

И-457

ДФ, 1972, т. 16, в. 3, с. 465-68.

24/4-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1367/2-72

P7 - 6316



А.С.Ильинов, С.А.Карамян, Нгуен Так Ань,  
К.Н.Шарифов

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ  
ИЗ Ge, Mo, Ag, Pr  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ C, O, Ne, Ar

P7 - 6316

А.С.Ильинов, С.А.Карамян, Нгуен Так Ань,  
К.Н.Шарифов

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ  
ИЗ Ge, Mo, Ag, Pr  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ C, O, Ne, Ar

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами составные ядра обла-  
дают большими значениями энергии возбуждения и углового момента. В  
процессе снятия возбуждения такие ядра испускают нейтроны, заряженные  
частицы и  $\gamma$ -кванты<sup>х/</sup>. При этом наличие большого углового момента  
влияет на различные характеристики частиц, в частности, на их угловые  
распределения. Этот эффект был исследован в ряде экспериментальных  
работ<sup>/1-3/</sup>, авторы которых наблюдали чётко выраженную анизотропию  
угловых распределений нейтронов в системе центра масс. Количественное  
описание явления было предложено в работах<sup>/4,5/</sup>. Однако эти расчёты не  
учитывали каскадного характера испускания частиц возбужденным ядром  
и содержали ряд приближений, что затрудняло сравнение с экспериментом.

Авторы работы<sup>/6/</sup> для описания процесса снятия возбуждения ядра  
с большим угловым моментом применили метод Монте-Карло, что поз-  
волило без грубых приближений выполнить расчёты и провести их сравне-  
ние с опытом для большого числа характеристик реакции: угловых, энер-  
гетических распределений и средней множественности испускаемых частиц,  
функций возбуждения и т.д. Было показано, что статистическая теория

---

<sup>х/</sup> Для тяжелых ядер существенную роль в снятии возбуждения играет  
также процесс деления ядер.

ядерных реакций с учётом влияния углового момента правильно описывает поведение высоковозбужденного ядра.

В то же время экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время в литературе по угловым распределениям испарительных нейтронов, явно недостаточны как в отношении числа изученных реакций, так и точности измерения каждого отдельного углового распределения. Действительно, в работе <sup>/2/</sup> выход нейтронов определялся только для трех-четырех значений лабораторного угла, что позволило сделать лишь качественный вывод о наличии анизотропии распределения, согласующейся с расчётом в пределах весьма значительной экспериментальной погрешности. В работах <sup>/1,3/</sup> угловые распределения измерены более подробно, но для небольшого числа реакций.

В данной работе исследуются угловые распределения нейтронов, испускаемых составными ядрами, образующимися при облучении мишеней из <sup>73</sup>Ge, <sup>96</sup>Mo, <sup>108</sup>Ag, <sup>141</sup>Pr ионами <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O, <sup>22</sup>Ne, <sup>40</sup>Ar. Результаты измерений сравниваются с вычислениями, которые были выполнены с помощью метода, предложенного в работе <sup>/6/</sup>.

Толстые металлические мишени из Ge, Mo, Ag, Pr естественного изотопного состава облучались пучками ускоренных ионов <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O, <sup>22</sup>Ne, <sup>40</sup>Ar циклотрона У-300 ЛЯР. Испускаемые из мишени нейтроны регистрировались десятью детекторами, расположенными в интервале углов 0-160° по отношению к пучку. В качестве детекторов использовались слои делящегося вещества <sup>237</sup>Np, находившиеся в контакте с силикатными стеклами. Последние регистрировали случаи деления ядер <sup>237</sup>Np быстрыми нейтронами. Более подробное описание установки и параметров детекторов содержится в работе <sup>/7/</sup>. За два-три часа экспозиции мишени током пучка 1-3 мка детекторы накапливали 300-700 треков осколков деления, которые после травления стекол в плавиковой кислоте подсчитывались с помощью оптического микроскопа. После введения по-

правок на геометрические факторы и эффективность детекторов были получены угловые распределения нейтронов в лабораторной системе координат.

Экспериментальные угловые распределения нейтронов в лабораторной системе показаны на рис. 1-3. Асимметрия угловых распределений увеличивается с ростом массы налетающего иона, что объясняется увеличением переносной скорости составного ядра.

Для исследованных реакций были выполнены расчёты угловых распределений нейтронов в лабораторной системе и в системе центра масс на основе метода, описанного в работе <sup>6/</sup>. Было изучено влияние параметров модели на исследуемые характеристики реакции. Варьирование параметров (см. работу <sup>6/</sup>) в следующих пределах: для параметра радиуса ядра  $r_0 = (1,2+1,4) \cdot 10^{-13}$  см, для параметра плотности уровней  $\sigma = (0,1+0,14) \text{ А}$  и для момента инерции ядра  $J = (0,7+1) J_{\text{тв.т.}}$  - не сильно влияет на вид угловых распределений частиц. (Здесь  $\text{А}$  - число нуклонов в ядре,  $J_{\text{тв.т.}}$  - твердотельное значение момента инерции ядра). На рисунках показаны также теоретические угловые распределения нейтронов в лабораторной системе (сплошная гистограмма) и в системе центра масс (пунктирная гистограмма), рассчитанные при наборе параметров  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см,  $\sigma = 0,1 \text{ А}$  и  $J = J_{\text{тв.т.}}$ . Вычисления выполнены при замене спектра энергий бомбардирующих частиц в толстой мишени средним значением энергии. В расчёте учитывалась зависимость эффективности регистрации детектора от энергии нейтронов, определяемая функцией возбуждения реакции деления ядер <sup>237</sup>Np нейтронами.

Как видно из рисунков, наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных и расчётных угловых распределений в лабораторной системе. Имеется небольшое систематическое расхождение теории и эксперимента практически для всех реакций, а именно: экспериментальная асимметрия углового распределения (отношение выходов нейтронов, испу-

шенных в направлениях  $0$  и  $180^\circ$ ) в лабораторной системе регулярно превышает теоретическое значение. Данное расхождение может быть связано с неточностью выбора параметров расчёта; действительно, вычисления, сделанные с набором параметров  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$  см,  $\sigma = 0,1$  А и  $J = 0,7$  тв.т. дали результаты, лучше согласующиеся с экспериментами. Однако этот набор менее предпочтителен для описания энергетических распределений испаряемых частиц и функций возбуждения реакций ( $NI, xp$ ) (см. /6/). Нельзя исключить, что сделанная в расчёте замена спектра энергий бомбардирующих частиц средним значением несёт ответственность за обсуждаемое небольшое расхождение.

Удовлетворительное согласие теории и эксперимента в лабораторной системе позволяет сделать вывод, что и в системе центра масс рассчитанные угловые распределения правильно описывают исследуемые характеристики реакции. В таблице приведены значения анизотропии угловых распределений (отношения выходов нейтронов, испускаемых в направлениях  $0$  и  $90^\circ$ ) в системе центра масс для изученных реакций. Видно, что для одного и того же ядра мишени анизотропия увеличивается с ростом массы налетающего иона. Это объясняется увеличением углового момента образующегося составного ядра. Однако эффект углового момента проявляется не в полной мере, так как с ростом массы иона возрастает масса, и, соответственно, момент инерции составного ядра. Согласно /4-6/, с увеличением момента инерции анизотропия испаряемых частиц уменьшается. Эта закономерность подтверждается данными табл. 1: с ростом массы мишени для одного и того же иона анизотропия уменьшается.

Таким образом, согласие между экспериментом и расчётом, выполненным на основе статистической модели ядерных реакций, позволяет сделать вывод о том, что основной вклад в угловые распределения дают нейтроны, испаряющиеся при снятии возбуждения составных ядер. Определение доли нейтронов, испускаемых в прямых и неравновесных процес-

Таблица

Анизотропия угловых распределений нейтронов  $\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} / \frac{d\sigma(90^\circ)}{d\Omega}$  (система

центра масс, ошибка расчета чисто статистическая). Указаны средние

значения массового числа ядра-мишени.

Тяжелый ион Ядро- мишень	$^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}$	$^{22}\text{Ne}$	$^{40}\text{Ar}$
$^{73}\text{Ge}$	$1.63 \pm 0.13$	-	$1.64 \pm 0.11$	-
$^{96}\text{Mo}$	$1.30 \pm 0.09$	$1.40 \pm 0.10$	$1.51 \pm 0.11$	$1.61 \pm 0.16$
$^{108}\text{Ag}$	$1.22 \pm 0.11$	$1.44 \pm 0.15$	$1.47 \pm 0.11$	$1.55 \pm 0.10$
$^{141}\text{Pr}$	$1.12 \pm 0.07$	-	$1.27 \pm 0.06$	-

сах, затруднено возможными погрешностями эксперимента и неточностью предположений, используемых в расчёте.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за внимательное отношение к работе и полезные советы, В.С. Барашенкову и Ю.Ц. Оганесяну — за ценные обсуждения.

#### Литература

1. Г. Юнгклауссен. ЯФ, 2, 986 (1965).
2. H.W. Broek. Phys.Rev., 124, 233 (1961).
3. W.G. Simon, S.T. Ahrens. Phys.Rev., 2c, 1292 (1970).
4. T. Ericson, V. Strutinsky. Nucl.Phys., 8, 284 (1958).
5. T. Ericson. Adv.Phys., 9, 425 (1960).
6. А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. ЯФ, 9, 48 (1968).
7. С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян, К.Н. Шарифов, ЯФ, 11, 304 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 марта 1972 года.



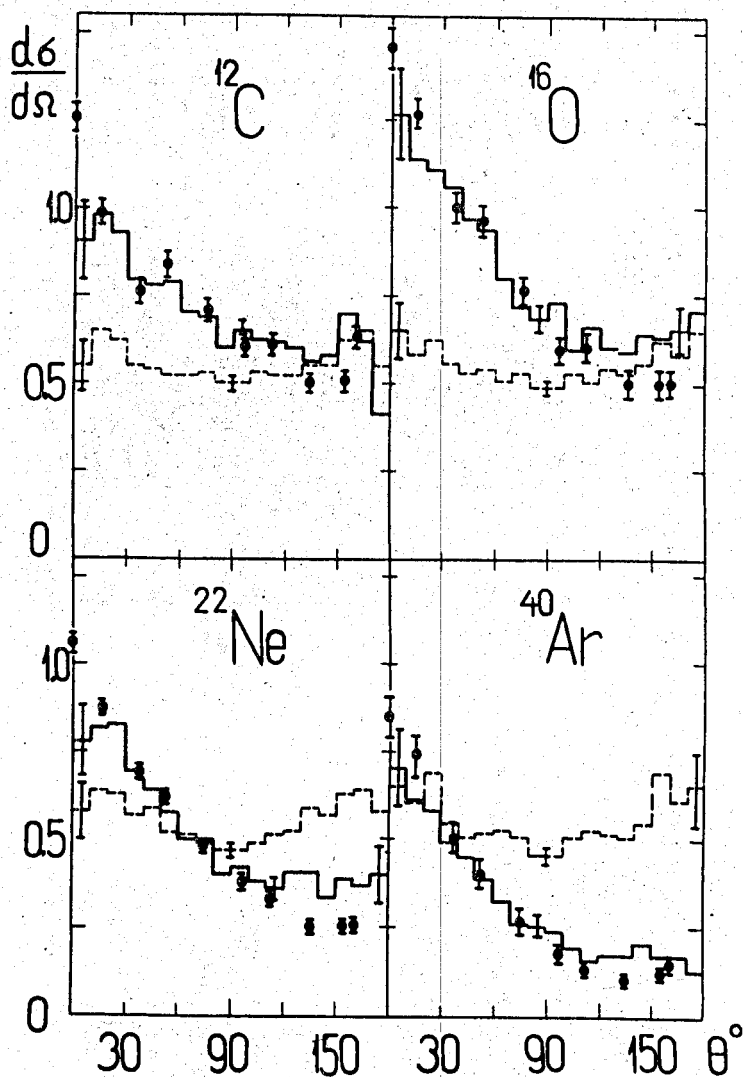


Рис. 1. Угловые распределения нейтронов, получаемых при облучении толстой молибденовой мишени ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 81, 135, 175 и 295 Мэв соответственно (в отн. единицах). Точки - эксперимент (лаб. система), гистограммы - расчёт (пунктирная - для системы центра масс, сплошная - для лаб. системы). Расчёт выполнен при средних энергиях ионов  $E_{\text{C}} = 65,3$  Мэв,  $E_{\text{O}} = 103,7$  Мэв,  $E_{\text{Ne}} = 135,5$  Мэв,  $E_{\text{Ar}} = 233,7$  Мэв.

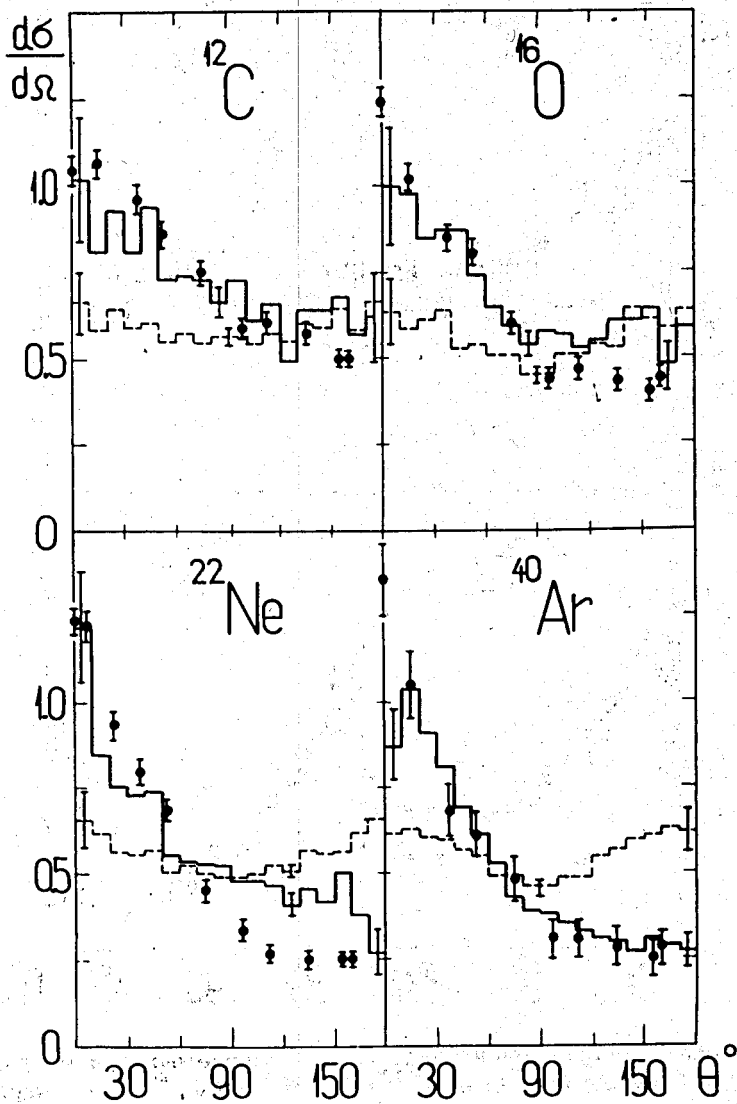


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для серебряной мишени. Расчет выполнен при  $E_c = 68,9$  Мэв,  $E_o = 105,7$  Мэв,  $E_{N_c} = 137,0$  Мэв,  $E_{A_r} = 237,9$  Мэв.

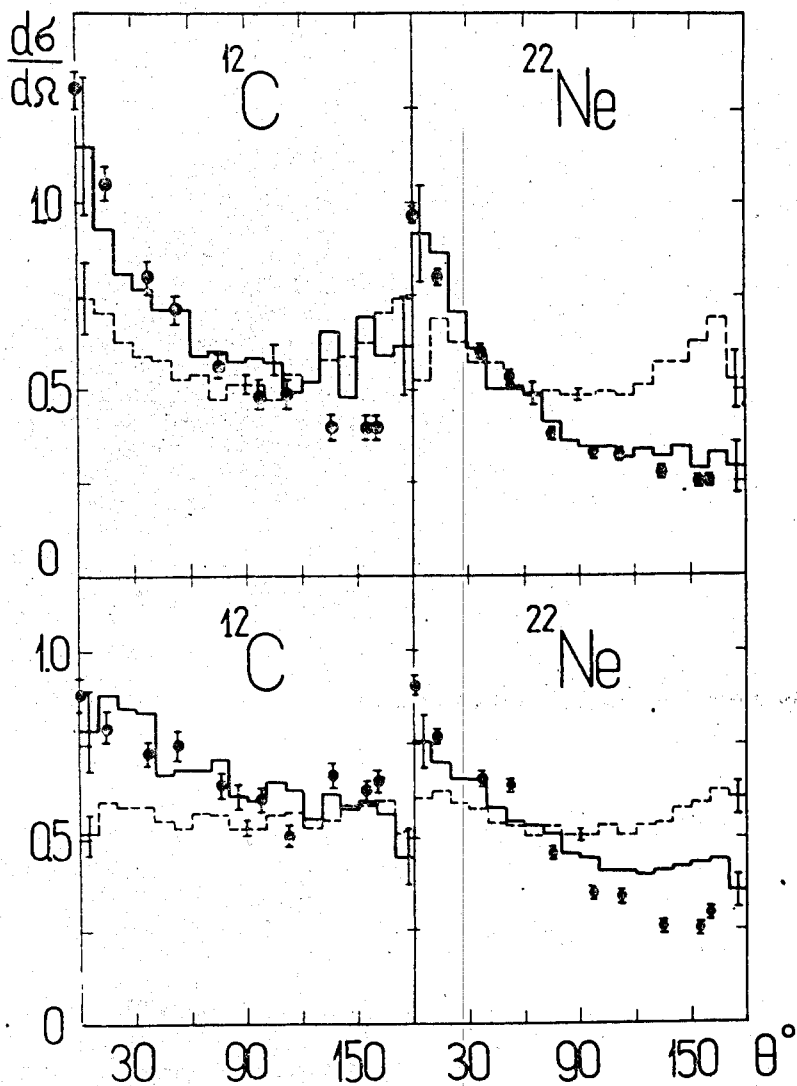


Рис. 3. Угловые распределения нейтронов, образующихся при облучении германиевой мишени (верхняя половина рисунка) и мишени из празеодима (нижняя половина рисунка) ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 81 и 175 Мэв соответственно. Все обозначения, как на рис. 1. Расчёт выполнен при  $E_C = 64,2$  Мэв,  $E_{N_0} = 129,0$  Мэв для Ge и  $E_C = 69,7$  Мэв,  $E_{N_0} = 141,8$  Мэв для Pr.