

Ф-20

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



12/01-74

P4 - 7808

2324/2-74

Фам Зуи Хиен

РАЗОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР

И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  $\gamma$ -КВАНТОВ

В РЕАКЦИЯХ С БОЛЬШИМИ ВНОСИМЫМИ МОМЕНТАМИ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P4 - 7808

Фам Зуи Хиен

РАЗОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР  
И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  $\gamma$ -КВАНТОВ  
В РЕАКЦИЯХ С БОЛЬШИМИ ВНОСИМЫМИ МОМЕНТАМИ

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Реакции с  $\alpha$ -частицами и тяжелыми ионами широко используются в последние годы для получения ориентированных ядер и изучения углового распределения их  $\gamma$ -квантов. Такой метод упорядочения ядер оказывается весьма эффективным для идентификации квантовых характеристик ядерных состояний и их  $\gamma$ -переходов /см., например, /1,2//. Метод ориентированных ядер успешно применяется также для решения проблемы определения спина спонтанно делящихся изомеров путем измерения углового распределения их осколков деления /3,4/. Четкая анизотропия углового распределения, наблюдаемая в опытах как по  $\gamma$ -квантам, так и по осколкам деления показывает, что спин ядра в состояниях, образующихся после процесса испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов, остается сильно ориентированным в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Тем не менее извлечение информации о квантовых характеристиках этих состояний из экспериментальных данных часто затруднительно из-за большой неопределенности в оценке степени ориентации спина ядра. Для устранения этой трудности необходимо выяснить закономерности разориентации спина ядра по мере испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов после образования компаунд-ядра. Этому вопросу посвящается настоящая работа. Естественно, что результаты расчетов ориентации спина тех или иных состояний остаточного ядра должны быть чувствительны к модели, используемой для описания процесса заселения этих состояний в ядерной реакции. Поэтому в тех случаях, когда информацию об ориентации спина ядра можно получить экспериментально

/например, когда известны спины и мультипольность, соответствующие рассматриваемому  $\gamma$ -переходу/, изучение углового распределения  $\gamma$ -квантов ориентированных ядер может дать сведения о механизме протекания ядерной реакции.

Чтобы обойти громоздкие численные расчеты, в этой работе ориентация спина ядра в области квазинепрерывного спектра аппроксимируется некоторой функцией распределения проекции спина на ось квантования /направление пучка/. Обычно используют аппроксимацию в виде гауссовского распределения:

$$f(M) = \frac{\exp -(M^2 / 2\sigma_J^2)}{\sum_M \exp -(M^2 / 2\sigma_J^2)}, \quad /1/$$

где  $J$  - спин рассматриваемого состояния,  $M$  - проекция спина на направление пучка,  $\sigma_J$  - некоторый параметр, характеризующий размытие распределения по  $M$ . Физическое обоснование аппроксимации /1/ для состояний, образующихся после испарения нейтронов, дано в работах /5,6/.

## §2. РАЗОРИЕНТАЦИЯ СПИНА ЯДРА ПРИ ИСПАРЕНИИ НЕЙТРОНОВ

Предположим, что спин компаунд-ядра полностью ориентирован в плоскости, перпендикулярной пучку /случай реакции с бесспиновыми частицами на четно-четной мишени/, т.е.

$$f_{J_C}(M_{J_C}) = \delta_{0, M_{J_C}}, \quad /2/$$

или согласно /1/:

$$\sigma_{J_C} = 0.$$

Испарение нейтронов из компаунд-ядра вызывает уширение распределения проекции спина. Вычислим параметр размытия  $\sigma_J^{(n)}$  для состояния, образующегося после

испарения нейтронов. Рассматривая испарение нейтронов как процесс случайного блуждания по проекции спина, можно получить для  $\sigma_J^{(n)}$  выражение /4,5/:

$$\sigma_J^{(n)} = \sqrt{\nu \langle M_J^2 \rangle}, \quad /3/$$

где  $\nu$  - число испаряющихся нейтронов,  $\langle M_J^2 \rangle$  - среднее квадратичное отклонение проекции спина ядра после испарения каждого нейтрона, т.е. спина компаунд-ядра,

$$\langle M_J^2 \rangle = \frac{\sum M_{J_n}^2 f_n(M_{J_n})}{\sum f_n(M_{J_n})}, \quad /4/$$

где  $f_n(M_{J_n})$  - вероятность образования ядра в подсостоянии  $M_{J_n}$  после испарения нейтрона из компаунд-ядра.

Можно показать, используя статистическую теорию ядерных реакций, что:

$$f_n(M_{J_n}) = A \sum_{J_C} \frac{P_C(J_C)}{\Omega(E_C J_C)} \sum_{\ell=M_{J_n}}^{\ell_{\max}} T_{\ell}(\epsilon_n) C^2(J_{\ell} J_C, M_{J_n} - M_{J_n}), \quad /5/$$

где  $A$  - некоторый нормировочный коэффициент,  $P_C(J_C)$  - распределение спина компаунд-ядра,  $J_C, \Omega(E_C J_C)$  - плотность состояний ядра,  $T_{\ell}(\epsilon_n)$  - коэффициент проницаемости нейтрона с энергией  $\epsilon_n$  и орбитальным моментом  $\ell$ . /В формуле /5/ пренебрегается спином нейтрона/. Фактически коэффициент  $T_{\ell}(\epsilon_n)$  исчезает при  $\ell > \ell_{\max}$ , причем в рассматриваемых нами случаях можно считать, что  $\ell_{\max} \ll J_C, J$ . Тогда при суммировании по  $J_C$  в формуле /5/ можно пренебречь изменением величины  $P(J_C) / \Omega(E_C J_C)$  в узком интервале  $J - \ell_{\max} \leq J_C \leq J + \ell_{\max}$  и легко показать, что:

$$f_n(M_{J_n}) = A' \sum_{\ell=M_{J_n}}^{\ell_{\max}} T_{\ell}(\epsilon_n). \quad /6/$$

Предполагая пока, что все испаряющиеся нейтроны имеют одинаковую энергию, из /3/, /4/ и /6/ мы получим:

$$(\sigma_J^{(n)}) = \nu \frac{\sum_{M_J} M_J^2 \sum_{\ell=M_J}^{\ell_{\max}} T_{\ell}(\epsilon_n)}{\sum_{M_J} \sum_{\ell=M_J}^{\ell_{\max}} T_{\ell}(\epsilon_n)} \quad /7/$$

Таким образом, ориентация спина ядра, образующегося после испарения нейтронов, описывается гауссовым распределением /1/ с параметром размытия  $\sigma_J^{(n)}$ , определяемым формулой /7/. Прямые численные расчеты ориентации спина ядра по формуле /5/ подтвердили этот вывод.

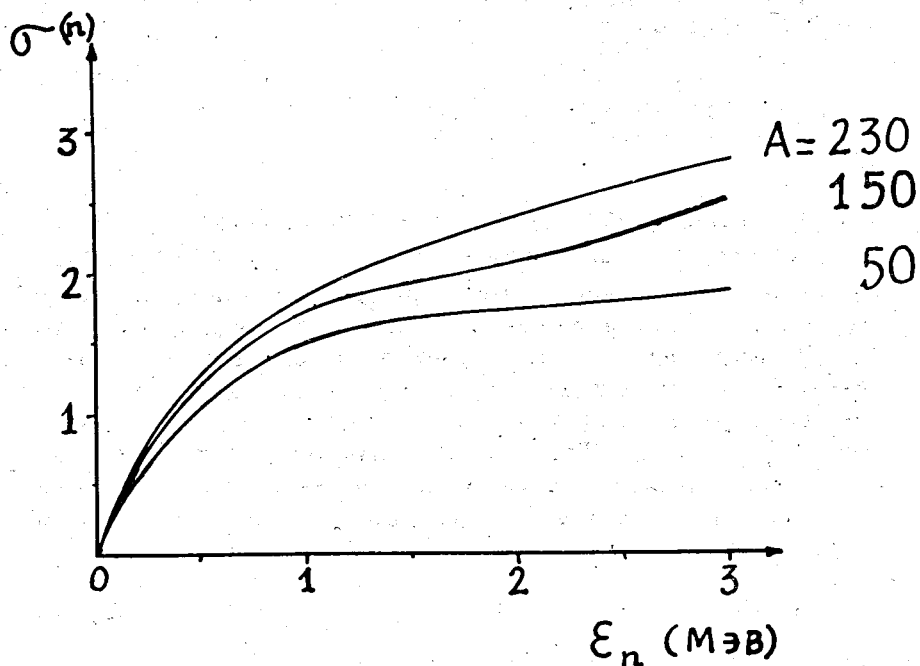


Рис. 1. Зависимость параметра размытия  $\sigma_J^{(n)}$  от энергии испаряющихся нейтронов для различных ядер.

Расчеты по формуле /7/ показали, что для состояний с большими спинами,  $J \geq \ell_{\max}$ , параметр  $\sigma_J^{(n)}$  фактически не зависит от  $J$ . На рис. 1 представлена зависимость параметра  $\sigma_J^{(n)}$  от энергии нейтронов при  $\nu = 2$ . Данные для коэффициента  $T(\epsilon_n)$  взяты из работы /7/. Из рис. 1 видна общая тенденция роста параметра размытия  $\sigma_J^{(n)}$  при увеличении массы ядра и энергии нейтронов.

### §3. РАЗОРИЕНТАЦИЯ СПИНА ЯДРА ПРИ ИСПУСКНИИ $\gamma$ -КВАНТОВ

Распад остаточного ядра может быть формально разделен на два этапа: испускание статистических  $\gamma$ -квантов в области квазинепрерывного спектра и  $\gamma$ -переходы в области дискретного спектра. Рассмотрим, как меняется ориентация спина ядра при статистических  $\gamma$ -переходах, предполагая, что все  $\gamma$ -переходы являются дипольными и имеют одинаковую энергию.

Ориентацию ядра в состоянии со спином  $J'$ , образующемся после статистических  $\gamma$ -переходов, можно представить в виде:

$$f_{\gamma}(M_{J'}) = G \sum_{JM_J} P_n(J) Q(JJ') f_n(M_J) C^2(J'1J, M_{J'}, M_J - M_{J'}) \quad /8/$$

где  $G$  - некоторый несущественный нормировочный коэффициент,  $P_n(J)$  и  $f_n(M_J)$  - распределения ядра по спину и проекции спина после испарения нейтронов,  $Q(JJ')$  - приведенный матричный элемент  $\gamma$ -перехода. Вычисление формулы /8/ в приближении высоких спинов ( $J, J' \gg 1$ ) дает:

$$f_{\gamma}(M_{J'}) = G' \sum_{M_J = M_{J'} \pm 1} \exp - \frac{M_J^2}{2(\sigma_J^{(n)})^2} \quad /9/$$

где параметр  $\sigma_J^{(n)}$  выражается формулой /7/ /напомним, что величина  $\sigma_J^{(n)}$ , определяемая формулой /7/, фактически не зависит от  $J$ /. Функцию  $f_{\gamma}(M_{J'})$  в формуле /9/ с хорошей точностью можно опять аппроксимировать гауссовым распределением

$$f(M) \approx \exp - \frac{M_J^2}{2(\sigma(\gamma))^2} \quad /10/$$

Если положить  $\sigma(\gamma) = \sigma^{(n)} + \Delta\sigma$ ,  $(\Delta\sigma < \sigma^{(n)})$ , то уширение контура гауссового распределения, вызванное статистическими  $\gamma$ -переходами в области квазинепрерывного спектра, нетрудно вычислить, разложив /10/ в ряд и сравнив с /9/. Таким путем мы получим:

$$\Delta\sigma = [\sigma^{(n)} (\exp - \frac{1}{2(\sigma^{(n)})^2} + 2)]^{-1} \quad /11/$$

Рассмотрим теперь процесс разориентации ядра при  $\gamma$ -переходах в области дискретного спектра. Здесь более удобно использовать представление статистического тензора /6/, согласно которому изменение ориентации ядра при  $\gamma$ -переходе из состояния  $J_1$  в состояние  $J_2$  определяется формулой

$$\rho_k^{J_2} = (-1)^{J_1 - J_2 - L} [(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)]^{1/2} W(J_1 J_1 J_2 J_2, kL) \rho_k^{J_1}, \quad /12/$$

где  $L$  - мультипольность  $\gamma$ -перехода,  $W$  - коэффициент Рака,  $k$  - порядок полинома Лежандра в выражении для углового распределения  $\gamma$ -квантов /14/,  $\rho_k^J$  - статистический тензор, связанный с функцией распределения по проекции спина  $f(M_J)$  следующей формулой:

$$\rho_k^J = (2J + 1)^{1/2} \sum_{M_J} (-1)^{J - M_J} C(JJk, M_J - M_J) f(M_J). \quad /13/$$

Статистический тензор связан с коэффициентами  $A_2$  и  $A_4$  в формуле для углового распределения  $\gamma$ -квантов

$$W(\theta) \approx 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) \quad /14/$$

следующим образом /6/:

$$A_k(J_1 L J_2) \approx (-1)^{J_1 - J_2 - L} (2L + 1)(2J + 1)^{1/2} C(LLk, 1-1) W \quad /15/$$

$$(J_1 J_1 LL, k J_2) \rho_k^{J_1}.$$

Распад ядра из состояния  $J_1$  в состояние  $J_2$  может происходить также через промежуточное состояние  $J_m \times \times (J_1 \xrightarrow{L_1} J_m \xrightarrow{L_2} J_2)$ . В этом случае вместо /12/ мы имеем:

$$\rho_k^{J_2} = (-1)^{J_1 - J_2 - L_1 - L_2} [(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)]^{1/2} (2J_m + 1) \times \\ \times W(J_1 J_1 J_m J_m, k L_1) W(J_m J_m J_2 J_2, k L_2). \quad /16/$$

Нетрудно показать; используя свойства коэффициентов Рака, что в случае, когда  $\gamma$ -переходы удовлетворяют соотношениям

$$J_1 = J_2 + L = J_2 + L_1 + L_2, \quad /17/$$

два канала распада /12/ и /16/ дают одинаковый результат для  $\rho_k^{J_2}$ . Это означает, что, в частности, один квадрупольный переход  $J_1 \xrightarrow{2} J_1 - 2$  ослабляет ориентацию ядра в такой же степени, как каскад двух дипольных переходов  $J_1 \xrightarrow{1} J_1 - 1 \xrightarrow{1} J_1 - 2$ . Этот результат нетрудно обобщить для случая более сложной схемы распада между состояниями  $J_1, J_2$ : если все  $\gamma$ -переходы в этой области удовлетворяют условию /17/, то независимо от деталей схемы распада ориентацию ядра в состоянии  $J_2$  всегда можно рассчитать по простой формуле /12/ или по любой формуле, аналогичной /16/.

Используя этот результат и формулу /15/, можно доказать также, что  $\gamma$ -переходы с одинаковой мультипольностью в каскаде

$$J \xrightarrow{L_1} J - L_1 \xrightarrow{L_2} J - L_1 - L_2 \xrightarrow{L_3} J - L_1 - L_2 - L_3 \rightarrow \dots \quad /17'/$$

соответствуют одинаковому угловому распределению. Отметим, что такое свойство для частного случая E2-переходов было доказано в работе /8/.

#### §4. МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ОРИЕНТАЦИИ ЯДРА И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\gamma$ -КВАНТОВ

Формулы /1/, /7/, /10/, /11/, /12/ дают представление о степени разориентации ядра при испускании нейтронов и  $\gamma$ -квантов в ядерной реакции. Рассмотрим теперь вопрос, как использовать эти формулы в конкретных расчетах.

Испарение нейтронов и  $\gamma$ -квантов в области непрерывного спектра можно описать с помощью статистической модели, т.е. при расчете параметра размытия гауссового распределения по формуле /1/ за энергию нейтронов  $\epsilon_n$  можно взять некоторое среднее значение  $\bar{\epsilon}_n$ , причем

$$\bar{\epsilon}_n = 2T, \quad /18/$$

где  $T$  - температура ядра. Ядро, образующееся после испарения нейтронов, имеет также определенную энергию, равную среднему значению энергии возбуждения  $\bar{E}$ . После первого статистического  $\gamma$ -перехода энергия ядра становится равной  $\bar{E} - \bar{\epsilon}_\gamma$ , где  $\bar{\epsilon}_\gamma$  - средняя энергия  $\gamma$ -перехода, которая согласно работе /9/ равна:

$$\bar{\epsilon}_\gamma = 2\sqrt{\frac{\bar{E}}{a}}, \quad /19/$$

где  $a$  - параметр плотности уровней ядра. Уширение контура гауссового распределения по проекции спина, вызванное каждым статистическим  $\gamma$ -переходом, рассчитано по формуле /11/. Число статистических  $\gamma$ -переходов можно рассчитать, если задана нижняя граница области квазинепрерывного спектра. Как правило, эта граница может быть выбрана равной  $\Delta$ , где  $\Delta$  - сдвиг энергии, связанный со спариванием в ядре и определенный в работе /10/. В области дискретного спектра предполагается, что все  $\gamma$ -переходы имеют свойство, выраженное соотношением /17/. Этому соотношению удовлетворяют квадрупольные переходы между ротационными состояниями четно-четного ядра или  $\gamma$ -переходы ядра с большим моментом через "иррациональные уровни". В расчетах принимаем во внимание, что каждое состояние со спином  $I$  дискрет-

ного спектра заселяется по двум каналам: либо непосредственно после испускания статистических  $\gamma$ -квантов, либо из каскада  $\gamma$ -переходов через лежащие выше состояния. Первый канал соответствует ориентации ядра, описываемой гауссовым распределением /10/, и имеет вес, равный вероятности образования состояния со спином  $I$  после испускания статистических  $\gamma$ -квантов. Эта вероятность может быть определена из эксперимента /см., например, /11/. В случае отсутствия экспериментальных данных эту вероятность можно рассчитать с помощью оптической и статистической моделей /см., например /1,5/. Таким образом, коэффициенты  $A_k$  в формуле для углового распределения /14/ можно вычислить следующим образом:

$$A_k = a_1 A_k^{(1)} + a_2 A_k^{(2)}, \quad /20/$$

где  $a_1, a_2$  - веса первого и второго каналов, величина  $A_k^{(1)}$  рассчитана по формулам /15/, /13/, /10/, а величина  $A_k^{(2)}$  - по формулам /15/, /12/, /16/. При расчете  $A_k^{(2)}$  очень удобно использовать правила, выведенные в конце предыдущей части.

В качестве иллюстрации применения предложенной модели приведем анализ экспериментальных результатов Ледерера и др. /1/ по угловому распределению  $\gamma$ -квантов четно-четных изотопов  $Mo$  и  $Ru$ , образующихся в реакциях  $(\alpha, 2n)$ . Характер  $\gamma$ -переходов, наблюдаемых в этих изотопах, хорошо удовлетворяет соотношению /17/. В таблице приведены коэффициенты  $A_2$  для наиболее интенсивных  $E_2$ -переходов. В этой же таблице представлены параметры размытия после испарения нейтронов ( $\sigma^{(n)}$ ) и статистических  $\gamma$ -квантов ( $\sigma^{(\gamma)}$ ), рассчитанные по формулам /7/ и /10/. При расчетах коэффициентов  $A_2$  были использованы экспериментальные данные для вероятности непосредственного заселения соответствующего состояния после испускания нейтронов и статистических  $\gamma$ -квантов. Из таблицы видно хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими результатами для коэффициента  $A_2$ , за исключением случая изотопа  $^{98}Mo$ . Возможным

Таблица

Экспериментальные и расчетные данные для углового распределения  $\gamma$ -квантов изотопов Mo и Ru в реакциях ( $\alpha, 2n$ ). Величины  $A_2^{\text{экс}}$  взяты из экспериментальной работы Ледерера и др. /1/

Изотопы	П е р е х о д ы					$(n)$	$\sigma$	$(\gamma)$				
	$2 \rightarrow 0$	$4 \rightarrow 2$	$6 \rightarrow 4$	$8 \rightarrow 6$	$\sigma$							
	$\frac{\text{экс}}{A_2}$	$\frac{\text{расч}}{A_2}$	$\frac{\text{экс}}{A_2}$	$\frac{\text{расч}}{A_2}$	$\frac{\text{экс}}{A_2}$	$\frac{\text{расч}}{A_2}$	$\frac{\text{экс}}{A_2}$	$\frac{\text{расч}}{A_2}$				
$^{96}\text{Mo}$	0,32	0,32	0,37	0,32	0,36	0,33	0,34	0,34	1,9	2,4	1,9	2,4
$^{98}\text{Mo}$	0,16	0,32	0,18	0,32	0,20	0,33	0,21	0,34	1,9	2,4	1,9	2,4
$^{96}\text{Ru}$	0,33	0,32	0,36	0,32	0,37	0,33	0,34	0,34	1,9	2,4	1,9	2,4
$^{100}\text{Ru}$	0,32	0,31	0,29	0,31	0,29	0,32	0,35	0,33	1,9	2,5	1,9	2,5
$^{102}\text{Ru}$	0,29	0,30	0,28	0,30	0,36	0,31			1,9	2,6	1,9	2,6

объяснением слабой ориентации ядра  $^{98}\text{Mo}$  является нарушение правила /17/ для  $\gamma$ -переходов в области, расположенной выше уровня  $8^+$ . Однако не исключено, что такая слабая ориентация связана с существованием у изотопа  $^{98}\text{Mo}$  некоторого изомерного состояния с достаточно большим временем жизни. Такая ситуация действительно наблюдалась у изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  и  $^{94}\text{Ru}$  в этой же работе Ледерера и др. /1/.

## §5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поскольку испарение нейтронов обычно дает главный вклад в процесс разориентации ядра в ядерной реакции /см. таблицу/, вопрос о том, как зависит степень ориентации остаточного ядра /или анизотропия углового распределения  $\gamma$ -квантов/ от энергии падающих частиц и массы ядра, можно выяснить с помощью рис. 1. Зависимость анизотропии углового распределения  $\gamma$ -квантов от энергии падающих частиц фактически проявляется в зависимости параметра размытия  $\sigma^{(n)}$  от средней энергии испаряющихся нейтронов и, как видно из рис. 1, оказывается сравнительно слабой, кроме области около порога реакции, где  $\epsilon_n \rightarrow 0$ . Что касается зависимости степени ориентации и анизотропии углового распределения от характеристик /например, от спина/ рассматриваемых состояний, то это в большой степени определяется способом заселения этих состояний на последнем этапе реакции. Если уровни остаточного ядра заселяются главным образом из каскада  $\gamma$ -переходов через высоколежащие уровни, то распределение по проекции спина отличается от гауссового, причем ширина этого распределения уменьшается с уменьшением спина рассматриваемого состояния /8/. Наоборот, если же эти состояния заселяются главным образом непосредственно после испарения нейтронов или статистических  $\gamma$ -квантов /случай реакции с легкими частицами/, то, как следует из /1/, /7/, /10/, распределение по проекции спина будет близко к гауссовому с параметром размытия, слабо зависящим от спина рассматриваемого состояния.



Автор выражает благодарность академику Г.Н.Флерову за интерес к работе и Ю.П.Гангрскому за обсуждение результатов.

#### Литература

1. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, K.Kotajima, E.Matthias. *Nucl. Phys.*, A95, 357 (1967).
2. C.M.Lederer, J.M.Jacklevic, J.M.Hollander. *Nucl.Phys.*, A169, 449 (1971).
3. Ю.П.Гангрский, Нгуен Конг Кхань, Д.Д.Пулатов, Фам Зуи Хиен. Сообщение ОИЯИ, Р7-6466, Дубна, 1972.
4. H.J.Specht, E.Konecny, J.Weber, C.Kozuharov. *Physics and Chemistry of Fission. IAEA-SM-174* (1973).
5. J.O.Rasmussen, T.T.Sugihara. *Phys.Rev.*, 151, 992 (1966).
6. T.Yamazaki. *Nucl. Data Sect.*, A 3/1, 1 (1967).
8. J.E.Drapper, R.M.Lieder. *Nucl.Phys.*, A141, 211 (1970).
9. N.D.Dudey, T.T.Sugihara. *Phys.Rev.*, B139, 896 (1965).
10. A.Gilbert, A.Cameron. *Can. J.Phys.*, 43, 1460 (1965).
11. R.M.Diamond, E.Matthias, J.O.Newton, F.S.Stephens. *Phys.Rev.Lett.*, 16, 1205 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 марта 1974 года.