

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C 343 r 1

B- 662

2608/2-78

19/vi - 78

P3 - 11381

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво,
Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски

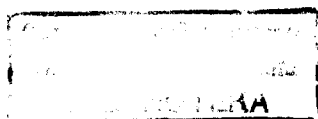
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{123}\text{Te}(n, \gamma a)$ ^{120}Sn
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

1978

P3 - 11381

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво,
Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{123}\text{Te}(n, \gamma \alpha)$ ^{120}Sn
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ



Во Ким Тхань и др.

P3 - 11381

Исследование реакции $^{123}\text{Te}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ на резонансных нейтронах

Приводятся результаты исследования реакции $^{123}\text{Te}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ на резонансных нейтронах, предпринятого с целью получения информации о первичных мягких γ -переходах. Измерена ширина $\Gamma_{\gamma a}$ в резонансе 2,33 эВ и получена верхняя оценка ширины $\Gamma_{\gamma a}$ в резонансе 24,1 эВ. Значение радиационной силовой функции мягких γ -переходов S_{γ}^{cc} , рассчитанное на основе этих данных, оказалось несколько меньше среднего значения S_{γ}^{cc} для других ядер. Полученный результат обсуждается в связи с гипотезой о возможной корреляции S_{γ}^{cc} с величиной нейтронной силовой функции S_0 .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Vo Kim Tkhan et al.

P3 - 11381

The Study of $^{123}\text{Te}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ Reaction on Resonance Neutrons

The results of the study of $^{120}\text{Te}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ reaction on resonance neutrons are given. The study was undertaken in order to derive information on primary soft γ -transitions. The $\Gamma_{\gamma a}$ width was measured in the 2.33 eV resonance and the upper estimate for $\Gamma_{\gamma a}$ width in the 24.1 eV resonance was obtained. The value of radiative strength function for soft γ -transitions S_{γ}^{cc} , calculated on its basis, turned out to be a little less than the S_{γ}^{cc} mean value for other nuclei. The result obtained is discussed in connection with the hypothesis concerning possible correlation of S_{γ}^{cc} to neutron strength function value S_0 .

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакции $(n,\gamma a)$ с целью получения информации о первичных мягких γ -переходах проводятся в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ уже в течение нескольких лет^{/1-4/}. Хотя такой подход позволяет изучать лишь усредненные по многим состояниям свойства γ -переходов, эти данные пока не могут быть получены другими методами. В то же время они представляют интерес как для понимания общих закономерностей γ -распада, так и для изучения структуры высоковозбужденных состояний, к описанию которых, в частности, подходит полумикроскопическая теория ядра^{/5/}. Результаты изучения реакции $(n,\gamma a)$ важны и для поисков закономерностей в механизме широкого класса двухступенчатых реакций типа $(n,\gamma n')$, $(n,\gamma p)$, $(n,\gamma f)$ и др. С точки зрения реакторостроения существенной оказалась оценка вклада реакции $(n,\gamma f)$ при расчете ве-

личины $\alpha = \frac{\langle \sigma_{\gamma} \rangle}{\langle \sigma_f \rangle}$ в области энергии нейтронов выше нескольких кэВ^{/6/}.

Радиационный этап реакции $(n,\gamma a)$ удобно описывать в терминах радиационной силовой функции для гамма-переходов между компаунд-состояниями ядер S_{γ}^{cc} ^{/2/}. К настоящему времени получены значения силовой функции для ^{143}Nd и ^{149}Sm ^{/1,3/}, а также верхние оценки S_{γ}^{cc} для ^{95}Mo и ^{99}Ru ^{/4/}. Кроме того, удалось рассчитать значения S_{γ}^{cc} из данных по $(n,\gamma f)$ реакции для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu ^{/7/}. Все полученные

значения S_{γ}^{cc} оказались близки к силовой функции жестких гамма-переходов мультипольности $M1$ и в пределах ошибок - независимыми от атомного веса ядра. Имеются экспериментальные указания на преобладание в мягких γ -переходах мультипольности $M1$ как в случае реакции $^{148}\text{Nd}(n, \gamma a)^{140}\text{Ce}$ /1/, так и в реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma f)$ /8/. Кроме того, сопоставление данных по реакции $^{239}\text{Pu}(n, \gamma f)$ /9/ с результатами расчетов работы /10/ также говорит в пользу преобладания мультипольности $M1$. Отмеченные особенности γ -переходов между компаунд-состояниями ждут своего теоретического объяснения. В связи с этим интересно получение значений S_{γ}^{cc} для более широкого круга ядер, в частности, в районе минимума нейтронной силовой функции S_0 при $A=120-130$ /11/. Наиболее удобным в этой области A оказалось ядро ^{123}Te .

ЭКСПЕРИМЕНТ

Малость ширины реакции $(n, \gamma a)$ потребовала некоторой модернизации ионизационной камеры, использовавшейся в качестве α -спектрометра в предыдущих работах /1/. В нашем эксперименте мишени была придана форма усеченного конуса с малым углом при вершине, а сетке и собирающему электроду - цилиндрическая форма /рис. 1/. Такая геометрия при пятикратном увеличении площади мишени позволила сохранить малую емкость камеры, а следовательно, и приемлемое разрешение по энергии α -частиц. Калибровка по энергии таких частиц осуществлялась с помощью уранового α -источника, установленного на поверхности мишени. Сечение нейтронного пучка имело форму кольца, засвечивавшего поверхность мишени и относительно малую долю рабочего объема камеры /см. рис. 1/.

Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме при средней мощности 6 кВт. Разрешение по времени пролета составляло 48 нс/м. Данные, относящиеся к условиям измерений, приведены в табл. 1.

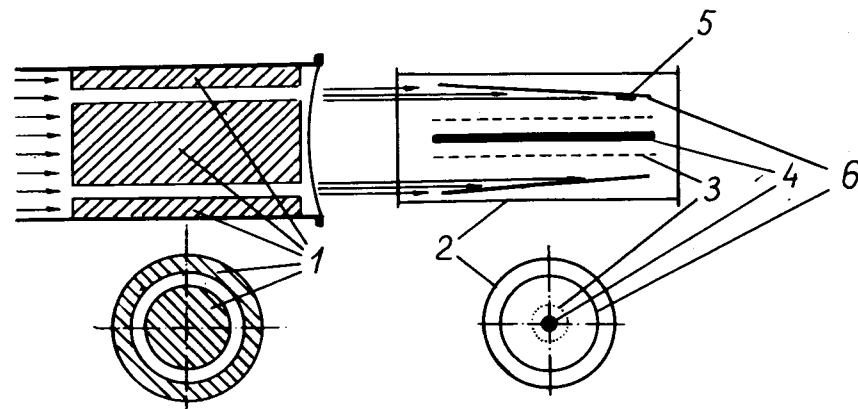


Рис. 1. Схема эксперимента на пучке нейтронов. 1 - кольцевой коллиматор, 2 - корпус ионизационной камеры, 3 - сетка ионизационной камеры, 4 - собирающий электрод, 5 - калибровочный α -источник, 6 - образец с исследуемым веществом.

Таблица 1

Ядро-мишень	Вид соединений	Обогащение, %	Толщина мишени, мг/см ²	Площадь мишени, см ²	Время измерения, ч
^{123}Te	$\text{TeO}_2 + \text{Te}$	67,3	0,53	3300	200

Регистрация сигналов с детектора производилась многомерным анализатором с магнитной лентой /12/ в режиме записи амплитуда импульса - время пролета. При воспроизведении с магнитных лент отбирался временной спектр в широком амплитудном окне. По этому спектру уточнялось положение временных окон для отбора амплитудных спектров в резонансах и фоновых амплитудных спектров.

Наиболее удобным для исследования реакции $(n, \gamma a)$ оказался резонанс с $E_0 = 2,33$ эВ и $J^{\pi} = 1^+$, у которого α -переход в основное состояние запрещен, а большое /1,2 МэВ/ расстояние между основным и первым воз-

бужденным состояниями дочернего ядра позволяет наблюдать значительную часть спектра реакции $(n, \gamma a)$ без помех от прямых a -переходов. Кроме того, сравнительно большая нейтронная ширина и низкое положение резонанса по энергии позволяют иметь большую статистическую точность по сравнению с другими резонансами. На рис. 2 приведен участок временного спектра с резонансом ^{123}Te $E_0 = 2,33$ эВ. Амплитудный спектр в

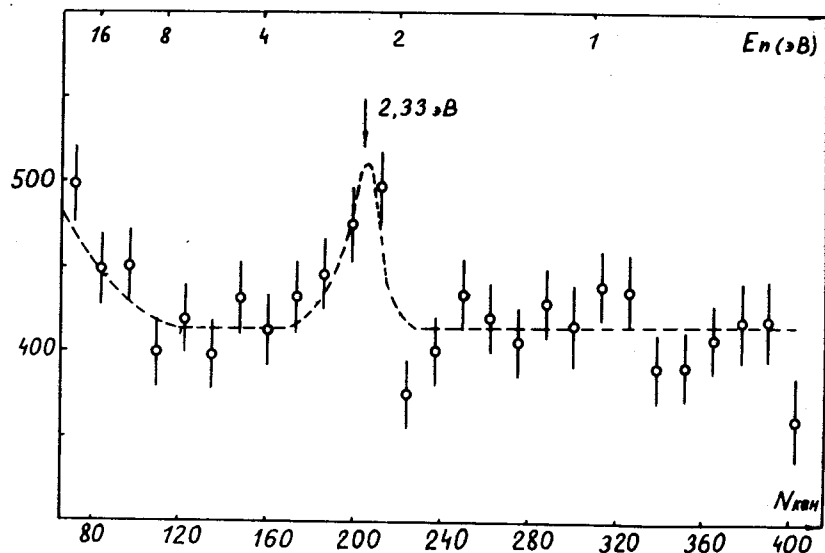


Рис. 2. Участок временного спектра реакции $^{123}\text{Te}(n, \gamma a)^{120}\text{Sn}$. Стрелкой показано расчетное положение резонанса $E_0 = 2,33$ эВ.

этом резонансе, полученный после вычитания фона, показан на рис. 3. Поскольку теоретическое описание формы a -линии для камеры с такой геометрией затруднительно из-за наличия краевых эффектов, для разделения вклада a -перехода в первое возбужденное состояние (a_1) и реакции $(n, \gamma a)$ использовалась экспериментальная форма спектра a -перехода в основном состоянии (a_0), полученная в резонансе 96 эВ. При этом предполагалось, что для a_1 -перехода форма a -линии будет такой же, как и для a_0 -перехода. Так как статистическая точ-

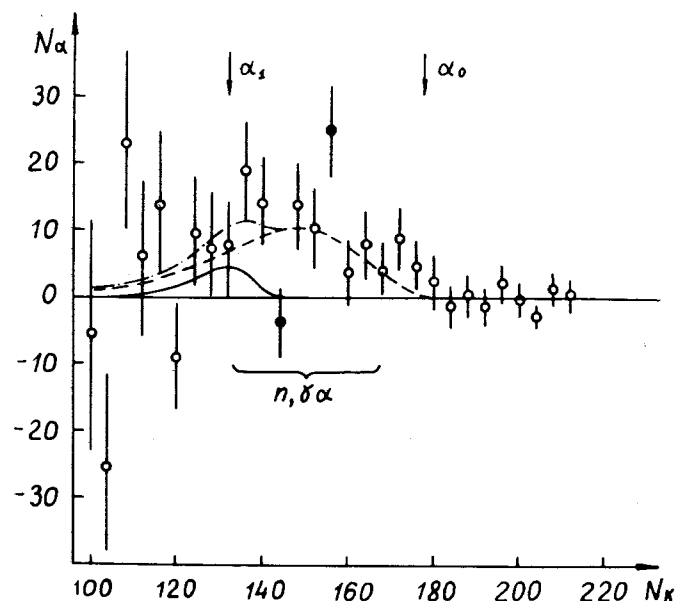


Рис. 3. Амплитудный спектр во временном окне резонанса 2,33 эВ ^{123}Te . Пунктиром показана расчетная форма спектра реакции $(n, \gamma a)$ в предположении $M1$ -переходов. Сплошная линия - парциальный вклад a_1 -перехода.

ность амплитудного спектра в резонансе 2,33 эВ недостаточна для заключений о форме спектра a -частиц реакции $(n, \gamma a)$. Мы ограничились лишь определением ширины реакции $(n, \gamma a) \Gamma_{\gamma a}$.

Разделение вкладов a_1 -перехода и реакции $(n, \gamma a)$ производилось по методу χ^2 . При этом варьировались только соответствующие площади. Форма спектра реакции $(n, \gamma a)$, использовавшаяся при разделении, была получена с учетом экспериментальной формы a -линии и теоретического спектра a -частиц из реакции $(n, \gamma a)$, рассчитанного с использованием оптических проницаемостей кулоновского барьера в предположении преобладания γ -переходов, средняя интенсивность которых пропорциональна E_γ^3 /переходы $E1$ или $M1$ /.

В дальнейшем мы пользовались предположением о мультипольности M1, поскольку, как упоминалось выше, в ее пользу говорят имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные. Кроме того, правильность описания спектра определяется в основном видом зависимости вероятности γ -перехода от E_γ и, если для E1-переходов она будет пропорциональна E_γ^3 /как это следует из приближения Вайскопфа¹³/, то величина $\Gamma_{\gamma\alpha}$ не будет зависеть от предположений о типе /E1 или M1 / γ -переходов.

Исходя из того, что переход α_0 в данном резонансе запрещен, мы сначала проверили гипотезу об отсутствии вклада реакции $(n, \gamma\alpha)$, а затем попытались описать экспериментальный спектр как сумму α_1 -перехода и реакции $(n, \gamma\alpha)$. Общее число отсчетов α -частиц в резонансе 2,33 эВ составило 130 ± 30 .

Таблица 2

Вариант подгонки	N_{α_1}	$N_{\gamma\alpha}$	χ^2 $\nu=12$	Уровень достоверности $\nu=12$	χ^2 $\nu=10$	Уровень достоверности $\nu=10$
1	0	0	45,4	10^{-4}	31,37	$2 \cdot 10^{-3}$
2	50	0	35,9	10^{-3}	21,5	$1,6 \cdot 10^{-2}$
3	100	0	40,52	10^{-4}	25,6	$5 \cdot 10^{-3}$
4	150	0	59,2	10^{-5}	49,8	10^{-4}
5	0	50	28,5	0,006	16,39	0,09
6	0	100	20,8	0,054	8,17	0,62
7	0	150	22,3	0,034	6,7	0,75
8	19	106	19,4	0,079	6,2	0,8

Некоторые из вариантов описания экспериментального спектра приведены в табл. 2. Можно видеть, что гипотеза об отсутствии вклада реакции $(n, \gamma\alpha)$ /варианты 1-4/ имеет существенно меньший уровень достоверности по сравнению с описанием экспериментального спектра как суммы вкладов α_1 -перехода и реакции $(n, \gamma\alpha)$. Последние две колонки таблицы соответствуют описанию спектра с исключением двух точек /черные на рис. 3/, - предположительно выбитых, дающих в некоторых случаях 2/3 величины χ^2 . Как можно видеть, результат от их исключения существенно не меняется.

Результаты обработки и полученные ширины приведены на рис. 3 и в табл. 3.

Радиационная силовая функция рассчитывалась при помощи выражения

$$S_\gamma^{cc} = \frac{2\pi}{D_i} \frac{\Gamma_{\gamma\alpha} \Gamma_\gamma(B_n)}{\Delta E_\gamma \sum_{\ell, j=0}^{j_{\max}} \langle E_\gamma^3 T_{\ell j} \rangle_j} \quad /1/$$

где $\Gamma_{\gamma\alpha}$ и $\Gamma_\gamma(B_n)$ - соответственно ширина реакции $(n, \gamma\alpha)$ и полная гамма-ширина при энергии связи нейтрона; D_i - среднее расстояние между резонансами с одинаковым спином; ΔE_γ - величина интервала разбиения экспериментом спектра; ℓ - момент вылетающей α -частицы; j - номер интервала разбиения спектра.

Силовая функция для резонанса 2,33 эВ, полученная в предположении M1-переходов, приведена в табл. 3.

Таблица 3

Резонанс	Тип реакции	Число α -частиц из реакции	Ширина для данной реакции 10^{-9} эВ	Силовая функция $S_\gamma^{cc} 10^{-9}$
2,334	$n, \gamma\alpha$	106 ± 31	$2,0 \pm 0,8$	12 ± 5
2,334	n, α_1	19 ± 25	0,8	
24,1	$n, \gamma\alpha$	60	40	10

Здесь же представлены верхние оценки ширины $\Gamma_{\alpha 1}$ для резонанса $E_0 = 2,33$ эВ и $\Gamma_{\gamma\alpha}$ - для резонанса $E_0 = 24,1$ эВ.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 4 собраны известные к настоящему времени значения S_γ и их верхние оценки/соответственно темные точки и точки со стрелками/. Светлыми квадратами

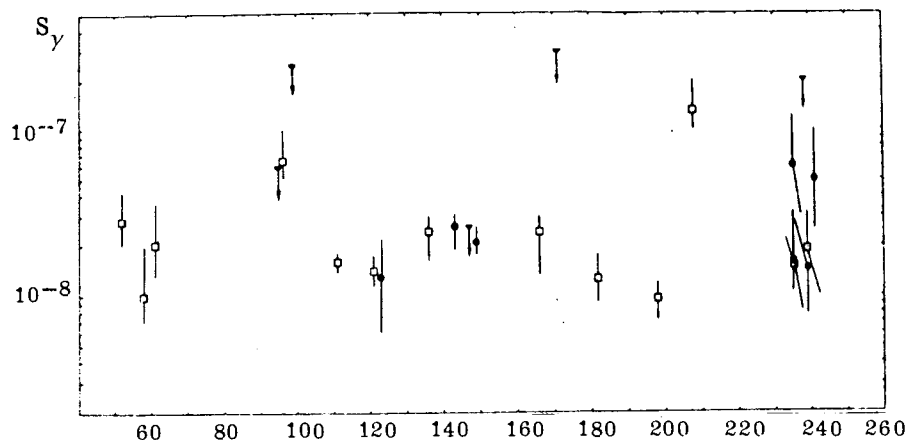


Рис. 4. Радиационные силовые функции для различных ядер: квадратики - силовые функции жестких M1-переходов S_γ^{cs} ; черные кружки - то же для первичных мягких M1-переходов $S_\gamma^{cc}(M1)$; стрелками показаны верхние оценки $S_\gamma^{cc}(M1)$.

обозначены силовые функции для жестких гамма-переходов мультипольности M1 (S_γ^{cs})^{11/}, которые для сравнения нанесены на тот же график. Полученное нами значение S_γ^{cc} для ^{123}Te в пределах ошибок согласуется с общей тенденцией зависимости $S_\gamma^{cc}(A)$, близкой к постоянной.

Большой интерес для выяснения соотношения вкладов различных мультипольностей в мягкие γ -переходы представляло бы выделение спектра реакции ($n, \gamma\alpha$) в резонансе ^{123}Te $E_0 = 24,1$ эВ. В силу того, что резонанс

имеет спин 0^+ , γ -распад промежуточных /после M1-переходов/ состояний, имеющих спин 1^+ , в основное состояние дочернего ядра ^{120}Sn , запрещен, а промежуточные /после E1-переходов/ состояния распадаются, испуская α -частицы с орбитальным моментом $\ell=1$, таким же как и промежуточные состояния в случае E1-переходов в резонансах 1^+ , например, 2,33 эВ/см. рис. 5/. В связи с этим, поскольку доля ширины $\Gamma_{\gamma\alpha}$, определяемая γ -переходами с одной мультипольностью и α -переходами с одинаковым моментом ℓ , в силу усреднения по большому числу промежуточных состояний должна мало меняться от резонанса к резонансу, то разность ширины $\Gamma_{\gamma\alpha}$ в резонансах со спинами 1^+ и 0^+ дает долю ширины, определяемой только M1-переходами. К сожалению, в настоящем измерении статистическая точность в резонансе 24,1 эВ и разрешение по энергии α -частиц пока недостаточны для получения этой информации. Нам удалось получить лишь верхнюю оценку $\Gamma_{\gamma\alpha}$ для этого резонанса /см. табл. 3/.

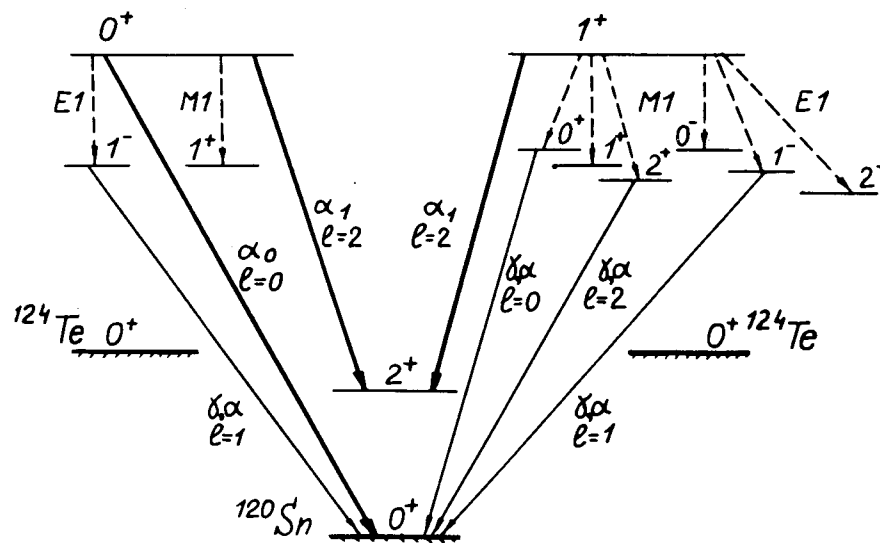


Рис. 5. Схема разрешенных $\gamma\alpha$ -переходов для резонансов ^{123}Te со спинами 0^+ и 1^+ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Т.Зваровой за разработку метода нанесения и изготовление мишеней большой площади из ^{128}Te , а также К.Далецкому и К.Недведюку, участвовавшим в модернизации и наладке ионизационной камеры. Авторы благодарны Госфонду стабильных изотопов за предоставление в их распоряжение изотопа ^{128}Te с высоким обогащением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Furman W. e.a. *Phys.Lett.*, 1973, B44, p.465.
2. Попов Ю.П. In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*, RCN Petten Netherlands, 1975, p.379.
3. Втюрин В.А. и др. В кн.: "Нейтронная физика" / материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г./, ч. 4, с.65, ЦНИИАтоминформ, М., 1976.
4. Антонов А. и др. ОИЯИ, P3-10372, Дубна, 1977.
5. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1977, т.3, вып. 4, с.770.
6. Sukhovitskij E.Sh. e.a. INDC (ССР) 133/11, August, 1977, p.43.
7. Втюрин В.А., Попов Ю.П. ОИЯИ, P3-10775, Дубна, 1977.
8. Длоугы З., Криштяк Й., Пантелеев Ц. Избранные вопросы структуры ядра, т.1. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.113.
9. Ryabov Yu. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, A216, p.325.
10. Lynn J.E. AERE - R 7468, Nov., 1974.
11. Bird J.R. e.a. In: *Proc. of the Conference "Neutron Interactions with Nuclei"*, Lowell, Massachusetts, USA, 1976, v. 1, p.77.
12. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1971, 13, с.913.
13. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, ИЛ., М., 1954.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1978 года.