

4. M. Goldberg et al. Neutron Cross Section. Vol. IIB. Z-41 to 60. BNL, 1966.
5. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
6. J. Stein et al. Neutron Cross Section. Second Edition, Suppl. No. 2. Vol. III. Z-88 to 98. BNL-325, 1965.
7. W. Davey. Nucl. Sci. and Engng, **26**, 149 (1966).
8. W. Lyon, R. Macklin. Phys. Rev., **114**, 1619 (1959).
9. D. Hughes et al. Phys. Rev., **91**, 1423 (1953).
10. Ю. В. Гофман. Приложение № 1 к «Укр. физ. ж.», **III**, 14, 1958.
11. R. Macklin et al. Phys. Rev., **107**, 504 (1957).
12. A. Chanbey, M. Schgal. Phys. Rev., **152**, 1055 (1966).

13. Ю. П. Попов. «Труды ФИАН», **XXIV**, 111 (1964).
14. R. Booth et al. Phys. Rev., **112**, 226 (1958).
15. В. А. Толстиков и др. «Атомная энергия», **17**, 505 (1964).
16. В. А. Толстиков и др. «Атомная энергия», **21**, 45 (1966).
17. Б. С. Желепов, Л. К. Пекер, В. О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер, $A > 100$. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
18. Б. С. Желепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер, $A < 100$. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1966.
19. P. Nemirovski, Yu. Adamchuk. Nucl. Phys., **39**, 553 (1962).
20. А. В. Малышев. ЖЭТФ, **45**, 316 (1963).
21. В. Keish. Phys. Rev., **129**, 769 (1963).

Возбуждение низколежащих уровней Al^{27} , Gr^{52} , Fe^{56} и Bi^{209} при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 1–4 Мэв

Ю. Г. ДЕГТЯРЕВ, В. Н. ПРОТОПОНОВ

УДК 539.171.017

В связи с разработкой реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах большой интерес представляет исследование неупругого рассеяния быстрых нейтронов. Прогресс в этой области существенно зависит от развития средств спектрометрии быстрых нейтронов. Наряду с совершенствованием классических методов в последнее время интенсивно разрабатываются спектрометры быстрых нейтронов нового типа с использованием полупроводниковых счетчиков.

В настоящей работе измерялись парциальные сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов с энергией 1,4–3,8 Мэв при возбуждении низколежащих уровней в изотопах Al^{27} , Cr^{52} , Fe^{56} и Bi^{209} . Для этой цели в отличие от других известных работ был использован полупроводниковый спектрометр быстрых нейтронов с He^3 -преобразователем.

Полупроводниковый спектрометр основан на принципе измерения суммарной энергии двух заряженных частиц — протона и тритона, получающихся в результате реакции $He^3(n, p)T$ ($Q = 0,78$ Мэв), двумя параллельно расположенными кремниевыми поверхностно-барьерными счетчиками.

На рис. 1 показана блок-схема такого спектрометра. Кремниевые поверхностно-барьерные счетчики разделенызором 0,6 мм и помещены в герметический корпус, заполненный He^3 под давлением 10 атм. Сигналы с двух одинаковых счетчиков (диодов), соответствующие регистрации протона и тритона, поступают на два идентичных зарядочувствительных пре-

силителя с низким уровнем шумов. С предусилителя импульсы подаются на схему сложения и через линию задержки на широкополосный усилитель. Затем импульс, амплитуда которого пропорциональна величине $E_n + Q$, через экспандер поступает на вход 100-канального анализатора. Одновременно с этим сигналы с каждого предусилителя подаются на схему совпадений с разрешающим временем 10^{-7} сек, вырабатывающую импульс двойных совпадений, который поступает на схему управления анализатора.

Рис. 2 иллюстрирует работу спектрометра при облучении детектора потоком тепловых (*a*, *b*) и быстрых (*в*, *г*) нейтронов. В частности, рис. 2, *в*, *г* дает отчетливое представление о том, насколько увеличивается динамический диапазон работы He^3 -спектрометра при раздельной регистрации заряженных частиц из реакции $He^3(n, p)T$ с использованием схемы совпадений.

Зависимость амплитуды импульсов от энергии монохроматических нейтронов, приведенная на рис. 3, свидетельствует об отсутствии каких-либо отклонений от линейности в широком диапазоне энергий нейтронов. Полуширина аппаратурной линии составляет ~ 90 кэв для тепловых нейтронов и ~ 180 кэв при увеличении энергии монохроматических нейтронов до 3,8 Мэв. Абсолютная эффективность регистрации тепловых и быстрых ($E_n = 2,2$ Мэв) нейтронов, определяемая в основном числом ядер He^3 в рабочем объеме детектора, равна соответственно 10^{-2} и 10^{-5} . Ход кривой эффективности спектрометра, снятой в диапазоне энер-

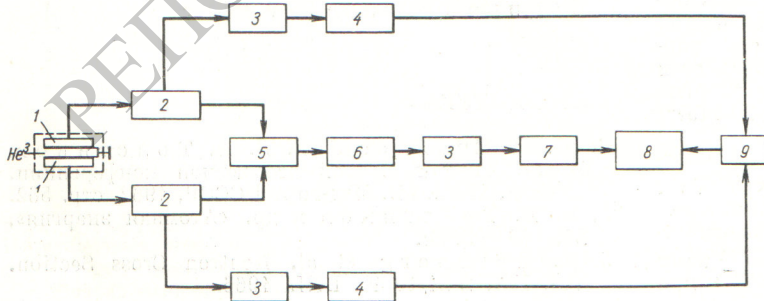
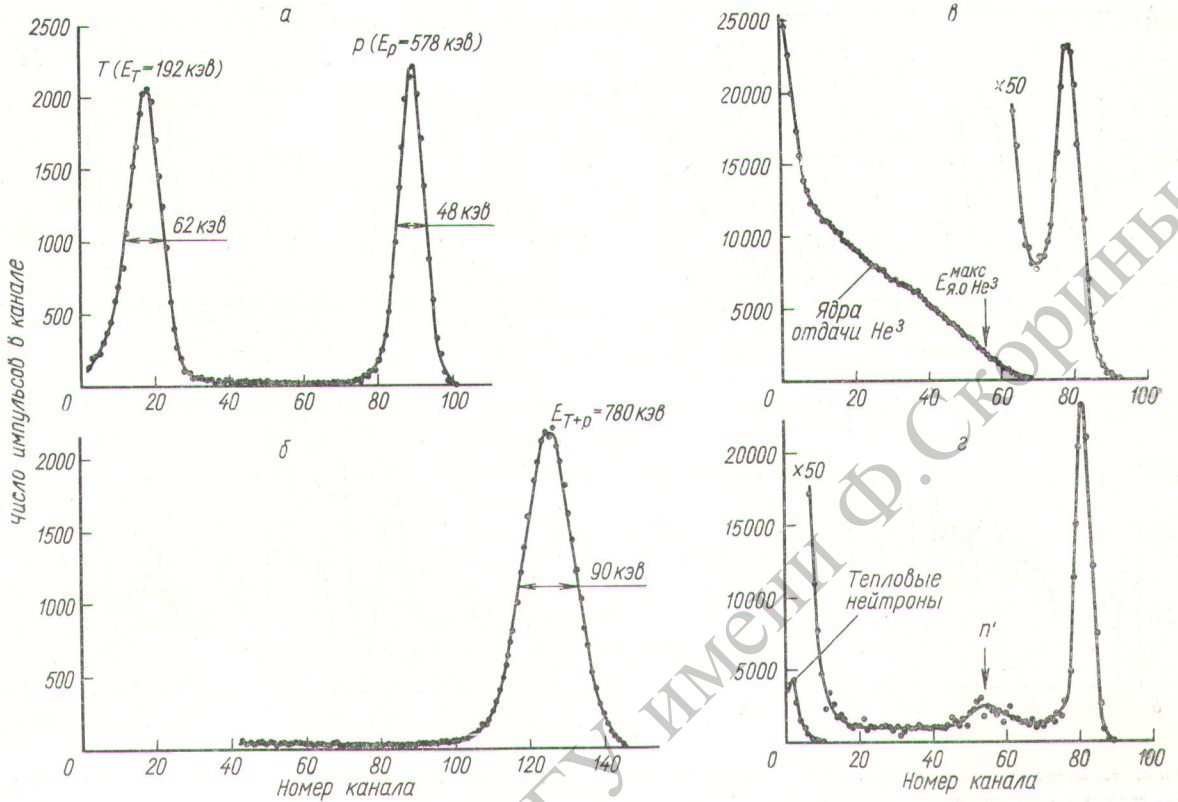


Рис. 1. Блок-схема спектрометра:

1 — диоды; 2 — предусилители; 3 — усилители; 4 — формирователи; 5 — схема сложения; 6 — блок задержки; 7 — экспандер; 8 — амплитудный анализатор импульсов; 9 — схема совпадений.



Р и с. 2. Спектры тепловых и быстрых нейтронов:

а — спектр импульсов от протонов и тритонов одного из счетчиков в потоке тепловых нейтронов; б — спектр импульсов с сумматора от тепловых нейтронов, полученный со схемой совпадений; в, г — спектры импульсов от нейтронов с энергией 3,45 Мэв, полученные с сумматора без использования схемы совпадений и со схемой совпадений соответственно.

гий нейтронов $300 \text{ кэВ} - 3,8 \text{ МэВ}$, в пределах ошибок эксперимента совпадает с зависимостью сечения реакции $\text{He}^3 (n, p) T$ от энергии в этом же интервале.

При использовании кремниевых поверхностно-барьерных счетчиков с рабочей поверхностью 100 мм^2 детектор имел форму цилиндра диаметром 20 мм и высотой 30 мм .

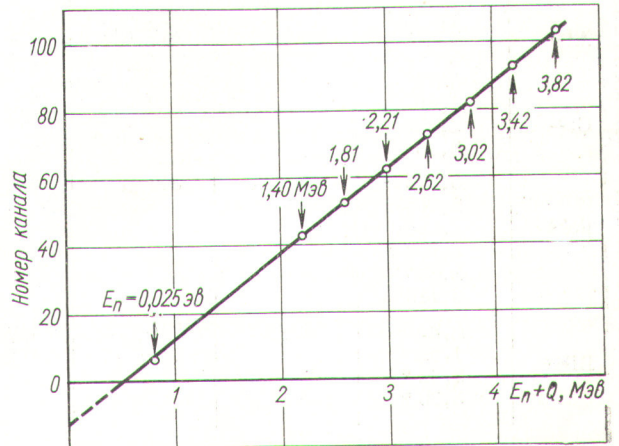
Для измерения спектров и сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов использовался метод обратной сферической геометрии [4]. Образцы из алюминия, хрома, железа и висмута естественного изотопного состава, изготовленные в форме сфер (наружный диаметр 60 мм и внутренний 30 мм), устанавливались на расстоянии 10 см от источника монохроматических нейтронов, которым служила твердая тритиевая мишень, облучаемая протонами на электростатическом генераторе.

Энергетическое размытие нейтронов, падающих на образец, по величине не превышало собственного разрешения спектрометра.

Мониторирование выхода нейтронов из мишени при измерениях с образцом и без образца осуществлялось при помощи всеволнового борного счетчика.

На рис. 4 приведены спектры, измеренные при двух значениях энергии первичных нейтронов. Экспериментальные точки, нанесенные на рисунке, соответствуют измерениям с рассеивающими образцами. Пунктиром

показан усредненный фон, полученный при измерениях без образца. Пики, соответствующие тепловым нейтронам и нейтронам с энергиями $2,18$ и $2,96 \text{ МэВ}$ приведены в уменьшенном масштабе.



Р и с. 3. Зависимость амплитуды импульсов от энергии монохроматических нейтронов.

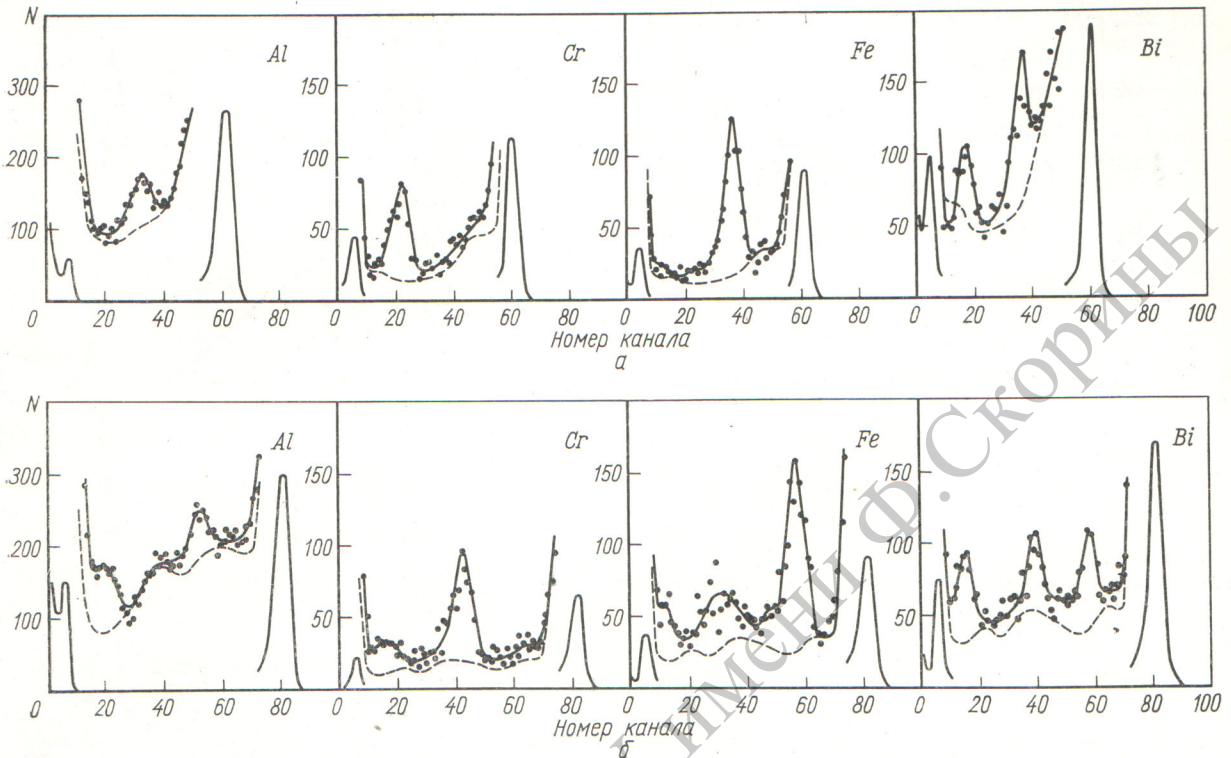


Рис. 4. Спектры, измеренные внутри сферических образцов из Al, Cr, Fe и Bi и без образцов при энергии нейтронов: а — 2,18 Мэв; б — 2,96 Мэв.

Парциальные сечения неупругого рассеяния с возбуждением низлежащих уровней Al^{27} , Cr^{52} , Fe^{56} и Bi^{209} (мбэрн)

Таблица

Изотоп	$E_{ур}, Мэв$	$E_n, Мэв$						
		1,37	1,78	2,18	2,58	2,96	3,36	3,76
Al^{27}	0,842 } 1,013 } 2,212 }		206±33	181±28	181±30	131±22	191±28	
	1,46 } 2,43 } 3,13 }		209±30	578±69	596±68	788±77 312±62	319±37 84±30 180±33	401±44 173±43 394±65
	0,845 } 2,085 } 2,658 } 2,940 } 2,958 } 3,119 }	636±70	513±50	789±75	657±66 134±32	655±58 307±39 162±28	453±45 164±28 86±22	321±47 93±23 17±19
Bi^{209}	0,91 } 1,62 } 2,62 * } 3,30 * }	60±61	389±73 184±53	419±89 171±66	441±87 304±67	482±72 329±64 444±70	405±56 237±47 314±53	419±90 349±61 642±110 639±115

* Мультиплет.

Парциальные сечения неупругого рассеяния вычислялись с учетом многократного рассеяния нейтронов в образцах из соотношения

$$\frac{N_i/\eta(E_i)}{N_0/\eta(E_0)} = (1 - e^{-n\sigma_{tr}t}) \frac{\sigma_{in}^i}{\sigma_{tr}} \times \left[1 + (1 - P_1) \frac{\sigma_{et}}{\sigma_{tr}} + \frac{(1 - P_1)(1 - P_2)\sigma_{et}^2}{\sigma_{tr}(\sigma_{in}^i + \sigma_{et}P_m)} \right],$$

где σ_{in}^i — парциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением i -го уровня остаточного ядра; N_i — число зарегистрированных неупруго рассеянных нейтронов i -й группы; N_0 — число зарегистрированных первичных нейтронов без образца; $\eta(E_i)$ и $\eta(E_0)$ — эффективности детектора при энергиях нейтронов E_i и E_0 ; n — число ядер исследуемого изотопа в 1 см^3 ; σ_{tr} и σ_{et} — полное транспортное сечение и транспортное сечение упругого рассеяния соответственно; t — толщина сферического образца; P_1, P_2, P_m — вероятности вылета нейтрона из сферического образца после первого, второго и m -го упруго столкновения (использовались данные работы [1]).

Результаты расчетов представлены в таблице. Помимо многократного рассеяния в расчетах учитывалось наличие канала в образцах. Эта поправка, вычисленная

в предположении изотропности неупругого рассеяния и с учетом конечности расстояния источник — детектор, составляет 6%.

Полученные результаты для Al^{27} и Fe^{56} хорошо согласуются с данными аналогичных работ [2—4].

Следует отметить факт селективного возбуждения уровней коллективной природы Bi^{209} при 2,6 и 3,3 Мэв [5] в случае невысоких значений энергии налетающих нейтронов, когда неупругое рассеяние происходит преимущественно через составное ядро.

Поступило в Редакцию 17/V 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. B e t h e et al. J. Nucl. Energy, 3, 207; 273 (1956).
2. J. T o w l e, W. G i l b o y. Nucl. Phys., 39, 300 (1962).
3. J. T o w l e, W. G i l b o y. Nucl. Phys., 64, 130 (1965).
4. K. T s u k a d a et al. Physics of Fast and Intermediate Reactors. Vol. 1. Vienna, IAEA, p. 75.
5. Ю. Г. Дегтярев, В. Н. Протопопов. Программа и тезисы докладов XVII Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.—Л., «Наука», 1967, стр. 173.

Об оптимальных параметрах дуги как источника ионизирующего излучения

В. А. АБРАМОВ, В. И. КОГАН

УДК 533.9

Как известно, один из возможных способов ионизации газа — мощное световое облучение. В ряде работ (см., например, [1]) рассчитывалась интенсивность света, необходимая для достижения заданного уровня ионизации или возбуждения; при этом вопрос о конкретных способах получения этой интенсивности не обсуждался. В настоящей работе основное внимание обращено именно на этот последний аспект рассматриваемой задачи, точнее, на выбор оптимальных параметров источника света — дуги или пинча. Ниже это анализируется на простой модели облучающей системы для двух способов фотоионизации: излучением в рекомбинационном континууме и излучением в уширенной резонансной линии.

В качестве характеристики эффективности облучения выберем обратное время жизни $1/\tau$ облучаемого атома относительно фотоионизации:

$$\frac{1}{\tau} = c \int_{\omega_i}^{\infty} \sigma(\omega) n'_\phi(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где $\sigma(\omega)$ — сечение фотоионизации; $n'_\phi(\omega)$ — спектральная плотность фотонов в месте, где находится облучаемый атом; $\hbar\omega_i$ — его энергия ионизации. Сделаем следующие упрощающие предположения: 1) облучающая дуга — термически однородный излучатель с равномерным распределением частиц [последнее оправдывается высокими значениями оптимальных плотностей (см. ниже)], так что связь плотностей электронов n_e и атомов (ионов) на основном уровне n_0 дается формулой Саха а спектральная плотность фотонов на поверх-

ности дуги $n_\phi(\omega)$ определяется законом Кирхгофа; 2) величины $n'_\phi(\omega)$ и $n_\phi(\omega)$ связаны простым соотношением $n'_\phi = \epsilon n_\phi$, где $\epsilon < 1$ — некоторый постоянный геометрический фактор, учитывающий взаимное расположение облучающей и облучаемой систем; 3) зависимость $\sigma(\omega)$, входящая как в выражение (1), так и (в случае облучения в рекомбинационном континууме) в коэффициент поглощения света веществом дуги $\kappa(\omega)$, дается приближением Крамерса: $\sigma(\omega) \approx \sigma_0(\omega_0/\omega)^3$; 4) зависимость $\kappa(\omega)$ при облучении резонансной линией дается дисперсионной формулой с центральной частотой ω_0 и шириной Γ , определяемой квадратичным штарк-эффектом при столкновениях с электронами и равной $\Gamma = 11,4n_e C_4^{2/3} v_e^{1/3}$ [2], где v_e — тепловая скорость электронов, C_4 — штарковская постоянная; 5) в излучении дуги рассматривается либо только один (основной) рекомбинационный континуум, либо только одна резонансная линия.

При сделанных допущениях выражение (1) принимает вид

$$\frac{1}{\tau} = \epsilon \frac{\sigma_0 \omega_0^3}{4\pi^2 c^2} A_{\text{рек; лин}} \equiv \frac{\epsilon}{\tau_0} A_{\text{рек; лин}}, \quad (2)$$

где для двух рассматриваемых видов облучения имеем:

$$A_{\text{рек}} = \int_{x_0}^{\infty} \frac{1}{x} \cdot \frac{1}{e^x - 1} \left\{ 1 - \exp \times \left[-\alpha_{\text{рек}} \left(\frac{x_0}{x} \right)^3 (1 - e^{-x}) \right] \right\} dx; \quad (3)$$