J. phys. rad. 13, 11, 1952; Compt. rend. 236, 481, 1954.
90. Cantwell M., Phys. Rev. 101, 1747, 1956.
91. Cowan C. L., Reines F., Harrison F. B., Kruse H. W., Mc Guire A. D., Science 124, 103, 1956.
92. Crazd Bull. Classe Sci. Acad. Roy. Belgique 42, 790, 1956.
93. Cohen E. R., DuMond J.W. M., Layton T. W., Rollett J. S., Rev. mod. phys. 27, 363, 1955.
94. Cowan C. L., Reines F., Harrison F. B., Phys. Rev. 96, 1294, 1954.
95. Cohen S. G., Ofer S., Phys. Rev. 100, 856, 1955.
96. Church E. L., Monahan Z. E., Phys. Rev. 98, 718, 1955.
97. Connors D. R., Miller W. C., Waldman B., Phys. Rev. 102, 1584, 1956.
98. Cox J.A.M., Tolhoek H. A., Physica 19, 1178, 1953.
99. Cox J.A.M., Degroot S. P., Physica 19, 683, 1953.
100. Church E. L., Weneser L., Phys. Rev. 104, 1252, 1956.
101. De Vault R. C., Libby W. F., J. Am. Ch. Soc. 63, 3216, 1941.
102. De Benedetti P. S., Kerner E. H., Phys. Rev. 71, 122, 1947; De Benedetti P. S., Minton G. H. 85, 944, 1952.
103. Davis R., Rhys. Rev. 86, 976, 1952.
104. Желепов Б. С., Зырянова Л. Н., УФН 48, 465, 1952.
105. Daudel R., Jean M., Compt. rend. 229, 354, 1949.
106. Daudel R., Rev. Geofis. 8, 219, 1949.
107. Желепов Б. С., Зырянова Л. Н., Таблицы по бета-распаду, изд. ЛГУ, 1952.
108. Dancoff S. M., Morrison P., Phys. Rev. 55, 122, 1939.
109. Долгинов А. З., ДАН СССР 73, 1179, 1950.

110. Желепов Б. С., Зырянова Л. Н., Влияние электрического поля атома на бета-распад, изд. АН СССР, 1956.
111. Долгинов А. З., ЖЭТФ 22, 653, 1952.
112. De Groot S. R., Tolhoek H. A., Physica 16, 456, 1950.
113. Duquesne M., Compt. rend. 241, 36, 1955.
114. Желепов Б. П., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов, изд. АН СССР, 1955.
115. Davis R., Phys. Rev. 97, 766, 1955.
116. Devaney J. J., Phys. Rev. 91, 597, 1953.
117. Давыдов А. С., ЖЭТФ 10, 865, 1940.
118. Желепов Б. С., Пекер Л. К., ДАН СССР, 106, 628, 1956.
119. Долгинов А. З., ЖЭТФ 20, 636, 1950.
120. Долгинов А. З., Топтыгин Н. Н., Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 1377, 1956.
121. Дорфман Я. Г., Магнитные свойства атомного ядра, ГИТТЛ, 1948.
122. Dancoff S. M., Morrison P., Phys. Rev. 55, 122, 1939.
123. Долгинов А. З., Диссертация, ЛФТИ, 1950.
124. Du Mond J. W. M., Rev. Sci. Inst 18, 626, 1947;
Du Mond J. W. M., Lind D. A., Watson V. B., Phys. Rev. 73, 1392, 1948.
125. Доброхотов Е. И., Лазаренко В. Р., Лукьянов С. Ю., Тезисы докладов VII Всесоюзного Совещания по ядерной спектроскопии, 1957.
126. Day R., Phys. Rev. 97, 689, 1955.
127. Drever R. W. P., Moljak A., Scobie J., Phil. Mag. 1, 942, 1956.
128. Deutsch M., Phys. Rev. 77, 680, 1950.
129. Желепов Б. С., Башилов А. А., Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 263, 1950.
130. Edwards R. R., Davies T. H., Nucleonics 2, No 6, 44, 1948.
131. Emmerich, Singer, Kurbatov, Phys. Rev. 94, 113, 1954.
132. Edwards R. R., Damon P. E., Schwartz H. M., Phys. Rev. 82, 333, 1951.
133. Evans R. D., The atomic nucleus, NY, 1955.
134. Edelstaff P. A., Доклад № 425 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1956.
135. Ерозолимский Б. Г., в книге „Физика деления атомных ядер“ (Приложение № 1 к журн. „Атомная энергия“, 1957).
136. Erma V. A., Phys. Rev. 105, 1784, 1957.
137. Edwards J. E., Pool M., Blake F., Phys. Rev. 67, 150, 1945; 69, 549, 1946.
138. Эстуллини, Попов, Чукреев, ЖЭТФ 30, 1052, 1956.
139. Завелевич Г. С., ЖЭТФ, 11, 213, 1941.
140. Фейнберг Е. Л., ДАН СССР 23, 778, 1939; J. phys. USSR, 4, 424, 1941.
141. Freedman M. S., Wagner E., Engelkemeir D. W., Phys. Rev. 88, 1155, 1952.
142. Foldy L. L., Phys. Rev. 83, 397, 1951.
143. Freedman M. S., Wagner E., Engelkemeir D. W., Phys. Rev. 88, 1155, 1952.
144. Feather N., Nucleonics 5, No 1, 22, 1949.
145. Frauenfelder H., Phys. Rev. 82, 549, 1951.
146. Fox M. S., Libby W. F., J. Chem. Phys. 20, 487, 1952.

147. Фок В. А., Сборник, посвященный 30-летию Октябрьской революции, АН СССР, 1947.
148. Fong P., Phys. Rev. 102, 434, 1956.
149. Ферми Э., Ядерная физика, ИЛ, 1951.
150. Feenberg E., Trigg G., Rev. mod. phys. 22, 399, 1950.
151. Fierz M., Helv., phys. acta 16, 365, 1943.
152. Франк-Каменецкий Д. А., ЖЭТФ 29, 135, 1955; УФН, 58, 415, 1956.
153. Falkoff D., Uhlenbeck G. E., Phys. Rev. 79, 323, 1950.
154. Fermi E., Zs. Phys. 88, 161, 1934.
155. Fine S., Hendee C. F., Nucleonics 13, No 3, 36, 1955.
156. Flugge C. S., Zs. Naturforsch. 2a, No 1, 1947.
157. Френкель Я. И., ЖЭТФ 9, 641, 1939.
158. Fink R. W., Robinson B. L., Phys. Rev. 98, 1293, 1955.
159. Fink R. W., Warren G. W., Edwards R. R., Дамон Р. Е., Phys. Rev. 103, 651, 1956.
160. Fink R. W., Phys. Rev. 106, 266, 1957.
161. Фриш С. Э., Спектроскопическое определение ядерных моментов ГТТИ, 1948.
- 161a. Frauenfelder H., et al., Phys. Rev. 106, 386, 1957.
162. Грошев Л. В., Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер, ГИТТЛ, 1952.
163. Goldstein L., J. Phys. Rad. 8, 235, 316, 1937.
164. Гамбош П., Статистическая теория атома и ее применение, ИЛ, 1951.
165. Glauber R. J., Martin R. C., Phys. Rev. 95, 572, 1954.
166. Гринберг А. П., УФН, 26, 189, 1944.
167. Glauber R. J., Martin R. C., Lindqvist T., Wu C. S., Phys. Rev. 101, 905, 1956.
168. Greenberg J. S., Deutsch M., Phys. Rev. 102, 415, 1956.
169. Гольдин Л. Л., Пекер Л. К., Новикова Г. И., УФН 59, 459, 1956.
170. Good M. L., Lauer E. J., Phys. Rev. 105, 213, 1957.
171. Gard F., Compt. rend. 243, 777, 1956.
172. Gamow G., Critchfield G. L., Theory of atomic nucleus and Nuclear energy source, Oxford, 1949.
173. Гольдин Л. Л., Новикова Г. И., Третьяков Е. Ф., Труды конференции по мирному применению атомной энергии, 1955; Phys. Rev. 103, 1004, 1956.
174. Gottfried K., Phys. Rev. 103, 1017, 1956.
175. Goldhaber M., Hill R. D., Rev. mod. Phys. 24, 3, 1952.
176. Greuling E., Phys. Rev. 61, 568, 1942.
177. Greuling E., Meeks, Phys. Rev. 82, 531, 1951.
178. Good R. H., Phys. Rev. 94, 931, 1954.
179. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ГИТТЛ, 1956.
180. Gray P. R., Phys. Rev. 101, 1306, 1956.
181. Gerhart J. B., Phys. Rev. 95, 288, 1954.
182. Glauber R. J., Martin P. C., Phys. Rev. 104, 58, 1956.
183. Гринберг А. П., Русинов Л. И., Phys. Rev. 58, 181, 1940; ЖЭТФ 10, 1018, 1940.
184. Gallacher L. J., Whittle C. H., Beun J. A., Diddens A. N., Corter C. J., Steenland M. J., Physica 21, 117, 1955.
185. Gell-Mann, Phys. Rev. 108, № 1, 1958.
186. Granberg L., Frye G., Nereson N., Rosen L., Phys. Rev. 103, 662, 1956.
187. Carwin R. L., Ledermann L. M., Weinrich M., Phys. Rev. 105, 1415, 1957.

188. Hebb M. H., *Physica* 5, 701, 1938.
189. Hartree, *Rep. prog. phys.* 11, 113, 1948.
190. Huang K., *Phys. Rev.* 102, 422, 1956.
191. Hebb, M. H., Nelson E., *Phys. Rev.* 58, 486, 1940.
192. Huster E., *Zs. Phys.* 136, 303, 1953; *Phys. Rev.* 92, 1076, 1953.
193. Hamilton D. R., *Phys. Rev.* 71, 456, 1947.
194. Hamilton D. R., Alford W. P., Cross L., *Phys. Rev.* 92, 1521, 1953.
195. Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H. E., *Phys. Rev.* 75, 1766, 1949; *Zs. Physik* 128, 245, 1950.
196. Hughes A. L., *Am. J. Phys.* 16, 415, 1948.
197. Hamilton D. R., *Phys. Rev.* 74, 782, 1948.
198. Heintze J., *Zs. phys.* 143, 153, 1955.
199. Hayward R. W., Hoppes D. D., *Phys. Rev.*, 103, 183, 368, 1956.
200. Hanna G. C., Kirkwood D.H.W., Pontecorvo B., *Phys. Rev.* 75, 985, 1949.
201. Hatch E. N., Boehm F., Marmier P., Du Mond J.W.M., *Phys. Rev.* 104, 745, 1956.
202. Hill, Wheeler, *Phys. Rev.* 89, 1102, 1953.
203. Hollander J. M., *Phys. Rev.* 105, 1518, 1957.
204. Hollander J. M., Smith W. G., Michelich J. W., *Phys. Rev.* 102, 740, 1956.
205. Hollander J. M., *Phys. Rev.* 106, № 3, 1957.
206. Horton J.W., *Phys. Rev.* 101, 717, 1956.
207. Hoyt, Du Mond, *Phys. Rev.* 91, 1027, 1953.
208. Huff R. W., Olsen J. L., Mann L. G., *Phys. Rev.* 102, 805, 1956.
209. Hayward R., Hoppes D., Mann W., *J. Res. Nat. Bur. St.* 54, 47, 1955.
210. Jngardeen R. S., *Acta phys. Polon.* 9, 109, 1948.
211. Jaffe A. A., Cohen S. C., *Phys. Rev.* 86, 1041, 1952.
212. Jesse W. P., Sadauskas J., *Phys. Rev.* 102, 389, 1956.
213. Жарков Г. Ф., *ЖЭТФ*, 24, № 7, 1953.
214. Jacques R., *J. phys. rad.* 16, 549, 1955.
215. Joliot F., *Journ. Chem. Phys.* 45, 175, 1948.
216. Jacques R., *Cahiers phys.*, № 70, 71/72, 75/76, 1956.
217. Jastram P. S., Sapp R. C., Daunt J. G., *Phys. Rev.* 101, 1381, 1956.
218. Жерновой, Крисяк, Латышев, Ременной, Сергеев, Фадеев, *ЖЭТФ*, 32, 682, 1957.
219. Кнйрр J. K., Uhlenbeck G. E., *Physica* 3, 425, 1936.
220. Кюри М., *Радиоактивность*, ГИТТЛ, 1947.
221. Kofoed-Hansen O., *Dan. mat.-fys. Medd.* 26, No 8, 1951.
222. Kofoed-Hansen O., *Phys. Rev.* 74, 1785, 1948.
223. Кнйрр J. K., Teller E., *Phys. Rev.*, 59, 659, 1941.
224. Кнйрр J. K., Ling R. C., *Phys. Rev.* 82, 30, 1951.
225. Kofoed-Hansen O., *Phys. Rev.* 96, 1045, 1954.
226. Kinsey B. B., *Can. J. Res.* A26, 404, 421, 1948.
227. King R. W., *Rev. mod. phys.* 26, 327, 1954.
228. Kraushaar J. J., Wilson E. D., Bainbridge K. T., *Phys. Rev.* 90, 610, 1953.
229. Kluyver J. C., Deutsch M., *Bull. Am. Phys. Soc.* 27 No 3, 27, 1952; *Phys. Rev.* 87, 203, 1952
230. Кондратьев В. Н., *УФН*, 38, 153, 1949.
231. Карлан J., *Phys. Rev.* 81, 963, 1951.
232. Корсунский М. И., *Изомерия атомных ядер*, ГИТТЛ, 1954.

233. Курчатов Б. В., Курчатов И., Мысовский Л., Русинов Л., *Compt. rend.* 200, 1201, 1935.
234. Kofoed-Hansen O., *Dan. mat. fys. Medd.*, 28, No 9, 1954.
235. Копоринский Е. J., *Rev. mod. phys.* 15, 209, 1943.
236. Kofoed-Hansen O., Winter A., *Dan. mat.-fys. Medd.* 31, No 14, 1956.
237. Kofoed-Hansen O., Kristensen P., *Dan. mat.-fys. Medd.* 26, No 6, 1951.
238. Kotani T., Takebe H., Umezawa M., Yamaguchi Y., *Prog. Theor. Phys.* 7, 469, 1952; 8, 1411, 1952.
239. Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, ИЛ, 1949.
240. Krohn V. E., Novey T. B., Rabou S., *Phys. Rev.* 105 234, 1957.
241. Кюльц Е. Ф., Куиц В. В., Хартман В. Г., УФН 55, 537, 1955.
242. Кармян А. С., Русинов Л. И., ЖЭТФ 19, 651, 1949; ДАН 55, 603, 1947, 58, 573, 1949.
243. Калашникова В. Н., Захарова В. П., Лебедев В. Н., Микаэлян Л. А., Спивак П. Е., Краснушкин А. В., Певзнер М. Н., Сборник докладов на сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии, М., 1955.
244. Калашникова В. Н., Лебедев В. Н., Спивак П. Е. Атомная энергия 2, 18, 1957.
245. Кравцов В. А., УФН 54, 3, 1954.
246. Копоринский Е. J., Langer L. M., *Ann. Rev. of Nucl. Sci.* 2, 261, 1953.
247. Кульчицкий Л., Латышев Г., Булыгинский Д., Изв. АН СССР 13, 331, 1949; Кульчицкий Л. А., ДАН СССР 73, 1153, 1950.
248. Kofoed-Hansen O., Winther A., *Phys. Rev.* 89, 526, 1953.
249. Кельман В. М., Каминский Д. Л., Романов В. А., Изв. АН СССР, сер. физ., 18, 149, 209, 1954; Кельман В. М., Романов В. А., Мецхварашвили Р. Я., Колюнов В. А., ЖЭТФ, 32, 39, 1957.
250. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхварашвили Р. Я., ДАН СССР 103, 577, 1955.
251. Крисюк Э. М., Латышев Г. Д., Листенгартен М. А., Острецов Л. А., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 363, 1956.
252. Кельман В. М., Мецхварашвили Р. Я., Романов В. А., Русинов Л. И., Коноплев К. А., ДАН СССР 107, 394, 1956.
253. Katz L., Penfold A. S., *Rev. mod. phys.* 24, 28, 1952.
254. Krohn, *Phys. Rev.* 105, 234, 1957.
255. Kregger, *Phys. Rev.* 96, 1654, 1954.
256. Levinger J. S., *Phys. Rev.* 90, 11, 1953; *J. phys. rad.* 16, 556, 1955.
257. Lamb W. E., *Phys. Rev.* 58, 696, 1940.
258. Lassen N. O., *Dan. mat.-fys. Medd.* 23, No 2, 1945; *Phys. Rev.* 69, 137, 1946.
259. Lassen N. O., *Dan. mat.-fys. Medd.* 25, No 11, 1949.
260. Lassen N. O., *Dan. mat.-fys. Medd.* 26, No 5, 1951; 26, No 12 1951; *Phys. Rev.* 75, 1762, 1949.
261. Lassen N. O., *Dan. mat.-fys. Medd.* 30, No 8, 1955.

262. Leachman R. B., Phys. Rev. 79, 197, 1950; 83, 17, 1951.
263. Landolt-Börnstein, 6te Aufl., Springer Verlag, 1950—1955.
264. Ландау Л., Лившиц Е., Квантовая механика, ГИТТЛ, 1948.
265. Langer L. M., Motz J. Price H., Phys. Rev. 77, 798, 1950.
266. Ландау Л., Пятигорский, Механика, ГИТТЛ, 1950.
267. Lindqvist T., Wu C. S., Phys. Rev. 100, 145, 1955.
268. Lagasse A., Doyen J., Compt. rend. 239, 700, 1954.
269. Leininger R. F., Segre E., Wiegand C., Phys. Rev. 76, 897, 1949; 81, 280, 1951.
270. Leachman R. B., Phys. Rev. 87, 444, 1952.
271. Ландау Л. Д., Доклады на VII Всесоюзном совещании по спектроскопии, 1956.
272. Langevin-Joliot H., Compt. rend. 241, 872, 1955; 241, 1286, 1955; 242, 1971, 1956.
273. Langer J. M., Moffat R.J.D., Phys. Rev. 88, 689, 1952.
274. Liden K., Starfelt N., Phys. Rev. 97, 419, 1955.
275. Langevin-Joliot H., Compt. rend. 241, 1390, 1955.
276. Langevin-Joliot H., Lederer M., J. phys. rad. 17, 497, 1956.
277. Ландау Л., Смородинский Я., Лекции по теории атомного ядра, ГИТТЛ, 1955.
278. Langevin-Joliot H., Ann. physique, 2, 16, 1957.
279. Ландау Л., Phys. Zs. Sowjet 11, 556, 1937.
280. Leachman R. B., Доклад № 592 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.
281. Laberrière-Frolow J., Radvanyi P., Compt. rend. 242, 901, 1956.
282. Laberrière-Frolow J., Radvanyi J., J. phys. rad. 1956.
283. Лившиц Т. М., УФН 50, 365, 1950.
284. Langevin M., Radvanyi P., Compt. rend. 238, 77, 1954.
285. Lau H., Zs. phys. 91, 533, 1934.
286. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev. 104, 254, 1956.
287. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev. 105, 1671, 1957.
288. Ландау Л. Д., ЖЭТФ 32, 405, 1957.
289. Ландау Л. Д., Nucl. Physics, 3, 127, 1957.
290. Morrison P., Schiff L. I., Phys. Rev. 58, 24, 1940.
291. Maeder D., Preischwerk P., Phys. Rev. 84, 595, 1951.
292. Madansky L., Rasetti F., Phys. Rev. 83, 187, 1951.
293. Madansky L., Lipps F., Bolgiano P., Berlin T. H., Phys. Rev. 84, 596, 1951.
294. Madansky L., Rasetti F., Phys. Rev. 94, 407, 1954.
295. Möller C., Nature 137, 314, 1936.
296. Мигдал А. Б., Journ. Phys. USSR 4, 449, 1941; ЖЭТФ, 11, 207, 1941.
297. Мигдал А. Б. ЖЭТФ 9, 1163, 1939.
298. McKay, Prog. Nucl. Phys. 1, 162, 1950.
299. Mond, Caron, Jadogne, Bull. Soc. Chim. Belges Nol, 1931.
300. McGee J. D., Phil. Mag. 13, 1, 1932.
301. Miskel J. A., Perlman M. L., Phys. Rev. 87, 543, 1952.
302. Miskel J. A., Perlman M. L., Phys. Rev. 94, 1683, 1954.
303. Moore C. E., Atomic energy levels, Nat. Bur. Stand. USA, 1949.
304. Maxon D. R., Allen J. S., Jentschke W. K., Phys. Rev. 97, 109, 1955.

05. Major J. K., Biedenharn L. C., Rev. mod. phys. 26, 321, 1954.
306. Michalowicz A., Bouchez R., J. phys. rad. 16, 578, 1955.
307. Marschak, Phys. Rev. 61, 431, 1942.
308. Moszkowski S. A., Phys. Rev. 83, 1071, 1951; Phys. Rev. 89, 474, 1953.
309. Malcolm I., Strachan C., Proc. Cambr. Phil. Soc. 47, 610, 1951.
310. Мурин А. Н., Нефедов В. Д., Успехи химии. 21, 534, 1952.
311. Mahmoud H. M., Koporinski E. J., Phys. Rev. 88, 1266, 1952.
312. Мохов В. Н., Урин М. Г., ЖЭТФ 30, 209, 1956.
313. Majorana, Nuovo Cim. 14, 171, 1937.
314. Марков М. А., ЖЭТФ 21, 761, 1951.
315. Magnusson, Phys. Rev. 81, 285, 1951.
316. Mayer S., Schweidler E., Radioaktivität, Berlin, 1927.
317. Muehlhause C. O., Aleksa K., Phys. Rev. 105, 1332, 1957.
318. Michalowicz A., Ann. physique, 2, 116, 1957.
319. Meinke W. W., Ghiorso A., Seaborg G. T., Phys. Rev. 81, 782, 1952.
320. Mayer M. G. Phys. Rev. 74, 235, 1948; 75, 1969, 1949; 78, 16, 22, 1950.
321. Mayer M. G., Moszkowski S. A., Rev. mod. phys. 23, 322, 1951.
322. Massey, Burhop L.H.S., Proc. Roy. Soc. A153, 661, 1936.
323. Metzger F., Deutsch M., Phys. Rev. 78, 551, 1950.
324. Morita M., Prog. Theor. Phys. 8, 431, 1952.
325. Мотт, Мэсси, Теория атомных столкновений, ГИТТЛ, 1953.
326. Müller et al., Phys. Rev. 88, 775, 1952.
327. Mc Cowan, Phys. Rev. 93, 163, 1954.
328. Michelich, Phys. Rev. 103, 1285, 1956.
329. Мигдал А. Б., Диссертация, ИЯП, 1943.
330. Makower W., Phil. Mag. 30, 811, 1915.
- 330a. Mladjenowic M., Ark. f. Fysik. 8, 27, 1954.
331. Novey T. B., Phys. Rev. 89, 672, 1953; 84, 145, 1951.
332. Несмеянов А. Н., Сазонова Л. А., Сазонов И. С., Успехи химии, 22, 133, 1953.
333. Nahmias M. E., Proc. Cambr. Phil. Soc. 31, 99, 1935.
334. Nilsson S. B., Arkiv Fysik 10, 467, 1956.
335. Nilsson S. G., Dan. Mat. Fys. Medd. 29, No 16, 1955.
336. Novey et al. Phys. Rev. 103, 942, 1956.
337. Nataf, Bouchez, J. phys. rad. 13, 190, 1952.
338. Овечкин В. В., Цейгер Э. М., Атомная энергия 2, 282, 1957; Тезисы докладов на VII Совещании по ядерной спектроскопии, 1957.
339. Ohkawa T., Journ. Phys. Soc. Japan 6, 197, 1951.
340. Preston M. A., Phys. Rev. 75, 90, 1949.
341. Primakoff H., Porter F. T., Phys. Rev. 89, 930, 1953.
342. Паули В., Общие принципы волновой механики, ГИТТЛ, 1947.
343. Perlman M. S., Miskel J. A., Phys. Rev. 91, 899, 1953.
344. Pringle R. W., Taylor H. W., Standil S., Phys. Rev. 87, 384, 1952.
345. Porter F. T., Hotz H. P., Phys. Rev. 89, 938, 1953.
346. Перфилов Н. А., ДАН СССР 28, 424, 1940.
347. Preston M. A., Phys. Rev. 71, 865, 1947.

348. Pincherle L., Nuovo cimento 12, 81, 1935.
349. Pontecorvo B., Kirkwood D.H.W., Hanna G. C., Phys. Rev. 75, 982, 1949.
350. Preston M. A., Phys. Rev. 82, 515 1951; 83, 476, 1951.
351. Perlman I., Ypsilantis T. J., Phys. Rev. 79, 30, 1950.
352. Перлман, Гиорсо А., Сиборг Г. Т., УФН 42, 220, 1950.
353. Perlman I., Asaro P., Ann. rev. Nucl. Sci. 4, 157, 1954.
354. Проблемы современной физики, сборники переводов и обзоров иностранной периодической литературы, ИЛ.
355. Pauli W., Rapp. du Septieme Conseil de Physique Solvay, Brussels, 1933 (Cautier Villars, Paris, 1934)
356. Пекер Л. К., Автореферат диссертации, ЛФТИ АН СССР, 1956.
357. Петржак К. А., в сб. "Физика деления атомных ядер" (Приложение № 1 к журн. "Атомная энергия", 1957).
358. Rohm A. V., Waddell R. C., Jensen E. N., Phys. Rev. 101, 1315, 1956.
359. Porrema J. A., Sickman J. G., Van Wageningen R., Tolhoek H. A., Physica 21, 223, 1955.
360. Renard G. A., J. phys. rad. 14, 361, 1953.
361. Rutherford E., Chadwick J., Ellis C. D., Radiations from radioactive substances, Cambridge, 1930.
362. Румер Г. Phys. Zs. Sowjet. 9, 317, 1936.
363. Riou M. J. Phys. rad. 13, 487, 1952.
364. Rubinson W., Bernstein W., Phys. Rev. 86, 545, 1952.
365. Reitz, Phys. Rev. 77, 10, 1950.
366. Романов А. М., УФН, 53, 439, 1953.
367. Романов А. М., УФН, 53, 453, 1953.
368. Reines F., Cowan C. L., Phys. Rev. 92, 830, 1088, 1953.
369. Rodeback G. W., Allen J. S., Phys. Rev. 86, 446, 1952.
370. Renard G. A., Compt. rend. 238, 1991, 1954.
371. Rubinson W., Howland J. J., Phys. Rev. 96, 1610, 1954.
372. Rubenstein R. A., Snyder J. N., Phys. Rev. 99, 189, 1955.
373. Robinson B. L., Fink R. W., Rev. mod. phys. 27, 424, 1955.
374. Robson J. M., Phys. Rev. 83, 349, 1951.
375. Robson J. M., Phys. Rev. 100, 933, 1955.
376. Riou M., Ann. physique, 8, 535, 1953.
377. Renard G. A., J. phys. rad. 16, 575, 1955.
378. Riou M., J. phys. rad. 16, 543, 1955.
379. Rustad B. M., Ruby S. L., Phys. Rev. 89, 880; 90, 370 1953; 97, 991, 1955.
380. Rose M., Jackson, Phys. Rev. 76, 1540, 1949.
381. Rose M., Goertzel G. H., Spinnrad B. J., Haar J., Strong P., Phys. Rev. 83, 79, 1951.
382. Раппопорт Л. П., ЖЭТФ 25, 282, 1952.
383. Rose M. Phys. Rev. 90, 1123, 1953.
384. Rose M., Osborn, Phys. Rev., 93, 1315, 1954.
385. Roy R. R., Goes M. L., Bull. Class. Sci. Acad. Roy. Belgique 40, 143, 1954.
386. Roy R. R., Goes M. L., Compt. rend. 237, 1515, 1953.
387. Robson J. M., Phys. Rev. 78, 311, 1950; 77, 347, 1950.
388. Roos C. E., Phys. Rev. 105, 931, 1957.
389. Рик Г., Масс-спектрометрия, ГИТТЛ, 1953.
390. Radvanyi P., Compt. rend. 235, 428, 1952; J. phys. rad. 14 25, 1953.
391. Radvanyi P., J. phys. rad. 16, 509, 1955.

392. Rothwell P., West D., Proc. phys. Soc. A63, 539, 1950.
393. Русинов Л. И., Юзефович А. А., Journ. Phys. USSR, 3, 281, 1940; ДАН СССР 20, 647, 1937; 22, 530, 1939; 24, 128, 1940.
394. Романов В. А., Автореферат диссертации ЛФТИ АН СССР, 1957.
395. Rasmussen J. O., Slätis H., Passell T. O., Phys. Rev. 99, 42, 1955.
396. Schwartz H. M., J. Chem Phys. 21, 45, 1953.
397. Serber R., Snyder H. S., Phys. Rev. 87, 152, 1952.
398. Schwartz H. M., Phys. Rev. 86, 195, 1952.
399. Стародубцев С. В., Романов А. М., Обзор некоторых проблем бета-распада, изд. ЛКВВИА им. Можайского, Л., 1955.
400. Snell A. H., Pleasanton F., Phys. Rev., 99, 1625, 1955; 98, 1174, 1955.
401. Schwartz H. M., Edwards R. B., J. Ch. Phys. 19, 385, 1951.
402. Scott J.M.C., Phil. Mag. 43, 859, 1952.
403. Slater J. C., Phys. Rev. 36, 57, 1930.
404. Szillard L., Chalmers T., Nature 134, 462, 1934.
405. Экспериментальная ядерная физика, под редакцией Серге Э., ИЛ, 1955.
406. Стародубцев С. В., Романов А. М., Изучение атомов отдачи при β -распаде, изд. ЛКВВИА им. Можайского, Л., 1955.
407. Saraf B., Phys. Rev. 95, 97 1954; 102, 466, 1956.
408. Schwartz H. M., Phys. Rev., 100, 135, 1955.
409. Snell A. H., Pleasanton F., Phys. Rev. 100, 1396, 1955; 93, 1625, 1955.
410. Snell A. H., Pleasanton F., Bull. Am. Phys. Soc. 1, 42, 1956.
411. Snell A. H., Pleasanton F., Phys. Rev. 97, 246, 1955.
412. Smith P. B., Allen J. S., Phys. Rev. 81, 381, 1951.
413. Scherwin C. W., Rev. Sci. Inst. 22, 239, 1951; Phys. Rev. 82, 52, 1951.
414. Schwartz H. M., J. Chem. Phys. 23, 400, 1955.
415. Schwartz H. M., J. phys. rad. 16, 497, 1955.
416. Segre E., Phys. Rev. 71, 274, 1947.
417. Segre E., Wiegand C. E., Phys. Rev. 75, 39, 1949; 81, 284, 1951.
418. Slater J. C., Phys. Rev., 84, 1261, 1951.
419. Schmidt H. W., Leachman R. B., Phys. Rev. 102, 183, 1956.
420. Смородинский Я., УФН, 56, 201, 1956.
421. Слив Л. А., ДАН СССР 24, 33, 1939.
422. Серге Э., Гельмгольц А., УФН, 45, 357, 1951.
423. Шпольский Э. В., Атомная физика, т. I и II, ГИТТЛ, 1949—1950.
424. Steffen R. M., Adv. electronics 4, No 15, 1955.
425. Слив Л. А., Пекер Л. К., ДАН СССР 99, 727, 1954; Изв. АН СССР, сер. физ. 19, 355, 1955.
426. Steffen R. M., Phys. Rev. 86, 632, 1952; 89, 903 1953; 90, 1119, 1953.
427. Sherk P. M., Phys. Rev. 75, 789, 1949.
428. Siegbahn K. (ed.), Beta-and gamma ray spectroscopy, Amsterdam, 1955.

429. Слив Л. А., ДАН СССР 23, 338, 1939.
430. Schatzman, Compt. rend. 241, 853, 1955.
431. Snell A. H., Pleasanton F., Leming H. E., Bull. Am. Ph. Soc. 2, 23, 1957.
432. Snell A. H., Pleasanton F., Phys. Rev. 102, 1419, 1955.
433. Спивак П., Сосновский А., Распад нейтронов, Отчеты АН СССР 1950 и 1951 гг.
434. Snell A. H., Pleasanton F., McCord R. V., Phys. Rev. 78, 310, 1950.
435. Шмушкевич И. М., ЖЭТФ 21, 661, 1951.
436. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ -излучения, ЛФТИ АН СССР, 1956.
437. Sternheimer R. M., Phys. Rev. 105, 158, 1957.
438. Starfelt N., Svantesson N. L., Phys. Rev. 97, 708, 1955.
439. Starfelt N., Cederlund J., Phys. Rev. 105, 241, 1957.
440. Segre E., Halford, Seaborg G. T., Phys. Rev. 55, 321, 1939.
441. Слив Л. А., ЖЭТФ 20, 11, 102^а, 1950.
442. Слив Л. А., ЖЭТФ 17, 1049, 1947.
443. Спивак П. Е., Ерозолимский Б. Г., Доклад на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии, изд. АН СССР, 1955.
444. Слив Л. А., ЖЭТФ 21, 770, 1951; Слив Л. А., Листенгартея М. А., ЖЭТФ 22, 29, 1952.
445. Слив Л. А., Банд И. М., Тезисы докладов на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1957.
446. Сумбаев, Тезисы докладов на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, М., 1957.
447. Siegbahn K., Edvardson, Nucl. Phys. 1, 160, 1956.
448. Ståttis, Ark. Physyk 6, 415 1953; 8, 441, 1954.
449. Smith, Hollander, Phys. Rev. 101, 746, 1956.
450. Sunjar, Phys. Rev. 83, 864, 1951.
451. Steffen, Zobel, Phys. Rev. 103, 126, 1956.
452. Steffen R. M., Phys. Rev. 103, 116, 1956.
453. Шиманская, ЖЭТФ, 31, 174, 1956.
454. Siegbahn K., Ståttis H., Ark. Fys. A35, 3, 1947.
455. Шапиро И. С., УФН, 61, 313, 1957.
456. Sun R. H., Ресчак F. A., Nucleonics 14, No 11, 122, 1956.
457. Тусса В. Б., Phys. Zs. Sovjet. 11, 425, 1937.
458. Теммер G. M., Vуckoff J. M., Phys. Rev. 92, 913, 1953.
459. Tolhoek H. A., De Groot S. R., Physica 18, 1257, 1953.
460. Tolhoek H. A., Cox J.A.M., Physica 17, 357, 1954; 19, 101, 1953.
461. Tolhoek H. A., De Groot S. R., Physica 17, 1, 17, 81, 1951.
462. Теиласс, J. Phys. rad. 16, 524, 1956.
- 462a. Tolhoek H. A., Rev. Mod. Phys., 28, 277, 1956.
463. Valentine J. M., Proc. Roy. Soc. A211, 75, 1952; Valentine J. M., Curran S. C., Phil. Mag. 43, 964, 1952.
464. Wang-Chang C. S., Falkoff D. H., Phys. Rev. 76, 365, 1949.
465. Wu C. S., Phys. Rev. 59, 481, 1941.
466. Winther A., Dan mat. fis. Medd. 27, No 2, 1952.
467. Wexler S., Davies T. H., J. Ch. Phys. 20, 1688, 1952.
468. Wexler S., Davies T. H., J. Ch. Phys. 18, 376, 1950.
469. Wexler S., Davies T. H., Phys. Rev. 88, 1203, 1952.

470. Wexler S., Phys. Rev. 93, 182, 1954.
 471. Wu T. J., Ouram L., Canad. J. Res. A28, 542, 1950.
 472. Wolfsberg M., Phys. Rev. 96, 1712, 1954.
 473. Wolfsberg M., Perlman M. L., Phys. Rev. 99, 1833, 1955.
 474. Wolfsberg M., J. Chem. Phys. 24, 14, 1956.
 475. Wolfgang R. L., Anderson R. C., Dodson R. W., J. Chem. Phys. 24, 16, 1956.
 476. Wollan E. O., Phys. Rev. 72, 445, 1947.
 477. Winther A., J. Phys. rad. 16, 562, 1955.
 478. West D., Dowson J. K., Mandleberg C. J., Phil. Mag. 43, 875, 1952.
 479. Ву Чинг Шинг, УФН 44, 558, 1951.
 480. Weisskopf V. F., Phys. Rev. 83, 1073, 1951.
 481. Welker J. P., Perlman M. L., Phys. Rev. 100, 74, 1955.
 482. Waggoner, Phys. Rev. 80, 420, 1950.
 483. West, Rothwell, Phil. Mag. 41, 873, 1950.
 484. Вайсенберг А. О., Смирнитский В. А., ЖЭТФ 32, 1340, 1957.
 485. Wadey W., Phys. Rev. 74, 1846, 1948.
 486. Wertenstein L., C. R. Soc. d. Sci. d. Varsovie, 8, 327, 1915.
 487. Yosim S., Davies T. H., J. Phys. Ch. 56, 599, 1952.
 488. Зайдель А. И., Прокофьев В. И., Райский С. М. Таблицы спектроскопических линий, ГИТТЛ, 1952.
 489. Zajac B., Broda E., Feather N., Proc. Phys. Soc. A160, 501, 1948.
 490. Зельдович Я. Б., УФН 56, 165, 1955.
 491. Зельдович Я. Б., Лукьянов С. Ю., Смородинский Я. Л., УФН 54, 361, 1954.
 492. Zweifel R. F., Phys. Rev. 96, 1572, 1954.
 493. Завелевич Г. С., ЖЭТФ 11, 213, 1941.
 494. Зырянова Л. Н., Крутов В. А., Изв. АН СССР, сер. физ. 20, 312, 1956.
 495. Хуцишвили Г. Р., УФН 53, 381 1954; ЖЭТФ, 28, 496, 1955.
 496. Хуцишвили Г. Р., ЖЭТФ 25, 763, 1953; 28, 370, 1955.
 497. Хуцишвили Г. Р., ЖЭТФ 32, 1578, 1957.
 498. Wu C. S., Ambler E., Hayward R. W., Hoppes D. D., Hudson B. R., Phys. Rev. 105, 1413, 1956.
 499. Золотавин А. В., Изв. АН СССР, сер. физ., 18, 127, 1954; 20, 289, 1956;
 500. De Waard H., Porrema O. J., Physica, 23, 597, 1957.
 501. Herrmansfelder W. B., Maxon D. R., Stahelin P., Allen J. S., Phys. Rev. 107, 641, 1957.
 502. Kistner et al., Phys. Rev., 104, 154, 1956.
 503. Burgu M. T. et al., Phys. Rev., 107, 173, 1957.
 504. Lee T. D., Oehme R., Yang C. N., Phys. Rev. 106, 340, 1957.
 505. Morita M., Morita R., Phys. Rev., 107, 139, 1957.
 506. Берестецкий В. Б., Иоффе Б. Л., Рудин А. П., Тер-Мартirosян К. А., Доклад на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям, ноябрь 1957.
 507. Шмушкевич И. М., ЖЭТФ, в печати.
 508. Alder et al., Phys. Rev., 107, 723, 1957.
 509. Ambler E., et al., Phys. Rev., 106, 1361, 1957.
 510. Postma H., et al., Phys. Rev., 23, 259, 1957.
 511. Curtis R. R., Lewis R. R., Phys. Rev., 107, 543, 1957.
 512. De Waard H., Porrema O. J., Physica, 23, 597, 1957.

513. Frauentfelder at al., Phys. Rev., 107, 643, 1957.
514. Frauenfelder at al., Phys. Rev., 107, 910, 1957.
515. Frauenfelder at al., Phys. Rev., 107, 909, 1957.
516. Deutch M., at al., Phys. Rev., 107, 1733, 1957.
517. Hanna, Preston M., Phys. Rev., 108, 160, 1957.
518. Schopper H., Phil., Mag., 2, 710, 1957;
Appel H., Schopper H., Zs. Phys. 149, 103, 1957.
519. Boehm F., Wapsta A. H., Phys. Rev., 106, 1364, 1957; 107,
1202, 1957.
520. Boehm F., Wapsta A. H., Phys. Rev., 107, 1462, 1957.
521. Mayer M. G., Telegdi V. L., Phys. Rev. 107, 1445, 1957.
522. Cowan C. L., Reines F., Harrison, Phys. Rev. 93, 1294, 1954;
107, 528, 1957.
523. Долгинов А. З. Nucl. phys. 5, No 3, 1958.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	5
Глава I. Характеристики ядер и ядерных уровней	7
§ 1. Основные характеристики ядер	7
§ 2. Модели ядер и типы ядерных уровней	25
Глава II. Радиоактивные превращения ядер	39
§ 3. Альфа-распад	39
§ 4. Бета-распад	54
§ 5. Гамма-излучение и изомерные состояния ядер	75
§ 6. Деление ядер	90
§ 7. Корреляция ядерных излучений	98
Глава III. Роль атомной оболочки в процессах радиоактивных превращений	112
§ 8. Введение	112
§ 9. Характеристическое рентгеновское излучение атомов. Эффективный заряд ядра	113
§ 10. Оже-эффект	122
§ 11. Физические основы методов спектрометрии мягких излучений	127
§ 12. Относительная вероятность радиационных и безрадиационных атомных переходов	157
§ 13. Захват орбитальных электронов	168
§ 14. Экспериментальные исследования захвата орбитальных электронов.	177
§ 15. Влияние электрического поля атома и конечных размеров ядер на β -распад	188
§ 16. Внутренняя конверсия γ -лучей	197
§ 17. Экспериментальное изучение внутренней конверсии как метод ядерной спектроскопии	206
§ 18. Влияние состояния электронной оболочки на время жизни радиоактивных атомов	228
§ 19. Атомная энергия связи и энергетика радиоактивных превращений	236
§ 20. Взаимодействие ядерных и атомных моментов	244
§ 21. Влияние состояния электронной оболочки на угловую корреляцию ядерных излучений	253
§ 22. Ориентированные ядра	264
Глава IV. Экспериментальное изучение спектров отдачи и корреляции при бета-превращениях	276
§ 23. Нейтрино и закон β -взаимодействия: экспериментальные проблемы и возможности их решения	276
§ 24. Экспериментальные основы спектрометрии атомов отдачи	296
§ 25. Исследование спектров отдачи при распаде Be^7 и Ag^{97} как метод проверки гипотезы одиночных нейтрино	305

§ 26.	Спектр атомов отдачи при распаде Ne^6	313
§ 27.	Спектр отдачи и угловая корреляция частиц при распаде Ne^{20} и Ar^{36}	320
§ 28.	Опыты по изучению распада нейтронов	329
§ 29.	Корреляция направлений вылета и поляризации частиц при β -распаде	336
§ 30.	Современное состояние проблемы нейтрино и закона β -взаимодействия. Итоги и перспективы	346
Глава V.	Возбуждение и ионизация атомов при β-превращениях	355
§ 31.	Вторичные процессы при β -превращениях атомов	355
§ 32.	Три механизма возбуждения и ионизации атомов при радиоактивных превращениях ядер. Адиабатическое и внезапное возмущение	372
§ 33.	Вероятность возбуждения и ионизации атомов при β -превращениях: результаты теоретических расчетов в приближении внезапного возмущения	379
§ 34.	Возбуждение и ионизация атомов и молекул при β -превращениях: экспериментальные данные	395
Глава VI.	Ионизация атомов при α-распаде и делении ядер	415
§ 35.	Автоионизация и возбуждение атомов при α -распаде: результаты теоретических расчетов в адиабатическом приближении	415
§ 36.	Ионизация внутренних оболочек атомов при α -распаде Po^{210} : экспериментальные исследования	420
§ 37.	Средний заряд атомов отдачи при α -распаде	430
§ 38.	Заряд осколков деления	432
Глава VII.	Практическое использование эффектов кинетической и электронной активации атомов при ядерных превращениях	436
§ 39.	Кинетическая активация атомов отдачи	436
§ 40.	Разделение радиоактивных изотопов методом активных осадков и атомов отдачи	441
§ 41.	Эффект Сцилларда—Чалмерса и обогащение искусственно радиоактивных веществ	444
§ 42.	Ионизация атомов и молекул при конверсии γ -лучей. Разделение изомеров	449
Приложения		456
I.	Величины некоторых физических констант, установленных при обработке экспериментальных данных методом наименьших квадратов	456
II.	Распределение электронов по уровням свободных атомов	458
III.	Энергия K- и L-краев поглощения и рентгеновских характеристических лучей K- и L-серии	462
IV.	Энергии ионизации M- и N-оболочек атомов в $K\alpha$, вычисленные из данных о границах поглощения	466
V.	Поправки на экранирование $\eta^-_{\text{экр.}} = \frac{F_{\text{экр.}}(Z\omega)}{F_{\text{кул.}}(Z\omega)}$ для разрешенных β^--спектров	468
VI.	Поправки на экранирование $\eta^+ = \frac{F_{\text{экр.}}(Z, \omega)}{F_{\text{кул.}}(Z, \omega)}$ для разрешенных β^+-спектров	468
VII.	Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей на K-оболочках атомов	469
VIII.	Таблицы коэффициентов внутренней конверсии на L-подоболочках	478
Литература		482

Редактор издательства
И. Г. Гайсинская

Оформление художника
Н. В. Козолупова

Технический редактор
В. П. Шарикова

Корректор
В. Х. Смольникова

* * *