

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

20/4-80

P7-80-412

В.В.Каманин, С.А.Карамян

К ОПИСАНИЮ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
( $NI, xn$ )-РЕАКЦИЙ  
В СЛУЧАЕ СЛАБОДЕЛЯЩИХСЯ  
СОСТАВНЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

1980



Каманин В.В., Карамян С.А.

P7-80-412

К описанию функций возбуждения (HI, xn) -реакций в случае слабоделящихся составных ядер

Рассмотрена возможность получения параметров ядерной температуры и критического углового момента образования составного ядра на основе описания функций возбуждения (HI, xn) -реакций в случае слабоделящихся ядер. Приведены формулы, учитывающие распределение составных ядер по угловому моменту и конкуренцию между каналами испускания нейтронов и гамма-квантов. Формулы применены для описания функций возбуждения, характеризующихся хорошей точностью измерения энергии частиц, получено удовлетворительное согласие расчета и эксперимента. Сделан вывод о чувствительности получаемых значений ядерной температуры к точному учету конкуренции нейтронного и гамма-каналов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Kamanin V.V., Karamian S.A.

P7-80-412

On the Description of the (HI, xn)-Reaction Excitation Functions for the Case of Lowly

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально измеренные сечения и функции возбуждения (HI, xn) - реакций являются одним из источников получения данных о температуре ядра при энергиях возбуждения  $E^* > >/10-20/$  МэВ, о критическом угловом моменте слияния сложных ядер  $I_{кр.}$  и об отношении  $\Gamma_n/\Gamma_\gamma$  ширин распада составного ядра. В области атомного номера составного ядра  $Z_c > 85$  сечения (HI, xn) - реакций в наибольшей степени определяются отношениями  $\Gamma_\gamma/\Gamma_n^{1/1/}$  из-за подавляющей конкуренции со стороны процесса деления  $n/1/$ . Для слабоделящихся ядер величина сечения и форма функции возбуждения зависят главным образом от сечения образования составного ядра  $\sigma_c(E_c) = \sum_I \sigma_I(E_c)$  и температуры спектра испускаемых нейтронов  $^{2-5/}$ . На вид функции возбуждения оказывает влияние  $^{6/}$  также зависимость ираст-энергии ядра от углового момента  $E_{вр.}(I)$ . Если для расчета сечения слияния используется модель резкого обрезания углового момента, то  $\sigma_I(E_c)$  зависит от величины барьера взаимодействия  $V$  и критического углового момента  $I_{кр.}$ . Функция  $E_{вр.}(I)$  часто аппроксимируется в модели жесткого ротатора выражением  $E_{вр}(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \approx \frac{\hbar^2}{2J} I^2$  с одним параметром - моментом инерции  $J$ .

Таким образом, функция возбуждения определяется набором параметров  $V, T, I_{кр.}, J, \dots$ . Поэтому достоверное нахождение физических величин из анализа функций возбуждения (HI, xn) -реакций требует достаточно точных экспериментальных данных, а также точного математического описания при выборе адекватной модели.

В работе ставилась задача описания функций возбуждения (HI, xn) - реакций для сравнительно слабоделящихся составных ядер ( $Z = 68$ ) с целью получения данных о величине ядерной температуры -  $T$  и критического углового момента слияния -  $I_{кр.}$ . Для анализа были выбраны экспериментальные данные работ  $^{7,8/}$  по измерению функций возбуждения реакций  $^{152}Sm(^{12}C, 2n)^{162}Er$ ;  $^{148}Nd(^{16}O, 3n)^{161}Er$ ;  $^{150}Nd(^{16}O, 3-5n)^{163-161}Er$ ;  $^{148}Nd(^{18}O, 4,5n)^{162,161}Er$ ;

$^{118}Sn(^{40}Ar, 5,6n)^{153,152}Er$ ;  $^{74}Ge(^{84}Kr, 5,6n)^{153,152}Er$ . Эти данные характеризуются точным измерением энергии бомбардирующих частиц, что наиболее существенно для получения данных о величине температуры спектра нейтронов -  $T$ .

## 2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Сечение образования продукта (HI, xn) - реакции  $\sigma_{xn}(E^*)$  связано с полным сечением образования составного ядра:  $\sigma_{xn}(E^*) = \sigma_c P_x(E^*)$ . Формулы для вычисления функции  $P_x(E^*)$  приведены в работах /2,9/, они получены в следующих предположениях:

1/ спектр кинетической энергии нейтронов имеет вид  $W(\epsilon) d\epsilon \sim \epsilon e^{-\epsilon/T} d\epsilon$ , где T - средняя по каскаду температура; 2/ не учитываются угловые моменты составного ядра и нейтрона. Для упрощения расчетов используется также предположение о единственном канале распада составного ядра - канале испускания нейтрона. При таких же предположениях в работе /10/ найдена математически более точная формула, чем в /2,9/, и учтена в первом приближении конкуренция со стороны  $\gamma$ -распада на интервале энергии возбуждения излучающего ядра от  $B_n$  до  $B_n + \epsilon_\gamma$ , где  $B_n$  - энергия отрыва нейтрона:

$$P_x(E^*) = 0 \quad \text{при} \quad E^* \leq \sum_x + \epsilon_\gamma;$$

$$= 1 - \sum_{k=1}^{x-1} P_k \quad \text{при} \quad \sum_x + \epsilon_\gamma < E^* \leq \sum_{x+1} + \epsilon_\gamma;$$

$$= \left(1 - \sum_{k=1}^{x-1} P_k\right) \left[1 - \frac{I\left(\frac{E^* - \sum_{x+1} - \epsilon_\gamma}{T}, 2x\right)}{I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right)}\right] \quad \text{при} \quad E^* > \sum_{x+1} + \epsilon_\gamma,$$

где неполная гамма-функция  $I(z, m) = \frac{1}{(m-1)!} \int_0^z t^{m-1} e^{-t} dt$ ;  $\sum_x = \sum_{i=1}^x B_{ni}$ .

Если рассмотреть случай составных ядер с известным распределением по угловому моменту  $\frac{\sigma_I}{\sigma_c}(I)$ , пренебрегая по-прежнему угловым моментом нейтрона и зависимостью спектра нейтронов от углового момента ядра, то получается распределение составных ядер по остаточной энергии возбуждения после испарения x - нейтронов и угловому моменту I в виде /10/:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial U_x \partial I} = 0 \quad \text{в области} \quad U_x \leq E_{вр.}(I);$$

$$= \frac{\sigma_I}{\sigma_c} \frac{C_x(I) (E^* - \sum_x - U_x)^{2x-1}}{(2x-1)! T^{2x}} e^{-(E^* - \sum_x - U_x)/T}$$

в области  $E_{вр.}(I) < U_x \leq E_{вр.}(I) + B_{nx+1} + \epsilon_\gamma$ ;

= 0 в области  $U_x > E_{вр.}(I) + B_{nx+1} + \epsilon_\gamma$ ;

$$C_x(I) = \frac{1 - \sum_{k=1}^{x-1} P_k [E^* - E_{вр.}(I)]}{I\left(\frac{E^* - \sum_x - E_{вр.}(I)}{T}, 2x\right)}. \quad /2/$$

При выводе формулы /2/ предполагалось, что энергия отрыва нейтрона  $B_n$  не зависит от углового момента составного ядра. В упрощенном рассмотрении нетрудно получить, что зависимость  $B_n(I)$  выражается формулой

$$B_n(I) = B_n(0) - \frac{\hbar^2 I \ell}{J} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2MR^2}, \quad /3/$$

где  $\ell$  - орбитальный момент испущенного нейтрона. Последний член выражения /3/ есть центробежный барьер для испускания нейтрона. Для ядер средней массы ( $A \approx 150$ ) расчет по /3/ приводит к слабому изменению  $B_n(I)$  для наиболее вероятных значений орбитального момента  $\ell = 0, 1, 2$ . Для больших ( $\ell \geq 3$ )  $B_n$  резко возрастает, и нейтроны с такими значениями  $\ell$  имеют малую вероятность испускания. Распределение /2/ имеет резкие границы, что связано с упрощениями, такими, как резкое включение вероятности испускания нейтрона при энергии  $U_x - E_{вр.}(I) = B_{nx+1} + \epsilon_\gamma$  и предположение о замене квантовой величины энергии ядра при данном I классической непрерывной координатой в области  $U_x > E_{вр.}(I)$ .

Используя для вычисления  $\frac{\sigma_I}{\sigma_c}$  модель резкого обрезания углового момента при величине  $\sigma_c I_{кр.}$  и интегрируя /2/ по  $dU_x$ , получим распределение продуктов реакции по I /10/:

$$dW_x(I) = \frac{2I}{I_{кр.}^2} P_x [E^* - E_{вр.}(I)] dI, \quad /4/$$

а также величину сечения (HI, xn) - реакции /10/:

$$\sigma_{xn}(E_c) = 654 \frac{2J}{\hbar^2} \frac{(A_1 + A_2)^{E_{вр.}^{макс.}}}{A_1 A_2 E_c} \int_0^{E_{вр.}^{макс.}} P_x(E^* - E_{вр.}) dE_{вр.}, \quad /5/$$

где  $E_c$  - энергия частицы в с.ц.и. в МэВ,  $\frac{\hbar^2}{2J}$  - в МэВ,  $\sigma_{xn}$  - в мб. Здесь использовано ротационное приближение для функции  $E_{вр.}(I)$  и суммирование по I заменено интегралом по  $dE_{вр.}$ .



Формула /5/ может быть легко обобщена на случай произвольного распределения составных ядер по угловому моменту:

$$\sigma_{xn}(E_c) = 654 \frac{2J}{h^2} \frac{(A_1 + A_2)}{A_1 A_2 E_c} \int_0^{\infty} T_I(E_c) P_x [E^* - E_{вр. (I)}] dE_{вр.} \quad /6/$$

где  $T_I$  - коэффициенты прилипания для слияния ядер с орбитальным моментом  $I$  во входном канале.

В настоящей работе для вычисления функций возбуждения использованы формулы /1/, /5/. Момент инерции  $J$  считался равным моменту инерции твердого шара с параметром радиуса  $r_0 = 1,22$  Фм. Максимальное значение углового момента  $I_{\max}$  рассчитывалось

в предположении, что барьер взаимодействия ядер равен

$$V = \frac{1,44 Z_1 Z_2}{r_{эфф.} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}, \text{ где параметр } r_{эфф.} \text{ был взят из систематики } /11/ \text{ в качестве исходного приближения, параметр } r_0 = 1,22 \text{ Фм.}$$

Рост  $I_{\max}$  с увеличением  $E_c$  прекращался с достижением величины  $I_{кр.}$ , которая рассчитывалась по формуле из работы /12/ или варьировалась.

Первые расчеты показали, что описание абсолютных значений сечений  $\sigma_{xn}$  требует введения дополнительного параметра: коэффициента  $K < 1$ . Уменьшение полного сечения слияния ядер и, следовательно,  $\sigma_{xn}$  за счет увеличения  $V$  или уменьшения  $I_{кр.}$  приводит к нереальной форме функций возбуждения. Поэтому введение коэффициента  $K$  было необходимым, смысл его состоит в пропорциональном уменьшении всех значений  $\sigma_I$  в результате ненулевой вероятности всех других неупругих процессов, кроме полного слияния. Необходимость введения такого параметра не является очень неожиданной.

### 3. РАСЧЕТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для воспроизведения экспериментальных функций возбуждения  $\sigma_{xn}(E^*)$  подбирались параметры:  $r_{эфф.}$ ,  $K$ ,  $T$ ,  $I_{кр.}$ . Расчеты выполнялись на ЭВМ БЭСМ-6 и CDC-6500. Интегралы, входящие в формулы /1/, /5/, брались численно с шагом 0,5 МэВ/Т по переменной  $t$  и 1 МэВ по переменной  $E_{вр.}$ , что обеспечивало точность вычисления лучше 0,5%. Экспериментальные точки /7,8/ для  $\sigma_{xn}(E^*)$  представляют собой средние значения измеренной величины на интервале усреднения, равном потерям энергии в мишени. Этот интервал равен  $\approx 2,7$  МэВ,  $\approx 2$  МэВ и  $\approx 4$  МэВ для ионов  $^{16,18}O$  /7/,  $^{40}Ar$  и  $^{84}Kr$  /8,13/ соответственно. Усреднение может несколько сгладить функцию возбуждения в области резкого изменения ее кривизны. Строгое воспроизведение экспериментальных данных должно было бы включать интегрирова-

ние  $\sigma_{xn}(E^*)$  по энергетическому интервалу эксперимента и затем автоматическую вариацию параметров с целью поиска их оптимального набора по критерию минимального  $\chi^2$ . Однако реализация такого расчета привела бы к чрезмерно большим затратам времени ЭВМ. Поэтому усреднение  $\sigma_{xn}$  по энергетическому интервалу не производилось, а оптимальные параметры находились в результате последовательного сравнения результатов расчета с экспериментальными точками.

Расчет был сделан для точек, разделенных по шкале энергии возбуждения интервалом 2 МэВ для реакций с ионами  $^{16,18}O$  и 5 МэВ для реакций с ионами  $^{40}Ar$ ,  $^{84}Kr$ .

Пары реакций испускания 4 и 5 нейтронов в случае составного ядра  $^{166}Er$ , а также 5 и 6 нейтронов в случае ядра  $^{158}Er$  обрабатывались совместно, на значения параметров накладывались при этом физические ограничения:  $T(xn) \leq T[(x+1)n]$  и  $K(xn) \geq K[(x+1)n]$  - для каждого составного ядра. Параметр  $\epsilon_\gamma$  влияет на определение параметра  $T$ , увеличение  $\epsilon_\gamma$  ведет к уменьшению  $T$ . Более подробно роль конкуренции каналов испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов будет обсуждаться ниже. При описании экспериментальных функций возбуждения величина  $\epsilon_\gamma$  была взята равной 1,5 МэВ для всех реакций. Параметр  $I_{кр.}$  влияет главным образом на положение правого склона функции возбуждения /14/ и имеет определяющее значение для реакций с ионами  $^{40}Ar$  и  $^{84}Kr$ . При энергии ионов кислорода, достаточно близкой к барьеру взаимодействия /7/, величина  $I_{кр.}$ , по-видимому, не сказывается на сечении реакций.

Сравнение результатов расчета и эксперимента приведено на рис. 1, 2. Видно, что во всех случаях расчет хорошо описывает положение максимума, ширину и форму функций возбуждения. Имеющее место небольшое расхождение результатов расчета с экспериментом в случае реакций ( $^{40}Ar, 5n$ ) и ( $^{84}Kr, 5n$ ) будет обсуждено ниже.

Найденные оптимальные значения параметров  $r_{эфф.}$ ,  $K$ ,  $I_{кр.}$ ,  $T$  представлены в таблице. Величины  $r_{эфф.}$  для реакций с ионами  $^{40}Ar$  и  $^{84}Kr$  близки к предсказаниям систематики /11/, а в случае реакций с ионами  $^{16,18}O$  имеет место некоторое расхождение. Величины  $I_{кр.}$  отличаются от рассчитанных по формуле из работы /12/ при выборе параметра радиуса ядра равным 1,22 Фм на фактор 1,10 и 0,91 для ионов  $^{40}Ar$  и  $^{84}Kr$  соответственно.

Параметр  $K$  уменьшается с ростом числа испущенных нейтронов  $x$ , и для реакций с ионами  $^{16,18}O$  находится в диапазоне  $0,75 \leq K \leq 1,0$  по абсолютной величине. Это означает увеличение доли других неупругих процессов, кроме образования составного ядра, с увеличением энергии частиц.



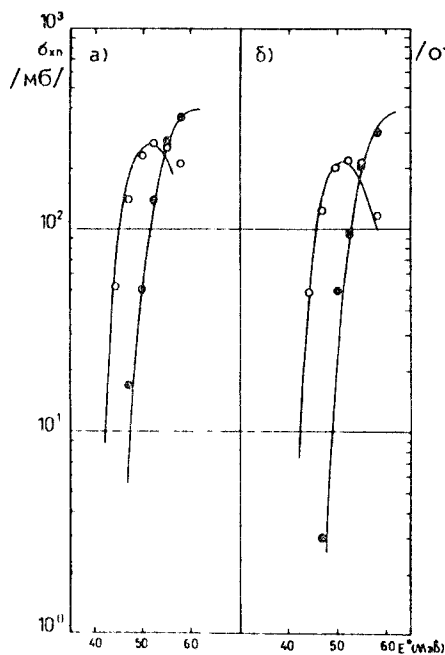


Рис.1. Сравнение экспериментальных <sup>77</sup> и рассчитанных функций возбуждения для реакций: а/ <sup>148</sup>Nd(<sup>18</sup>O, 4, 5n)<sup>161,162</sup>Er, б/ <sup>150</sup>Nd(<sup>16</sup>O, 4, 5n)<sup>161,162</sup>Er.

○ - реакция испускания 4 нейтронов, ● - 5 нейтронов, E\* - полная энергия возбуждения составного ядра.

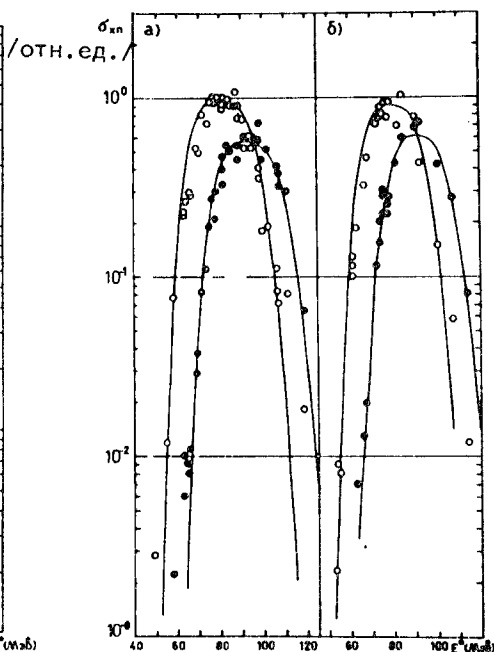


Рис.2. То же, что и на рис.1, для реакций, изученных экспериментально в работе <sup>78</sup>:

а/ <sup>118</sup>Sn(<sup>40</sup>Ar; 5, 6n)<sup>152,153</sup>Er, б/ <sup>74</sup>Ge(<sup>84</sup>Kr; 5, 6n)<sup>152,153</sup>Er. ○ - реакция испускания 5 нейтронов, ● - 6 нейтронов.

Описание реакций <sup>152</sup>Sm(<sup>12</sup>C, 2n), <sup>148</sup>Nd(<sup>16</sup>O, 3n) и <sup>150</sup>Nd(<sup>16</sup>O, 3n) производилось по несколько иной схеме. Положение функций возбуждения этих реакций вблизи барьера взаимодействия сталкивающихся ядер приводит к тому, что величина сечения реакции в максимуме и форма функции возбуждения оказываются чрезвычайно чувствительными к параметрам  $\Gamma_{эфф.}$  и T. Поэтому предполагалось, что коэффициент K=1, величина  $\Gamma_{эфф.}$  выбиралась исходя из условия воспроизведения положения максимума функций возбуждения, а параметр T - из условия воспроизведения величины сечения в максимуме. Результаты расчета приведены на рис.3. Следует заметить, что в рамках используемой модели

Таблица  
Оптимальные параметры расчета, найденные при описании функций возбуждения реакций

Реакция	xn	$\Gamma_{эфф.}$ /Фм/	K	$\Gamma_{кр.}$ (ћ)	T /МэВ/	T <sub>0</sub> /МэВ/
<sup>152</sup> Sm + <sup>12</sup> C	2n	1,56	1,00	-	1,30	1,30
<sup>148</sup> Nd + <sup>16</sup> O	3n	1,56	1,00	-	1,30	1,28
<sup>150</sup> Nd + <sup>16</sup> O	3n	1,56	1,00	-	1,35	1,34
	4n	1,56	0,91	-	1,20	1,18
	5n	1,56	0,75	-	1,35	1,31
<sup>148</sup> Nd + <sup>18</sup> O	4n	1,56	1,00	-	1,20	1,18
	5n	1,56	0,80	-	1,20	1,16
<sup>118</sup> Sn + <sup>40</sup> Ar	5n	1,45	1,00*	65	1,50	1,33
	6n	1,45	0,57	65	1,50	1,33
<sup>74</sup> Ge + <sup>84</sup> Kr	5n	1,43	1,00*	62	1,50	1,35
	6n	1,43	0,63	62	1,50	1,35

\* Нормировано к эксперименту.

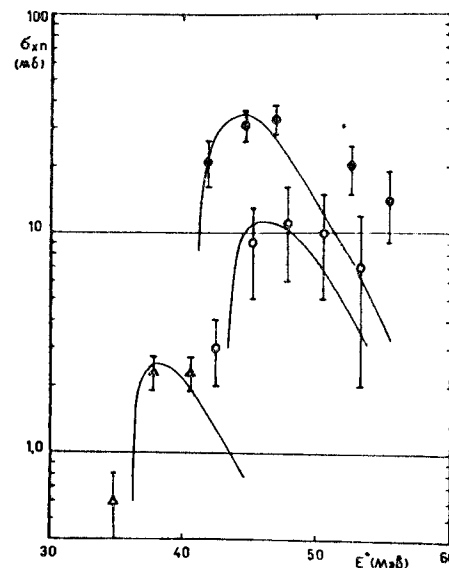


Рис.3. То же, что и на рис.1, для реакций <sup>77</sup>: <sup>152</sup>Sm(<sup>12</sup>C, 2n)<sup>162</sup>Er - Δ; <sup>150</sup>Nd(<sup>16</sup>O, 3n)<sup>163</sup>Er - ○; <sup>148</sup>Nd(<sup>16</sup>O, 3n)<sup>161</sup>Er - ●.

трудно достичь лучшего описания формы функций возбуждения подбарьерных реакций испарения малого числа нейтронов. Результаты, приведенные в таблице, показывают, что величины параметров температуры, найденные для реакций испарения от 2 до 5 нейтронов составными ядрами <sup>164,166</sup>Er, достаточно близки друг к другу.

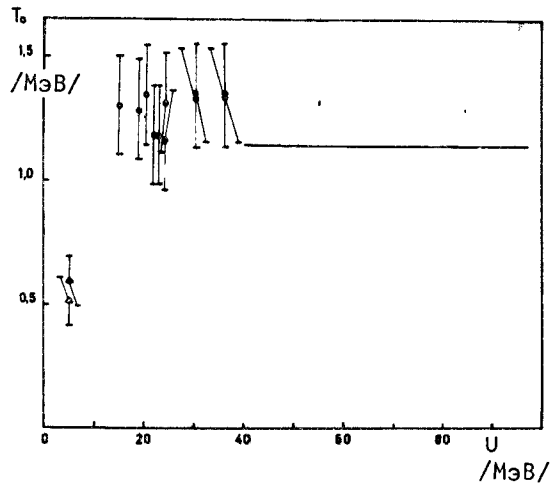


Рис. 4. Сравнение параметров ядерной температуры, полученных в настоящей работе (O), с данными, основанными на анализе  $\gamma$ -спектров статистического излучения продуктов реакций  $^{148,150}\text{Nd}$  ( $^{18,16}\text{O}$ ; 4, 5n) /7/ ( $\Delta$ ), и значениями, найденными при анализе /16/ времени жизни составного ядра  $^{208}\text{Po}$  с учетом поправки на различие массовых чисел /сплошная линия/.  $U$  - тепловая энергии возбуждения ядра.

Этот факт позволяет думать, что принятое упрощенное описание спектра нейтронов является удовлетворительным в широком диапазоне энергий, поскольку в реакциях испарения 2 и 3 нейтронов излучаются нейтроны с энергией значительно большей, чем наиболее вероятная энергия нейтронов, характерная для реакций ( $^{16,18}\text{O}$ ; 4, 5n) вблизи максимумов функций возбуждения.

Величины  $T$  характеризуют кинетическую энергию нейтронов, средняя энергия которых равна  $2T$ . Известно, что средняя энергия нейтронов содержит некоторый вклад, связанный с вращением ядра /15/, который эффективно увеличивает искомые значения температуры, поскольку исследуемые составные ядра имеют не малый средний угловой момент. Поэтому для сравнения полученных значений  $T$  с величинами температуры, входящими в статистические формулы расчета ширин  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$ , необходимо из величин  $T$  вычесть половину средней добавочной энергии нейтрона, обусловленной вращением ядра:  $\Delta\epsilon_{вр.}/2$ . Величина  $\Delta\epsilon_{вр.}$  вычислялась по формуле из работы /15/, причем среднее значение углового момента для определенной функции возбуждения вычислялось с использованием распределения /4/ при энергии, соответствующей центру тяжести функции  $\sigma_{xn}(E_c)$ . Полученные значения  $T_0 = T - \frac{\Delta\epsilon_{вр.}}{2}$  приведены в таблице. Видно, что значения  $T_0$  лежат в диапазоне /1,15-1,35/ МэВ, они соответствуют средней тепловой энергии возбуждения ядер от 15 до 35 МэВ. На рис. 4 эти значения сравниваются с величинами, полученными ранее из анализа времен жизни составных ядер в области  $A_c > 200$  /16/ при учете необходимой поправки на увеличение температуры

с уменьшением массы составного ядра, вводимой по формуле  $T_0 \sim A_c^{-1/2}$ . На рисунке приведены также точки, полученные при низкой тепловой энергии возбуждения  $U \approx 5$  МэВ, соответствующие результатам определения температуры на основе анализа статистических спектров  $\gamma$ -излучения продуктов реакций  $^{148,150}\text{Nd}$  ( $^{16,18}\text{O}$ ; 4, 5n) в работе /7/. Данные, показанные на рис. 4, дополняют систематику значений ядерной температуры, полученных путем анализа экспериментальных данных.

#### 4. УЧЕТ КОНКУРЕНЦИИ НЕЙТРОННОГО И ГАММА-КАНАЛОВ

Обсудим теперь подробнее вопрос о конкуренции излучения нейтронов и  $\gamma$ -квантов в области энергий возбуждения, слегка превышающих энергию связи нейтрона  $B_n$ . Учет этой конкуренции введением поправки  $\epsilon_\gamma$  является упрощением, а выбор ее численного значения требует обоснования. Если известна энергетическая зависимость отношения ширин  $\frac{\Gamma_\gamma(U_x)}{\Gamma_n(U_x)}$  вблизи  $B_n$ , то величина  $P_x$  может быть вычислена по формуле

$$P_x = \frac{1 - \sum_{k=0}^{x-1} P_k}{I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right)} \left[ I\left(\frac{E^* - \sum_x}{T}, 2x\right) - I\left(\frac{E^* - \sum_{x+1}}{T}, 2x\right) + \int_{B_{nx+1}}^{E^* - \sum_x} \frac{\Gamma_\gamma(U_x)}{\Gamma_n(U_x) + \Gamma_\gamma(U_x)} \frac{dW}{dU_x} dU_x \right] \quad /7/$$

где  $\frac{dW}{dU_x}$  вычисляется по формуле работы /10/. В /7/ не учитываются процессы второго порядка конкуренции нейтронного и  $\gamma$ -каналов после испускания одного или нескольких  $\gamma$ -квантов, однако погрешность, связанная с этим, видимо, пренебрежимо мала в большинстве случаев.

Расчет величин  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  в области энергий возбуждения вблизи  $B_n$  выполнялся по схеме, имевшей сходство с расчетами, описанными в /14/. Нейтронная ширина вычислялась по формуле статистической модели при использовании функции плотности уровней  $\rho(U) \sim U^{-5/4} e^{2\sqrt{aU}}$ ;  $a = 0,1 \text{ A}$ . Гамма-ширина может быть получена при использовании теоремы взаимности /14/ в предположении, что спектр дипольного  $\gamma$ -излучения описывается выражением  $W(\epsilon)d\epsilon \sim \epsilon^5 e^{-\epsilon/T} d\epsilon$  согласно /7,17/, учитывающим силовую функцию, связанную с гигантским дипольным резонансом.



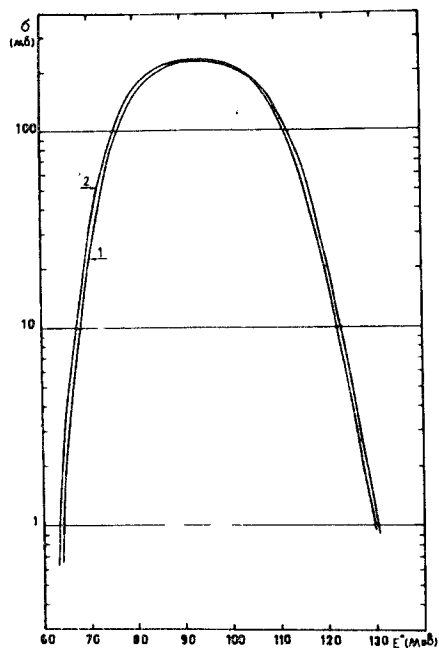


Рис.5. Сравнение функций возбуждения реакции  $^{118}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ , рассчитанных по формулам /5,7/ - кривая 1 и по формулам /1,5/ - кривая 2.

и усреднялся. В результате была получена формула

$$\Gamma_{\gamma} = 4,93 \cdot 10^{-8} \frac{Z(A-Z)}{A^{8/3}} E^{*3}, \quad /9/$$

в которой  $E^*$  - тепловая энергия распадающегося ядра в МэВ,  $\Gamma_{\gamma}$  - в МэВ. Использована зависимость  $T \sim \sqrt{E^*/A}$ . Пониженное значение  $s$  по сравнению с расчетом по теореме взаимности означает, вероятно, что при распаде составного ядра гигантский резонанс проявляется с меньшей силой, чем при поглощении  $\gamma$ -излучения. Такая возможность предполагалась в работе /20/.

С использованием формул /5,7/ для примера была вычислена функция возбуждения реакции  $^{118}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 6n)^{152}\text{Er}$ . Отношение ширин нейтронного и гамма-каналов  $\frac{\Gamma_{\gamma}(E^*)}{\Gamma_n}$  рассчитывалось по описанной схеме для испускания 6-го нейтрона, т.е. при распаде

Если предположить, что энергия гигантского резонанса равна  $E_m = 77A^{-1/3}$ , а его ширина не зависит от  $A$ , то получим:

$$\Gamma_{\gamma} = cA^{1/3}(A-Z)ZT^6, \quad /8/$$

где  $T$  отвечает за описание спектра  $\gamma$ -излучения. Т.е.  $T$  примерно соответствует энергии возбуждения, равной  $\approx 0,7E^*$ , где  $E^*$  - энергия возбуждения распадающегося ядра. Абсолютизирующий коэффициент был сначала получен по теореме взаимности с использованием величины сечения гигантского резонанса в максимуме, равной согласно /18/  $\sigma_m = 84 \frac{NZ}{A} \frac{1}{\Gamma\sqrt{\pi}}$  мб,

где  $\Gamma$  - ширина резонанса в МэВ. Оказалось, что  $s$ , определенный таким образом, в несколько раз больше, чем следует из экспериментальных гамма-ширин нейтронных резонансов. Поэтому коэффициент  $s$  вычислялся из известных гамма-ширин /19/ для нейтронно-нечетных распадающихся ядер в области от  $S_m$  до  $W$

нейтронно-нечетного ядра  $^{158}\text{Er}$ . Затем предполагалось, что зависимость  $\frac{\Gamma_{\gamma}(E^*)}{\Gamma_n}$  будет той же самой и для испускания 7-го нейтрона. Рассчитанная таким образом функция возбуждения на рис.5 сравнивается с расчетом по формулам /1,5/, параметры, не связанные с учетом конкуренции нейтронного и гамма-каналов, были одинаковы и равны приведенным в таблице в том и другом случае. Видно, что более корректный учет роли гамма-канала приводит к сдвигу функции возбуждения вправо примерно на 1 МэВ и несколько изменяет форму функции возбуждения в области ее левого склона. Это изменение имеет тот же характер, который показывают экспериментальные точки для реакций  $^{118}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 5n)$  и  $^{74}\text{Ge}(^{84}\text{Kr}, 5n)$ , отклоняющиеся от расчетной кривой /см. рис.2/. Если считать такое совпадение неслучайным, то, по видимому, можно высказать гипотезу, что для распада четного ядра  $^{154}\text{Er}$  при испускании 5-го нейтрона конкуренция со стороны  $\gamma$ -канала является значительно более сильной, чем для распада нечетного  $^{158}\text{Er}$ . Иными словами, повышение энергии отрыва нейтрона при распаде четного по нейтронам ядра может приводить к существенному понижению ширин  $\Gamma_n$  и к существенной четно-нечетной вариации  $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_n}$ . Если обсуждаемые здесь

особенности конкуренции нейтронного и гамма-каналов реальны, то при упрощенном расчете по формулам /1,5/ необходимо было бы брать для нечетного распадающегося ядра величины  $\epsilon_{\gamma}$  большими, чем 1,5 МэВ. Данные, приведенные на рис.5, говорят о том, что параметр  $\epsilon_{\gamma}$  равен примерно 2,5 МэВ. А для четного ядра  $\epsilon_{\gamma}$  может быть еще больше. Выше отмечалось, что увеличение  $\epsilon_{\gamma}$  ведет к уменьшению параметра температуры  $T$ . Поэтому учет конкуренции нейтронного и гамма-каналов по описанной схеме должен привести к понижению величин  $T$  и  $T_0$  на 0,1-0,2 МэВ.

Здесь уместно сделать замечание, что расчет отношения  $\frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma_n}$  в области энергий возбуждения, близкой к энергии отрыва нейтрона, является чрезвычайно чувствительным к деталям схемы вычисления  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_{\gamma}$  и к выбору численных значений параметров. Приведенный здесь расчет является одним из возможных вариантов. Детальное описание всех функций возбуждения по этой схеме вряд ли явилось бы однозначно достоверным. Поэтому можно ограничиться упрощенными расчетами /раздел 3/, приводящими к достаточно хорошему описанию функций возбуждения, но следует иметь в виду, что получаемые при этом значения ядерной температуры  $T_0$  чувствительны к уточнению расчета конкуренции нейтронного и гамма-каналов.

\* Т.е. для нечетного продукта реакции.

Таким образом, описание в статистической модели нескольких экспериментально измеренных функций возбуждения  $(HI, xp)$  - реакций, отобранных по признаку наиболее точного определения энергии ионов среди приведенных в литературе для слабоделящихся составных ядер, подтверждает возможность получения таких величин, как ядерная температура и критический угловой момент образования составного ядра. Отмечено влияние на функции возбуждения  $(HI, xp)$  -реакций процесса конкуренции нейтронного и гамма-каналов в области энергий возбуждения, близких к энергии отрыва нейтрона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sikkeland T. Ark.för Fysik, 1967, 36, p.539.
2. Jackson J.D. Can.J.Phys., 1956, 34, p.767.
3. Барабошкин А.А., Карамян А.С., Флеров Г.Н. ЖЭТФ, 1957, 32, с.1294; Карамян А.С., Герлит Ю.Б., Мясоедов Б.Ф. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1374; Карамян А.С., Плева А.А. ЖЭТФ, 1959, 37, с.654.
4. Alexander J., Simonoff G. Phys.Rev., 1963, 130, p.2383; Phys.Rev., 1964, 133B, p.104; Phys.Rev., 1964, 133B, p.93.
5. Нойберт В. ЯФ, 1977, 25, с.63; Препринт ОИЯИ, Р7-9370, Дубна, 1975.
6. Flerov G.N., Karnaukhov V.A. C.Rend. du Congr. Intern. Phys. Nucl., Paris, 1964, v.1, p.373.
7. Andersen O. et al. Nucl.Phys., 1978, A295, p.163; Broda R. et al. Nucl.Phys., 1975, A248, p.356.
8. Hahn R.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.218.
9. Максимов М.З. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1411.
10. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-11339, Дубна, 1978.
11. Vaz L.C., Alexander J.M. Phys.Rev., 1974, C10, p.464.
12. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с.520; ОИЯИ, Р7-8676, Дубна, 1975.
13. Gauvin H. et al. Phys.Rev., 1974, C10, p.722.
14. Барашенков В.С. и др. ЭЧАЯ, 1974, 5, с.479.
15. Ericson T. Adv. in Phys., 1960, 9, p.425.
16. Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1977, 26, с.1166.
17. Lieder R.M., Ryde H. Adv. in Nucl.Phys., 1978, 10, p.1.
18. Фуллер Э.Дж., Хэйворд Э. В кн.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1964, с.114.
19. Neutron Cross Sections. BNL-325, Brookhaven, 1965.
20. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-10701, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1980 года.