

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1854/82

19/4-82

P4-82-60

С.А.Карамян

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
СТАТИСТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА  
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СЕЧЕНИЙ И ШИРИН  
В  $(n, \gamma)$  И  $(n, f)$  РЕАКЦИЯХ  
НА ЯДРАХ  $^{235}\text{U}$  И  $^{238}\text{U}$

*Направлено в ЯФ*

1982

## I. ВВЕДЕНИЕ

Время протекания реакции деления ядер около урана измерено с помощью эффекта теней как при энергии возбуждения составного ядра вблизи энергии связи нейтрона  $E^* = 5-10$  МэВ<sup>/1-4/</sup>, так и в области  $E^* = 15-50$  МэВ<sup>/5-8/</sup>. Выяснено, что в последнем случае заметный вклад в эффективную временную задержку событий деления дают ветви деления после испускания нескольких нейтронов. Для количественного воспроизведения результатов экспериментов можно применить метод обратной задачи при описании распада ядер в широком диапазоне от исходной энергии возбуждения до энергии связи нейтрона  $V_n$ . Такие вычисления могут быть выполнены в статистическом подходе. Для правильного выбора параметров расчетов весьма полезно подвергнуть анализу результаты, имеющиеся для области  $E^*$  вблизи  $V_n$ , а именно - время протекания реакций  $^{235,238}\text{U}(n,f)$ <sup>/1-4/</sup> при энергии нейтронов  $E_n \leq 5$  МэВ, сечения и  $\gamma$ -спектры  $(n,\gamma)$ -реакций, гамма-ширины и плотность нейтронных резонансов.

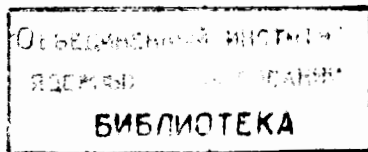
Анализ части этих результатов, выполненный в работе<sup>/9/</sup> с использованием модели ферми-газа для плотности уровней ядер, позволил удовлетворительно описать время протекания реакций  $(n,f)$  при  $E_n \leq 5$  МэВ, т.е. при  $E^* \leq 10$  МэВ. Однако применение модели ферми-газа для более высоких энергий возбуждения приводит к значительному расхождению результатов вычислений с экспериментальными результатами, полученными на пучках тяжелых ионов<sup>/10/</sup> и ионов  $^3\text{He}$ <sup>/8/</sup>. В настоящей работе решается задача на основе анализа сечения и  $\gamma$ -спектра реакции  $(n,\gamma)$ , а также описания времени жизни составных ядер в области  $E^* \leq 10$  МэВ, определить основные параметры, входящие в статистические расчеты, и произвести теоретическую экстраполяцию времени жизни ядер в область  $E^* = 15-50$  МэВ.

## II. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ПАРАМЕТРЫ

Полная плотность состояний возбужденного ядра на интервал тепловой энергии возбуждения  $U$  и зависимость ядерной температуры  $T$  от  $U$  записывались в обобщенном виде следующим образом:

$$\rho(U) = C_p A(U) \exp \frac{U^{1-m}}{C_t (1-m)},$$

/1/



$$T(U) = C_t U^m \quad /2/$$

В частном случае  $m=0,5$  формулы /1/, /2/ совпадают с формулами модели ферми-газа. Плотность уровней с определенным спином  $j$  связана с полной плотностью состояний  $\rho(U)$  выражением /11/:

$$\rho_j = \rho(U) \frac{(2j+1)}{2\sqrt{2}\pi\sigma^3} \exp - \frac{(j+1/2)^2}{2\sigma^2}, \quad /3/$$

где  $\sigma^2 = \frac{JT(U)}{\hbar^2}$ ,  $J$  - твердотельный момент инерции ядра.

В расчете ширин распада составного ядра использовалась полная плотность состояний  $\rho(U)$  вместо, вообще говоря, необходимого суммирования вкладов в ширины от состояний с различными квантовыми числами в рамках формализма Хаузера-Фешбаха /см., напр., /9/. Это предположение существенно упрощает вычисления. Оно неприменимо при малых энергиях нейтронов, но уже при  $E_n = 3-5$  МэВ орбитальный момент нейтрона достигает величин  $3-4\hbar$ , и в рассмотрение должны действительно включаться состояния практически со всеми спинами и их проекциями. Поскольку цель расчета состоит в теоретической экстраполяции ширин распада в область достаточно больших энергий, то использование полной плотности состояний должно быть удовлетворительным. В этом приближении нейтронная ширина записывается в виде:

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0} \rho_c^{-1}(E^* - \Delta_c) \int_0^{E^* - \Delta_D - B_n} \epsilon \rho_D(E^* - B_n - \Delta_D - \epsilon) d\epsilon + (E^* - B_n - \Delta_D) \sum_{\text{кол.}} /4/$$

где  $k_0 = 8,65$  МэВ при сечении обратного процесса поглощения нейтрона  $\sigma_{inv} = 2,9\delta$ , субскрипт  $c$  относится к распадающемуся ядру,  $D$  - к дочернему ядру,  $\Delta$  - энергия спаривания,  $\sum_{\text{кол.}}$  - сумма числа коллективных уровней дочернего ядра, расположенных при малой энергии возбуждения  $\leq \Delta_D$ .

Сечение  $(n, \gamma)$  реакции в статистическом подходе дается выражением:

$$\sigma_{ny} = \sigma_c(E_n) \Gamma_\gamma^c \Gamma_T^{-1}, \quad /5/$$

где  $\Gamma_T$  - полная ширина,  $\Gamma_\gamma^c$  - часть радиационной ширины, соответствующая фиксации конечного продукта  $(n, \gamma)$  реакции, равная приближенно:

$$\Gamma_\gamma^c = C_\gamma \rho_c^{-1}(E^* - \Delta_c) \int_{E^* - B_{f(n)}(\epsilon_\gamma)}^{E^* - \Delta_c} \epsilon^3 S(\epsilon) \rho_c(E^* - \Delta_c - \epsilon) d\epsilon. \quad /6/$$

Здесь не учитывается вероятность фиксации конечного продукта  $(n, \gamma)$  реакции в результате испускания двух и более  $\gamma$ -квантов,

однако она много меньше вероятности, соответствующей испусканию одного  $\gamma$ -кванта. Нижний предел интегрирования равен  $E^* - B_n - \epsilon_\gamma$  в случае  $B_n < B_f$  и  $E^* - B_f$  в случае  $B_f < B_n$ .  $\epsilon_\gamma$  учитывает интервал энергии нейтрона, на котором конкуренция других каналов распада составного ядра, кроме  $\gamma$ -распада, пренебрежима.  $S(\epsilon)$  - силовая функция электромагнитного распада. Полная радиационная ширина вычислялась по формуле:

$$\Gamma_\gamma = C_\gamma \rho_c^{-1}(E^* - \Delta_c) \int_0^{E^* - \Delta_c} \epsilon^3 S(\epsilon) \rho_c(E^* - \Delta_c - \epsilon) d\epsilon. \quad /7/$$

В формулах /6/, /7/ учитывается только электрическое дипольное излучение. Полная ширина распада составного ядра определялась из соотношения  $\Gamma_T = (\Gamma_n + \Gamma_\gamma)(1 - P_f)^{-1}$ , где  $P_f$  - вероятность деления ядра, взятая из эксперимента. Время жизни составного ядра  $\tau = \hbar \Gamma_T^{-1}$ .

Результаты расчета определяются выбором показателя степени энергетической зависимости температуры ядра  $m$ , вида предэкспоненциальной функции плотности уровней  $A(U)$  и силовой функции электромагнитного распада  $S(\epsilon)$ . Чаще всего в литературе используется значение  $m=0,5$ , однако модель ферми-газа не описывает  $\tau(E^*)$  при  $E^* > 20$  МэВ. Кроме того, для анализа различных результатов используется в ряде случаев приближение постоянной температуры. Поэтому расчеты были выполнены для трех значений  $m = 0,50; 0,35; 0,25$ . Предэкспоненциальная функция  $A(U)$  полагается равной 1 или различным степеням  $U$  от  $U^{-1/2}$  до  $U^{-2}$ . Силовая функция  $S(\epsilon)$  берется либо равной 1, либо используется /12/ силовая функция гигантского дипольного резонанса  $S(\epsilon) = L$ , т.е. функция Лоренца. Для наиболее обоснованного выбора функций  $A(U)$  и  $S(\epsilon)$  были сделаны предварительные расчеты в нескольких вариантах. Описание различных экспериментальных данных при разном выборе  $m$ ,  $A(U)$ ,  $S(\epsilon)$  охарактеризовано в табл.1 знаком /+ / как удовлетворительное и знаком /- / как неудовлетворительное. Содержащаяся в таблице графа "Плотность уровней" - означает поведение плотности уровней в области малых энергий возбуждения при условии абсолютизации функции  $\rho_j(U)$  в области нейтронных резонансов. В графе "Время жизни" подразумевается  $\tau(E_n)$  при  $E_n = 1-5$  МэВ. Из результатов таблицы следует, что наиболее благоприятная возможность описания экспериментальных результатов создается при выборе  $A(U)=1$ ,  $S(\epsilon) = L_a + L_b$ , где  $a$  и  $b$  - первый и второй максимумы расщепленного гигантского дипольного резонанса.

Абсолютизирующие параметры  $C_\rho$ ,  $C_\gamma$ ,  $C_t$  определяются путем привязки к экспериментальным результатам по плотности нейтронных резонансов  $\langle D \rangle^{-1}$ , радиационной ширине  $\Gamma_\gamma(B_n)$  и времени жизни составного ядра при определенной энергии  $\tau(E_n)$  соответственно. Их численные значения приведены в табл.2.

Таблица 1

Варианты выбора основных функций, входящих в расчет.

№ п/п	Вариант	Описание измеренных величин		плотность урож
		время жизни	$\gamma$ -спектр	
1.	$m=0,25$ ; $S(\epsilon)=L_q+L_0$ ; $A(U)=1$	+	+	+
2.	$m=0,25$ ; $S(\epsilon)=1$ ; $A(U)=U^{-2}$	+	-	+
3.	$m=0,50$ ; $S(\epsilon)=L_q+L_0$ ; $A(U)=1$	-	+	+
4.	$m=0,50$ ; $S(\epsilon)=1$ ; $A(U)=U^{-2}$	+	+	-

Таблица 2

Численные значения абсолютизирующих параметров расчета.

вид эксп. результат.	Подгон. параметр	Значение параметра для $^{239}\text{U}$		Значение параметра для $^{236}\text{U}$	
		$m=0,50$	$m=0,35$	$m=0,50$	$m=0,35$
$\tau(E_n^0)$	$C_T$	0,226	0,212	0,268	0,319
$\langle D \rangle$	$C_D$	0,586	$42, \dots$	8,15	$1,32 \cdot 10^2$
$\Gamma_\gamma(B_n)$	$C_\gamma \cdot 10^{-5}$	5,01	4,0?	1,35	1,51

Таблица 3

Набор эмпирических данных о свойствах ядер  $^{236,239}\text{U}$ .

Величина	$B_n, \text{МэВ}$	$B_\gamma, \text{МэВ}$	$\Delta, \text{МэВ}$	$\langle D \rangle, \text{эВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{эВ}$	$C_{\text{пр}}, \delta$	$\frac{h\omega_{\alpha, \text{H}236}}{h\omega_{\beta, \text{H}236}}$	$\Gamma_\alpha, \text{H}236$ $\Gamma_\beta, \text{H}236$	$C_\alpha, \delta$ $C_\beta, \delta$
ЯДРО $^{236}\text{U}$	6,5	5,9	1,0	0,65	0,045	2,9	10,85 13,50	2,5 4,0	0,4 0,5
ЯДРО $^{239}\text{U}$	4,8	6,4	0,5	17,7	0,030	2,9	10,85 13,50	2,5 4,0	0,4 0,5
Номер ссылки	/13/	/13-15/	/14/	/13/	/13/	/13,14/		/16-18/	

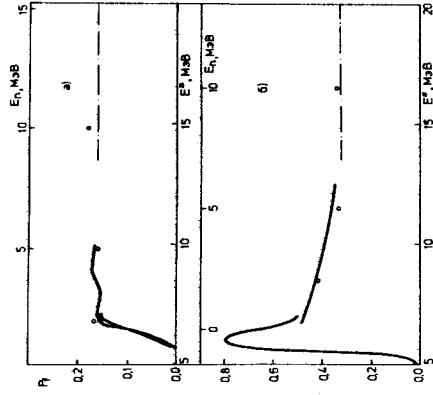


Рис.1. Вероятность деления ядер  $^{239}\text{U}$  /а/ и  $^{236}\text{U}$  /б/ в зависимости от энергии возбуждения. Штрих-пунктиром показаны результаты систематики /19/. Другие данные - экспериментальные результаты исследования реакций (n,f), (d,pf), (t,pf), приведенные в /13-15/.

Набор эмпирических сведений о свойствах ядер  $^{236,239}\text{U}$  приведен в табл.3. Поскольку полное сечение неупругих взаимодействий нейтрона довольно слабо меняется в области  $E_n=0,3-10$  МэВ, то приближение  $\sigma_{inv} = \text{const}$ , по-видимому, вносит небольшую погрешность в результат. Данные о вероятности деления ядер  $^{236,239}\text{U}$  по результатам /13-15,19/ показаны на рис.1. Таким образом определены все величины, входящие в расчет.

Задачей выполненных расчетов являлось вычисление функций  $r(E^*)$ ,  $\sigma_{ny}(E^*)$  и спектра  $\gamma$ -лучей радиационного захвата резонансного нейтрона для составных ядер  $^{236,239}\text{U}$  при трех значениях параметра  $m = 0,50; 0,35; 0,25$  и сравнение этих результатов с экспериментальными данными. Поскольку вычисление спектра  $\gamma$ -лучей ( $n, \gamma$ ) реакции имеет свои особенности, то оно описывается в отдельном параграфе.

### III. ГАММА-СПЕКТР ( $n, \gamma$ ) РЕАКЦИИ

Составное ядро, образованное после захвата резонансного нейтрона, имеет энергию возбуждения  $E^* \approx B_n$ . Основным видом распада этого состояния является электромагнитное излучение. После испускания первого  $\gamma$ -кванта образуется остаточное ядро, характеризующееся вероятностным распределением остаточной энергии возбуждения. Происходит испускание второго  $\gamma$ -кванта, спектр которого отличается от спектра первого  $\gamma$ -кванта и т.д. Последовательное испускание  $\gamma$ -квантов /и, вообще говоря, электронов конверсии/ продолжается до полного девозбуждения ядра. В экспериментах по изучению  $\gamma$ -спектров ( $n, \gamma$ ) реакции измеряется суммарный спектр. Поэтому расчет должен воспроизводить энергетический спектр всех поколений  $\gamma$ -квантов  $p(\epsilon) = \sum_{i=1}^{\infty} p_i(\epsilon)$ . Основой для расчета функций  $p_i(\epsilon)$  является форма спектра электромагнитного излучения ядра с фиксированной энергией возбуждения  $N(\epsilon, E^*)$ . Функция  $N(\epsilon, E^*)$  принималась равной\*:

$$N(\epsilon, E^*) = \rho_c^{-1} (E^* - \Delta_c) \epsilon^3 S(\epsilon) \rho_c (E^* - \Delta_D - \epsilon), \quad /8/$$

где  $S(\epsilon) = L_a + L_b$  - силовая функция расщепленного дипольного гигантского резонанса, параметры которого приведены в табл.3. Расчет  $\gamma$ -спектра ( $n, \gamma$ ) реакции при использовании плотности уровней по модели ферми-газа и с  $S(\epsilon) = 1$  описан в работе /20/.

\* Поскольку дипольные  $\gamma$ -кванты обладают небольшим угловым моментом  $\ell = 1$ , то в данном случае используется бесспиновое приближение для плотности уровней.

В области малых энергий возбуждения излучающего ядра статистическая формула /8/ не может быть применена. Поэтому считаем, что ядро, достигающее  $E^* \leq G$ , перестает излучать, т.е. включаем в расчет по существу только статистическую часть  $\gamma$ -спектра. Величина  $G$  принималась равной 1,5 МэВ для  $^{239}\text{U}$  и 2 МэВ для  $^{236}\text{U}$ .

Математическое рассмотрение дает рекуррентные соотношения, позволяющие найти спектр  $\gamma$ -квантов ( $i+1$ )-го поколения  $p_{i+1}(\epsilon)$  и распределение остаточных ядер по энергии возбуждения  $U_{i+1}$  после испускания ( $i+1$ )-го  $\gamma$ -кванта  $W_{i+1}(U_{i+1})$ , если известно это распределение для  $i$ -й ступени  $W_i(U_i)$ . Соотношения имеют вид:

$$p_1(\epsilon) = C(B_n) N(\epsilon, B_n); \quad /9/$$

$$W_1(U_1) = C(B_n) N(B_n - U_1, B_n); \quad /10/$$

.....

$$p_{i+1}(\epsilon) = \int_{G, \epsilon}^{B_n} C(U_i) W_i(U_i) N(\epsilon, U_i) dU_i; \quad /11/$$

$$W_{i+1}(U_{i+1}) = \int_{G, U_{i+1}}^{B_n} C(U_i) W_i(U_i) N(U_i - U_{i+1}, U_i) dU_i; \quad /12/$$

$$C(E^*) = \left[ \int_0^{E^* - \Delta_c} N(\epsilon, E^*) d\epsilon \right]^{-1}. \quad /13/$$

Здесь использовано предположение о единственном канале распада ядра - канале электромагнитного излучения. Интервал изменения величин  $U_i$  составляет  $\Delta_c \leq U_i \leq B_n$ . Нижние пределы интегрирования в формулах /11/ и /12/ равны наибольшему из двух чисел:  $G$  и  $\epsilon$  в /11/ и  $G$  и  $U_{i+1}$  в /12/. Функции  $p_i(\epsilon)$  дают число  $\gamma$ -квантов  $i$ -го поколения на единичный интервал их энергии для статистической части спектра. Поэтому  $p(\epsilon)$  можно сравнивать с измеренным /21/  $\gamma$ -спектром ( $n, \gamma$ ) реакции  $\nu(\epsilon)$ . На рис.2 показаны результаты расчета для ядер  $^{236,239}\text{U}$ , приведен также экспериментальный спектр /21/  $\nu(\epsilon)$  ядра  $^{239}\text{U}$ . Расчеты сделаны при выборе функций плотности состояний  $\rho(E^*)$  с  $m = 0,50$  и  $m = 0,25$ , другие параметры этих функций приведены в табл.2. Функция  $p(\epsilon)$  включает в себя спектры  $\gamma$ -квантов от первого до четвертого поколений. Быстрое нарастание экспериментальной функции  $\nu(\epsilon)$  в области малых энергий  $\epsilon \leq 1,3$  МэВ связано с вкладом нестатистической части спектра, которая не включена в расчет. В области  $\epsilon > 1,5$  МэВ оба варианта расчета близки к экспериментальному результату.

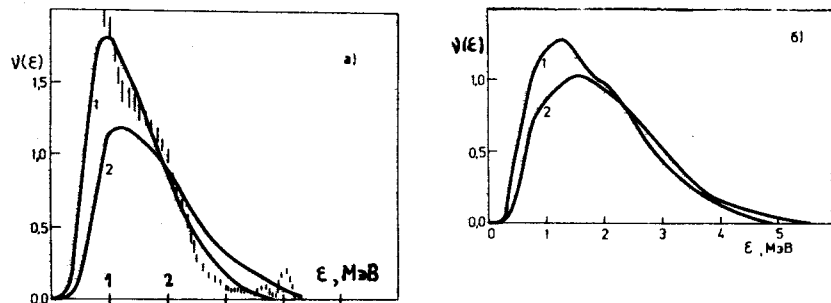


Рис. 2. Рассчитанные гамма-спектры  $(n, \gamma)$  реакций для составных ядер  $^{239}\text{U}$  /а/ и  $^{236}\text{U}$  /б/. Кривые: 1 - при выборе параметра плотности состояний  $m = 0,50$ ; 2 -  $m = 0,25$ . Приведен также измеренный  $^{21}$   $\gamma$ -спектр реакции  $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ .

#### IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3, 4 показано сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по времени  $\tau(E^*)$  протекания реакции  $(n, f)$  и по функции возбуждения  $(n, \gamma)$  реакции  $\sigma_{n\gamma}(E^*)$ . Экспериментальные значения  $\tau$  взяты из работ /1-4/, значения  $\sigma_{n\gamma}$  - по справочнику /13/, а также с использованием компиляции экспериментальных результатов, содержащейся в работах /6, 9/. Результаты рис. 2-4 приводят к выводу о том, что на основе всех экспериментальных результатов затруднительно осуществить однозначный выбор функции плотности состояний. Все три использованные функции  $\rho(E^*)$  с  $m = 0,50; 0,35; 0,25$  при соответствующей абсолютизации параметров дают достаточно близкие результаты в области, где имеются экспериментальные точки\*. Некоторое расхождение между расчетом и экспериментом в области небольших энергий нейтрона /см. рис. 3, 4/ возможно, следует приписать неточности, связанной с использованием суммарной плотности состояний  $\rho(U)$  в формулах для ширин. Более строгие вычисления с применением формализма Хаузера-Фешбаха, вероятно, улучшают описание  $\tau(E_n)$  и  $\sigma_{n\gamma}(E_n)$  в области  $E_n < 2$  МэВ. Однако это уточнение существенно не изменит поведения обсуждаемых функций для больших энергий. Результаты расчетов для области  $E_n \geq 5$  МэВ позволяют сделать два существенных вывода:

1. Время жизни составного ядра при  $E^* \geq 10-15$  МэВ может служить достаточно чувствительным критерием для выбора основ-

\* Вариант  $m = 0,50$  неудовлетворительно описывает  $\tau(E^*)$  /см. рис. 3/, однако включение предэкспоненты  $A(U) = U^{-2}$  улучшает описание /9/.

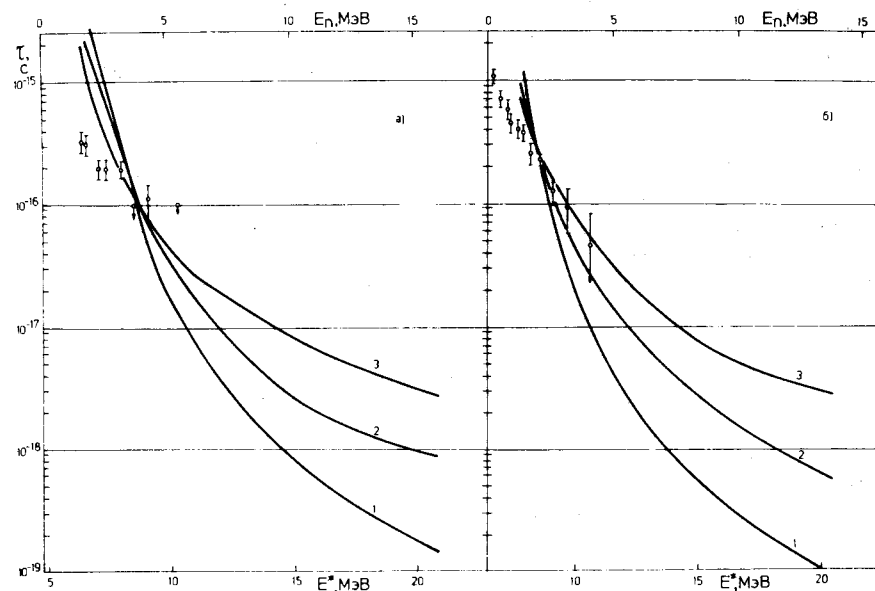


Рис. 3. Сравнение рассчитанных и измеренных значений времени жизни составных ядер  $^{239}\text{U}$  /а/ и  $^{236}\text{U}$  /б/ в зависимости от энергии возбуждения. Кривые 1, 2, 3 - результат расчета при выборе значений параметра  $m = 0,50; 0,35; 0,25$  соответственно. Экспериментальные точки взяты по данным работ /1-4/.

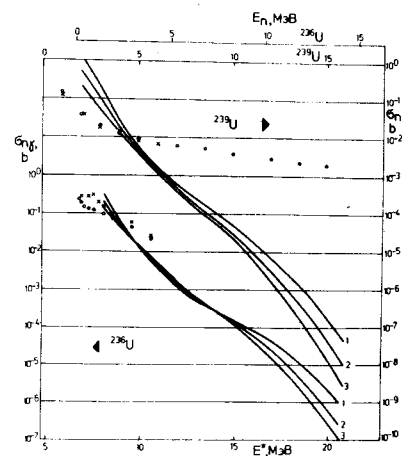


Рис. 4. Сравнение рассчитанных и измеренных функций возбуждения реакций  $(n, \gamma)$  в случае составных ядер  $^{239}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$ . Кривые 1, 2, 3 - результат расчета при выборе значений параметра  $m = 0,50; 0,35; 0,25$  соответственно. Экспериментальные точки взяты на основе компиляции данных в работах /6, 9, 13/.

ных параметров функции плотности состояний в зависимости от энергии возбуждения. Измеренные значения  $\tau(E_n)$  в реакции  $(n, f)$  при  $E_n < 5$  МэВ недостаточны для однозначного выбора параметров функции  $\rho(E^*)$ .

2. Ни один из вариантов выполненных расчетов не описывает даже в общих чертах поведения  $\sigma_{ny}$  в области больших энергий нейтронов. Это объясняется вкладом нестатистического механизма в сечение реакции.

По первому выводу следует добавить, что измерения <sup>7,8,10/</sup> указывают на необходимость выбора параметра  $m$  ближе к  $m=0,25$ , чем к  $m=0,50$ . Некоторая информация о величине  $m$  может быть извлечена из спектров кинетической энергии продуктов ядерных реакций. Однако на кинетическую энергию частиц влияют также кулоновский и центробежный барьеры потенциала взаимодействия, скорость излучающего объекта в лабораторной системе и другие факторы, что затрудняет определение ядерной температуры. Поэтому можно сказать, что измерение времени протекания ядерных реакций с помощью эффекта теней в области средних значений энергии  $E^* \geq 10-15$  МэВ дает существенную информацию, которую затруднительно получить другим методом.

Функции возбуждения  $(n, \gamma)$  реакций неоднократно обсуждались в литературе, трудности их описания в статистическом подходе известны, см., например, <sup>22,23/</sup>. В работе <sup>23/</sup> прямым методом доказано, что с ростом энергии нейтрона сечение образования  $\gamma$ -квантов предельно высокой энергии не убывает, как должно быть по статистической модели, а, напротив, растет и достигает максимума при  $E_n \approx 10$  МэВ. Повышенная /на много порядков величины/ вероятность испускания высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов ведет, в конечном счете, к увеличению сечения образования продукта  $(n, \gamma)$  реакции. Для объяснения этого феномена привлекаются прямые и полупрямые механизмы захвата нейтрона, например, механизм валентного захвата. При этом вероятность быстрого радиационного перехода оказывается несопоставимо высокой по сравнению с вероятностью электромагнитного ядерного излучения в квазистационарном приближении.

Для понимания хода функций возбуждения  $(n, \gamma)$  реакций, возможно, было бы полезно рассмотреть следующую интерпретацию:  $(n, \gamma)$  реакция происходит через стадию образования составного ядра, а ее необычная функция возбуждения объясняется особенностями электромагнитного распада ядра. Представим себе гигантский резонанс как входное состояние во взаимодействии  $\gamma$ -квантов с ядром. Будучи возбуждено, это состояние имеет сравнимые вероятности распада как с поглощением возбуждения ядром, так и в возвращением  $\gamma$ -кванта во внешнее пространство. Такое входное состояние должно иметь достаточно сильное зацепление с

уровнями составного ядра и, следовательно, может возбуждаться и в обратном порядке за счет энергии возбуждения составного ядра. При этом вероятность передачи энергии составного ядра входному состоянию - гигантскому резонансу - может определяться нестатистическими факторами, так как сильное зацепление его с уровнями составного ядра означает, по- существу, значительную примесь волновой функции входного состояния в волновых функциях уровней составного ядра. Из этой схемы следует, что электромагнитное излучение ядра, кроме обычного статистического процесса, вероятность которого определяется формулой <sup>7/</sup> с силовой функцией, возможно, равной единице, происходит также за счет возбуждения в составном ядре входного состояния - гигантского резонанса - и его последующего распада с излучением высокоэнергичного  $\gamma$ -кванта. Таким образом, возникает жесткое нестатистическое излучение, вероятность которого регулируется функцией гигантского дипольного резонанса.

Вообще интерпретация гигантских резонансов ядерного фотопоглощения как входных состояний обсуждалась в литературе /см., напр., <sup>24,25/</sup> /, она не противоречит экспериментальным фактам. Свойствами входного состояния должны обладать, например, состояния типа собственных электромагнитных колебаний в объемном резонаторе, заполненном диэлектриком <sup>26/</sup>. Они могут привлекаться в качестве простой модели гигантских резонансов. При фотопоглощении происходит захват падающего  $\gamma$ -кванта на входное состояние /гигантский резонанс/ и распад последнего с возбуждением уровней составного ядра. А в  $(n, \gamma)$ -реакции - возбуждение гигантского резонанса за счет его связи с волновыми функциями составного ядра и распад с излучением высокоэнергичного  $\gamma$ -кванта. Такая схема процесса в принципе не противоречит основным особенностям реакций  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$ .

Таким образом, из проделанных для ядер <sup>238,239U</sup> расчетов следует, что основные параметры функции плотности состояний ядра в зависимости от энергии возбуждения определяются неоднозначно при анализе набора данных по ширинам распада составного ядра в области  $E^* \leq 10$  МэВ, плотности нейтронных резонансов и  $\gamma$ -спектру  $(n, \gamma)$  реакции. Большая ясность может быть внесена при описании времени протекания реакции деления ядер в области  $E^* \geq 10-15$  МэВ. Поведение функции возбуждения  $(n, \gamma)$  реакции, возможно, указывает на существование нового механизма нестатистического жесткого  $\gamma$ -излучения составного ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воротников П.Е. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд-во МГУ, 1976, с.128.
2. Andersen J.U. et al. Nucl.Phys., 1975, A241, p.317.
3. Воротников П.Е. и др. Труды X Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд-во МГУ, 1980, с.309.
4. Vorotnikov P.E. et al. Nucl.Phys., 1977, A281, p.295.
5. Меликов Ю.В. и др. ЯФ, 1980, 32, с.907.
6. von Noelpp U. et al. Helv.Phys.Acta, 1972, 45 p.55; von Noelpp U.B. Dissertation, Basel Univ., 1975.
7. Бугров В.Н., Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1981, 33, с.611
8. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1981, 34, с.577.
9. Vorotnikov P.E. et al. Proc. of the VII Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids. Moscow Univ. Publ. House, 1981, vol.1, p.103.
10. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Нормуратов Ф. ЯФ, 1971, 14, с.499.
11. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can. Journ. Phys., 1965, 43, p.1446.
12. Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl. Phys., 1974, 7, p.229.
13. Neutron Cross Sections. Brookhaven, BNL-325, vol.1,3,1965.
14. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nucl. Fission. N.Y.-Lond. Acad., 1973.
15. Back V.B. et al. Phys. Rev., 1974, C9, p.1924; C10, p.1948.
16. Фуллер Э.Дж., Хейворд Э. В кн.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1964, т.2, с.114.
17. Wamman S.D. et al. Phys. Rev., 1964, 133, p.8676.
18. Gindler J.E. et al. Phys. Rev., 1956, 104, p.425.
19. Sikkeland T. Ark. Fys., 1967, 36, p.539.
20. Струтинский В.М., Грошев Л.В., Акимова М.А. ЖЭТФ, 1960, 38, с.598.
21. Groshev L.V. et al. Nucl. Data Tables, 1969, A5, No.3/4.
22. Chrien R.E. et al. Phys. Rev., 1976, C13, p.578.
23. Verquist I. et al. Nucl. Phys., 1972, A191, p.641.
24. Балашов В.В. и др. ЯФ, 1965, 2, с.643.
25. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.894.
26. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-11003, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 января 1982 года.

Карамян С.А.

Р4-82-60

Определение параметров статистического расчета на основе анализа сечений и ширин в  $(n, \gamma)$  и  $(n, f)$  реакциях на ядрах  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ .

С целью описания в статистическом подходе времени протекания реакции деления выполнен анализ экспериментальных данных о распаде составных ядер  $^{236,239}\text{U}$  в области энергии возбуждения больше энергии связи нейтрона. Вычислены зависимости времени жизни составных ядер от энергии возбуждения, функции возбуждения  $(n, \gamma)$  реакций и гамма-спектры радиационного захвата нейтрона. Сделан вывод о возможности описания большинства экспериментальных данных в области  $E_n \leq 5$  МэВ при разном выборе основных параметров плотности состояний. Поведение функции возбуждения  $(n, \gamma)$  реакции не воспроизводится расчетом, что, возможно, указывает на существование нестатистического жесткого  $\gamma$ -излучения составного ядра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Карамян С.А.

Р4-82-60

Statistical Calculation Parameter Determination by Analysing Cross Sections and Widths in the  $(n, \gamma)$  and  $(n, f)$  Reactions on  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  Nuclei

Experimental data on the decay of  $^{236,239}\text{U}$  compound nuclei in the excitation energy region higher than neutron binding energy are analysed in order to describe at the statistical approach lifetimes in fission reactions. Dependences of the compound nuclei lifetimes on excitation energy, excitation functions of the  $(n, \gamma)$  reactions and gamma-ray spectra in the neutron radiative capture are calculated. The main part of experimental data in the  $E_n \leq 5$  MeV region is described satisfactorily with different choice of the basic level density parameters. The behaviour of the  $(n, \gamma)$  reaction excitation function is not reproduced by calculations, that possibly points to the existence of unstatistical hard gamma-radiation emitted by a compound nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.