

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2/10 - 79

K-211

P7 - 12092

1222/2-79

С.А.Карамян

ОПИСАНИЕ

УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ,

ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ

ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1979

P7 - 12092

С.А.Карамян

ОПИСАНИЕ  
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Направлено в ЯФ*

Карамян С.А.

P7 - 12092

Описание угловых распределений нейтронов, образующихся под действием тяжелых ионов

Выполнен анализ экспериментальных данных по угловым распределениям нейтронов, образующихся при облучении средних и тяжелых ядер различными тяжелыми ионами. Для слабоделющихся ядер получено удовлетворительное согласие экспериментальной анизотропии нейтронов с рассчитанными значениями в теории углового распределения нейтронов составного ядра при определенном выборе параметра ядерной температуры. Для сильноделющихся ядер сравнение эксперимента и расчета показывает, что нейтроны излучаются полностью ускоренными осколками. Часть анизотропии в этом случае объясняется кинематическим отражением анизотропии осколков деления, а часть — собственной анизотропией нейтронов, связанной с угловым моментом излучающих осколков деления.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Karamian S.A.

P7 - 12092

Description of Angular Distributions of Neutrons Induced by Heavy Ions

Experimental data on angular distributions of neutrons induced by heavy ions on medium and heavy targets are analyzed. Satisfactory accordance of experimental anisotropy of neutrons with calculated values was found in the statistical theory of angular distribution of compound nucleus evaporated neutrons for weakly fissioning nuclei at a definite choice of temperature parameters. The evaluations for strongly fissioning nuclei show that neutrons are emitted by perfectly accelerated fragments. Part of the anisotropy in this case is explained by the kinematic reflexion of the fission fragment anisotropy, and part by self-anisotropy of neutrons, which is determined by angular momentum of emitting fission fragments.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах<sup>/1,2/</sup> были получены достаточно подробные экспериментальные данные об угловых распределениях нейтронов, возникающих при облучении различных мишеней тяжелыми ионами:  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ . Эти результаты можно разделить на две группы: при облучении мишеней  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{238}\text{U}$  образуются составные ядра, делящиеся с близкой к единице вероятностью, а в случае мишеней  $\text{Ge}$ ,  $\text{Mo}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $^{141}\text{Pr}$  составные ядра имеют малую вероятность деления. Поскольку распад составных ядер для этих двух групп мишеней имеет различный характер, то и описание угловых распределений нейтронов должно быть разным. Следует заметить, что регистрация нейтронов в экспериментах производилась без выделения вида ядерной реакции, в которой испущен нейтрон. Поэтому не исключено, что некоторый вклад в измеренные угловые распределения вносят нейтроны, сопровождающие прямые неупругие взаимодействия тяжелых ионов с ядрами мишени. Однако в качестве исходного предположения примем предположение, что основную долю нейтронов составляют нейтроны, возникающие в процессе распада делящегося или неделяющегося составного ядра.

Интерпретация угловых распределений нейтронов в случае делящихся ядер<sup>/1/</sup> носила только качественный характер. Для слабоделющихся составных ядер<sup>/2/</sup> было выполнено сравнение с расчетом по методу Монте-Карло<sup>/3/</sup> на основе теории углового распределения нейтронов, излучаемых составным ядром<sup>/4/</sup>, показано удовлетворительное согласие расчета с экспериментальными данными. Однако расчет по методу Монте-Карло дает результат со статистической погрешностью, поэтому сравнение

с экспериментальными данными, также имеющими определенную статистическую погрешность, является не очень точным. Кроме того, в расчете<sup>/2/</sup> параметр температуры составного ядра вычислялся по формуле модели ферми-газа, в то время как из анализа времени жизни составных ядер<sup>/5/</sup> следует, что параметр температуры ядра существенно отличается от температуры модели ферми-газа. Для иллюстрации имеющегося расхождения дан рис. 1, на котором приведены значения параметра температуры в зависимости от энергии возбуждения, извлеченные при анализе времен жизни составных ядер, из спектров  $\gamma$ -излучения остаточных ядер в  $(\text{HI}, \text{xn})$ -реакциях и из функций возбуждения  $(\text{HI}, \text{xn})$ -реакций. Видно, что, во-первых, температура ядра  $T$  при использовании функции плотности уровней вида  $\rho(E^*) \sim e^{E^*/T}$  должна сравниваться по абсолютной величине не с параметром модели ферми-газа  $T_F$ , а с  $T_F/2$ , что и следовало ожидать, учитывая формулы модели ферми-газа  $E^* = aT_F^2$ ;  $\rho(E^*) \sim E^{*-5/4} e^{2\sqrt{a}E^*/6}$ ; во-вторых, из рис. 1 следует, что экспериментальная энергетическая зависимость параметра  $T$  отличается от зависимости  $T_F/2(E^*)$ . Характер зависимости является логичным в физическом отношении, поскольку он означает, что у реального ядра вымораживание степеней свободы с уменьшением энергии возбуждения происходит быстрее, чем у газа невзаимодействующих ферми-частиц.

С учетом перечисленных фактов можно сделать вывод о целесообразности повторения анализа угловых распределений нейтронов с уточненными параметрами температуры и, по возможности, с использованием аналитического расчета углового распределения. В таком анализе необходимо выбрать метод получения параметра температуры ядра при изменении в широком диапазоне массового числа составного ядра и его энергии возбуждения. Имеющаяся систематика параметров температуры, полученных при анализе<sup>/5/</sup> времен жизни составных ядер, яв-

\* Такое поведение температуры не противоречит спектрам делительных нейтронов, поскольку параметр температуры спектра Уатта<sup>/14/</sup> равен примерно 0,9 МэВ, необходимо помножить на фактор  $\approx 0,75$  для того, чтобы сравнивать с температурами, приведенными на рис. 1.

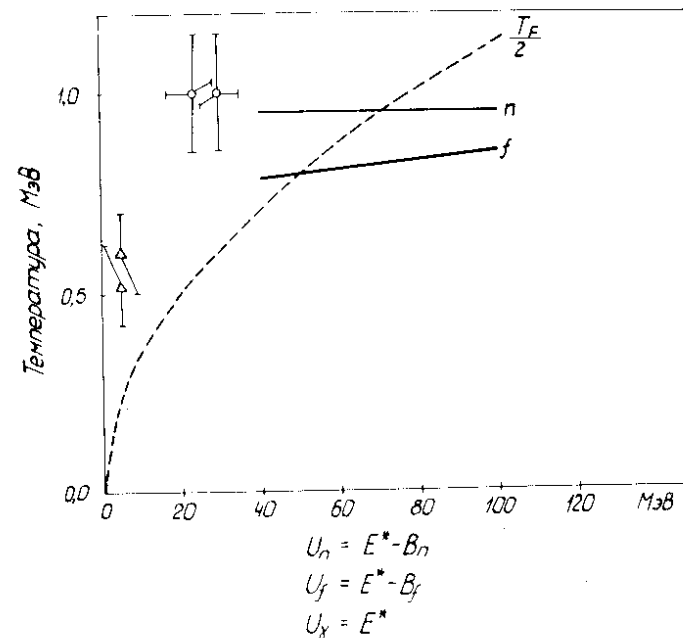


Рис.1. Энергетическая зависимость параметров температуры: нейтронная и делительная температуры  $n$  и  $f$  для ядра  $^{191}\text{Au}$ , найденные в результате анализа<sup>/5/</sup> времен жизни составного ядра; на основе измеренных спектров  $\gamma$ -лучей в  $(\text{HI}, \text{xn})$ -реакциях<sup>/7,8/</sup>( $\Delta$ ); путем подгонки функций возбуждения реакций<sup>/8/</sup>  $^{148,150}\text{Nd}$  ( $^{16,18}\text{O}; 4,5\text{п}$ )  $^{161,162}\text{Er}$  по методике<sup>/9/</sup>( $\circ$ ),  $E^*$  - тепловая энергия возбуждения ядра.

ляется недостаточно полной для получения этих сведений, особенно для ядер средней массы в области не очень больших энергий возбуждения. Поэтому было сделано предположение, что в качестве исходного приближения для зависимости параметра температуры от массового числа и энергии возбуждения можно взять величину  $T_F/2$ . Результаты описания угловых распределений нейтронов приведены ниже.

## 2. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ИСПУСКАЕМЫХ СЛАБОДЕЛЯЩИМИСЯ СОСТАВНЫМИ ЯДРАМИ

Экспериментально измеренные угловые распределения нейтронов в л.с. для слабодействующих составных ядер приведены

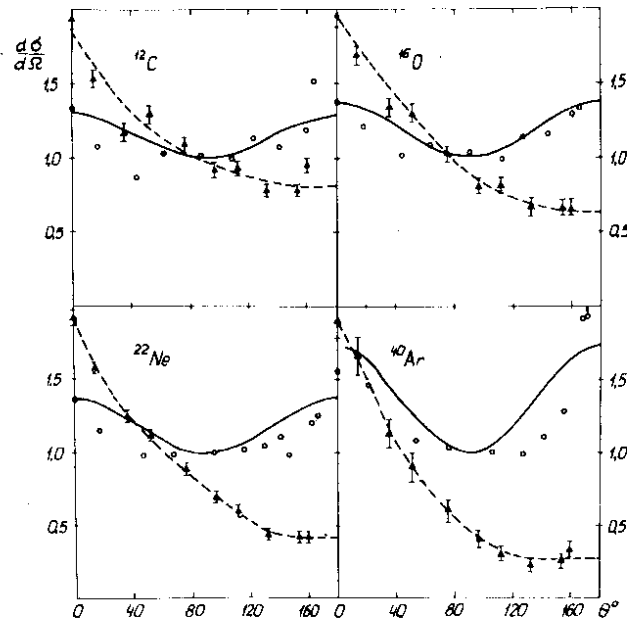


Рис.2. Угловые распределения нейтронов, образующихся при облучении толстой молибденовой мишени ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 81, 135, 175 и 295 МэВ соответственно:  $\blacktriangle$  - в л.с.,  $\circ$  - в с.ц.и.

на рис. 2-4. Перевод углового распределения в с.ц.и. осуществлялся в предположении о возможности замены спектра скоростей нейтронов средним значением скорости в с.ц.и. Данное предположение может внести некоторую неточность, однако главным источником погрешности расчета является неточность знания температуры ядра и связанная с этим неточность определения средней скорости нейтрона. Расчет выполнялся для составного ядра, массовое число которого определялось с использованием округленного до целого среднего массового числа ядер мишени, имевшей естественный изотопный состав. Так как эксперимент выполнялся с применением толстых мишеней, то энергия возбуждения составного ядра соответствовала средней энергии иона  $\bar{E}$ . Величина  $\bar{E}$  определялась путем усреднения значения энергии в интервале от максимальной энергии  $E_{\text{макс}}$  до величины барьера взаимодействия с весомым фактором, который был пропорционален произведению сече-

ния образования составного ядра на среднее число нейтронов, испускаемых составным ядром при данной энергии иона  $\sigma_c(E) \cdot \bar{\nu}(E)$ .

Величина  $\sigma_c(E)$  вычислялась по обычным формулам:

$$\sigma_c(E) = \begin{cases} \pi \Gamma_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 (1 - \frac{V}{E}) & \text{при } V < E \leq E_{\text{кр}} \\ \pi \Gamma_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \frac{E_{\text{кр}} - V}{E} & \text{при } E > E_{\text{кр}} \end{cases} \quad /1/$$

где  $E_{\text{кр}}$  - энергия иона, при которой  $I_{\text{кр}} = I_{\text{макс}}$  причем  $I_{\text{кр}}$  вычислялось по формуле из работы <sup>/10/</sup>,  $\Gamma_0 = 1,45$  Фм. Функция  $\bar{\nu}(E)$  предполагалась в линейной форме:  $\bar{\nu}(E) = a + bE$ , где коэффициенты "a" и "b" определялись расчетным путем с использованием методики <sup>/9/</sup>, величины энергии связи нейтронов брались из таблиц <sup>/11/</sup>. В результате средняя энергия иона в с.ц.и. вычислялась по формуле

$$\bar{E} = \frac{a(E_{\text{макс}} - \frac{E_{\text{кр}} + V}{2}) + b[\frac{E_{\text{макс}}^2}{2} - \frac{1}{6}(E_{\text{кр}}^2 + VE_{\text{кр}} + V^2)]}{a(1 + \ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{кр}}} - \frac{V}{E_{\text{кр}} - V} \ln \frac{E_{\text{кр}}}{V}) + b(E_{\text{макс}} - \frac{E_{\text{кр}} + V}{2})} \quad /2/$$

Затем вычислялась энергия возбуждения составного ядра с использованием масс из таблиц <sup>/11/</sup> и определялся спектр энергий нейтронов. При этом, конечно, необходимо определять спектр нейтронов, суммарный по испарительному каскаду. Предполагалось, что вид спектра нейтронов и в этом случае может быть записан в обычной форме:  $W(\epsilon)d\epsilon = \frac{\epsilon}{T^2} e^{-\epsilon/T} d\epsilon$ . Параметр

температуры  $T$  определялся при средней по каскаду энергии возбуждения. Считалось, что после испускания первого нейтрона тепловая энергия возбуждения равна  $E_0^* - V_n - E_{\text{вр}}$ , а после испускания последнего -  $0,5 V_n$ , поэтому средняя по каскаду энергия возбуждения равна  $1/2 (E_0^* - 0,5 V_n - E_{\text{вр}})$ , где  $E_0^*$  и энергия вращения  $E_{\text{вр}}$  определены при энергии иона  $E$ . Величина  $T$  считалась равной  $T_F/2$ , где  $T_F$  - температура модели ферми-газа с параметром плотности уровней  $a = 0,14$ .

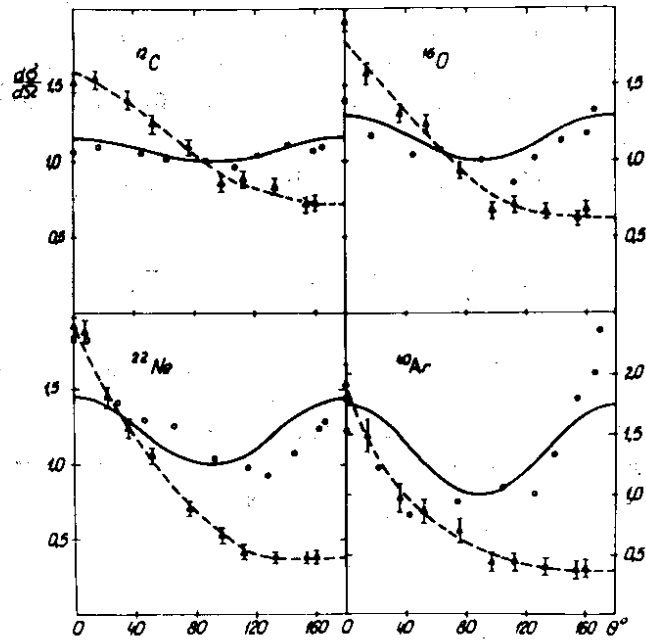


Рис.3. То же, что на рис. 1, для мишени из серебра.

Из спектра энергий нейтронов получаем спектр скоростей

$$W(v)dv = \frac{v^3}{2T^2} e^{-\frac{v^2}{2T}} dv \quad \text{и среднюю скорость нейтрона в с.ц.и.}$$

$$\bar{v} = \frac{\left(\frac{v_{\text{пор}}^3}{2T} + \frac{3}{2} v_{\text{пор}}\right) e^{-\frac{v_{\text{пор}}^2}{2T}} + \frac{3\sqrt{2\pi T}}{4} \left[1 - \Phi\left(\frac{v_{\text{пор}}}{\sqrt{T}}\right)\right]}{\left(1 + \frac{v_{\text{пор}}^2}{2T}\right) e^{-\frac{v_{\text{пор}}^2}{2T}}}$$

где  $v_{\text{пор}}$  - пороговое значение скорости нейтрона в эффективности регистрации нейтрона детектором из  $^{237}\text{Np}$  /1/

$$v_{\text{пор}} = \sqrt{2\epsilon_{\text{пор}}}, \quad \epsilon_{\text{пор}} = 0,6 \text{ МэВ}, \quad \text{функция } \Phi\left(\frac{v_{\text{пор}}}{\sqrt{T}}\right) =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{v_{\text{пор}}}{\sqrt{T}}} e^{-t^2/2} dt.$$

С использованием величин  $\bar{v}$ , полученных по формуле /3/,

определялся параметр  $\gamma = \frac{v_c}{\bar{v}}$ , где  $v_c$  - скорость составного ядра, и осуществлялся перевод углового распределения в л.с.  $d\sigma/d\Omega_L$  в угловое распределение в с.ц.и.  $d\sigma/d\Omega_c$  с использованием функции  $d\Omega_L/d\Omega_c$ , вычислявшейся по формуле из /12/. Результаты приведены на рис. 2-4. По экспериментальным точкам в с.ц.и. были проведены кривые  $\frac{d\sigma}{d\Omega_c} = W(\theta) =$

$$= 1 + a \cos^2 \theta, \quad \text{где } 1 + a = \frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)} \quad \text{- параметр анизотропии}$$

углового распределения нейтронов, подбиравшийся из условия наилучшего воспроизведения экспериментальных точек.

Как видно из рисунков, асимметрия угловых распределений вперед-назад, достаточно большая в л.с., исчезает в с.ц.и.

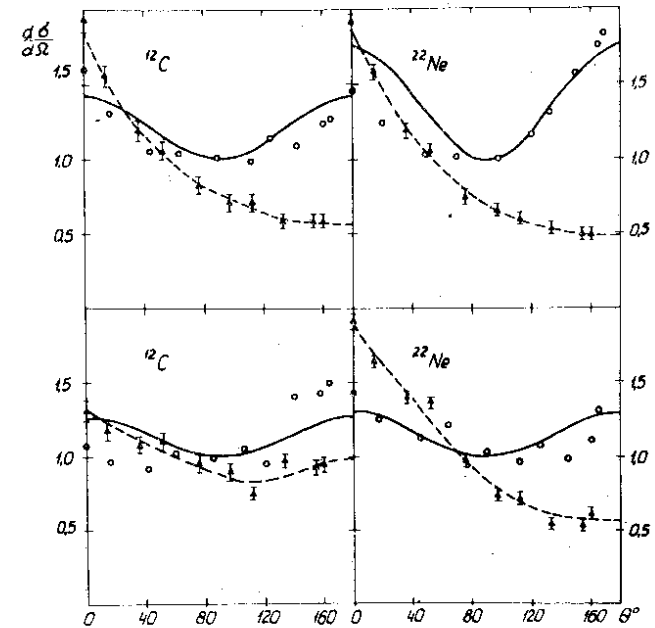


Рис.4. Угловые распределения нейтронов, образующихся при облучении толстой германиевой мишени /верхняя половина рисунка/ и мишени из празеодима /нижняя половина рисунка/ ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 81 и 175 МэВ соответственно.

практически для всех реакций за исключением небольшой асимметрии в некоторых случаях, которая может быть связана со статистическим выбросом точек. Небольшая асимметрия может объясняться также погрешностью в выборе параметра температуры для некоторых реакций, что не исключено в связи с применением простой функции энергетической зависимости температуры. Исчезновение асимметрии вперед - назад при переходе в с.с.и. подтверждает правильность вычисления параметра перевода  $\gamma$  и, следовательно, средней скорости нейтрона в с.с.и. Отсюда следует, что правильно осуществлен выбор параметра температуры, равным  $T_F/2$ , что и ожидалось на основе рис. 1. Кроме того, симметричные угловые распределения в с.с.и. говорят об отсутствии указаний о заметном вкладе нейтронов предравновесной эмиссии или нейтронов, сопровождающих реакции передачи нуклонов.

В табл. 1 приведены экспериментальные значения анизотропии угловых распределений  $(\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)})_{\text{эксп}}$ , а также вычис-

ленные значения параметров, характеризующих изученные реакции. В таблице приведены также теоретические значения ани-

зотропии  $(\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)})_{\text{теор}} = 1 + a$ , причем величины  $a$  вычисле-

ны по формуле, полученной на основе работы [4]:

$$a = (0,155)^2 \left( \frac{\hbar^2}{2JT} \right)^2 \frac{(A_c - 1) \gamma_0^2 [1 + (A_c - 1)^{1/3}]^2 T_{\text{кор}} I_{\text{кр}}^2}{2A_c} \quad /4/$$

где величина  $2T_{\text{кор}}$  есть средняя энергия нейтронов в МэВ с учетом поправки на ненулевой порог регистрации нейтронов,  $I_{\text{кр}}$  в ед.  $\hbar^2$ ,  $J$  - момент инерции ядра - считался равным  $0,9 J_{\text{ТВ.Т.}}$ , параметр  $\gamma_0$  - равным  $1,2 \text{ Фм}$ . Из табл. 1 можно видеть хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений анизотропии, что является весомым подтверждением справедливости приведенного здесь выбора параметров  $T$ ,  $J$ ,  $I_{\text{кр}}$ . Согласие расчета и эксперимента является тем более значащим, что не производилось варьирования параметров расчета специально для воспроизведения эксперимен-

Таблица 1

Реакция	$A_c$	$E$ , МэВ	$E$ , МэВ	$I_{\text{кр}}$ , $\hbar^2$	$T_F$ , МэВ	$\gamma$	$(\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)})_{\text{эксп}}$	$(\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)})_{\text{теор}}$
$^{12}_6\text{C} + ^{32}_{54}\text{Ce}$	85	81	64	29	0,855	0,244	1,42±0,10	1,408
$^{22}_{10}\text{Ne} + ^{32}_{54}\text{Ce}$	95	175	127	48	1,01	0,387	1,75±0,10	1,693
$^{12}_6\text{C} + ^{42}_{42}\text{Mo}$	108	81	64	31	0,735	0,204	1,30±0,05	1,259
$^{16}_8\text{O} + ^{42}_{42}\text{Mo}$	112	135	96	38	0,820	0,264	1,37±0,05	1,351
$^{22}_{10}\text{Ne} + ^{42}_{42}\text{Mo}$	118	175	130	48	0,890	0,333	1,38±0,07	1,451
$^{40}_{18}\text{Ar} + ^{42}_{42}\text{Mo}$	136	295	229	66	0,895	0,520	1,73±0,10	1,562
$^{12}_6\text{C} + ^{47}_{47}\text{Ag}$	120	81	66,5	32	0,680	0,193	1,15±0,07	1,247
$^{16}_8\text{O} + ^{47}_{47}\text{Ag}$	124	135	102	39	0,800	0,251	1,30±0,07	1,282
$^{22}_{10}\text{Ne} + ^{47}_{47}\text{Ag}$	130	175	132	50	0,355	0,311	1,44±0,07	1,380
$^{40}_{18}\text{Ar} + ^{47}_{47}\text{Ag}$	148	295	235	71	0,870	0,484	1,75±0,10	1,531
$^{12}_6\text{C} + ^{141}_{59}\text{Pr}$	153	81	69	31	0,570	0,167	1,26±0,10	1,158
$^{22}_{10}\text{Ne} + ^{141}_{59}\text{Pr}$	163	175	138	50	0,745	0,268	1,30±0,07	1,246

гальных значений анизотропии нейтронов, выбор параметров  $T$ ,  $J$ ,  $I_{кр}$  основывался на других экспериментальных данных.

Из проведенного рассмотрения следует также более общий вывод о справедливости теоретического подхода работы <sup>14/</sup> для описания углового распределения нейтронов, излучаемых высоковольтными составными ядрами.

### 3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Экспериментальные данные по угловым распределениям нейтронов, излучаемых при бомбардировке мишеней из <sup>197</sup>Au, <sup>209</sup>Bi, <sup>238</sup>U различными тяжелыми ионами, представлены для части реакций на рис. 5, 6, экспериментальные значения анизотропии для всех изученных реакций даны в табл. 2.

Обработка угловых распределений нейтронов в случае делящихся ядер производилась по схеме, имеющей общие черты со схемой, описанной в предыдущем параграфе. Средняя энергия бомбардируемых ионов вычислялась по формуле /2/, причем параметры "a" и "b" в энергетической зависимости числа  $\bar{\nu}(E)$  были взяты непосредственно из экспериментальных данных <sup>1/</sup>. При вычислении полной энергии возбуждения осколков деления учитывалось энерговыделение процесса деления  $E_f^* = E_c^* + Q - E_k$ . Среднее значение кинетической энергии осколков деления бралось на основе систематики <sup>13/</sup>. Энерговыделение  $Q$  и энергия связи нейтрона  $B_n$  являлись величинами, усредненными <sup>1/</sup> по массовому распределению. Также, как и в случае слабоделящихся ядер, осуществлялся переход от энергии возбуждения к средней по каскаду энергии возбуждения и соответствующей температуре  $T = T_f / 2$  для осколка деления.

Знание параметра температуры позволяет определить спектр энергий нейтронов в системе, связанной с осколком деления. Для перевода угловых распределений нейтронов из л.с. в с.д.и. необходима величина средней скорости нейтрона в с.д.и., т.е. требуется определить энергетический спектр и соответственно

Таблица 2

Мишень	Золото-197				Висмут-209				Уран-238				
	<sup>12</sup> C	<sup>16</sup> O	<sup>22</sup> Ne	<sup>40</sup> Ar	<sup>12</sup> C	<sup>16</sup> O	<sup>22</sup> Ne	<sup>40</sup> Ar	<sup>12</sup> C	<sup>16</sup> O	<sup>22</sup> Ne	<sup>16</sup> O	<sup>22</sup> Ne
$w_n(180^\circ)$	1,36±	1,35±	1,62±	1,94±	1,42±	1,51±	1,55±	1,90±	1,48±	1,36±	1,40±	1,36±	1,40±
$w_n(90^\circ)$	0,10	0,12	0,12	0,15	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10
$w_f(180^\circ)$	3,48±	4,21±	4,65±	5,15±	2,76±	3,55±	4,07±	4,18±	2,04±	2,71±	2,02±	2,71±	2,02±
$w_f(90^\circ)$	0,35	0,30	0,35	0,40	0,20	0,25	0,30	0,40	0,15	0,20	0,20	0,20	0,20



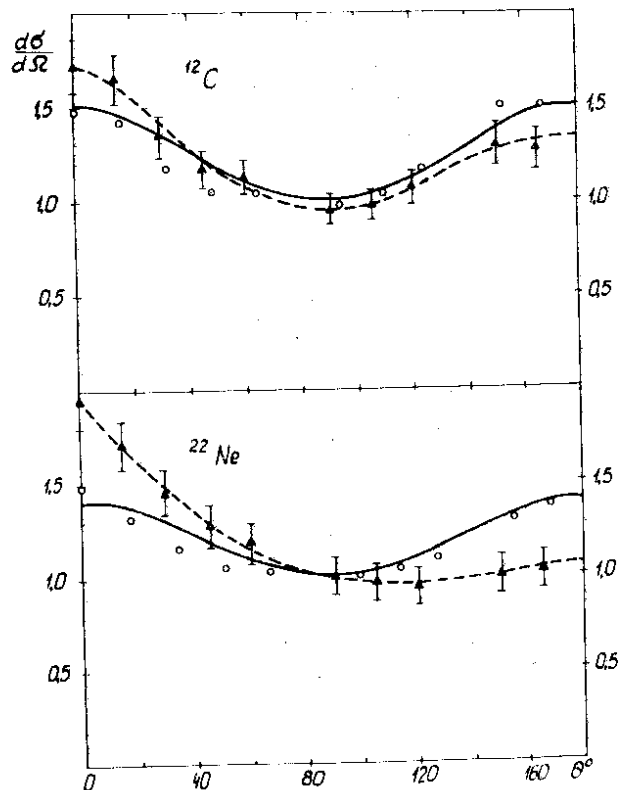


Рис.5. Угловые распределения нейтронов, образующихся при облучении толстой урановой мишени ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 81 и 175 МэВ соответственно.

спектр скоростей нейтронов в с.ц.и. Скорость нейтрона в системе составного ядра равна сумме векторов  $\vec{v}_0$  и  $\vec{v}_f$

$$v = \sqrt{v_0^2 + v_f^2 - 2v_0v_f \cos \theta}, \quad /5/$$

где  $v_0$  и  $v_f$  - скорости нейтрона в системе, связанной с осколком, и осколка деления в с.ц.и.,  $\theta$  - угол между векторами  $\vec{v}_0$  и  $\vec{v}_f$ . Будем считать величину  $v_f$  фиксированной по модулю, т.е. равной усредненной по массовому распределению средней скорости пары осколков. Тогда  $v$  зависит от двух параметров,  $v_0$  и  $\cos \theta$ , которые выбираем в качестве декартовых координат. Плотность вероятности  $W(v)$  найти скорость

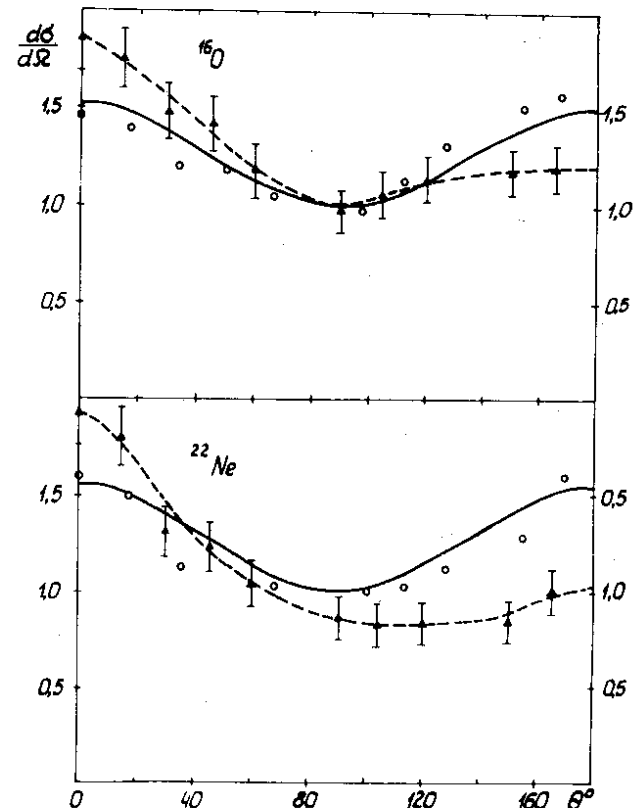


Рис.6. Угловые распределения нейтронов, образующихся при облучении толстой мишени из висмута ионами  $^{16}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 135 и 175 МэВ соответственно.

нейтрона на интервале от  $v$  до  $v+dv$  равна криволинейному интегралу от  $W(v_0)$ , берущемуся вдоль линии в координатах  $v_0, \cos \theta$ , которой отвечает условие  $v = \text{const}$ :

$$W(v)dv = dv \int_c W(v_0) dS, \quad /6/$$

где  $dS = \sqrt{(dv_0)^2 + (d \cos \theta)^2}$  - элемент длины дуги, по которой ведется интегрирование. В этой формуле использовано предположение, что угловое распределение нейтронов изотропно в системе, связанной с осколком. После некоторых преобразований получим:

$$W(v)dv = \frac{dv}{4v_f T^2} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \sqrt{A\epsilon^2 + B\epsilon + C} e^{-\epsilon/T} d\epsilon, \quad /7/$$

где

$$\epsilon_{\min} = \frac{(v-v_f)^2}{2}, \quad \epsilon_{\max} = \frac{(v+v_f)^2}{2},$$

$$A=4(4v_f^2+1), \quad B=4(v^2-v_f^2), \quad C=(v^2-v_f^2)^2.$$

Видно, что спектр нейтронов в с.ц.и. не является простой математической функцией, поэтому аналитическое усреднение скорости с такой весовой функцией или с использованием полуэмпирического спектра<sup>/14/</sup> выполнить затруднительно. Чтобы обойти эту трудность, усреднение скорости нейтрона в с.ц.и. выполнялось последовательно сначала по координате  $\cos\theta$  от -1 до +1, а затем по координате  $v_0$  от 0 до  $\infty$ . Была получена формула:

$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{4}{3} \frac{T}{v_f} (1 - e^{-v_f^2/2T}) + v_f (1 - \frac{1}{6} e^{-v_f^2/2T}) + \frac{\sqrt{2\pi T}}{4} [1 - \Phi(\frac{v_f}{\sqrt{T}})] (\frac{v_f^3}{3T} + 3). \quad /8/$$

Формула /8/ позволяет найти среднее значение скорости нейтрона в с.ц.и. и, следовательно, параметр  $\gamma = \frac{v_c}{\langle \bar{v} \rangle}$ , а затем

осуществить перевод углового распределения нейтронов из л.с. в с.ц.и. Поправка на ненулевой порог регистрации нейтронов осуществлялась путем эффективного увеличения параметра T. На рис. 5-6 кроме распределений в л.с. приведены угловые распределения в с.ц.и. По этим данным были найдены параметры анизотропии угловых распределений нейтронов  $\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)}$ , ко-

торые вместе с другими рассчитанными величинами для изученных реакций приведены в табл. 3.

Таблица 3

Реакция	E, МэВ	E, МэВ	$I_{кр}, h$	$\frac{T_f}{2}, МэВ$	$\gamma$	$\frac{W_n(180^\circ)}{W_n(90^\circ)}$	$\frac{W_f(180^\circ)}{W_f(90^\circ)}$
$^{209}_{83}Bi + ^{16}_8O$	135	112	42	0,645	0,131	1,51±0,10	3,55±0,25
$^{209}_{83}Bi + ^{22}_{10}Ne$	175	143	49	0,695	0,166	1,55±0,10	4,07±0,30
$^{209}_{83}Bi + ^{40}_{18}Ar$	295	295	63	0,830	0,276	1,90±0,10	4,18±0,40
$^{238}_{92}U + ^{12}_6C$	81	73	43	0,684	0,081	1,48±0,10	2,04±0,15
$^{238}_{92}U + ^{22}_{10}Ne$	175	149	59	0,810	0,142	1,40±0,10	2,62±0,20

Из рис. 5-6 видно, что угловые распределения нейтронов симметричны в с.ц.и. относительно  $90^\circ$ . Отсюда следует, что: 1/ угловые распределения нейтронов не дают указаний на наличие заметного вклада нейтронов предравновесной эмиссии или прямых процессов, 2/ описанное выше вычисление температуры спектра нейтронов и их средней скорости дает правильный результат.

Анизотропия углового распределения нейтронов составляет величину 1,3-1,8 /см. табл. 2/. Некоторая величина анизотропии должна возникать в результате кинематического отражения анизотропии осколков деления. Угловое распределение нейтронов должно в ослабленной форме повторять угловое распределение осколков деления в результате действия переносной скорости осколков деления. Если значительная часть наблюдаемой анизотропии нейтронов связана с этим эффектом, то должна иметь место корреляция анизотропии нейтронов и осколков деления. Сравнение этих величин дано в табл. 2, наблюдается вполне очевидное наличие корреляции. Поэтому была сделана попытка полностью объяснить наблюдаемую анизотропию нейтронов этим эффектом. Угловое распределение нейтронов в системе составного ядра  $W(\theta_2)$  может быть вычислено из известного углового распределения осколков деления  $W_f(\theta)$  по формуле

$$W(\theta_2) d\Omega_2 = d\Omega_2 \int_0^{\theta_1^{\text{макс}}} W_f(\theta_1) \times$$

$$\times \frac{1 + \gamma_f^2 (\cos^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_1) + 2\gamma_f \cos \theta_1 \sqrt{1 - \gamma_f^2 \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{1 - \gamma_f^2 \sin^2 \theta_1}} \sin \theta_1 d\theta_1$$

$$\times 2 \int_{\theta_2 - \theta_1}^{\theta_2 + \theta_1} W_f(\theta) \frac{\sin \theta d\theta}{\sqrt{\sin^2 \theta_2 \sin^2 \theta_1 - (\cos \theta_2 \cos \theta_1 - \cos \theta)^2}} \quad /9/$$

$$\theta_1^{\text{макс}} = \pi/2 \text{ при } \gamma_f \leq 1; \quad \sin \theta_1^{\text{макс}} = 1/\gamma_f \text{ при } \gamma_f > 1,$$

$$\sin(\theta_0 - \theta_1) = \gamma_f \sin \theta_1,$$

где  $\theta, \theta_1, \theta_2$  - углы в системе, связанной с составным ядром, между вектором скорости осколков деления и направлением

движения бомбардирующей частицы, между вектором скорости нейтрона и осколком деления, между вектором скорости нейтрона и бомбардирующей частицы соответственно;

$\theta_0$  - полярный угол в системе, связанной с осколком деления, между направлением движения осколков и направлением испускания нейтрона,  $W(\theta_0)$  - угловое распределение нейтрона в системе, связанной с движущимся осколком,  $\gamma_f = \frac{v_f}{v_0}$ ,  $v_f$  - средняя скорость осколков в с.ц.и.,  $v_0$  - средняя скорость нейтрона в системе, связанной с осколком деления. Эту формулу нетрудно обобщить с целью учета спектрального распределения нейтронов по скоростям  $v_0$ , для чего необходимо произведение выражения /9/ на спектр скоростей проинтегрировать по  $dv_0$  во всем интервале  $v_0$  от 0 до  $\infty$ . Однако в результате такого обобщения получится выражение, достаточно громоздкое для численных расчетов.

Приближенные расчеты по формуле /9/ в предположении изотропии нейтронов в системе, связанной с осколком  $W(\theta_0) = 1/$ , привели к выводу, что около 60% наблюдаемого в эксперименте

значения  $a(1 + a = \frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)})$  может быть объяснено отра-

жением анизотропии осколков деления. Отсюда следует:

1/ Поскольку экспериментальное значение анизотропии выше, чем рассчитанное, то вклад нейтронов, испускаемых на ранней стадии процесса деления /например, перед или в момент разрыва шейки делящейся системы/ или неполностью ускоренными осколками, является малым.

2/ Угловое распределение нейтронов в системе, связанной с осколком, имеет анизотропию, объясняемую наличием собственного спина осколков деления, который ориентирован преимущественно вдоль углового момента составного ядра.

Из сравнения наблюдаемой анизотропии с рассчитанной для нейтронов, испаряемых составным ядром, следует, что вклад последних невелик, так как наблюдаемая анизотропия значительно превышает рассчитанную для нейтронов составного ядра. Количественную оценку величины этого вклада дать, однако, затруднительно.

Таким образом, для объяснения экспериментальной анизотропии нейтронов в случае делящихся ядер необходимо пред-

полагать, что нейтроны излучаются полностью ускоренными осколками, причем заметный вклад в анизотропию вносит собственная анизотропия нейтронов в системе, связанной с осколком деления. Развивая этот вывод, можно получить оценку среднего спина осколка деления:  $\sim 15-20/\hbar$  при условии ориентации собственного спина осколка параллельно или антипараллельно спине составного ядра.

Основные выводы работы изложены в последних нескольких абзацах, а также в заключительной части второго параграфа.

Автор благодарен К.Н.Шарифову и Нгуен Так Аню, участвовавшим в получении экспериментальных данных, анализируемых в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Шарифов К.Н. ЯФ, 1970, 11, с. 304; Карамян С.А., Нгуен Так Ань, Шарифов К.Н. ЯФ, 1972, 15, с. 434.
2. Ильинов А.С. и др. ЯФ, 1972, 16, с. 465; Шарифов К.Н. Автореферат диссертации, ОИЯИ, 7-7706, Дубна, 1974.
3. Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1968, 9, с. 48.
4. Ericson T., Strutinsky V. Nucl. Phys., 1958, 8, p.284.
5. Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1977, 26, с. 282; Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1977, 26, с. 1166; Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1978, 28, с. 403.
6. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can. J.Phys., 1965, 43, p.1446.
7. Trautmann W. et al. Phys. Rev.Lett., 1975, 35, p.1694.
8. Andersen O. et al. Nucl. Phys., 1978, A295, p.163.
9. Карамян С.А. ОИЯИ, P4-11339, Дубна, 1978.
10. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 520.
11. Myers W.D., Swiatecki W.J. Preprint UCRL-11980, Berkeley, 1965.
12. Давыдов А.С. Теория атомного ядра, Физматгиз, 1958.
13. Viola V., Sikkeland T. Phys. Rev., 1963, 130, p.2044.
14. Watt B.E. Phys. Rev., 1952, 87, p.1037.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 декабря 1978 года.