

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



А-844

16/ix-74  
P4 - 8001

В.К.Лукьянов, В.А.Селиверстов, В.Д.Тонеев

3687/2-74

О ПРЕДРАВНОВЕСНОМ РАСПАДЕ ЯДЕР  
В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

**1974**

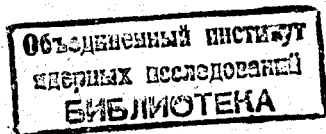
ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8001

В.К.Лукьянов, В.А.Селиверстов,\* В.Д.Тонеев

О ПРЕДРАВНОВЕСНОМ РАСПАДЕ ЯДЕР  
В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*Направлено в ЯФ*



\* Саратовский государственный университет.

## §1. Постановка задачи

В ядерной физике сравнительно хорошо изучены два крайних типа ядерных реакций, описываемых, соответственно, механизмами прямого и равновесного протекания процесса. Первый предполагает участие в реакции лишь простейших конфигураций ядра, например, - квази-частичный, а второй - напротив - считает существенной лишь многочастичную конфигурацию, типичную для составного ядра. Между этими типами реакций лежит обширная и пока мало изученная область - так называемые реакции предравновесного распада ядра. Простейшие модели, предложенные для их описания [1,2], позволили в основных чертах понять механизм таких реакций и прийти, по-видимому, к главному заключению, что в них последовательно участвуют все компоненты состояний образующейся в ходе реакции ядерной системы от простейшего входного до сложного многочастичного равновесного состояния. При этом в процессе "усложнения" состояния системы возможны переходы из каждой промежуточной ступени в конечное наблюдаемое состояние. До сих пор здесь анализировались реакции, в которых либо не участвуют, либо не проявляют себя некоторые состояния ядра, выделенные в силу своей специфической природы. К таким состояниям относятся прежде всего уровни гигантского дипольного резонанса ядра, расположенного при энергии выше порога отделения нуклона. Поэтому интересно проанализировать фотоядерные реакции именно такого когерентного типа  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, f)$  и т.п./ когда образовавшееся в результате фотопоглощения ядро в ходе предравновесного

распада из исходного состояния дипольного возбуждения испускает нейтрон, протон и т.п. Анализ реакции ( $\gamma, n$ ) и есть предмет исследования данной работы.

Запишем, как обычно, вероятность вылета из ядра фотонуклона сорта  $j$  в интервал энергии  $d\epsilon_j$  в виде

$$N(\epsilon_j) d\epsilon_j = \int_{B_j}^{E_{\gamma \max}} S(E_\gamma) \sigma_\gamma(E_\gamma) W_j(E_\gamma, \epsilon_j) dE_\gamma \cdot d\epsilon_j \quad /1/$$

Здесь  $B_j$  - энергия отделения нуклона,  $S(E_\gamma)$  - спектр тормозного излучения гамма-квантов /задается формулой Шиффа<sup>/3/</sup>,  $W_j(E_\gamma, \epsilon_j)$  - вероятность распада ядра с вылетом нуклона кинетической энергии  $\epsilon_j$ . Сечение фотопоглощения  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  можно взять из эксперимента и представить для простоты расчетов в виде параметризованной кривой

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \sum_{m=1,2} \frac{E_\gamma^2 \sigma_m \Gamma_m^2}{(E_\gamma^2 - E_m^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_m^2}, \quad /2/$$

где  $\sigma_m$ ,  $\Gamma_m$  и  $E_m$  - параметры оптимизации.

Теперь основной задачей является вычисление вероятности распада ядра  $W_j$ .

## §2. Модель предравновесного многоступенчатого распада /МПМР/

В настоящее время известен ряд приближенных и "точных" моделей предравновесного распада ядер, возникающих в реакциях с участием ядерных частиц. Многие из них /также и рассматриваемые ниже/ используют представление об экситонной /частично-дырочной/ структуре высоковозбужденных состояний ядер с энергией выше порога отделения нуклона. По сравнению с точными моделями, где строятся и численно решаются соответствующие кинетические уравнения для вероятностей

существования возбужденного ядра в данный момент времени в заданном состоянии, приближенные модели дают явные аналитические выражения для этих вероятностей, что позволяет понять физику явления и зависимость механизма реакции от вводимых параметров. Сформулированная ниже приближенная модель предравновесного многоступенчатого распада /МПМР/ состоит в дальнейшем усовершенствовании уже сложившихся схем /см., например, /1,2/ /, в которых оперируют с приближенными выражениями для вероятностей. При этом из всех переходов внутри системы учитываются только те, что идут в одну сторону - от простых к сложным. МПМР близка к одной из разработанных в последнее время моделей /4/.

Представим вероятность распада ядра в виде

$$W_j(E_\gamma, \epsilon_j) = W_{j,pre}(E_\gamma, \epsilon_j) + W_{j,ev}(E_\gamma, \epsilon_j). \quad /3/$$

Здесь  $W_{j,pre}$  - вероятность вылета из ядра нуклона сорта  $j$  с кинетической энергией  $\epsilon_j$  в ходе предравновесного распада ядра из начального в конечное состояние статистического равновесия. В нашем случае начальным является состояние двухквазичастичного возбуждения типа  $1p1h$  /число экситонов  $n = p + h = 2$  /, в конечном состоянии число экситонов  $n = \bar{n} = \sqrt{2gE}$ , где  $g$  - усредненная плотность одночастичных уровней. Далее,  $W_{j,ev}$  есть вероятность "испарения" нуклона из этого конечного, равновесного состояния. Она определяется как

$$W_{j,ev}(E_\gamma, \epsilon_j) = P(\bar{n}, E_\gamma) \cdot \omega_{ev}(E_\gamma, \epsilon_j), \quad /4/$$

где  $P(\bar{n}, E_\gamma)$  - вероятность для системы находиться в состоянии равновесия, а  $\omega_{ev}$  - вероятность испарения, которая рассчитывается по известным схемам /5/.

Для нахождения  $W_{j,pre}$  предположим, что из каждого состояния промежуточного возбуждения с числом экситонов  $k = p + h$  нуклон может либо совершать переход в непрерывный спектр с вероятностью  $\omega_c^j(k, E_\gamma, \epsilon)$ , либо с вероятностью  $\omega_+(k, E_\gamma)$  переводить ядро в более

сложное состояние  $(k+2)$  за счет двухчастичного взаимодействия внутри ядра. Здесь мы пренебрегаем вероятностью  $\omega_0$  остаться в данном состоянии и вероятностью  $\omega_-$  обратного перехода в более простое состояние типа  $(k-2)$ . Тогда вероятность для системы находиться в данном состоянии  $n$  определяется как

$$P(n, E_\gamma) = \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n-2} \frac{\omega_+(k, E_\gamma)}{\Gamma_c(k, E_\gamma) + \omega_+(k, E_\gamma)} \quad /5/$$

Эта величина учитывает возможность распада ядра на каждой из предыдущих стадий. Здесь суммарная вероятность распада из конфигурации  $k$  в непрерывный спектр с вылетом нуклона энергии  $\epsilon_j > 0$

$$\Gamma_c(k, E_\gamma) = \sum_j \Gamma_j = \sum_j \int_0^{E_\gamma - B_j} \omega_c^j(k, E_\gamma, \epsilon) d\epsilon \quad /6/$$

выражается через обычную вероятность распада, которую можно получить на основе принципа детального баланса. Как было показано в ряде работ /см., например, /2/ / она равна

$$\omega_c^j(k, E_\gamma, \epsilon) = \frac{2s_j + 1}{\pi^2 \hbar^3} f_{kj} \frac{\mu A}{A+1} \sigma(\epsilon) \epsilon \frac{\rho_{k-1}(A-1, E_\gamma - B_j - \epsilon)}{\rho_k(A, E_\gamma)} \quad /7/$$

где соответствующие плотности экситонных состояний ядра берутся, как обычно, согласно /6/:

$$\rho_k(E) = \frac{g(gE)^{k-1}}{p! h!(k-1)!} ; \quad (k = p+h) \quad /8/$$

Здесь  $g$  - плотность одночастичных состояний, фактор  $(2s_j + 1)$  учитывает вырождение по проекциям спинов,  $f_{kj}$  - доля нуклонов данного сорта  $j$  среди всех  $p$  нуклонов состояния  $k$  - экситонного возбуждения ядра  $A$ ,  $\sigma(\epsilon)$  - сечение поглощения нейтрона энергии  $\epsilon$  ядром  $(A-1)$ .

Суммарная вероятность перехода из состояния  $k$  в более сложное  $(k+2)$  состояние нами выбиралась в виде /4/

$$\omega_+(k, E_\gamma) = C \frac{2}{k+1} \bar{W}(E = E_\gamma - B_j), \quad /9/$$

где

$$\bar{W} = v \cdot \rho \cdot \langle \sigma \rangle = v / \lambda, \quad /10/$$

$\rho$  - плотность нуклонов в ядре, а  $\langle \sigma \rangle$  - полное сечение столкновений в ядерной материи, рассчитываемое согласно /7/. Такой способ учета конкуренции каналов представляется более последовательным, чем используемый в "гибридной модели" /8/.

Теперь вероятность вылета нуклона в непрерывный спектр из всех состояний промежуточного возбуждения, начиная с исходного частично-дырочного, по достижении состояния статистического равновесия определяется как

$$W_{j, \text{pre}}(E_\gamma, \epsilon_j) = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^n P(n, E_\gamma) \cdot \frac{\omega_c(n, E_\gamma, \epsilon_j)}{\Gamma_c(n, E_\gamma) + \omega_+(n, E_\gamma)} \quad /11/$$

Подставляя сюда выражения /5/-/9/ и используя затем /3/ и /4/, получаем возможность вычислить полную вероятность /1/ испускания нуклона из ядра  $A$ , возбужденного в результате дипольного поглощения гамма-квантов тормозного излучения.

Рассмотрим, насколько удачно в рамках этой модели удается описать нейтронные спектры в фотоядерных реакциях. Но прежде следует зафиксировать параметры модели сравнением расчетов вероятности распада ядра /3/ с данными по спектрам выхода в реакциях с ядерными частицами, которые уже успешно объяснялись раньше на основе механизма предравновесного распада. С этой целью для МПМР был повторен расчет работы /4/, где в рамках близкой модели рассчитывались и сравнивались с экспериментальным сечением реакции  $(p, n)$  на ядрах  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{160}\text{Gd}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ . Такие входные данные, как энергия связи, сечения обратной реакции и др. /см. выраже-

ние /7// были взяты из работы /9/, параметр  $C = 0,4 \pm \pm 0,02$  получен подгонкой под указанный эксперимент. Теперь МПМР полностью определена и ее можно попытаться использовать без введения новых параметров для объяснения спектров фотонейтронов\*.

Типичный пример такого сравнения дан на рис. 1 /здесь и всюду дальше кривые нормируются на площадь экспериментальных спектров, начиная с  $\epsilon = 1$  МэВ, поскольку они измерены в относительных единицах/. Видно, что по отношению к чисто испарительным спектрам /пунктир/, учет предравновесного распада /сплошные линии/ улучшает качественное согласие с экспериментом, обогащая спектр высокоэнергетическими нейтронами. Однако между теорией и экспериментом остается заметное расхождение - больше чем на порядок величины - в области экспоненциального спада. Оно проявляется тем больше, чем в большей степени в возбуждение вовлечены состояния гигантского дипольного резонанса. Это видно из сравнения результатов для двух значений энергий  $E_{\max}$ .

Выяснить природу этого расхождения - одна из наиболее интересных задач. Действительно, оно может быть вызвано как приближенным описанием механизма реакции в рамках МПМР, так и упрощенным представлением о плотности высоковозбужденных состояний ядра /8/, полученной из простейших соображений комбинаторики. И хотя простые модели типа МПМР обычно хорошо себя оправдывают при сравнениях с экспериментом /правда, до сих пор это были реакции с ядерными частицами/, тем не менее делать на основе полученных расхождений вывод о чувствительности фотоядерных реакций предравновесного распада к деталям структуры ядра было бы пока преждевременным. Тем более известно, что в других реакциях подобные расхождения пока удавалось устранять уточнением лишь механизма реакции, например, переходом к более точным экситонным моделям распада. Поэтому

\* Приведенные в этом и следующих разделах экспериментальные данные получены суммированием спектров фотонейтронов, измеренных под разными углами /10/.

ниже мы проведем расчет той же фотоядерной реакции, но с помощью более точного подхода - в рамках модели кинетических уравнений.

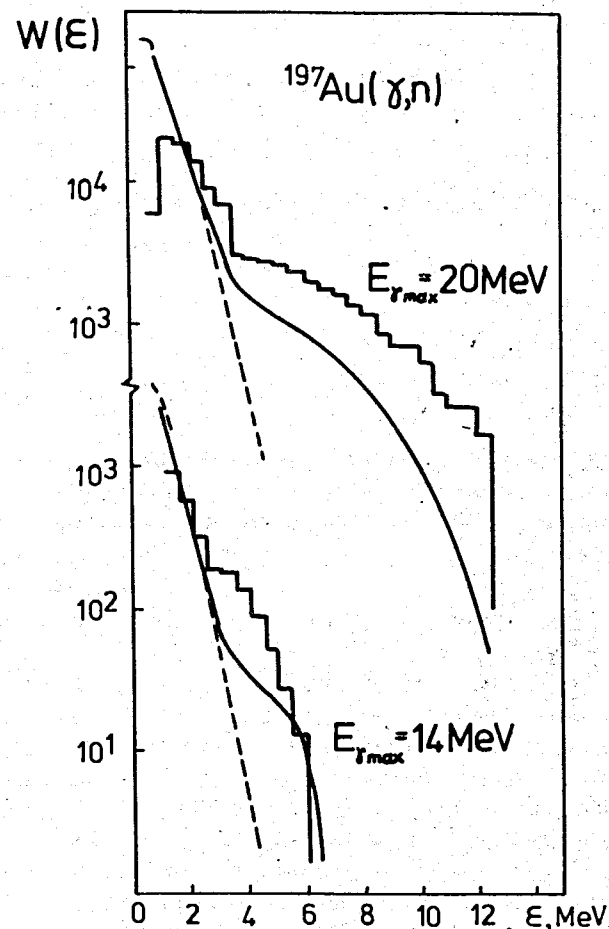


Рис. 1. Спектры фотонейтронов в модели предравновесного многоступенчатого распада /сплошные линии/. Пунктир - равновесный, "испарительный" спектр.

### §3. Модифицированная экситонная модель /МЭМ/

Предложенная выше модель дает приближенный способ вычисления вероятностей испускания нуклона по мере стремления к равновесному состоянию. Однако можно записать точное уравнение для вероятности  $P(n, t)$  найти ядро в момент времени  $t$  в состоянии с числом экситонов  $n$  и энергией возбуждения  $E$  /11/:

$$\begin{aligned} \frac{dP_n(E, t)}{dt} = & - [\omega_+(n, E) + \omega_-(n, E)] P_n(E, t) + \\ & + \omega_+(n-2, E) P_{n-2}(E, t) + \omega_-(n+2, E) P_{n+2}(E, t) - \\ & - P_n(E, t) \sum_j \Gamma_j(n, E) + \\ & + \sum_j \int d\epsilon_j \int dE' \omega_c(n, \epsilon_j) P_{n+\Lambda_j}(E', t) \delta(E' - E - V_j - \epsilon_j), \end{aligned} \quad /12/$$

где суммирование выполняется по всем возможным типам  $j$  испускаемых частиц с массовым числом  $\Lambda_j$ . Систему уравнений /12/ необходимо дополнить начальным условием

$$P_n(E = E_\gamma, t = 0) = \delta_{nn_0} \quad /13/$$

Формально система /12/ отличается от кинетического уравнения, данного в /12/, присутствием двух последних членов, которые учитывают не только вероятность ухода в состояния непрерывного спектра, но и последовательное испускание нескольких частиц. Модифицированная экситонная модель /МЭМ/, сформулированная в работе /11/, интерпретирует процесс ядерной релаксации в терминах теории случайных марковских процессов и рассматривает уравнение /12/ как соответствующее уравнение Колмогорова-Чэпмена. Такой подход позволяет указать простой способ решения системы /12/ - прямое

моделирование с помощью метода Монте-Карло временного поведения возбужденной ядерной системы. Кроме того, он позволяет единым образом описать весь процесс "сброса" ядерного возбуждения, включая испускание частиц на стадии статистического равновесия. При этом в МЭМ естественным образом учитываются внутриядерные переходы с  $\Delta n = 0$ , вероятность которых равна  $\omega_0(n, E)$  /детали см. в работе /11/ \*.

В МЭМ вероятность ухода в непрерывный спектр  $\omega_c^j(n, E)$  определена той же функцией /7/; в качестве  $\rho$  использовано соотношение /8/, когда  $n \leq \bar{n}$  и  $\rho(E) = \exp 2\sqrt{aE}$  при  $n > \bar{n}$ .

При нахождении вероятности переходов между различными промежуточными состояниями ядра,

$$\omega_{n' \rightarrow n}(n, E) = \frac{2\pi}{h} |M_{n' \rightarrow n}|^2 \rho_n(E), \quad /14/$$

пренебрегалось различием матричных элементов; т.е. полагалось  $M_+^2 = M_-^2 = M_0^2 = M^2$ , и плотность доступных состояний вычислялась на основе эквидистантной схемы уровней /13/. В рамках МЭМ абсолютная оценка квадрата

\* Следует заметить, что задание  $E$  и  $n$  в частично-дырочном представлении описывает ядерную конфигурацию с точностью до положения пары частица-дырка относительно уровня Ферми. Если характеризовать это "вырождение" индексом  $\nu$ , то при вычислении вероятностей переходов с  $\Delta n = \pm 2, 0$  необходимо просуммировать соответствующую вероятность по всем доступным конечным состояниям  $\nu$ . Мы используем  $\omega_{\Delta n}(n, E)$  из работы /13/, где такое суммирование выполнено на базе схемы эквидистантных уровней, причем переходы, отличающиеся лишь значением индекса конечных состояний, считались равновероятными. Тогда все члены с  $\omega_0(n, E)$  в уравнении /12/ сокращаются, и марковский процесс оказывается стационарным относительно переменной  $\nu$ . Тот факт, что переходы с  $\Delta n = 0$  на самом деле существуют, скажется в этом случае только на среднем времени жизни ядра в промежуточном состоянии, равном  $[\omega_0(n, E) + \omega_+(n, E) + \omega_-(n, E) + \Gamma_c(n, E)]^{-1}$ .

матричного элемента  $M^2$  получена в предположении, что переходы с  $\Delta n = 2$  можно рассматривать как квазисвободное рассеяние внутриядерных частиц, и таким образом можно воспользоваться соотношением типа /10/, т.е.

$$\omega_+(n, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \rho_+(n, E) = C_2 \left\langle \frac{\sigma(v) \cdot v}{V} \right\rangle. \quad /15/$$

Здесь аргумент усредненного сечения взаимодействия в отличие от других предравновесных моделей <sup>/1,2,8/</sup> определяется средней энергией, приходящейся на одну возбужденную частицу <sup>/11/</sup>, а объем взаимодействия выбран в виде  $V = \frac{4}{3}\pi(2r_c + \lambda)^3$ , как это делается в моделях внутриядерного каскада <sup>/14/</sup> /  $r_c = 0,4$  - ферми-радиус ядра нуклона,  $\lambda$  - дебройлевская длина волны/. Введение коэффициента  $C_2$  отражает точность оценки, сделанной для  $M^2$ , величина  $C_2$  должна подбираться из сравнения результатов расчета с экспериментом. Как показал анализ обширных данных по спектрам нейтронов, испущенных под действием первичных нейтронов энергии 14,5 МэВ, можно положить с хорошей точностью  $C_2 = 1$  <sup>/15/</sup>.

Окончательные выражения для вероятностей перехода между различными состояниями ядра имеют вид

$$\omega_+(n, E) = \left\langle \frac{\sigma(v)v}{V} \right\rangle$$

$$\omega_0(n, E) = \left\langle \frac{\sigma(v)v}{V} \right\rangle \frac{1}{4gE} \cdot (3n-2)(n+1) \quad /16/$$

$$\omega_-(n, E) = \left\langle \frac{\sigma(v)v}{V} \right\rangle \frac{1}{(gE)^2} \cdot ph(n-2)(n+1).$$

Моделирование процесса ядерной релаксации и последующего равновесного распада непосредственно дает как  $W_{j,pre}(\epsilon)$ , так и  $W_{j,ev}(\epsilon)$ . Однако формально соответствующую вероятность, например  $W_{j,pre}(\epsilon)$ , можно выразить через решение системы /12/ как

$$W_{j,pre}(\epsilon) = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \int_0^{t_{равн. E_j}} dt \int_0^E dE' P_n(E', t) W_c^j(n, \epsilon), \quad /17/$$

где  $t_{равн.}$  определяется моментом достижения состояния равновесия, т.е. значением  $n = \bar{n}$ .

Следует отметить, что в рамках такой формулировки переход к обычным приближенным моделям предравновесного распада осуществляется выбором усредненной "главной траектории" случайного марковского процесса <sup>/11/</sup>.

На рис. 2 показано сравнение результатов расчетов по

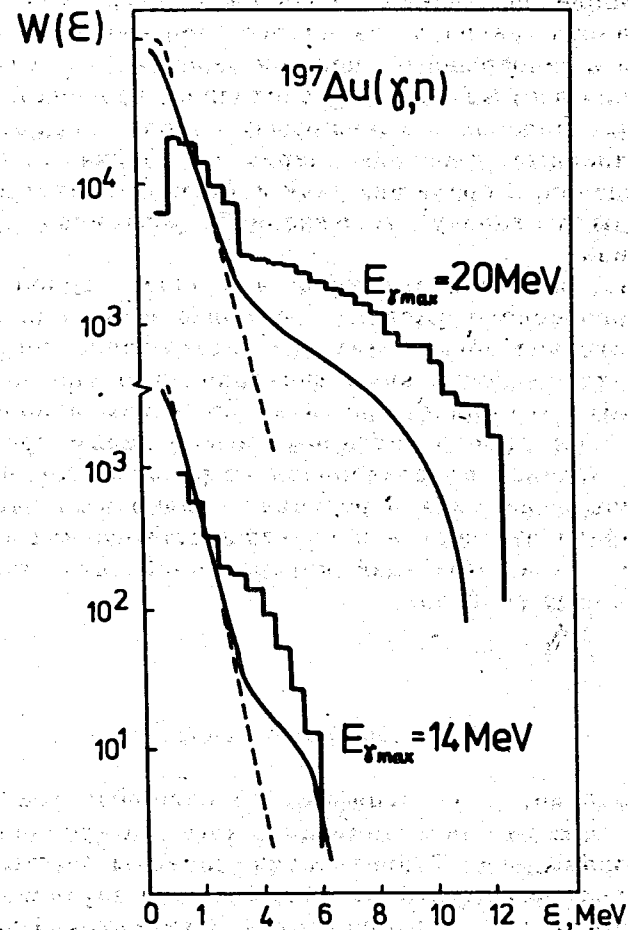


Рис. 2. Спектры фотонейтронов в модифицированной экситонной модели /сплошные линии/. Пунктир - равновесный, "испарительный" спектр.



МЭМ со спектрами фотонейтронов из ядер золота. Хотя, как отмечалось выше, все параметры МЭМ фиксированы по данным  $(n, n')$ -реакций, результаты приведенных расчетов близки к полученным в рамках МПМР, где параметры закреплялись по данным  $(p, n)$ -реакций. Вообще же близость результатов расчетов в приближенной и точной моделях в данном случае может быть обусловлена тем, что, как показано в работе /11/, при  $E^* \leq 25$  МэВ влияние двух последних членов уравнения /12/, учитывающих вероятность распада заданного состояния с выходом нуклона в непрерывный спектр и вероятность для системы вернуться в то же заданное состояние, невелико. Поэтому в обоих моделях доминирующую роль играют только внутриядерные переходы через состояния экситонного возбуждения, а среди них /как и предполагается в МПМР/ переходы в сторону "усложнения" экситонной структуры состояний.

Итак, и в приближенной, и в более точной моделях предравновесного распада в области выхода быстрых фотонейтронов обнаруживается расхождение теоретических и экспериментальных спектров примерно на порядок величины. Это свидетельствует об общем и более серьезном, чем просто неудачный выбор параметров, недостатке моделей предравновесного распада. Хорошо зарекомендовавшие себя в реакциях с ядерными частицами, эти модели нуждаются в усовершенствованиях при переходе к анализу реакций когерентного типа, таких, как фотоядерные реакции.

#### §4. Роль структуры ядра

Известно, что специфика фотоядерных реакций связана с фактом коллективизации ядерных уровней дипольного возбуждения. Теоретические расчеты показывают, что под действием остаточных ядерных сил двухквартичные уровни  $1p1h$  группируются в гигантский дипольный резонанс, наблюдаемый практически во всех ядрах и располагающийся обычно при энергиях выше порога отделе-

ния нуклона. В эксперименте этот резонанс проявляется в сечениях фотопоглощения /см. /2//. Естественно предположить, что особенности спектров фотонейтронов также связаны с этой общей особенностью ядерной структуры.

До сих пор в моделях предравновесного распада использовалось простейшее выражение для плотности спектра экситонных возбуждений /8/, которое получается на основе комбинаторных соображений из эквидистантного спектра одночастичных уровней и не может учитывать возможной коллективизации реальных ядерных состояний. Чтобы исправить этот недостаток, в нашем случае для спектра дипольных возбуждений состояний  $1p1h$  указанная резонансная зависимость воспроизводится с помощью введения модулирующего множителя в выражении /8/. Можно считать, что по форме эта зависимость близка к наблюдаемой на эксперименте зависимости от энергии сечения фотопоглощения. Тогда вместо /8/ запишем

$$\tilde{\rho}_{1p1h} = \frac{\sigma_{\gamma \text{ эксп.}}}{\sigma_{\gamma \text{ одноч.}}} \rho_{1p1h}, \quad /18/$$

где для  $\sigma_{\gamma \text{ эксп.}}$  можно воспользоваться выражением /2/ со значением  $\sigma_m^{-A}$ , извлекаемым из дипольного правила сумм, а  $\sigma_{\gamma \text{ одноч.}}$   $-A^{2/3}E$ . Поскольку модулирующий фактор играет наиболее существенную роль лишь вблизи энергии гигантского резонанса  $E - E_m$ , то в первом приближении можно положить

$$\frac{\sigma_{\gamma \text{ эксп.}}}{\sigma_{\gamma \text{ одноч.}}} = \frac{1}{k} \left[ \left( \frac{E^2 - E_m^2}{E\Gamma_m} \right)^2 + 1 \right] \quad /19/$$

$$E_m = 62 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad \Gamma_m = \text{МэВ},$$

а параметр  $k$  следует подбирать из условия согласия с экспериментом рассчитанных спектров, пренебрегая его зависимостью от  $A$  и  $E$ .

Рассмотрим, к чему приведет модуляция плотности /18/ в наших моделях. Тот факт, что ядро образуется в результате когерентного перехода во входное состояние типа  $1p1h$ , уже учтен введением экспериментального

сечения фотопоглощения  $\sigma_\gamma$  в выражение /1/. Далее идет процесс внутриядерного предравновесного распада. В этот момент "усиление" состояний  $1p1h$ , согласно /18/, приводит к тому, что усиленными оказываются вероятности переходов  $n=4 \rightarrow n=2$  и  $n=2 \rightarrow n=2$ , возвращающие систему в исходное состояние двухквартичного возбуждения. Таким образом, физический смысл модуляции /18/ состоит в том, что теперь система сравнительно долго живет в  $1p1h$  - состояниях возбуждения, которые являются исходными в данной реакции. Это мешает развитию процесса предравновесного распада при переходе системы в стадию статистического равновесия, формирующую спектр низкоэнергетических испарительных нейтронов. В результате происходит относительное усиление канала вылета нейтрона прямо из исходного состояния дипольного возбуждения в непрерывный спектр.

В точной модели МЭМ модуляция плотности приводит к соответствующей модификации выражений  $\omega_-$  и  $\omega_0$ , расчетная схема при этом не меняется. В приближенной модели МПМР, куда эти вероятности переходов вообще не входят, модуляцию плотности можно учесть по-другому: вместо "усиления" обратных переходов  $4 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 2$  можно эффективно "ослабить" прямые внутриядерные переходы в сторону усложнения состояний экситонного возбуждения. Чтобы в дальнейшем сохранить единый подход в обоих моделях, будем использовать именно эту эффективную процедуру ослабления переходов из  $1p1h$  в более сложные состояния. В практических расчетах для этой цели модулируем вероятность перехода следующим образом:

$$\tilde{\omega}_+(2, E_\gamma) = \frac{k}{\left[ \left( \frac{E^2 - E_m^2}{E\Gamma_m} \right)^2 + 1 \right]} \omega_+(2, E_\gamma). \quad /20/$$

### §5. Сравнение с экспериментом и выводы

На рис. 3-4 даны результаты расчетов по МПМР и МЭМ с модулированной вероятностью /20/. Приведенные

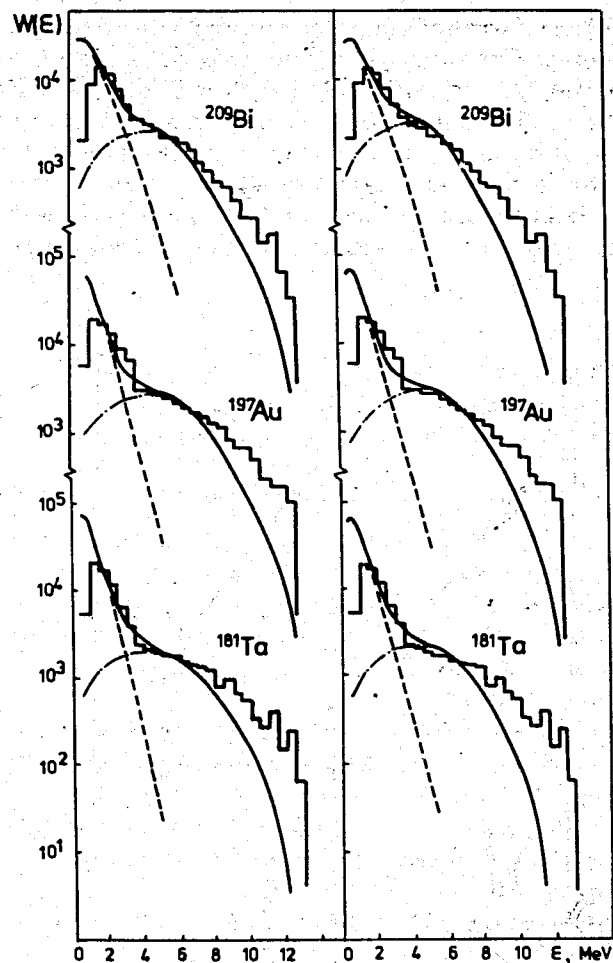


Рис. 3. Спектры фотонейтронов при энергии тормозного излучения  $E_{y, \max} = 20$  МэВ, слева - МПМР, справа - кривые МЭМ. Сплошными линиями изображены суммарные спектры, пунктиром - равновесный, штрих-пунктиром - чисто предравновесный.

кривые соответствуют значению  $k=6$ . /Если не делать различия между возбуждением протонов и нейтронов в ядре, то  $k$  будет примерно вдвое меньше/. Как видно из сравнения с экспериментом /10/, удается достаточно

хорошо описать фотонейтронные спектры для всех рассматриваемых ядер и энергий. Результаты расчетов в приближенной /МПМР/ и точной /МЭМ/ моделях очень близки друг к другу. Причина этого в том, что в данной области энергий возбуждения роль конкурирующих каналов испускания сложных частиц и кратного испускания нейтронов, которые учитываются только в МЭМ, не столь велика <sup>/11/</sup>. Интересно, что теперь вклад неравновесных процессов

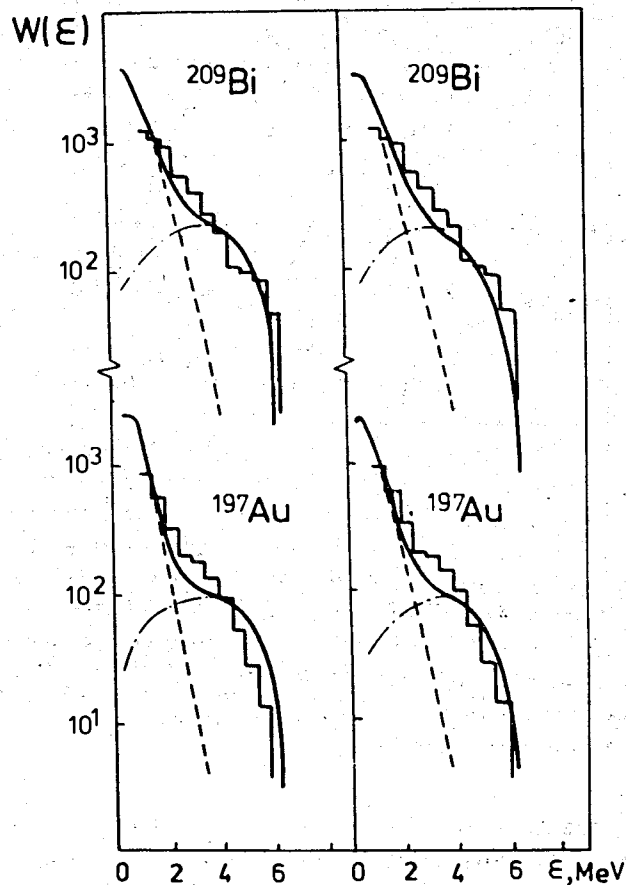


Рис. 4. Обозначения те же, что и на рис. 3. Энергия порогового излучения  $E_{\gamma_{\max}} = 14$  МэВ.

в спектре испущенных нейтронов достигает примерно 20%, в то время как без процедуры модуляции вероятности  $\omega_+$  он составлял лишь 5-7%.

Итак, сформулируем основные результаты.

1. Наблюдаемые в фотоядерных реакциях жесткие "хвосты" спектров испускания нейтронов возникают в результате механизма предравновесного распада возбужденного ядра, образовавшегося после фотопоглощения.

2. Однако ни приближенные, ни точные модели предравновесного распада не позволяют /в рамках обычных предположений о плотности квазичастичных уровней/ количественно объяснить наблюдаемые спектры фотонейтронов предравновесного распада ядер.

3. Учет когерентного характера реакции фотопоглощения, основанный на модуляции двухквазичастичных плотностей кривой резонансного вида с максимумом, совпадающим с максимумом сечения фотопоглощения, позволяет объяснить жесткую часть спектра фотонейтронов для целого ряда ядер при разных энергиях.

4. Можно утверждать, что, по сравнению с предыдущими приложениями моделей неравновесного распада ядер, в когерентных реакциях такого типа впервые возникла необходимость вводить некоторые общие структурные особенности. Это позволяет надеяться на использование в будущем подобных реакций для выявления не только общих, но и детальных свойств структуры ядер в области энергий возбуждения выше порога отделения нуклона.

В заключение авторы благодарят А.И.Лепесткина за постоянный интерес к работе и помощь при подборе экспериментального материала и Р.А.Эрамжяна за плодотворные обсуждения.

#### Литература

1. J.J.Griffin. *Phys.Rev.Lett.*, 17, 478 (1966).
2. M.Blann. *Phys.Rev.Lett.*, 21, 1357 (1968).
3. L.J.Schiff. *Phys.Rev.*, 73, 1311 (1948).
4. C.Birattari, E.Gadioli, E.Gadioli Erba et al. *Nucl. Phys.*, A201, 579 (1973).

5. Д.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, Москва, 1954.  
В.Вайскопф. Статистическая теория ядерных реакций, ИИЛ, Москва, 1952.
6. T.Ericson. Adv.Phys., 9, 425 (1960).
7. M.L.Goldberger. Phys.Rev., 74, 1269 (1948).
8. M.Blann. Preprint UR-3591-20, Rochester, 1971.
9. J.S.Mani, M.A.Melkanoff. I.Jori. Report CEA 2379 (1963);  
Г.И.Марчук, В.Е.Колесов. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений М., Атомиздат, 1970;  
А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер, М., Атомиздат, 1967;  
В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер, М., Атомиздат, 1965.
10. Г.Н.Зацепина, В.В.Игонин, Л.Е.Лазарева, А.И.Лепесткин. Сб. "Ядерные реакции при малых и средних энергиях", М., Изд. АН СССР, 1962; ЖЭТФ, 44, 1787 /1963/;  
Л.П.Богаткина, А.И.Лепесткин. Сб. "Некоторые вопросы физики ядра, элементарных частиц и ядернофизических измерений". Вып. 1, Саратов., Изд. СГУ /1968/.  
А.И.Лепесткин. ЯФ, 8, 433 /1968/,  
Л.Е.Лазарева, А.И.Лепесткин. ЯФ, 11, 266 /1970/.
11. К.К.Гудима, Г.А.Ососков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ, Р4-7821, Дубна, 1974.
12. С.К.Cline, M.Blann. Nucl.Phys., A172, 225 (1969).
13. F.C.Williams, Jr., Phys.Lett., 31B, 184 (1970).
14. В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. ЯФ, 13, 743 /1971/;  
В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, Н.М.Соболевский, В.Д.Тонеев. УФН, 109, 91 /1973/.
15. Д.Зелигер, К.Зайдель, Д.Хермсдорф, С.Сассонов, В.Д.Тонеев. Всесоюзное совещание по нейтронной физике, Киев, Наукова думка, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1974 года.