

М-789

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3/III-69

P6 - 4276



В. Нойберт, К. Александер, Х. Роттер,
С. Хойнацкий, Х. Дростэ

ОБНАРУЖЕНИЕ
ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНОГО ИЗОМЕРА
В ЯДРЕ ^{143}Sm

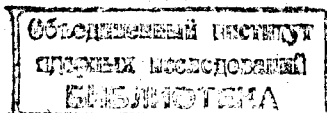
1969

P6 - 4276

7703/2 чр.
В. Нойберт, К. Александер, Х. Роттер,
С. Хойнацкий, Х. Дростэ

ОБНАРУЖЕНИЕ
ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНОГО ИЗОМЕРА
В ЯДРЕ ^{143}Sm

Представлено на XIX Ежегодное
совещание по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра
(Ереван, 1969)



1. Введение

В ряде нечетных ядер обнаружены изомерные состояния, которые характеризуются большой энергией возбуждения и очень большим спином. Их возникновение связано с возбуждением четно-четного остова ядра. Целью настоящей работы является исследование нового изомера, который возникает в ядре ^{148}Sm в результате разрыва пары протонов четно-четного остова.

II. Методика эксперимента

Эксперименты были проведены на выведенном пучке циклотрона тяжелых ионов У-300. Пучок диафрагмируется ($\varphi = 20$ мм) и падает на тормозные фольги. По данным пробега из работ [1,2] определяется энергия пучка, падающего на тонкую мишень, которая находится под углом 45° относительно оси пучка. После прохождения пучка через мишень измеряется заряд ионов в цилиндре Фарадея. Экспериментальная установка схематично показана на рис. 1: γ -кванты регистрируются Ge(Li) -детектором с объемом $4,5 \text{ см}^3$. Информация, полученная из спектрометрического тракта, накапливается в заданных интервалах между импульсами циклотрона по определенному циклу в двух частях памяти анализатора (см. рис. 2). Спектр короткоживущей активности получает-

ся как разность так называемых спектров "эффекта" и "фона". Для измерения периода полураспада спектры регистрируются в 8 частях памяти, имеющих по 256 каналов каждая. Спектр электронов внутренней конверсии γ -переходов регистрируется магнитным тороидальным β -спектрометром на пучке (рис. 3). Из-за сравнительно низкой эффективности спектрометра спектры электронов измеряют в интервалах между импульсами естественного режима циклотрона. В области низких энергий этот временной режим из-за большого фона в данном случае неприменим. Пришлось регистрировать мягкую часть спектра во временном режиме, как показано на рис. 2.

III. Экспериментальные данные и определение атомного номера

При облучении мишени естественного теллура ($5,0 \text{ мгсм}^{-2}$) ионами ^{20}Ne была обнаружена новая активность с периодом полураспада $T_{1/2} = (35 \pm 8)$ мсек (рис. 4). Функция возбуждения, измеренная на естественной мишени, имеет явный максимум при энергии налетающих частиц 135 Мэв. Это значит, что новая активность возникает в реакции с образованием компаунд-ядра. Та же самая активность наблюдалась при облучении ионами ^{22}Ne мишеней, обогащенных изотопами ^{124}Te , ^{126}Te , и ^{128}Te , а также при облучении ионами ^{20}Ne мишени, обогащенной изотопом ^{130}Te . Полученные данные приведены в табл. 1. Во всех случаях наблюдались те же самые γ -линии при помощи германиевого детектора. Измеренные γ -спектры показаны на следующих рисунках: на рис. 5 - гамма-спектр, полученный в диапазоне энергий от 60 кэв до 2,1 Мэв, и на рис. 6 - низкоэнергетическая часть спектра. Высокоэнергетическая часть спектра была измерена с фильтром (5 мм Pb и 1 мм Sa), чтобы снизить нагрузку детектора, и представлена в диапазоне энергии от 1,4 до 2,4 Мэв на рис. 7. Чтобы уменьшить систематические ошибки при определении интенсивностей низкоэнергетических переходов, спектры были измерены на двух разных детекторах при разных расстояниях мишень-детектор. В табл. 1 приведены энергии γ -переходов и их интенсивности.

Таблица 1
Используемые мишени

Изотоп	Толщина мишени мг см^{-2}	Изотопный состав, %						
		^{122}Te	^{123}Te	^{124}Te	^{125}Te	^{126}Te	^{128}Te	^{130}Te
^{124}Te	1,14	0,3	0,4	88,5	4,8	3,0	1,8	1,2
^{126}Te	1,30	0,05	0,05	0,05	0,83	93,47	5,22	0,47
^{128}Te	1,45	0,1	0,1	0,1	0,19	1,96	92,6	5,26
^{130}Te	2,28	-	-	0,1	0,1	0,3	1,5	98,0

Толщина подложки из Al всех мишеней $1,92 \text{ мгсм}^{-2}$.

Таблица 2
Энергии гамма-переходов и относительные интенсивности

E_{γ} , кэв	I_{γ} , %
$51 \pm 0,7$	-
$75 \pm 1,1$	26 ± 7
$180,2 \pm 0,7$	64 ± 3
$208,9 \pm 0,6$	52 ± 3
1574 ± 1	67 ± 5
1703 ± 2	21 ± 3
(1754)	≤ 3
1829 ± 2	12 ± 2

Нормирование: сумма интенсивностей переходов 1574, 1703 и 1829 кэв равняется 100%.

Таблица 3
Коэффициенты внутренней конверсии ^{13/}

	E1	E2	E3	M1	M2	M3	
51 кэВ	α K	1.38 (0)	4.01 (0)	4.7 (0)	1.03 (+1)	1.54 (+2)	5.4 (+2)
	α L	2.3 (-1)	2.2 (+1)	1.25 (+3)	1.47 (0)	5.6 (+1)	2.08 (+3)
	α M	4.9 (-2)	5.1 (0)	3.1 (+2)	3.15 (-1)	1.3 (+1)	5.6 (+2)
	α N	1.23 (-2)	1.31 (0)	8.29 (+1)	8.16 (-2)	3.43 (0)	1.54 (+2)
	α tot	1.67 (0)	3.24 (+1)	1.64 (+3)	1.21 (+1)	1.26 (+2)	2.33 (+3)
75 кэВ	α K	5.06 (-1)	2.49 (0)	8.92 (0)	3.34 (0)	3.69 (+1)	2.08 (+2)
	α L	7.6 (-2)	3.5 (0)	1.25 (+2)	4.75 (-1)	1.08 (+1)	2.35 (+2)
	α M	1.65 (-2)	7.8 (-1)	3.1 (+1)	1.02 (-1)	2.45 (0)	5.9 (+1)
	α N	3.78 (-5)	8.4 (-4)	1.1 (-1)	9.9 (-6)	1.78 (-4)	6.85 (-2)
	α tot	6.02 (-1)	6.96 (0)	1.72 (+2)	3.94 (0)	5.58 (+1)	5.16 (+2)
180 кэВ	α K	4.77 (-2)	2.03 (-1)	7.95 (-1)	2.78 (-1)	1.62 (0)	7.4 (0)
	α L	6.75 (-3)	7.2 (-2)	9.4 (-1)	3.9 (-2)	3.2 (-1)	2.48 (0)
	α M	1.47 (-3)	1.7 (-2)	2.24 (-1)	8.65 (-3)	7.1 (-2)	5.82 (-1)
	α N	3.37 (-4)	3.83 (-2)	5.24 (-2)	2.01 (-3)	1.74 (-2)	1.45 (-1)
	α tot	5.62 (-2)	2.96 (-1)	2.48 (-1)	3.55 (-2)	2.18 (-1)	9.60 (0)
209 кэВ	α K	3.24 (-2)	1.31 (-1)	4.75 (-1)	1.85 (-1)	9.7 (-1)	4.1 (0)
	α L	4.5 (-3)	3.9 (-2)	4.25 (-1)	2.6 (-2)	1.81 (-1)	1.24 (0)
	α M	9.7 (-4)	9.4 (-3)	1.03 (-1)	5.75 (-3)	4.2 (-2)	2.95 (-1)
	α N	2.24 (-4)	2.04 (-3)	2.29 (-2)	1.31 (-3)	8.99 (-3)	6.79 (-2)
	α tot	3.81 (-2)	1.81 (-1)	1.02 (0)	2.18 (-1)	1.20 (0)	5.69 (0)

Определение интенсивности слабой линии с $E_\gamma = 51$ кэВ чрезвычайно трудно, потому что эта линия находится в близости рентгеновского пика и линии с $E_\gamma = 54$ кэВ и $T_{1/2} = 0,5$ сек из реакции $^{73}\text{Ge}(n, n')^{73m}\text{Ge}$ на германиевом детекторе. Во всех случаях (кроме перехода $E_\gamma = 51$ кэВ) удалось показать, что все линии относятся к одному и тому же изомеру, потому что они имеют те же самые функции возбуждения (рис. 8).

Спектр электронов внутренней конверсии был измерен с помощью тороидального β -спектрометра на пучке. Спектр электронов переходов 180 и 209 кэВ, измеренный между импульсами циклотрона, приведен на рис. 9. Этот спектр позволяет определить мультипольность перехода 209 кэВ по отношению $K/(L+M) \approx 0,91$ как E3. Зная мультипольность, или, другими словами, центр тяжести L-линий, можно определить экспериментальное значение разницы энергий связи K- и L-электронов в данном атоме. Экспериментальное значение $\Delta E_{KL} = 39,6 \pm 1$ кэВ хорошо совпадает с ожидаемым значением для Sm: $\Delta E_{KL} = 39, 69$ кэВ. Из этого следует, что найденная активность образуется в реакциях $\text{Te}(\text{Ne}, xn)\text{Sm}$. Измеренное значение ΔE_{KL} также позволяет надежно исключить реакции типа $\text{Te}(\text{Ne}, \alpha xn)$ и $\text{Te}(\text{Ne}, 2pxn)$, что подтверждается тем фактом, что новая активность отсутствует среди продуктов реакции $\text{Te}(^{18}\text{O}, xn)\text{Nd}$ в диапазоне энергии от 80 до 120 МэВ. Теоретическое значение $\Delta E_{KL} = 38,32$ кэВ для соседнего элемента Pm находится за пределами экспериментальных погрешностей. Наличие новой активности в одном из изотопов ^{143}Pm , ^{144}Pm или ^{145}Pm (которые являлись бы возможными продуктами реакции), исключается и на том основании, что среди короткоживущих продуктов реакций $\text{Nd}(p, n)$ и $\text{Nd}(p, 2n)$, изучавшихся Ремаевым и др. /4/, данная активность отсутствовала.

Спектр, представленный на рис. 4, позволяет также с помощью известных интенсивностей γ -переходов определить мультипольность перехода $E_\gamma = 180$ кэВ как E1. Большой фон и сравнительно низкая конверсия переходов $E_\gamma = 51$ кэВ и $E_\gamma = 75$ кэВ потребовали для измерения линий электронов внутренней конверсии использования такого же временного режима, как показанный на рис. 2. Это измерение (рис. 10) позволило однозначно доказать наличие L-линии перехода $E_\gamma = 51 \pm 1$ кэВ. Отношение интенсивностей L-линий переходов $E_\gamma = 51$ кэВ и $E_\gamma = 75$ кэВ

составляет: $I_{\alpha L}(51 \text{ кэВ})/I_{\alpha L}(75 \text{ кэВ}) = 0,48 \pm 0,15$. При обсуждении баланса энергии и интенсивностей будет доказано, что мультипольность обоих переходов $\leq M1$. Это значит, что изомерным переходом является E3-переход с энергией 209 кэВ. Его период полураспада совпадает со значением $T_{1/2}$ для одночастичного перехода по оценке Вайскопфа: $T_{1/2} (\text{з.р., E3}) \approx 5 \cdot 10^{-2}$ сек.

IV. Определение массового числа

Данные по ΔE_{KL} , полученные на основании спектра конверсионных электронов, привели к выводу, что новая активность относится к одному из изотопов Sm. Следующая задача заключалась в определении массового числа изотопа. Для этой цели были измерены функции возбуждения реакции $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, xn)$ и $^{130}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, xn)$. Результаты измерений представлены на рис. 11. Анализ функций возбуждения по положению максимума и интерпретация этих данных по работам /5/ и /6/ привели к результатам, представленным в табл. 4.

Таблица 4

Комбинация мишень-ион	$\frac{\epsilon_x}{x} = \frac{E_{\text{экс}} \sum_{i=1}^x B_{\alpha i}}{x}, \text{ МэВ}$	Идентифицированная реакция
$^{126}\text{Te} + ^{22}\text{Ne}$	$\frac{\epsilon_4}{4} = 11,6 \pm 1,2$	$^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{143}\text{Sm}$ или $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 6n) ^{142}\text{Sm}$
	$\frac{\epsilon_5}{5} = 7,1 \pm 1,0$	
	$\frac{\epsilon_6}{6} = 4,55 \pm 0,9$	
$^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$	$\frac{\epsilon_6}{6} = 8,7 \pm 0,4$	$^{130}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, 7n) ^{143}\text{Sm}$
	$\frac{\epsilon_7}{7} = 5,95 \pm 0,35$	
	$\frac{\epsilon_8}{8} = 4,15 \pm 0,30$	

Здесь x - число испарившихся нейтронов. * $E_{\text{экс}}$ - энергия возбуждения, при которой находится максимум функции возбуждения. Данные по (M-A).

взяты из таблиц работы /7/. B_{n1} - энергия связи i -ого нейтрона -приводится по данным Сигера /8/.

Возможными продуктами реакций являются ^{143}Sm и ^{142}Sm . Оба - известные изотопы с периодами полураспада $T_{1/2} = 8,6$ мин и $T_{1/2} = 72$ мин /9/, соответственно. Если найденный изомер относился бы к изотопу ^{142}Sm , тогда бы мы должны были наблюдать при распаде этого изомера γ -линию $E_{\gamma} = 770$ кэв ($2+ \rightarrow 0+$ осн. сост.), которая соответствует данным систематики ядер с $N=80$ и известна из эксперимента /10/. Отсутствие данной линии, которая должна распадаться с $T_{1/2} = 35$ мсек, позволяет высказать предположение о том, что новый изомер относится не к ^{142}Sm , а к ^{143}Sm . Этот вывод был несколько неожиданным, так как в ядре ^{143}Sm уже известен одночастичный изомер с периодом полураспада $T_{1/2} = 60$ сек и с энергией 755 кэв /11/. Ввиду этого мы тщательно проверили этот результат следующими способами:

1. Измерением функции возбуждения одномоментного изомера ^{143}Sm . Мишень ^{126}Te облучалась при определенной энергии ионов ^{22}Ne 3 минуты; спустя 10 сек после облучения было начато измерение гамма-спектров. После этого изменялась энергия налетающих ионов и измерения проводились снова. Полученный результат показан на рис. 11. Видно, что максимум функции возбуждения в пределах экспериментальных погрешностей хорошо совпадает с максимумом функции возбуждения нового изомера. Чтобы исключить аппаратные эффекты, функция возбуждения одномоментного изомера была измерена непосредственно с миллисекундным изомером, в этом случае положения максимумов обоих изомеров совпали. Однако из рис. 2 видно, что величина сечения образования одномоментного изомера ^{143}Sm после максимума не падает до нуля. Это обусловлено тем, что при более высоких энергиях образуется изомер ^{141m}Nd с $T_{1/2} = 60,3 \pm 1,0$ сек и $E_{\gamma} = 756,8$ кэв /12/ в реакции $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, \alpha 3n) ^{141}\text{Nd}$. В работе /13/ измерены функции возбуждения реакций $(^{12}\text{C}, \alpha 3n)$ на изотопах теллура ^{128}Te и ^{130}Te . Максимумы их функции возбуждения находятся при энергиях $E_{\text{exo}} = 98$ Мэв и $E_{\text{exo}} = 104$ Мэв, соответственно. С учетом этих данных мы можем предполагать, что максимум сечения реакции $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, \alpha 3n)$ должен находиться на ≈ 20 Мэв выше измеренного максимума и должен влиять на

ход измеренной функции возбуждения только в ее верхней части. Другими словами, главный максимум принадлежит в самом деле изомеру ^{143m}Sm .

2. Сравнением функций возбуждения $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 7n) ^{141}\text{Sm}$ и $^{180}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, 7n) ^{143}\text{Sm}$. В спектрах, измеренных описанным выше образом (см. пункт 1), появилась линия $E_\gamma = 342$ кэв, которая возникает после β^+ -распада основного состояния ^{141}Sm /14/. Положение максимума функции возбуждения этой линии совпадает в рамках экспериментальных ошибок с положением максимума функции возбуждения для реакции $^{130}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, 7n) ^{143}\text{Sm}$. Для реакции $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 7n) ^{141}\text{Sm}$ получается значение $\frac{\epsilon_7}{7} = (5,9 \pm 1,0)$ Мэв, которое находится в согласии со значением для реакции $^{130}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, 7n) ^{143}\text{Sm}$.

V. Изомерное отношение для образования одноминутного и миллисекундного изомеров ядра ^{143}Sm

Сечение образования одноминутного изомера σ_{m1} пропорционально интенсивности перехода $E_\gamma = 755$ кэв, а сечение образования миллисекундного изомера σ_{m2} пропорционально интенсивности линии $E_\gamma = 209$ кэв. Интенсивности этих двух переходов были взяты из одного и того же спектра: интенсивность перехода 209 кэв определялась как разница спектров "эффекта" и "фона", интенсивность перехода 755 кэв - либо из спектра "эффекта", либо из спектра "фона". Таким образом можно было исключить ряд систематических ошибок определения изомерного отношения.

Если время измерения γ -спектров намного превышает период полураспада $T_{1/2} = 60$ сек, тогда изомерное отношение получается из уравнения

$$\frac{\sigma(209 \text{ кэв})}{\sigma(755 \text{ кэв})} = \frac{I_\gamma(209 \text{ кэв}) [1 + \alpha_{\text{tot}}(E3)] F}{I_\gamma(755 \text{ кэв}) [1 + \alpha_{\text{tot}}(M4)] T}$$

где α_{tot} - полный коэффициент внутренней конверсии,

$$F = \frac{e^{-\lambda t_a} \cdot \lambda t_m}{(1 - e^{-\lambda t_b}) (1 - e^{-\lambda t_m}) (1 - e^{-\lambda(t_a + t_m + t_u)})}$$

$$T = \frac{t_a + 2t_m + t_u + t_b}{t_b}$$

$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ (причем в данном случае $T_{1/2} = 35$ мсек), t_b - время облучения (рис. 2), t_a - время задержки после последнего импульса циклотрона до начала измерения спектра "эффекта", t_m - время измерения спектров "эффекта" или "фона", t_u - время от конца измерения "эффекта" до начала измерения "фона" (см. рис. 2).

Экспериментальные значения для четырех реакций, приводящих к ядру ^{148}Sm , даны в следующей таблице.

Таблица 5
Изомерные отношения

Реакция	E_{lab} , МэВ	$\frac{\sigma(209 \text{ кэВ})}{\sigma(755 \text{ кэВ})}$
$^{124}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 3n) ^{148}\text{Sm}$	96	0,17 \pm 0,13
$^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{148}\text{Sm}$	115	0,76 \pm 0,15
$^{128}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 7n) ^{148}\text{Sm}$	134	0,78 \pm 0,10
$^{130}\text{Te} (^{20}\text{Ne}, 7n) ^{148}\text{Sm}$	134	0,77 \pm 0,10

Изомерное отношение всегда измерено при (экспериментальном или рассчитанном) максимуме функции возбуждения данной реакции. На рис.12 показана зависимость изомерного отношения для реакции $^{126}\text{Te} (^{22}\text{Ne}, 5n)$ от энергии налетающего иона. При увеличении энергии ионов изомерное соотношение растет. Так как в этом процессе растет и средний угловой момент составного ядра, можно сделать вывод, что изомер m_2 имеет большой спин.

VI . Схема распада и интерпретация

Используя баланс энергий и интенсивностей, можно получить схему уровней, изображенную на рис. 13. В этой схеме переход с $E_\gamma = 75$ кэв должен образовать каскад с изомерным переходом (если пренебрегаем слабым переходом энергий 1829 кэв). Из условия равенства интенсивностей

$$I_\gamma (209 \text{ кэв}) [1 + \alpha_{\text{tot}} (E3)] = I_\gamma (75 \text{ кэв}) [1 + \alpha (M1)]$$

следует, что уравнение выполняется только тогда, когда мультипольность перехода с энергией 75 кэв - M1 (табл. 2 и 3). Мультипольность перехода 51 кэв можно определить путем следующих рассуждений

$$\frac{\alpha_L (51 \text{ кэв})}{\alpha_L (75 \text{ кэв})} = \frac{I_{eL}(51 \text{ кэв}) I_\gamma (75 \text{ кэв})}{I_{eL}(75 \text{ кэв}) I_\gamma (51 \text{ кэв})} \approx \frac{I_{eL}(51 \text{ кэв}) I_\gamma (75 \text{ кэв}) (1 + \alpha_{\text{tot}})_{51}}{I_{eL}(75 \text{ кэв}) I_\gamma (1703 \text{ кэв})}$$

Экспериментальные данные задают условие

$$\left(\frac{\alpha_L}{1 + \alpha_{\text{tot}}} \right)_{51 \text{ кэв}} = 0,35 \pm 0,20,$$

а это условие можно выполнить, выбирая для перехода 51 кэв мультипольность или E1 $\approx 10\%$ M2, или M1 $\approx 20\%$ E2, так что в этом случае не удастся определить четность перехода.

Непосредственное измерение мультипольностей остальных высокоэнергетических переходов в наших условиях невозможно.

Обсудим вопрос, как разряжается изомер - на основное или изомерное состояние с энергией 755 кэв? Пусть наблюдаемые γ - переходы 1574, 1703 и 1829 кэв являются переходами на основное состояние. Тогда самые вероятные спины изомерного уровня $m_2 - \frac{15}{2}$ или $\frac{17}{2}$. В этом случае мы должны бы наблюдать γ - переход с энергией 1283 кэв и мультипольностями E2, M2 или E3, M3 к уровню с энергией 755 кэв, кото-

рый должен бы конкурировать с изомерным переходом. Такого перехода не обнаружилось в гамма-спектрах. Допустим, что этот переход запрещен. Тогда бы мы должны наблюдать независимо от этих обстоятельств переходы с уровней, расположенных ниже изомерного, на уровень $d_{5/2}$ с энергией 1103 кэв /15/ и переход, связанный с разрядкой уровня $d_{5/2}$, на основное состояние. Тот факт, что в ожидаемом диапазоне энергии от 470 до 1103 кэв нет таких переходов, приводит вместе с вышеуказанными соображениями к выводу, что изомер m_2 распадается не на основное состояние, а на первое изомерное состояние с энергией 755 кэв. Этот вывод согласуется со значением изомерного отношения обоих изомеров. Кроме того, становится теперь ясно, почему положения максимумов функций возбуждения обоих изомеров, несмотря на разность их спинов, совпадают; изомерное состояние $E = 755$ кэв заполняется вышележащим короткоживущим изомером, который образуется с большим сечением и в основном определяет ход функции возбуждения нижележащего изомерного состояния $E = 755$ кэв.

В результате этих рассуждений получается схема распада, изображенная на рис. 13. В этой схеме самый высокий уровень имеет энергию возбуждения $E = 2793$ кэв. Такой уровень с большим значением $T_{1/2}$ (и большим спином) не может быть коллективным или одночастичным, он возникает при взаимодействии нескольких неспаренных нуклонов. Энергия возбуждения и наличие этого изомера в ядре с нечетным A ограничивает число таких нуклонов до разорванной пары протонов и одного нейтрона. Противоположный случай (разорванная пара нейтронов) исключается, потому что энергия возбуждения недостаточна для разрыва нейтрона из замкнутой оболочки $N=82$. Как следует из работы Кисслингера и Соренсена /16/, в диапазоне энергии до 3,0 Мэв существует множество возможных трехквартичных состояний. В табл. 6 приведены эти конфигурации.

Невозможность непосредственного определения мультипольностей высокоэнергетических переходов очень затрудняет интерпретацию квантовых характеристик найденных уровней. Для интерпретации важны результаты работы /15/, в которой была исследована реакция $^{144}\text{Sm}(d,t)^{143}\text{Sm}$. Найденные одночастичные уровни и их спины изображены на правой сто-

роне рис. 13. Тот факт, что не наблюдается разветвления от уровня 2329 кэВ к уровню $d_{5/2}$ (1103 кэВ), указывает на то, что спин уровня 2329 кэВ равен или больше $\frac{9}{2}$. Самыми вероятными спинами этого уровня являются 9/2, 11/2 и 13/2. Среди конфигураций с малой энергией возбуждения, показанных в табл. 6, существуют уровни с этими спинами. Из этой же таблицы видно, что все низколежащие уровни имеют положительную четность. Ввиду этого в дальнейших обсуждениях мы предположим, что четность уровня $E=2329$ кэВ - положительная. Предполагая, что в основном гамма-каскаде 180 кэВ (E1) - 75 кэВ (M1) - 209 кэВ (E3) спин растет, мы получаем значения $\frac{19+}{2}$, $\frac{21+}{2}$ и $\frac{23+}{2}$ как возможные спины изомерного уровня. Значения спинов и четности $I^\pi = \frac{21+}{2}$ и $\frac{19+}{2}$ можно объяснить при помощи следующих конфигураций.

1. Конфигурация $\pi(h_{11/2})^2_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$ представляет тип частица-дырка и спин нижнего состояния трехчастичного мультиплета по правилу /17/

$$I = | I_0 + j_0 - 1 |,$$

(где I_0 - максимальный спин двухчастичной конфигурации, j_0 - спин неспаренного нуклона), которое в данном случае дает $I^\pi = \frac{21+}{2}$.

Тот факт, что изомерный уровень распадается с одночастичной скоростью, позволяет предположить, что в данном случае уровень 2584 кэВ имеет конфигурацию $\pi(d_{5/2} h_{11/2}) \nu(d_{3/2})^{-1}$.

Конфигурации нижележащих уровней объяснить с помощью простых рассуждений невозможно, потому что они, по всей вероятности, сильно смешаны. Возможные квантовые характеристики этих уровней, которые согласуются с наблюдаемыми отношениями интенсивностей γ -переходов, даны на рис. 13. К сожалению, они являются только самосогласованным предположением, не имеющим непосредственного экспериментального доказательства.

2. $I^\pi = \frac{19+}{2}$. Структуру изомерного уровня мы можем с таким же успехом объяснить и конфигурацией $\pi(h_{11/2})^2_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$. В этом случае действует то же правило для определения спина изомерного уровня, которому мы следовали выше.

Таблица 6
Возможные трехчастичные конфигурации

Конфигурация	Макс. спин	Энергия возбуждения, МэВ	Конфигурация	Макс. спин	Энергия возбуждения, МэВ
$\pi(h_{11/2})^2_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{21+}{2}$	3,0	$\pi(h_{11/2})^2_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{21+}{2}$	3,1
$\pi(g_{7/2}^{-1} h_{11/2})_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{21-}{2}$	2,9	$\pi(g_{7/2}^{-1} h_{11/2})_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{19-}{2}$	3,0
$\pi(g_{7/2})_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{15+}{2}$	2,8	$\pi(g_{7/2})_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{13+}{2}$	2,9
$\pi(d_{5/2})^2_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{11+}{2}$	2,1	$\pi(d_{5/2})^2_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{9+}{2}$	2,2
$\pi(d_{5/2} h_{11/2})_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{19-}{2}$	2,55	$\pi(d_{5/2} h_{11/2})_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{17-}{2}$	2,65
$\pi(d_{5/2} s_{1/2})_{10+} \nu(d_{3/2})^{-1}$	$\frac{15+}{2}$	2,4	$\pi(d_{5/2} s_{1/2})_{10+} \nu(s_{1/2})^{-1}$	$\frac{13+}{2}$	2,5
$\pi(d_{5/2})^2_{10+} \nu(h_{11/2})^{-1}$	$\frac{19-}{2}$	2,9			

3. Применяя правила Пекера ^{/17/} к конфигурациям, приведенным в табл. 6, мы не получим изомерного уровня со спином 23/2+. Однако совсем не ясно, применимы ли эти правила в случае, если имеется в рассматриваемой области энергии возбуждения несколько трехквaziчастичных конфигураций, которые могут смешиваться (это условие выполняется для уровней всех спинов кроме 23/2+).

VII. Поиски изомера в ядре ¹⁴²Sm

В ядрах ¹³⁴₅₄Xe₈₀, ¹³⁶₅₆Ba₈₀, ¹³⁸₅₈Ce₈₀ и ¹⁴⁰₆₀Nd₈₀ с числом нейтронов N=80 известны изомерные состояния со спином I^π=7⁻. Структура этих уровней - ν (h_{11/2} d_{3/2})₇⁻. В ядре ¹⁴²₈₂Sm₈₀ ожидается такой же изомерный уровень. Значения энергии нижних 2+ и 4+ состояний в этом ядре, полученные при β⁺-распаде основного состояния ¹⁴²Eu ^{/10/}, хорошо совпадают с ожидаемыми по систематике значениями. Ввиду этого энергия искомого E3-перехода довольно определена: E_γ = 480 ± 100 кэВ. Мы пытались найти этот изомер. Проводились облучения при энергии ионов ²²Ne 128 МэВ, которая бы должна была соответствовать максимуму реакции ¹²⁸Te(²²Ne, 6n)¹⁴²Sm. Временной режим нам позволил наблюдать активности с T_{1/2} ≥ 1 мсек. Отсутствие искомой линии и переходов 770 и 1800 кэВ показывает, что период полураспада ^{142m}Sm меньше одной миллисекунды, что неудивительно, так как уже в ядре ¹⁴⁰Nd период полураспада E3-перехода с энергией 430 кэВ составляет только 0,8 мсек ^{/18/}.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность директору ЛЯР ОИЯИ Г.Н. Флерову и профессору З. Вильгельми из Варшавского университета за постоянный интерес к работе и поддержку, Е. Левитовичу и Т. Мореку за активное участие при измерениях, группе эксплуатации циклотрона У-300 во главе с Б.А. Загером и В.С. Алфеевым, обеспечившей четкую работу ускорителя, З. Зайдлеру за постоянную помощь по всем вопросам, касающимся электроники, Р. Арльту за полезные дискуссии, Ю. Юнкер за постоянную помощь при обработке экспериментальных данных и У. Хагеманну за помощь при измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. L.C.Northcliffe. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 67 (1963).
2. E.L.Hubbard. UCRL - 9053 (1960).
3. R.S.Hager, E.C.Seltzer. Nuclear Data, A4, 1 (1968);
O.Dragoun, H.C.Pauli, F.Schmutzler. MPIH-V14, Heidelberg, 1968.
4. В.В. Ремаев, В.Г. Грицына, А.П. Ключарев. ЖЭТФ, 42, 408 (1962).
5. G.N.Simonoff, J.M.Alexander. Phys. Rev., 133, B93 (1964).
6. В. Нойберт, К. Александер. Препринт ОИЯИ, P7-3657, Дубна, 1968 .
7. J.H.E.Mattauch, W.Thiele, A.H.Wapstra. Nucl. Phys., 67 , 1 (1966).
8. P.A.Seeger. Nucl. Phys., 25, 1 (1961).
9. К.Kotajima, H.Morinaga. Nucl. Phys., 16, 231 (1960);
W.L.Alford, D.R.Kochler. Phys. Rev., 129, 703 (1963);
K.G.Broadhead, D.E.Shanks, H.H.Heady. Phys.Rev., 139, B1525(1965).
10. Nuclear Data , B2, Nr. 1 (1967).
11. К.Kotajima, H.Morinaga. Nucl. Phys., 16, 231 (1960);
D. de Frenne, K.Heyde et al. Nucl. Phys., A110, 273 (1968).
12. J.S.Geiger , R.L.Graham. Can.J.Phys., 45, 2281 (1967).
13. T.J.Klingen, G.R.Choppin. Phys. Rev., 130, 1990 (1963).
14. Р. Арльт, Г. Байер, Г. Музиоль, Л.К. Пекер, Г. Пфреппер, Х. Штрус-
ный, Д. Христов. Препринт ОИЯИ, P6-3540, Дубна, 1968 .
15. M.Jaskola, K.Nybo, V.Elbek. Private communication.
16. L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.,
32, Nr.9 (1960).
17. Л.К. Пекер. В книге "Структура сложных ядер", Атомиздат, М.,
1966, стр. 333.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1969 года.

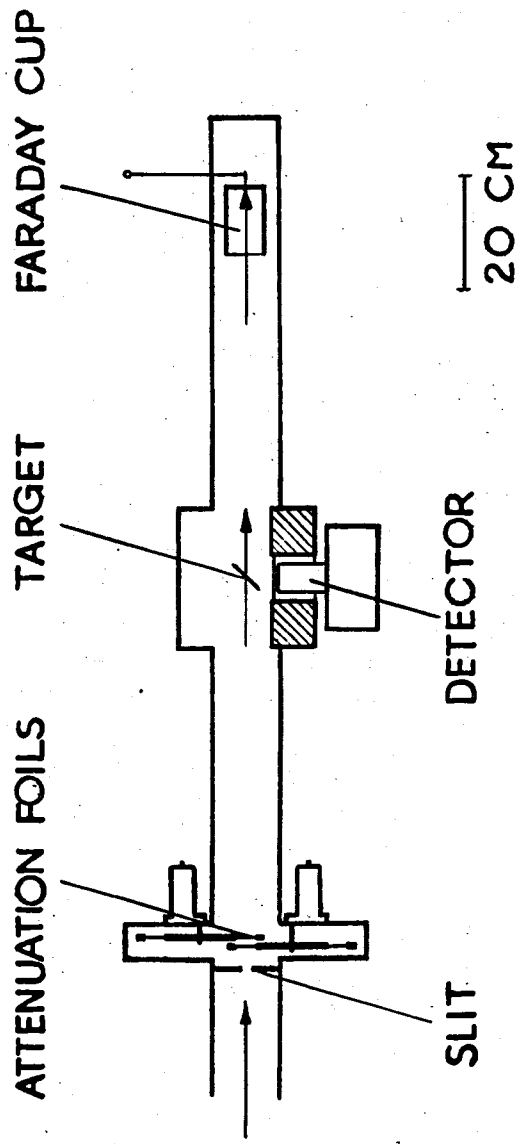


Рис.1. Схематическое изображение экспериментальной установки для регистрации γ -излучения на пучке.

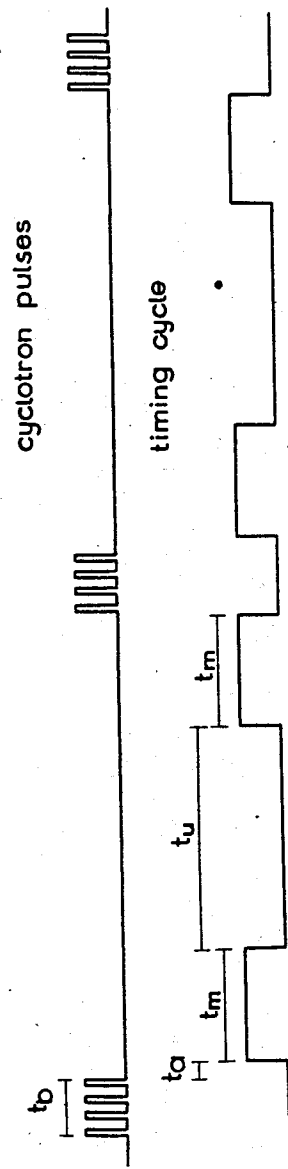


Рис.2. Временной режим для регистрации гамма-спектров.

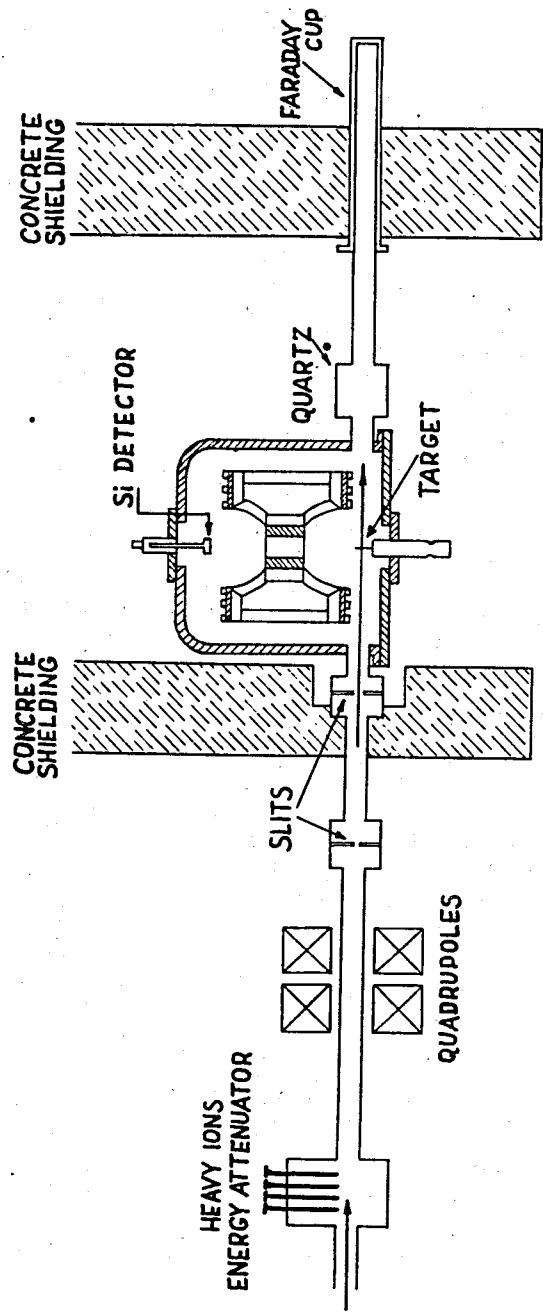


Рис.3. Схематическое изображение магнитного спектрометра на пучке.

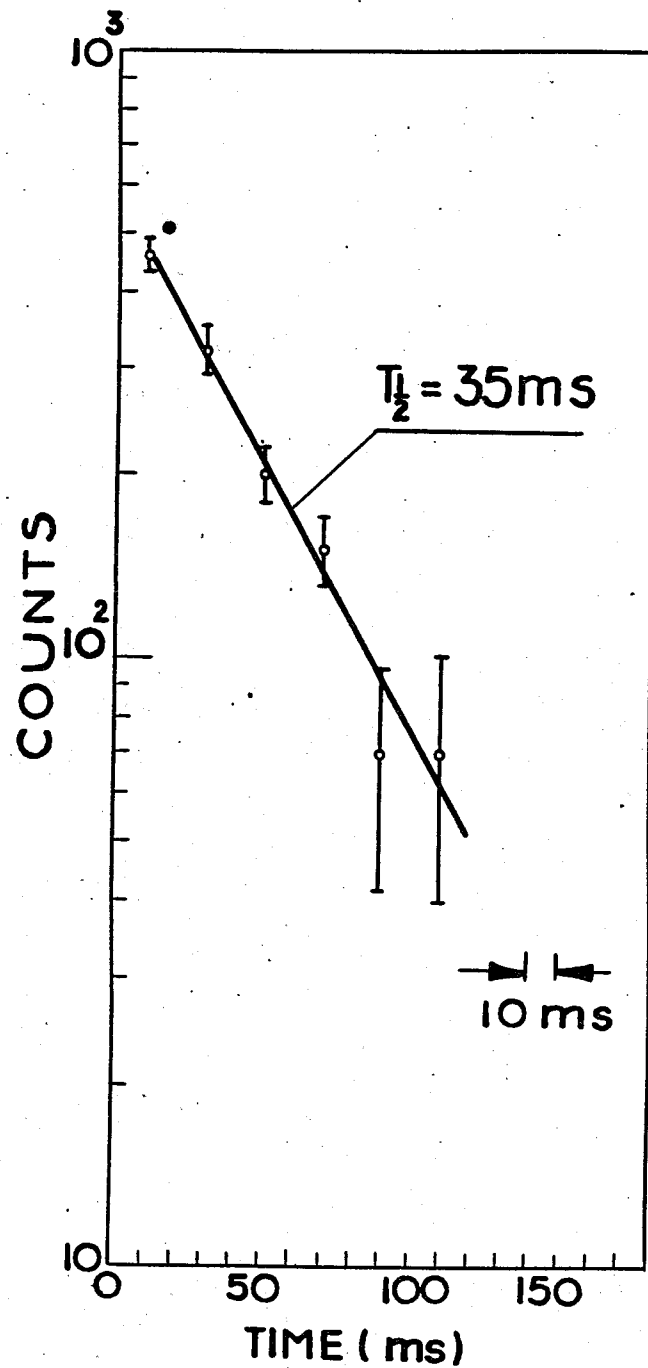


Рис.4. Распад изомера $^{143m}_2\text{Sm}$.

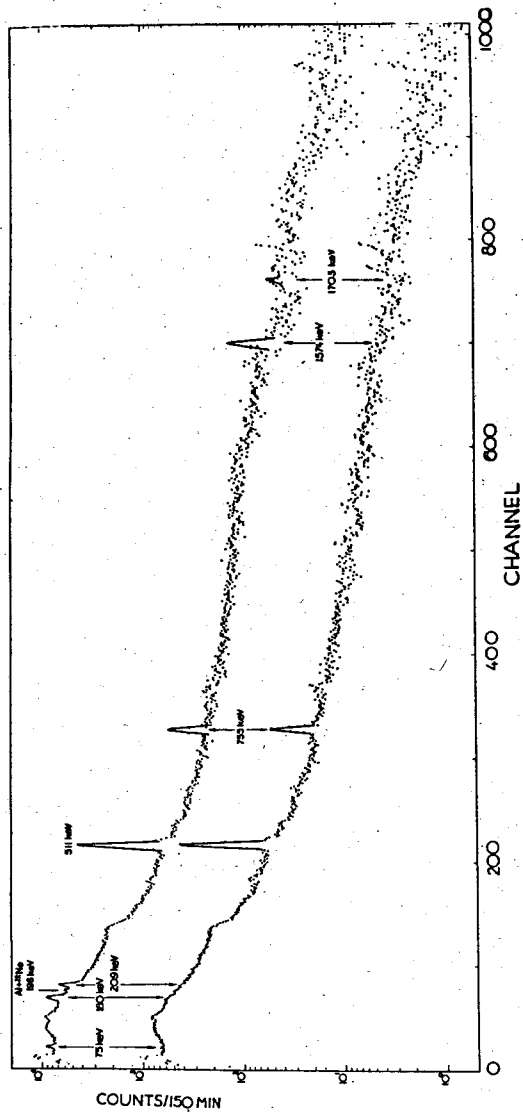


Рис.5. Гамма-спектр $^{143m_2}\text{Sm}$ из реакции $^{180}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, 7n)^{143}\text{Sm}$ в диапазоне энергии от 60 кэВ до 2,2 МэВ. Энергия налетающих ионов равна 137 МэВ; $\text{Ge}(\text{Li})$ - детектор имеет объем $4,5 \text{ см}^3$. Временной режим: время облучения $t_b = 40,2$ мсек, время задержки $t_a = 6,9$ мсек, время измерения "эффекта" и "фона" $t_m = 40$ мсек, время задержки после измерения "эффекта" $t_u = 80$ мсек. Спектр "фона" опущен на одну декаду.

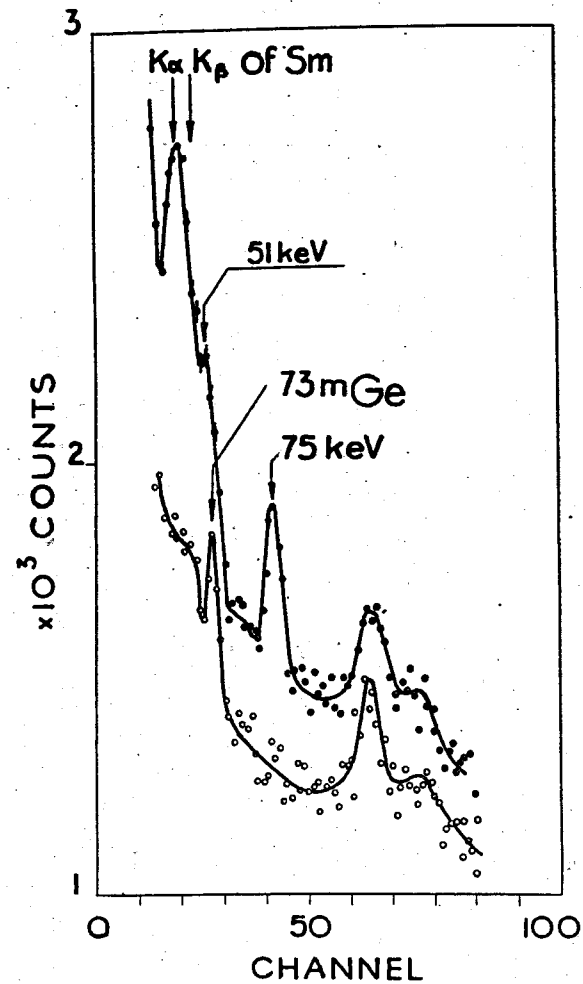


Рис.6. Низкоэнергетический гамма-спектр изомера $^{143m_2}\text{Sm}$ из реакции $^{180}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, 7n)^{143}\text{Sm}$. Энергия налетающих ионов равна 131 МэВ; $\text{Ge}(\text{Li})$ - детектор имеет объем $4,5 \text{ см}^3$. Временной режим: время облучения $t_b = 20$ мсек, время задержки $t_a = 6,4$ мсек, время измерения "эффекта" и "фона" $t_m = 40$ мсек, время задержки после измерения "эффекта" $t_u = 80$ мсек.

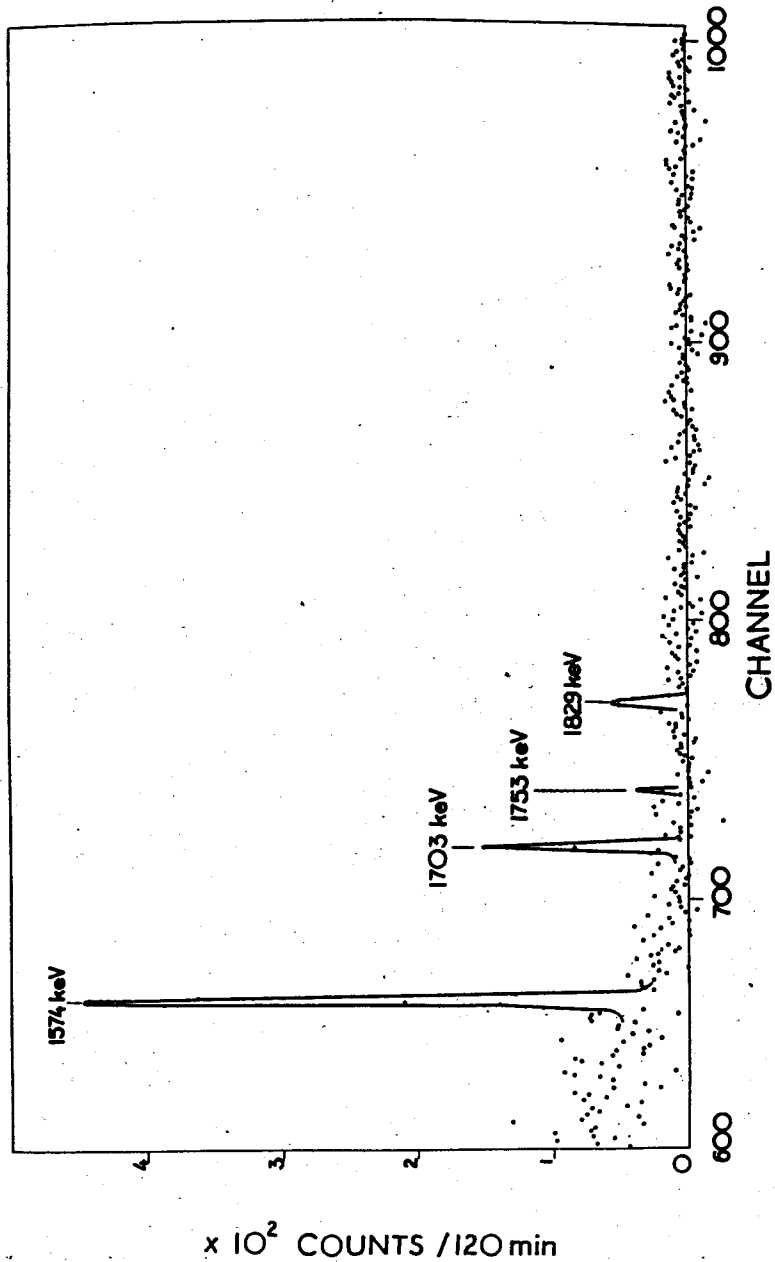


Рис.7. Часть высокоэнергетического гамма-спектра из реакции $^{126}\text{Te}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{148}\text{Sm}$ в диапазоне энергии от 1,4 до 2,4 Мэв. Се(Li)-детектор имеет объем $4,5 \text{ см}^3$, расстояние мишень-детектор $\approx 3 \text{ см}$, фильтр 5 мм Рь, 1 мм Са. Временной режим тот же, что приведенный на рис.6. Показана разность спектров "эффекта" и "фона".

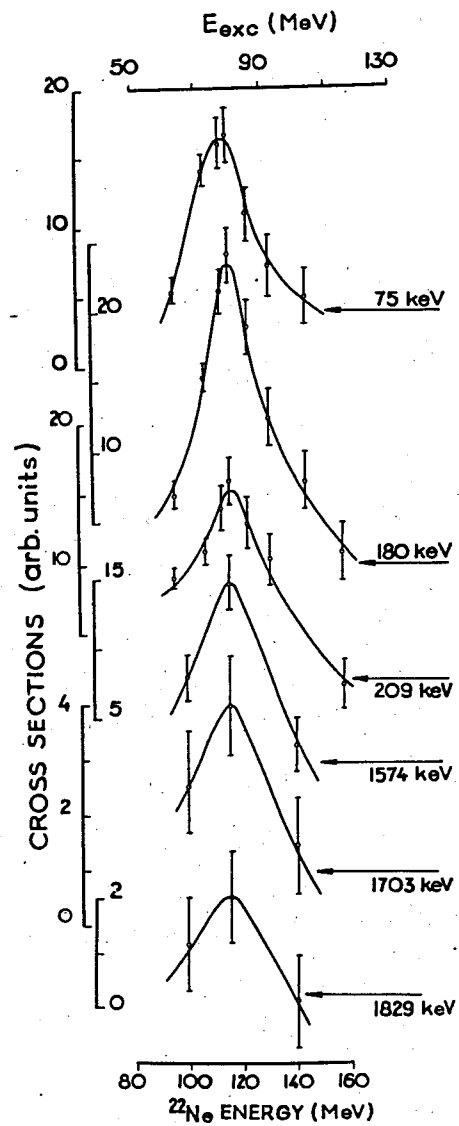


Рис.8. Функции возбуждения гамма-линий изомера $^{148m_2}\text{Sm}$ для реакции $^{126}\text{Te}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{148}\text{Sm}$.

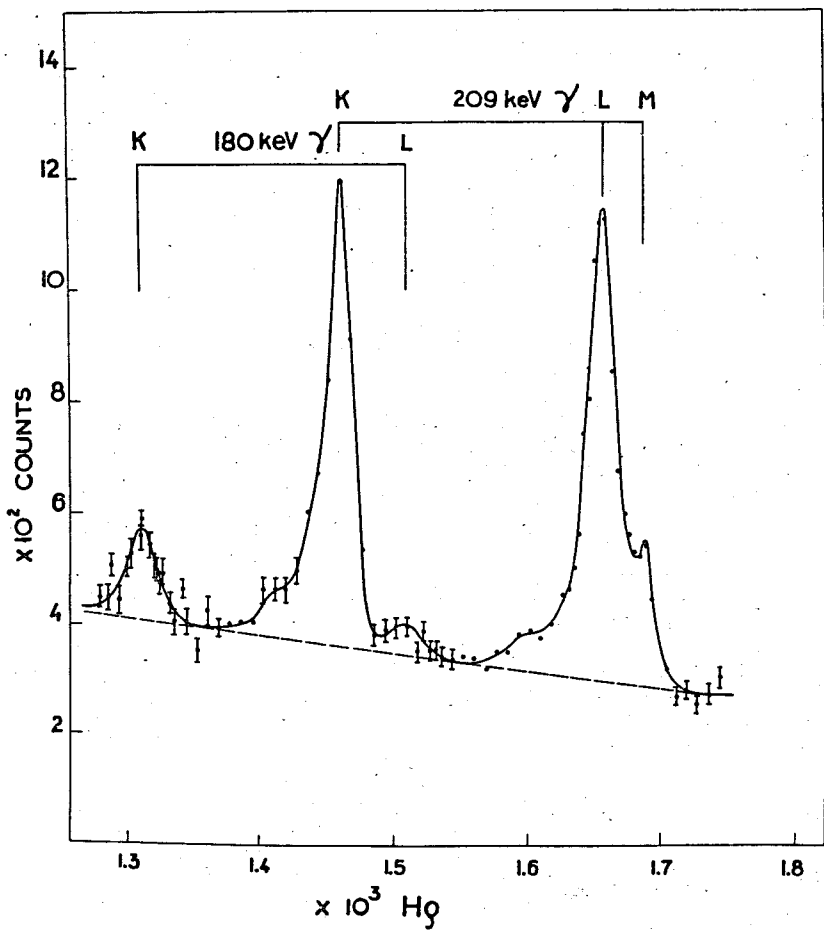


Рис.9. Спектр конверсионных электронов гамма-переходов 180 и 209 кэВ из реакции $^{128}\text{Te}(^{22}\text{Ne}, \gamma n)^{143}\text{Sm}$ при энергии налетающих ионов 138 МэВ. Спектр измерен во время между импульсами циклотрона.

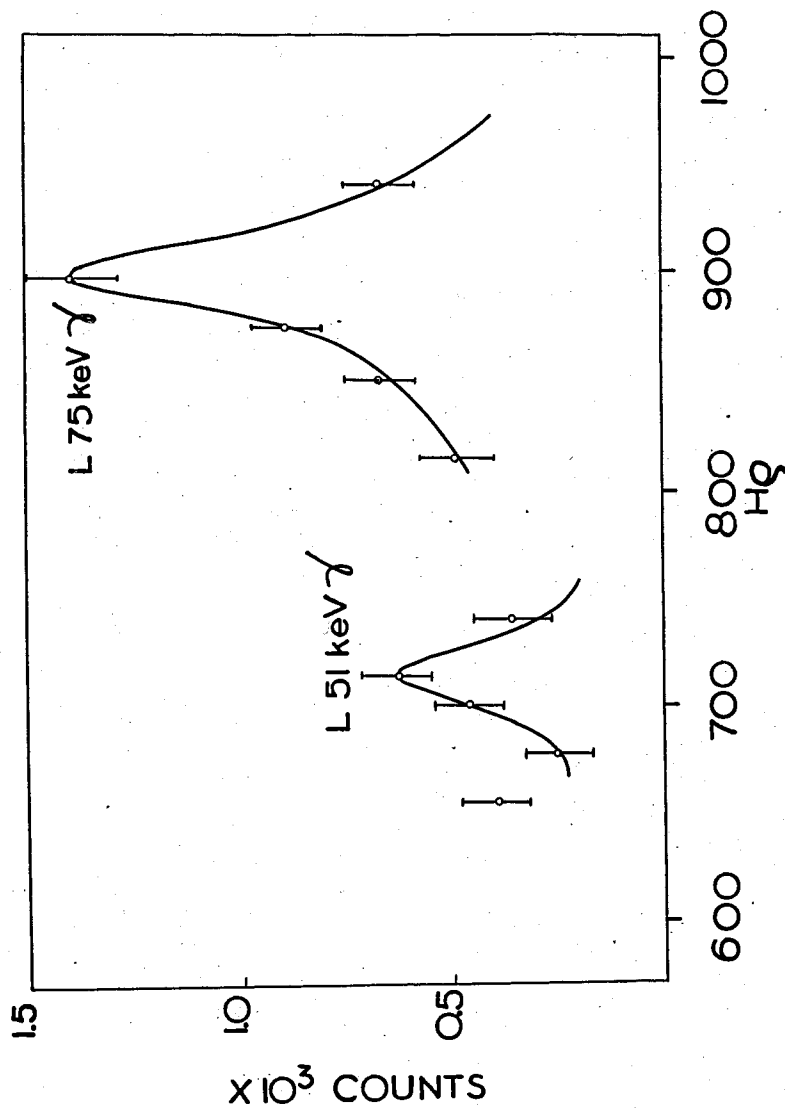


Рис.10. Низкоэнергетическая часть спектра электронов внутренней конверсии из реакции $^{128}\text{Te}(^{22}\text{Ne}, \gamma n)^{143}\text{Sm}$ при энергии налетающих ионов 138 МэВ. Временной режим: время облучения $t_b = 43$ мсек, время задержки $t_a = 5,2$ мсек, время измерения "эффекта" и "фона" $t_m = 40$ мсек, время задержки после измерения "эффекта" $t_u = 80$ мсек.

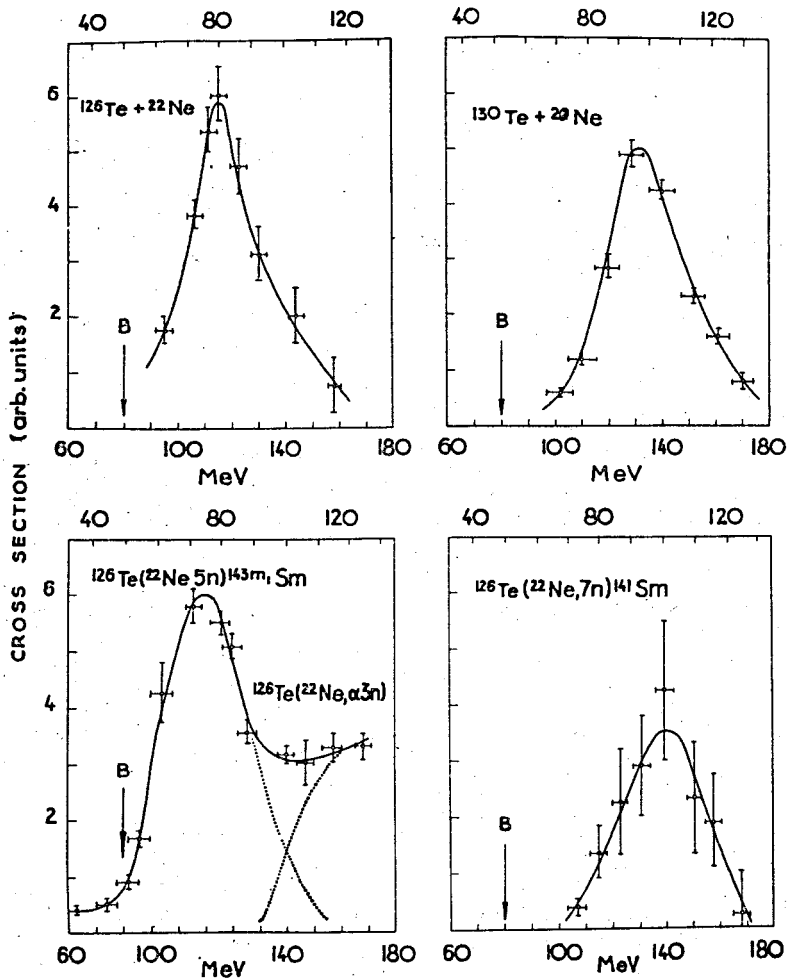


Рис. 11. Функции возбуждения образования изомеров $^{143m_2}\text{Sm}$, $^{143m_1}\text{Sm}$ и изотопа ^{141}Sm в разных реакциях. Во всех случаях: верхняя абсцисса - энергия возбуждения компаунд-ядра, нижняя абсцисса - энергия налетающего иона.

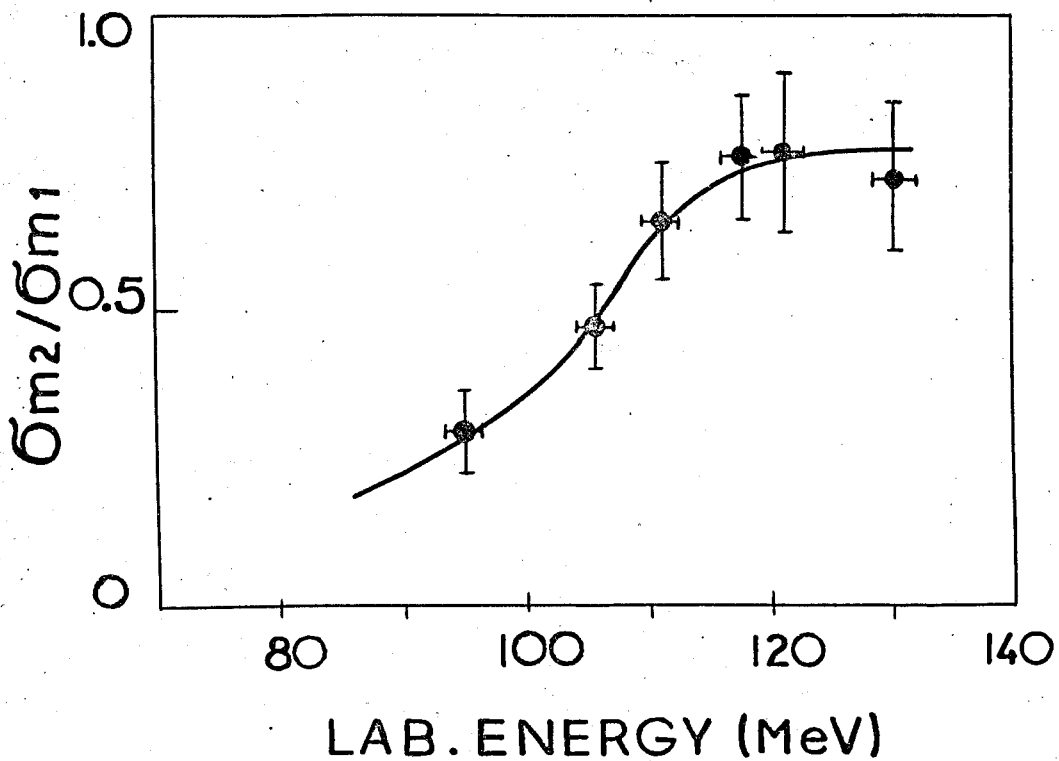


Рис.12. Изомерное отношение для реакций $^{126}\text{Te}({}^{22}\text{Ne}, 5n){}^{143}\text{Sm}$ в зависимости от энергии налетающих ионов.

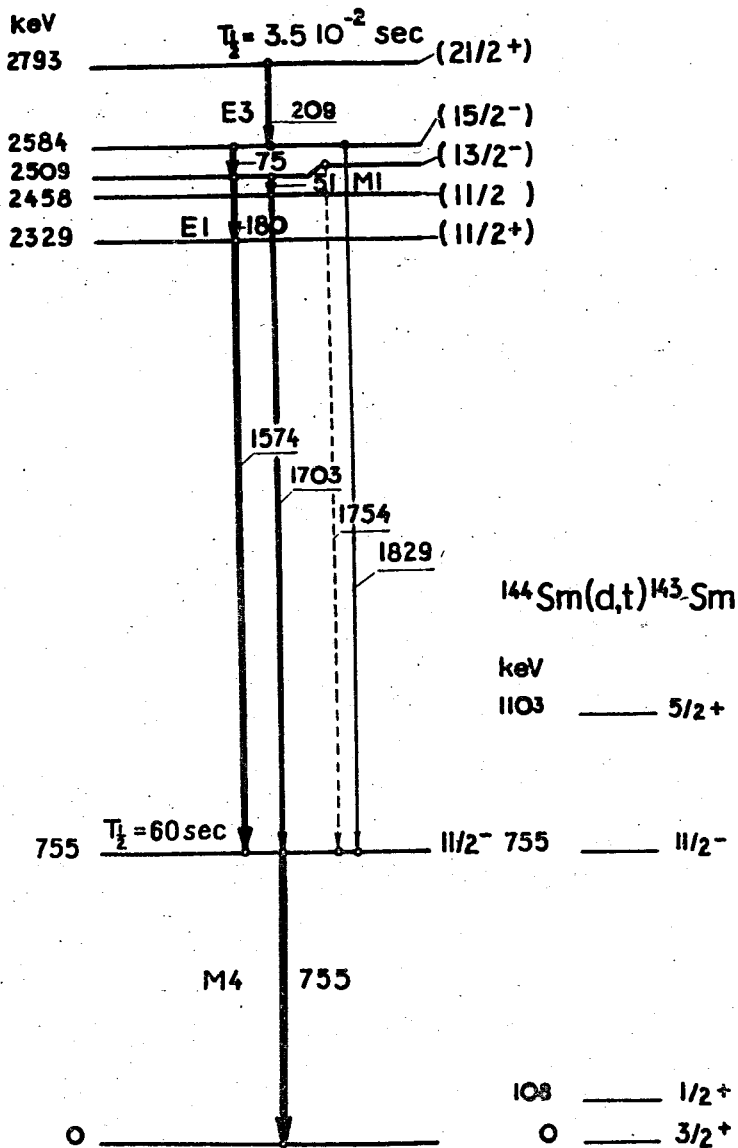


Рис.13. Схема распада трехквaziчастичного изомера $^{143m_2}\text{Sm}$, в правой части изображены одночастичные состояния из реакции $^{144}\text{Sm}(d,t)^{143}\text{Sm}$ /15/.