

96929

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

СЗ41

К-84

В.А. Крутов

1038

ЭФФЕКТЫ ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ  
• ТЕОРИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ  
В ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ  
И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
член-корреспондент АН СССР

Б.С. Джелепов

Работа выполнена в Ленинградском Государственном  
Университете

Дубна 1982 год

В.А. Крутов

1038

С 341  
К-84

1086-6p.  
ЭФФЕКТЫ ВЫСШИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ  
ТЕОРИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ  
В ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ  
И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
член-корреспондент АН СССР

Б.С. Джелепов

Работа выполнена в Ленинградском Государственном  
Университете

Дубна 1962 год

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Одной из важнейших проблем современной физики является исследование ядра и ядерных взаимодействий. Это исследование в значительной мере основано на изучении различного рода излучений, испускаемых ядрами при переходах в состояния с энергией, меньшей чем исходное.

Аналогично задаче оптической спектроскопии в атоме, это является задачей ядерной спектроскопии. Пожалуй, наиболее существенное место в ядерной спектроскопии занимает  $\gamma$ -спектроскопия, т.е. изучение процессов, так или иначе связанных с взаимодействием ядерного вещества и радиационного поля - в основном  $\gamma$  - излучение ядер и внутренняя конверсия.

В течение, по крайней мере, десяти последних лет теория  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии (без двойных процессов, приводящих к сплошному спектру и стоящих особняком) рассматривалась только в начальных, т.е. в первых дающих отличный от нуля результат приближениях теории возмущений. До этого высшие приближения рассматривались в работах <sup>1-4/</sup>, однако практически единственным эффектом высших приближений, исследовавшимся до работ автора диссертации, был эффект поглощения  $\gamma$ -излучения ядра электроном оболочки - внутренний фотоэффект <sup>х)</sup>. Но даже в наиболее детальных работах <sup>1,2/</sup> внутренний фотоэффект исследовался только для  $EL$ -переходов, в сравнительно неширокой области параметров и приближенно.

В настоящее время развитие теории  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии в направлении учета высших приближений приобретает большую актуальность, так как открытие в ядрах сильно ускоренных и, особенно, сильно запрещенных переходов (запреты до  $10^{15}$  раз) заставляет с осторожностью относиться к всеобщей применимости существующей теории, основанной на первом приближении в разложении по параметру  $\alpha = \frac{1}{137}$ .

В диссертации исследованы все эффекты высших приближений, вытекающие из строгого решения задачи  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии в системе ядро + электронная оболочка. Эффекты высших приближений (в том числе и внутренний фотоэффект) удалось свести к величинам первого приближения (параметры 1-го приближения, необходимые для численного расчета, табулированы как для  $EL$ , так и  $ML$ -переходов в весьма широкой области).

В диссертации впервые рассмотрен эффект дополнительной разрядки ядра  $\gamma$ -излучением через электронную оболочку /эффект "электронного мостика",

---

х) В работах <sup>15/</sup> полуклассически рассматривается внутреннее релеевское рассеяние  $\gamma$ -излучения ядра на электронах оболочки. Этот эффект представляет собой поправку к внутреннему фотоэффекту и автоматически учитывается в эффекте электронного мостика (см. дальше), внося в него (в области, где эффект м.б. существен) пренебрежимый вклад.

далее для краткости Э.М./ и эффекты одноконверсионной разрядки ядра через промежуточные электронное и ядерное состояния /эффекты "электронно-ядерного мостика", далее Э.Я.М./: Показано, что эти эффекты являются наиболее существенными среди эффектов высших приближений: эффект Э.М. при малых энергиях ядерного перехода значительно превосходит внутренний фотоэффект, а эффекты Э.Я.М. могут сыграть роль в изучении ядерных состояний в виду их существенной зависимости от структуры ядерных переходов.

Далее кратко изложены наиболее существенные результаты отдельных разделов диссертации.

В гл. 1 дана общая теория радиационных и конверсионных переходов для "облаченного" ядра (т.е. в системе ядро + электронная оболочка).

В § 1 гл. 1 проведено общее решение задачи  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии в последовательных приближениях. Для системы ядро с двумя состояниями (возбужденное и основное) + электронная оболочка задача решена в любом приближении теории, причем число  $\gamma$ -квантов ( $N_\gamma$ ) и число конверсионных электронов ( $N_e$ ), равно соответственно в  $(\nu + 1)$  и  $(\nu)$  приближениях:

$$N_\gamma^{(\nu+1)} = \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu)}} \sum_{L, r} |H_{\omega_0}^{(\nu+1)}|^2 \quad (1a)$$

$$N_e^{(\nu)} = \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu)}} \sum_{\lambda, e, \lambda} |\lambda U^{(\nu)}|^2 \quad (1b)$$

где  $H_{\omega_0}^{(\nu+1)}$  и  $\lambda U^{(\nu)}$  определяются рекуррентными соотношениями:

$$H_{\omega_0}^{(\nu+1)} = H_{\omega_0}^{(\nu)} + i\pi \sum_{\lambda, e, \lambda} H_{\omega_0}^{(\nu)} \sum_L \lambda U^{(\nu)} \quad (2a)$$

$$\lambda U^{(\nu)} = \lambda U^{(\nu-1)} - \pi^2 \sum_{\lambda, e, \lambda} H_{\omega_0}^{(\nu-1)} \sum_L \lambda U^{(\nu-2)} \quad (2b)$$

$\nu \geq 2$ ;  $H_{\omega_0}^{(1)}$  и  $\lambda U^{(2)}$  матричные элементы соответственно  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии в обычном приближении ( $\lambda U^{(0)} = 0$ );  $\lambda H_{\omega_0}^{(\nu)}$  ( $\lambda H_{\omega_0}$ ) - матричные элементы поглощения (излучения)  $\gamma$ -кванта электроном (потенциалы поля - стоячие волны);

$\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu)}$  определяют амплитуду распада начального состояния;

$L, \lambda, e, \lambda, r$  - индексы суммирования ( $L$  - мультипольность;

$\lambda, e, \lambda$  определяют начальные и конечные электронные состояния;

$r$  - ядерные состояния).

Для ядра с более чем двумя состояниями число конверсионных электронов

в 4-м (т.е. в следующем за обычным) приближении теории равно (при ядерном переходе  $\Phi_0 \rightarrow \Phi_2$ , соответствующем конверсионному переходу электрона  $\Psi_0 \rightarrow \Psi_2$ ):

$$N_e = \sum_{\lambda, e, \lambda} \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2} \cdot \left| \sum_L \lambda U(\Psi_2 \Phi_2 | \Psi_0 \Phi_0) \right|^2 \quad k = E_\lambda^{(2)} - W_0 + \quad (3)$$

$$+ i\pi \sum_{\lambda, e, \lambda} \sum_{L, r, \lambda} \lambda U(\Psi_2 \Phi_2 | \Psi_1 \Phi_1) \quad k = E_\lambda^{(2)} - E_\lambda^{(1)} = W_1 \sum_L \lambda U(\Psi_1 \Phi_1 | \Psi_0 \Phi_0) \quad k =$$

$$= E_\lambda^{(1)} = W_0 - W_1 + \sum_{\lambda, e, \lambda} \sum_{L, r, \lambda} \int_0^{W_0} dE_\lambda^{(1)} \frac{\lambda U(\dots | k = W_0 - E_\lambda^{(1)}) \cdot \sum_L \lambda U(\dots | k = E_\lambda^{(1)})}{W_1 - E_\lambda^{(1)}} \quad (3)$$

где  $\Psi_1, \Phi_1$  - соответственно электронные и ядерные состояния,  $k$  - энергия ядерного перехода,

$W_0$  - энергия ядра в начальном состоянии,

$W_1$  - в промежуточном ( $W_2 = 0$ ),

$E_\lambda^{(1)}$  - энергии электронного состояния ( $E_\lambda^{(0)} = 0$ );

$\sum_{\lambda, e, \lambda}^I$  означает сумму по ядерным уровням  $W_1 < W_0$

$\sum_{\lambda, e, \lambda}^{II}$  - по уровням с  $W_1 > W_0$ .

В остальном обозначения оговоренные выше.

Добавки в (3) к основному члену определяются процессами Э.Я.М.

В § 2 гл. 1 проведено исследование решений с точки зрения физической трактовки результатов. Для простоты и наглядности ограничиваемся лишь следующим за обычным приближением и одним конечным состоянием электрона (как правило в  $K, L_1$  конверсии преобладают состояния с  $x = -(j + \frac{1}{2}) < 0$ ). Определим  $\beta_{xx'}$  - коэффициент внутренней конверсии с оболочки  $x'$  при конечном состоянии  $x$  - и отношение  $\delta_{xx'} = \text{Re } R_{xx'} / \text{Im } R_{xx'}$ , где  $R_{xx'}$  - радиальный конверсионный матричный элемент. Тогда, выделяя в (1) члены, соответствующие обычному приближению, и разделяя добавки от высших приближений на интерференционную и квадратичную части, имеем:

$$N_\gamma = N_\gamma^0 \cdot (1 - 2\zeta_{xx'} + \beta_{xx'} \cdot \zeta_{xx'}) \quad (4a)$$

$$N_e = N_e^0 \cdot (1 - 2\zeta_{xx'} + \zeta_{xx'}^2) \quad (4b)$$

где

$$\zeta_{xx'} = \beta_{xx'} \frac{\delta_{xx'}^2}{1 + \delta_{xx'}^2}$$

$N_\gamma^0, N_e^0$  - числа  $N_\gamma$ -квантов и электронов в обычном приближении.

В (4а) второй (интерференционный) член определяет поглощение  $\gamma$ -излучения ядра в электронной оболочке (внутренний фотоэффект), а третий (квадратичный) член определяет дополнительную разрядку ядра  $\gamma$ -излучением через электрон (электронный мостик).

При  $\beta_{xx'} \geq 2$  эффект Э.М. больше внутреннего фотоэффекта и  $N_q > N_q^0$ .

В КВК поправки при  $\beta_{xx'} \geq 2$  не компенсируются и  $N_q/N_q^0 < N_e^0/N_q^0$ . Таким образом результаты и трактовка указанных выше предшествующих работ приближенно справедливы лишь при малых КВК<sup>0</sup>, когда превалирует интерференционный член.

В § 3 гл. 1 рассмотрены некоторые дополнительные следствия развитой в § 1 строгой теории  $\gamma$ -излучения и внутренней конверсии ("экранирование" поля ядерного мультиполя, влияние атомной оболочки на мультипольность "голового" ядра и др.). В частности, из (3) следует, что возможна одноконверсионная разрядка ядра при МО-переходе ( $0^+ \rightarrow 0^+$ ), которая до сих пор считалась строго запрещенной (например, для  $K$  и  $L_I$ -оболочек возможен такой переход с сохранением момента электрона и изменением четности:

$$x_0 = -1, j_0 = \frac{1}{2}, l_0 = 0 \rightarrow x_2 = 1, j_2 = \frac{1}{2}, l_2 = 1).$$

В гл. II диссертации исследована величина эффектов высших приближений. (формулы гл. 1 даны в записи матричных элементов и несложность их формы есть просто следствие применения полученных рекуррентных соотношений; конкретные расчеты по ним были бы чрезмерно громоздки).

В § 1 гл. II проведено сведение эффектов высших приближений к величинам первого приближения: КВК и конверсионным радиальным интегралам. Используя определенные выше  $\beta_{xx'}$  и  $\delta_{xx'}$ , имеем для  $N_q$  и  $N_e$ :

$$N_q(\nu, \nu'') = Q(\nu'') \cdot \left| 1 - \sum_{xx'} \beta_{xx'} \frac{\delta_{xx'}}{\delta_{xx'} - i} \sum_{n=0}^{\nu-1} (-\zeta)^n \right|^2 \quad (5a)$$

$$N_e(\nu, \nu'') = Q(\nu'') \cdot \sum_{xx'} \beta_{xx'} \left| 1 - \frac{\delta_{xx'}}{\delta_{xx'} + i} \sum_{xx'} \beta_{xx'} \frac{\delta_{xx'}}{\delta_{xx'} - i} \sum_{n=0}^{\nu-2} (-\zeta)^n \right|^2 \quad (5b)$$

$$Q(\nu'') = \frac{1}{1 - \operatorname{Re} \left\{ \sum_{xx'} \beta_{xx'} \frac{\delta_{xx'} + i}{\delta_{xx'} - i} - \left( \sum_{xx'} \beta_{xx'} \frac{\delta_{xx'}}{\delta_{xx'} - i} \right)^2 \sum_{n=0}^{\nu-3} (-\zeta)^n \right\}} \quad (5в)$$

где  $\nu, \nu', \nu''$  определяют порядок приближения ( $\nu \geq 3, \nu' \geq 4, \nu'' \geq 6$ ); параметр  $\zeta$  равен:

$$\zeta = \sum_{xx'} \zeta_{xx'} \quad (6)$$

Для первых, отличных от нуля приближений, эти результаты, естественно, переходят в обычные:

$$N_q(1, 0) = Q(0)$$

$$N_e(2, 0) = Q(0) \cdot \sum_{xx'} \beta_{xx'}$$

Выражения для Э.Я.М. преобразуются аналогично и (формулы громоздки, и мы их здесь не приводим):

$$\text{КВК} = \text{КВК}^0 \cdot (1 + A \cdot \sqrt{F} + B \cdot F) \quad (7)$$

где КВК<sup>0</sup> - коэффициент внутренней конверсии в обычном приближении, А и В являются определенными функциями параметров  $\beta_{xx'}$  и  $\delta_{xx'}$  (кроме того имеются еще  $\bar{\beta}_{xx'}$  и  $\bar{\delta}_{xx'}$  - аналогичные параметры для перехода электрона из сплошного спектра энергий в сплошной), В (7) существенным образом входят параметры ядерной структуры:

$$F = \frac{f_{21} \cdot f_{10}}{f_{20}}$$

где  $f_{mn}$  - отношение наблюдаемой вероятности  $\gamma$ -перехода  $n \rightarrow m$  к вычисленной по одночастичной модели Мошковского ( $2 \rightarrow 0$  - прямой переход,  $2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$  - переход через промежуточное состояние 1).

В § 2 гл. II рассматривается корректность применяемого метода. В (5а-в) можно перейти к "бесконечному" приближению (естественно, этот термин условен в силу ограничений при постановке задачи). В то время как в любом последовательном приближении уравнение сохранения строго не выполняется, в "бесконечном" приближении оно выполняется точно ( $N_q + N_e = 1$ ), что доказывает корректность метода и внутреннюю замкнутость найденных решений.

В § 3 гл. II проводятся оценки величины эффектов высших приближений. Эти эффекты могут быть разделены на три группы.

1) Эффекты, величина которых определяется параметром сходимости  $\zeta$  (в т.ч. внутренний фотоэффект). Так как  $\zeta$  очень просто выражается через  $\beta_{xx'}$  и  $R_{xx'}$ , которые табулированы в широкой области параметров, то величина этих эффектов легко вычисляется по полученным формулам (при ограничении  $K$ -оболочкой  $\zeta \approx 10^{-4} - 10^{-7}$ ).

2) Эффекты "электронного мостика". Эти эффекты примерно в  $\beta$  раз (где  $\beta$ -КВК) превосходят параметр  $\zeta$  и в области больших КВК (особенно для высоких оболочек:  $L_{III}$  и т.д.), т.е. малых энергий и больших мультипольностей ядерных переходов, могут оказаться существенны. К сожалению, в этой области параметры  $\beta_{xx'}$  и  $R_{xx'}$  не табулированы, и эффекты Э.М. нуждаются в дополнительном исследовании в смысле точного численного расчета (приближенные расчеты в виду чувствительности эффекта к величине  $\delta_{xx'}$  имеют здесь мало смысла).

3) Эффекты "электронно-ядерного мостика". Параметров  $\bar{\beta}_{xx}$  и  $\bar{R}_{xx}$ , необходимых для расчета Э.Я.М., нет в существующей теории. Однако для них могут быть получены удовлетворительные приближенные формулы из выражений для парциального коэффициента парной конверсии. Тогда, например, для энергии перехода  $W_0 = 1 \text{ MeV}$ ,  $z=50$ ,  $E3$  перехода имеем: (см. формулу (7)):

$$|A| \approx 2 \cdot 10^{-3}, \quad B \approx 2 \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, при  $F \approx 10^4$  поправки в КВК достигают 20%. Запреты значительно большей величины, чем  $10^4$ , отнюдь не редкость в ядерных переходах и эффекты ЭЯМ. необходимо учитывать при рассмотрении сильно запрещенных переходов, которым в конкретной схеме переходов данного ядра соответствуют большие  $F$ .

Частным случаем Э.Я.М. является одноконверсионная разрядка ядра при МО - переходе. Вероятность такой разрядки оказывается не слишком малой (например, для  $Z = 50$ ,  $W_0 = 1 \text{ MeV}$ , при вычислении промежуточных переходов по одночастичной модели

$$N_+(t) \approx 10^4 \text{ сек}^{-1}.$$

Некоторые математические преобразования вынесены в приложения (1-1У).

Работы, составляющие основное содержание диссертации, докладывались на VIII и XII Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и опубликованы /6-9/.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Taylor and N. Mott, Proc. Roy. Soc. A 142, 215 (1933).
2. А.С. Давыдов. ЖЭТФ, 10, 885 (1940).
3. N. Tralli and G. Goertzel, Phys. Rev. 83, 399 (1951).
4. H. Colish, Phys. Rev. 84, 164 (1951).
5. A. Cormack, Phys. Rev. 97, 986 (1955); 115, 619 (1959).
6. В.А. Крутов "К теории внутренней конверсии I". Изв. АН СССР, сер. физ., 22, 162 (1958).
7. В.А. Крутов и К. Мюллер "К теории внутренней конверсии. II". Изв. АН СССР, сер. физ. 22, 171 (1958).
8. В.А. Крутов "Электронно-ядерные мостики", тезисы докладов XII совещания по ядерной спектроскопии, Л-д, 1962 г. стр. 81.
9. В.А. Крутов "Монопольные переходы ядер", тезисы докладов XII совещания по ядерной спектроскопии, Л-д, 1962 г. стр. 82.

Рукопись поступила в издательский отдел

13 июля 1962 г.