

С 343
К-328

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3125

И. Квитек

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (n, α) НА ИЗОТОПАХ
САМАРИЯ И НЕОДИМА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ
НЕЙТРОНОВ 0,04 - 900 эВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Ю.П. Попов

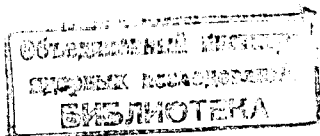
Дубна 1967

И. Квитек

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (α, α) НА ИЗОТОПАХ
САМАРИЯ И НЕОДИМА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ
НЕЙТРОНОВ 0,04 - 900 ЭВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Ю.П. Попов



В в е д е н и е

В диссертации описывается метод и результаты исследования реакции (n, α) на ядрах изотопов редких земель Sm^{149} , Sm^{147} , Nd^{145} и Nd^{143} в резонансной области энергии нейтронов (0,02–800 эв).

Реакция (n, α) предоставляет в распоряжение экспериментатора специфические возможности, позволяя: а) исследовать α -распад большого числа дискретных состояний, для которых известны средние расстояния между уровнями, четности, а иногда и спины; б) заметно расширить круг α -активных ядер, поскольку захват нейтрона увеличивает вероятность вылета α -частицы из ядра на много порядков (для Nd^{144} на ≈ 30 порядков).

Экспериментальное изучение реакции (n, α) представляет значительные трудности ввиду малости эффективного сечения $\sigma(n, \alpha)$, значительного фона конкурирующей реакции (n, γ) ($\sigma(n, \gamma)/\sigma(n, \alpha) \approx 10^5 - 10^6$), а также малости потоков резонансных нейтронов у современных источников нейтронов. Поэтому до сих пор исследования велись лишь в тепловой области энергии нейтронов ^{1-4/} на мощных тепловых реакторах.

Методика измерений

В разделе II диссертации рассматривается методика исследования (n, α) на резонансных нейтронах. Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР с микротроном в качестве инжектора. Использовался метод времени пролета. Измерялось отношение счета α -частиц из реакции (n, α) и счета γ -квантов из реакции (n, γ) . Отношение счетов α -частиц и γ -квантов в резонансах пропорционально отношению парциальных шириин $\Gamma_{\alpha} / \Gamma_{\gamma}$. Коэффициент

пропорциональности определялся по измерениям в тепловой точке энергии нейтронов с использованием значений эффективных сечений реакции (n, α) и (n, γ) на тепловых нейтронах ^{12-5/}.

а) Детектор α -частиц (раздел II Г)

Для измерения счета α -частиц необходимо было создать детектор, имеющий большую площадь мишени ($\approx 1 \text{ м}^2$) и с весьма низкой чувствительностью к γ -лучам. Результаты измерения (n, α) в тепловой области показали, что на одну α -частицу вылетает в среднем $10^5 - 10^6$ γ -квантов. Поэтому для надежного устранения фона от γ -лучей необходимо было создать детектор с чувствительностью к γ -лучам $\leq 10^{-8}$.

Такая задача была успешно решена созданием ксенонного сцинтилляционного детектора с многослойной мишенью ^{18/}. Ксенон при этом помещался в электрическое поле ≈ 800 вольт/см, что позволило существенно увеличить световой выход ксенона и тем самым получить необходимые параметры детектора. В разделе II дается обзор свойств газовых сцинтилляторов и описывается конструкция детектора α -частиц, обладающего следующими параметрами:

- 1) полная площадь мишени $\approx 0,7 \text{ м}^2$;
- 2) эффективность регистрации γ -квантов $\epsilon_\gamma \leq 10^{-8}$;
- 3) эффективность регистрации α -частиц из реакции (n, α) $\epsilon_\alpha = 0,3 - 0,4$;
- 4) интегральный собственный фон детектора ≤ 50 импульсов/мин.

Камера детектора представляет собой полый герметичный параллелепипед с внутренними размерами $30 \times 30 \times 25 \text{ см}^3$, заполненный ксеноном до давления 240-300 мм рт. ст. Объем камеры просматривается с 4-х сторон фотоумножителями типа ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 18 см.

В камеру помещалась кассета с семью параллельными алюминиевыми пластинами размером $24 \times 24 \text{ см}^2$ и толщиной 0,5 мм. Расстояние между пластинами составляло 3 см. Пластины, покрытые с одной стороны тонким слоем оксида (окись редких земель), располагались так, что слой окиси были направлены в стороны четных промежутков между пластинами, а нечетные промежутки были без окиси. Четные промежутки просматривались одной парой противоположащих фотоумножителей, которые регистрировали сцинтилляцию α -частиц из реакции (n, α) , а нечетные - другой парой ФЭУ, что позволило одновременно регистри-

ровать фон. Поверхность, с которой регистрировались α -частицы, составляла $0,35 \text{ м}^2$ (с одновременным измерением фона) или $0,7 \text{ м}^2$ (без измерения фона).

Чтобы надежно регистрировать сцинтилляции от α -частиц в любой точке узкой щели между пластинами, мы использовали усиление сцинтилляций с помощью электрического поля, наложенного на сцинтиллирующий ксенон¹⁸. Для этого на четные пластины подавалось высокое напряжение $\approx 2,5 \text{ кв}$.

При продолжительных измерениях, необходимых для исследования столь редкой реакции, существенным является вопрос о постоянстве величины сцинтилляций в газе. Поэтому была применена принудительная очистка ксенона продуванием его через горячую кальциевую стружку с помощью безмасляного ротационного насоса. Специальная схема автоматического управления поддерживала температуру в печи в пределах $450\text{--}490^\circ\text{C}$ и раз в 30 минут включала ротационный насос на 4 минуты. Этого оказалось достаточным для поддержания амплитуды световых вспышек в пределах 5% в течение 120 часов измерений.

Пластины мишени были закрыты с обеих сторон тонкой алюминиевой фольгой (9мк) в качестве отражателя света, покрытой тонким слоем дифенилстильбена в качестве преобразователя света, необходимого, поскольку спектр сцинтилляций ксенона лежит в ультрафиолетовой области вне чувствительности фотоумножителей.

Изготовление мишеней больших площадей и толщины $\approx 6 \text{ мг/см}^2$ представляется также довольно сложной задачей, особенно при работе с дорогостоящими обогащенными изотопами. Мишени готовились из раствора азотнокислых солей редких земель на спирту с добавлением капон-лака. Кисточкой на алюминиевую пластину наносился тонкий слой раствора, который затем высушивался и прокаливался в печи при температуре 500°C . При этом органические соединения выжигались, и азотнокислая соль переходила в окись. Для получения прочных и равномерных мишеней толщиной в 6 мг/см^2 наносилось около 200 слоев. Наложение электрического поля на сцинтиллирующий газ - ксенон позволило получить необходимые характеристики детектора α -частиц, однако, оно привело к увеличению времени высвечивания ксенона. Поэтому была проведена тщательная настройка и проверка временных характеристик детектора α -частиц. Результаты проверки приведены в разделе П.Г. § 6.

б) Детектор γ -квантов

В разделе II, часть Д, описывается конструкция детектора γ -лучей и формулируются требования, предъявляемые к нему.

В связи с тем, что спектры захватных γ -лучей могут меняться от резонанса к резонансу, необходимо, чтобы детектор γ -лучей был нечувствителен к спектру γ -лучей. Такому условию удовлетворяет детектор γ -лучей типа Моксона - Рея^{/7/} с эффективностью регистрации γ -квантов, пропорциональной энергии γ -лучей. Детектор представлял собою фотоумножитель с пластическим сцинтиллятором (тетрафенилбутадиеи) толщиной 0,5 мм с радиатором электронов из графита. Эффективность регистрации γ -квантов на Мэв составляла величину $\leq 0,5\%$. Детектор помещался вплотную к детектору α -частиц, так что он регистрировал γ -кванты из реакции (n, γ) из этой же мишени.

Из м е р е н и я

Раздел III диссертации посвящен описанию измерений отношения парциальных ширин $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$ резонансов Nd^{143} , Nd^{145} , Sm^{147} и Sm^{149} .

Исследование реакции $Sm(n, \alpha)$ проводилось на естественной смеси изотопов самария. Полное количество самария составляло 20 г при толщине мишени 6 мг/см². Одновременно измерялся фон детектора в пучке нейтронов. В диссертации подробно рассмотрен вопрос о возможном вкладе в счет детектора α -частиц фонов разной природы. Описываются контрольные измерения с мощными γ -источниками, с образцами, закрытыми алюминиевой фольгой (60 мк), поглощающей α -частицы из реакции $Sm(n, \alpha)$ и т.д.

Исследование реакции $Nd(n, \alpha)$ проводилось на мишенях, содержащих естественную смесь изотопов неодима (полная толщина ≈ 25 г), а также на обогащенных изотопах Nd^{143} (32,8 г) и Nd^{145} (35,8 г). Толщина мишеней составляла 4-5,5 мг/см².

Временное разрешение в измерениях (n, α) с неодимом и самарием обычно составляло 0,1 мксек/м, в измерениях с неодимом -143-0,03 мксек/м.

Проводилось также дополнительное исследование реакции (n, γ) на детекторе γ -лучей^{/11/} при разрешении 8 нсек/м. Подобные измерения использовались для более точного определения площадей резонансов в реакции

(n, γ) и в случае неодама также и для идентификации резонансов неодама по изотопной принадлежности, до сих пор отсутствующей в области с энергией нейтронов > 110 эв.

Результаты исследований реакции $Nd(n, \alpha)$
и $Sm(n, \alpha)$ и их обсуждение

В таблицах 1 и 2 приведены результаты измерений значений $\Gamma_{\alpha} / \Gamma_{\gamma}$ для резонансов Sm^{149} , Sm^{147} , Nd^{145} и Nd^{143} . В разделе IV диссертации рассматривается процесс α -распада составного ядра, образовавшегося после захвата нейтрона. Показывается, что вероятность вылета α -частицы из составного ядра, возбужденного на определенный уровень со спином J^{π} , должна сильно зависеть от значения J^{π} . Действительно, все изотопы, для которых была исследована реакция (n, α) , имеют спин ядра мишени $7/2^{-}$. Поэтому после захвата ядром s -нейтрона может образоваться состояние со спином J^{π} равным 3^{-} или 4^{-} . Основные и первые возбужденные состояния ядер продуктов имеют спин соответственно 0^{+} и 2^{+} . В силу законов сложения моментов и сохранения четности с уровня $J^{\pi} = 4^{-}$ возможен лишь переход $4^{-} \rightarrow 2^{+}$. С уровня $J^{\pi} = 3^{-}$ могут наблюдаться оба перехода $3^{-} \rightarrow 0^{+}$ и $3^{-} \rightarrow 2^{+}$. С другой стороны, энергия α -частицы в переходе $4^{-} \rightarrow 2^{+}$ будет меньше на величину энергии первого возбужденного состояния, чем в случае перехода $3^{-} \rightarrow 0^{+}$. Поскольку вероятность α -распада сильно зависит от энергии α -частицы, подобная разница в энергиях обоих переходов должна сказаться сильно на величине интенсивностей обоих переходов.

В диссертации отмечается, что в случае Nd^{143} отношение переходов с уровней составного ядра Nd^{144} со спином $J^{\pi} = 3^{-}$ и $J^{\pi} = 4^{-}$ составляет величину ≈ 100 . Это позволило надежно идентифицировать уровни со спином 3^{-} по измерениям отношения $\Gamma_{\alpha} / \Gamma_{\gamma}$ для Nd^{143} . Данные по определению спинов уровней Nd^{143} приведены в таблице 2.

К реакции (n, α) может быть применена статистическая теория. В диссертации (раздел IV) указывается на то обстоятельство, что в отличие от α -распада из основного состояния ядра в нашем случае плотность уровней, используемая в статистической теории, имеет вполне конкретный смысл. Статистическая теория дает выражение для средней α -ширины уровней составного ядра с данным спином J и четностью π

$$\Gamma_{\alpha} = \frac{D_{J,\pi}}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\ell} \quad (1)$$

где $D_{J,\pi}$ — среднее расстояние между уровнями с одинаковым спином J и четностью π ; P_{ℓ} — проницаемость кулоновского барьера для α -частиц с энергией E и орбитальным моментом ℓ . В таблице 3 приведены экспериментальные и теоретические значения Γ_{α} . Значения P_{ℓ} рассчитаны А.Ф. Дадакиной.

Результаты работы /14/ были нами применены к экспериментально полученному распределению α -ширин относительно их среднего значения и вычислено значение "эффективного числа каналов $\nu_{\text{эфф}}$ ". В случае реакции (n, α) , в отличие от деления ядер или неупругого рассеяния нейтронов, удается вычислить величину $\nu_{\text{эфф}}$ также теоретически. Для составного ядра $\text{Nd}^{144} (J^{\pi} = 3^{-})$ нами получено значение $\nu_{\text{эфф}}^{\text{теор}} = 1$, $\nu_{\text{эфф}}^{\text{опыт}} = 1,8 \pm 1,0$, для $\text{Sm}^{150} (J^{\pi} = 4^{-})$ $\nu_{\text{эфф}}^{\text{теор}} = 1,4$, $\nu_{\text{эфф}}^{\text{опыт}} = 3,8 \pm 2,0$.

Проведенное нами сравнение экспериментальных результатов с выводами статистической и каналовой теорий носит пока качественный характер. Необходимо провести анализ по большему количеству уровней.

Основные результаты настоящей диссертации были опубликованы в работах /6,8,10/, а также доложены на XVI -й конференции по ядерной спектроскопии в Москве (январь, 1966 г.) /15/ и представлены на конференции по структуре атомного ядра в Гетлинбурге, США (сентябрь, 1966 г.) /9/.

З а к л ю ч е н и е

Настоящая диссертация посвящена исследованию с помощью резонансных нейтронов реакции (n, α) на изотопах редких земель, впервые проведенному в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Создание оригинального детектора α -частиц позволило провести первые исследования в этом направлении. Изучение реакции (n, α) позволит расширить возможности нейтронной спектроскопии при исследовании структуры атомных ядер.

Реакция (n, α) представляет интерес с точки зрения изучения α -распада. В этом случае α -распад из высоковозбужденных состояний удается анализировать с помощью статистической и каналовой теорий.

В диссертации исследована реакция (n, α) на изотопах Sm^{149} , Sm^{147} , Nd^{145} и Nd^{143} в области резонансных нейтронов с энергией 0,02–900 эв.

1. Создан газовый спинтилляционный детектор α -частиц с многослойной мишенью большой площади ($0,7 \text{ м}^2$) и весьма низкой чувствительностью к γ -лучам ($\epsilon_\gamma \leq 10^{-8}$), позволяющий исследовать реакцию (n, α), обладающую очень малым эффективным сечением.

2. Получены значения $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$ для уровней составных ядер Sm^{150} , Sm^{144} , Nd^{146} и Nd^{144} .

3. Впервые экспериментально обнаружена реакция $Nd^{145}(n, \alpha)$.

4. Получены значения спинов нескольких уровней составного ядра Nd^{144} .

5. Получена экспериментальная величина средней α -ширины $\bar{\Gamma}_\alpha$ для рассматриваемых изотопов редких земель и проведено сравнение с теоретическими значениями $\bar{\Gamma}_\alpha$, вычисленными по статистической теории.

6. Проводится качественное сравнение экспериментальных и теоретических значений "эффективного числа каналов" для составных ядер Sm^{150} , Sm^{148} и Nd^{144} .

Л и т е р а т у р а

1. R.D. Macfarlane, I. Almodovar, Phys. Rev., 127, 1665 (1962).
2. E. Chelfetz et al. Phys. Lett., 1, 289 (1962).
3. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. Ядерная физика, 1, 252 (1965).
4. F. Poortmans et al. Nucl. Phys., 82, 2 (1966).
5. И.В. Гордеев и др. "Ядерно-физические константы". Атомиздат (1963).
6. И. Квитек, Ю.П. Попов, К.Г. Родионов. Препринт ОИЯИ 2690, Дубна 1966.
7. М.С. Мохон, E. R. Rae, Neutron time-of-flight Method, p. 439, Euratom, Brussel (1961).
8. J. Kvitck, Yu. P. Popov, Phys. Lett., 22, 186 (1966).
9. J. Kvitck, Yu. P. Popov, Conf. on Nucl. Structure, Gatlinburg, USA, September, 1966. Препринт ОИЯИ ЕЗ-3029, Дубна 1966.
10. И. Квитек, Ю.П. Попов. Препринт ОИЯИ РЗ-3104, Дубна 1967.
11. Л.Б. Пикельнер и др. ПТЭ, 2, 48 (1963).
12. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, вып. 2, Атомиздат, 1965 г.
13. H. Marshak et al. Phys. Rev., 128, 1287 (1962). F. Poortmans, F. Ceulemans, Inter. Conf. on the Study of Nucl. Struct. with Neutrons, Antwerp, Belgium, N 94, (1965).

14. L. Willets, Phys. Rev. Lett., 9, n. 10, (1962).

15. И. Квитек, Ю.П. Попов. Материалы XVI -ой конференции по ядерной спектроскопии, Москва, январь 1966 г. Изв. АН СССР, серия физическая, т. XXX, п. 8, стр. 1371, (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 января 1967 г.

Т а б л и ц а I

Значения α - ширины резонансов в реакциях $\text{Sm}^{147}(\alpha, \alpha)$ и $\text{Sm}^{149}(\alpha, \alpha)$.

Изотоп	E_0 эВ	J^π	N_α	$\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma \times 10^6$ эВ	$\Gamma_\alpha \times 10^7$ эВ	Примечание
Sm^{149}	0,098	$4^- / 5 /$	17047 ± 2050	$1,0 \pm 0,25$	$0,63 \pm 0,16$	нормировка
	0,88	$4^- / 13 /$	219 ± 42	$0,85 \pm 0,2$	$0,50 \pm 0,12$	
	5,0	$4^- / 13 /$	114 ± 39	$1,8 \pm 0,8$	$1,2 \pm 0,5$	
	17,1		90 ± 20	10 ± 27	$6,5 \pm 1,6$	
Sm^{147}	3,4	$3^- / 12 /$	1794 ± 150	4 ± 9	$19,0 \pm 5,5$	
	18,3	$4^- / 13 /$	395 ± 30	$5,0 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,3$	
	29,8		95 ± 22	8 ± 2	$4,8 \pm 1,2$	
	32,1		62 ± 22	3 ± 1	$1,6 \pm 0,5$	
	39,9		248 ± 27	12 ± 5	$7,0 \pm 3,4$	
	49,4		129 ± 17	17 ± 3	10 ± 2	
	58		67 ± 15	10 ± 3	$5,9 \pm 2,0$	
	83,5		214 ± 25	33 ± 7	20 ± 4	
	183	3^-	560 ± 38	56 ± 15	27 ± 7	

Т а б л и ц а 2

Значения α -ширины и спинов резонансов в реакциях $Nd^{143}(\alpha, \alpha)$ и $Nd^{145}(\alpha, \alpha)$

Изотоп	E_0 эВ	J^π	N_α	$\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma \times 10^8$ эВ	$\Gamma_\alpha \times 10^7$ эВ	Примечание	
Nd^{143}	-6	$3^- / 2 /$	98000 ± 300	$53 \pm 0,5$	$50 \pm 0,5$	нормировка	
	55,5	(4^-)	$\sim II$	≤ 10	≤ 10		
	127	$3^- / 12 /$	370 ± 30	320 ± 100	310 ± 100		
	136	3^-	980 ± 40	1700 ± 500	1600 ± 500		
	157	(4^-)	38 ± 26	≤ 20	≤ 20		
	180	3^-	210 ± 60	120 ± 50	110 ± 50		измерение с естест. Nd
	187	(4^-)	$\sim I0$	≤ 20	≤ 20		
	410	3^-	330 ± 25	650 ± 300	610 ± 300		
Nd^{145}	4,37	(3^-)	3940 ± 90	30 ± 3	18 ± 2		
	43,1	$3^- / 12 /$	760 ± 55	$8,2 \pm 2,5$	$5 \pm 1,5$		
	102	$3^- / 12 /$	160 ± 40	12 ± 5	7 ± 3		
	103	$4^- / 12 /$					

Т а б л и ц а 3

Значение средней α -ширины для Sm^{149} , Sm^{147} , Nd^{145} и Nd^{143}

J^π	3^-			4^-
Изотоп	Nd^{143}	Nd^{145}	Sm^{147}	Sm^{149}
Эксперимент	530(5)	10(3)	19(5)	0,74(3)
$\Gamma_\alpha \times 10^7$ эВ				
Теория	350	2,8	61	0,83

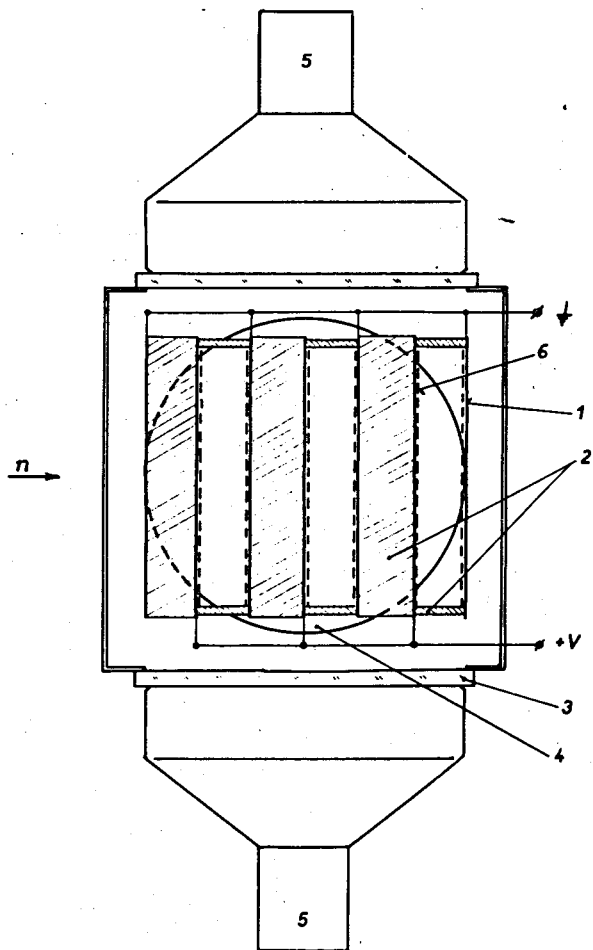


Рис. 1. Вид камеры ксенонового спонтанного детектора α -частиц с многослойной мишенью. 1 - алюминиевые пластины; 2 - тефлоновые стенки - изоляторы; 3 - кварцевые окна; 4 - фотоумножители, регистрирующие α -частицы из реакции (n, α) ; 5 - фотоумножители, регистрирующие фон; 6 - слой самария, +V - электрическое поле, наложенное на ксенон.

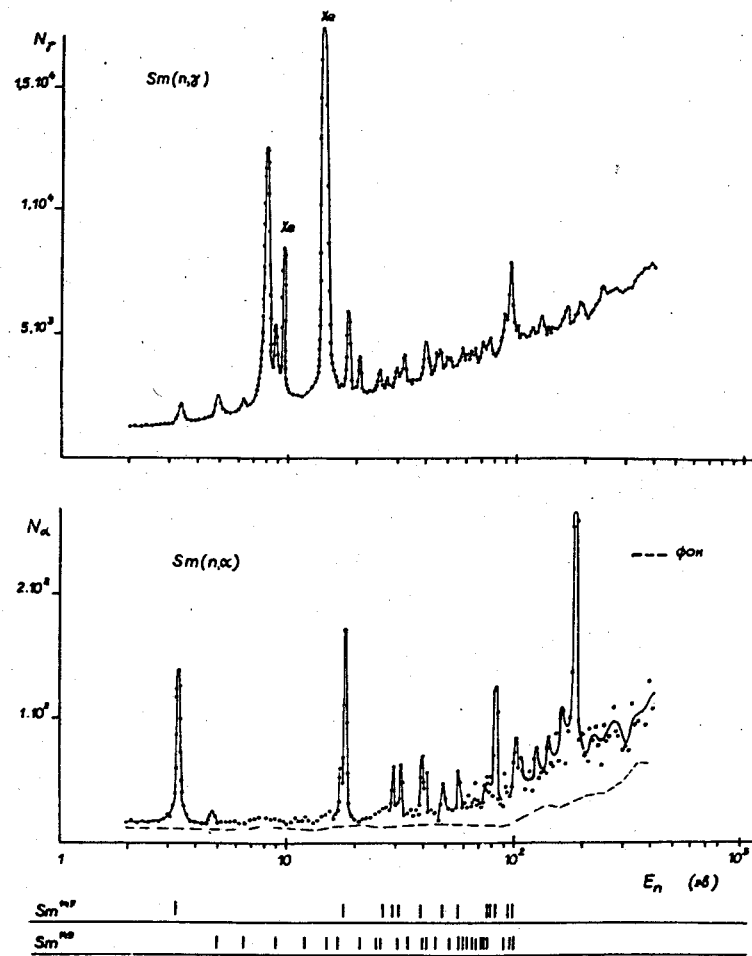


Рис. 2. Зависимость счета α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов (верхняя кривая) от энергии нейтронов в измерениях на естественной смеси изотопов Sm.

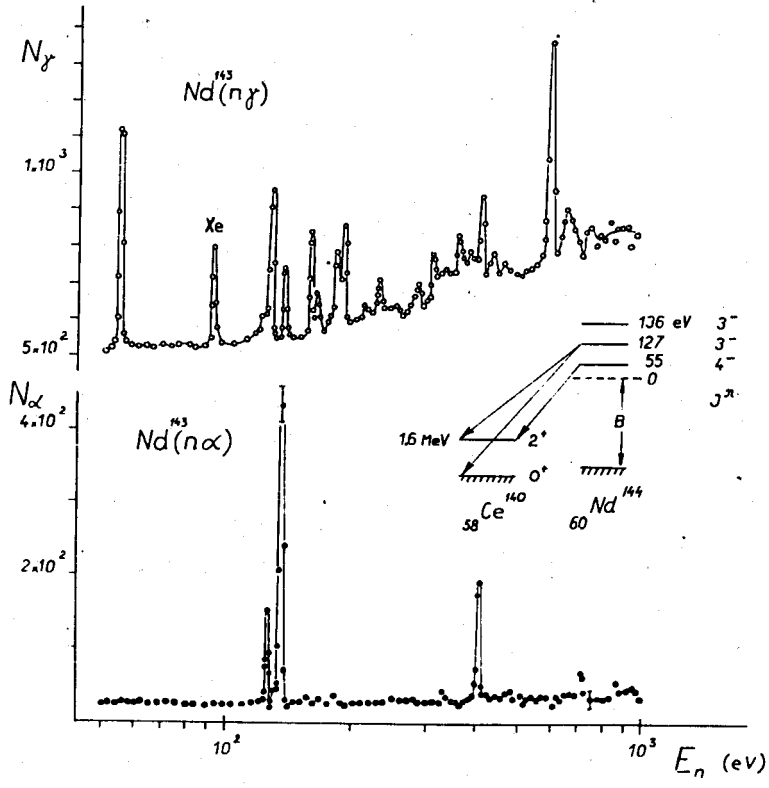


Рис. 3. Зависимость счета α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов (верхняя кривая) от энергии нейтронов в измерениях на обогащенном изотопе Nd^{143} . Приведена схема α -распада составного ядра Nd^{144} .