

Таблица 2

захват тепловых нейтронов обогащенными изотопами неодима и бария. Как уже указывалось выше, для нахождения величин содержаний с высокой точностью необходимо иметь эталоны с известным составом компонентов. При отсутствии эталона появляется большая ошибка вследствие неточного определения величин  $\sigma$  и  $k$ . Эта ошибка для отдельных изотопов может быть значительно больше, чем для элементов. В качестве эталона можно использовать естественную смесь изотопов, если в спектре  $\gamma$ -излучения выделяются линии представляющих интерес изотопов, проявляющиеся также и в случае обогащенного образца.

В табл. 2 приведены результаты изотопного нейтронорадиационного анализа образцов, обогащенных изотопами  $Nd^{142}$ ,  $Nd^{145}$  и Ba (образцы 1, 2 и 3 соответственно).

Новые возможности для анализа открываются при использовании  $\gamma$ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов, особенно для ядер с малым сечением захвата тепловых нейтронов (C, O, Mg, Pb и др.), а также при изотопном анализе для четно-четных ядер. Нахождение содержания таких элементов, как C, O и Mg, очень важно при каротаже геологических скважин. Проведенные в этом направлении эксперименты с Po — Be-источником и германиевым детектором на моделях геологических пластов показали возможность выделе-

Номер образца	Обнаруженные изотопы	Относительное содержание (по весу)	Данные масс-спектрометрического анализа
1	$Nd^{142}$ $Nd^{143}$	29,8 1	22,2 1
2	$Nd^{143}$ $Nd^{145}$	0,30 1	0,512 1
3	$Ba^{138}$ $Ba^{135}$ $Ba^{134}$	1 1,30 3,83	1 1,12 5,04

ния  $\gamma$ -линий неупругого рассеяния  $C^{12}$  (4,43 Мэв),  $O^{16}$  (6,13 Мэв) и  $Si^{28}$  (1,78 Мэв).

Поступила в Редакцию 20/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА.

1. G. A. Bartholomew et al. Compendium of Thermal — Neutron — Capture  $\gamma$ -Ray Measurements. Part I.  $Z < 46$ . Nuclear Data. Vol. 3, No. 4—6, 1967. Part II.  $Z > 46$  in press.
2. Л. В. Грошев и др. Программа и тезисы 18-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, «Наука», 1968, стр. 68.
3. Л. В. Грошев и др. Доклад № 3893 на Международном симпозиуме по структуре ядра (Дубна, июль 1968).

## Нейтронный спектрометр для измерения сечения рассеяния по методу времени пролета

В. Ф. ГЕРАСИМОВ, В. С. ЗЕНКЕВИЧ, С. С. МОСКАЛЕВ

УДК 539.125.5.164.078

При столкновении нейтрона с ядром осуществляется несколько типов реакций. В области резонансных энергий нейтронов наиболее вероятными процессами являются упругое рассеяние, радиационный захват и для некоторых тяжелых ядер деление, характеризующиеся соответствующими ширинами  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_f$ . Помимо ширины взаимодействия нейтронов с ядрами характеризуется моментом количества движения  $I$  составного ядра. Знание  $I$  дает возможность искать наиболее тонкие эффекты в механизме взаимодействия нейтронов с ядрами: корреляцию между полным моментом составного ядра и средними расстояниями между уровнями, средними парциальными ширинами и их распределениями и т. п. Единственным способом прямого определения величины  $I$  является измерение про-

пускания поляризованных нейтронов поляризованной мишенью. Однако пока этот метод применим к ограниченному числу ядер, которые удается поляризовать [1]. В отдельных случаях можно определить величину статистического фактора  $g$  из исследования спектров  $\gamma$ -квантов, испускаемых ядром при захвате нейтронов отдельными резонансами, или из измерений полных сечений [2]. Но наиболее доступный в настоящее время способ определения  $g$ , который можно применить практически к любому ядру, — комбинация измерений сечений резонансного рассеяния и полного сечения.

При рассеянии нейтронов тонким образцом интенсивность резонансного рассеяния пропорциональна ширине уровня и пиковому сечению рассеяния, поэтому площадь под кривой

рассеяния  $A_s \sim \sigma_{0s} \Gamma \sim \frac{g \Gamma_n^2}{\Gamma}$ . Величина  $A_s$  в сочетании с  $g \Gamma_n$  и  $\Gamma$ , полученными в измерениях по пропусканью, позволяет определить  $g$ , а следовательно, и  $I$ . Точность измерения отдельных величин  $A_s$ ,  $\Gamma$  и  $\Gamma_n$ , необходимая для установления значения  $g$ , существенно зависит от спина ядра-мишени. Наименьшие требования к точности предъявляются в случае, когда спин исследуемого ядра равен  $1/2$ .

Принципиальная схема опыта для измерения энергетической зависимости сечения рассеяния по методу времени пролета изображена на рис. 1. Если поверхность источника  $S_n$  излучает  $I_0$  нейтронов, то количество нейтронов, попавших в детектор после рассеяния на тонком образце, будет равно

$$I_{\text{дет}} = I_0 \frac{S_n}{(4\pi)^2} n \sigma_s \frac{S_{\text{обр}} S_{\text{дет}}}{(l_{\text{но}} l_{\text{од}})^2}.$$

Расстояния  $l_{\text{но}}$  и  $l_{\text{од}}$  входят в выражение симметрично, и для получения максимального значения  $I_{\text{дет}}$  необходимо приближать образец как можно ближе к источнику или детектору. Отсюда следуют два оптимальных способа измерения сечения рассеяния, которыми пользуются в настоящее время.

Приняв, что в обоих случаях площади образцов и пролетные расстояния равны, и используя  $4\pi$ -детектор при расположении образца у детектора, получим следующее отношение интенсивностей рассеянных нейтронов:

$$\frac{I_{\text{дет}} \text{ образец у детектора}}{I_{\text{дет}} \text{ образец у источника}} = \frac{4\pi (l_{\text{но}})^2}{(S_{\text{дет}})^2}.$$

Светосилы рассматриваемых вариантов измерений становятся равными, если во втором случае использовать детектор с площадью  $4\pi (l_{\text{но}})^2$ . В реальных условиях эксперимента приходится выбирать  $l_{\text{но}} \geq 20 \text{ см}$ , следовательно, это выполняется при площади детектора  $S_{\text{дет}} \geq 5000 \text{ см}^2$ .

Во втором варианте анализируются энергии нейтронов, рассеянных образцом, а не падающих на него. Поэтому из-за разброса углов рассеяния возникает дополнительная неопределенность в энергетическом разрешении, связанная с изменением энергии при упругом рассеянии нейтронов.

Размещение образца вблизи источника нейтронов имеет существенные преимущества:

1. Отсутствие фона  $\gamma$ -квантов от захвата нейтронов в образце и быстрых нейтронов деления при измерении резонансного рассеяния на делищихся веществах вследствие разделения по вре-

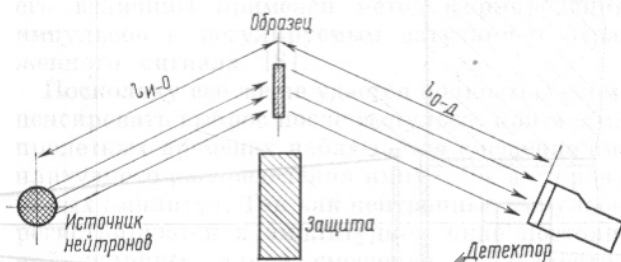


Рис. 1. Принципиальная схема опыта по измерению.

мени пролета эффекта и фона. Можно провести также измерения образцов с сильной радиоактивностью ( $\beta$  или  $\gamma$ ).

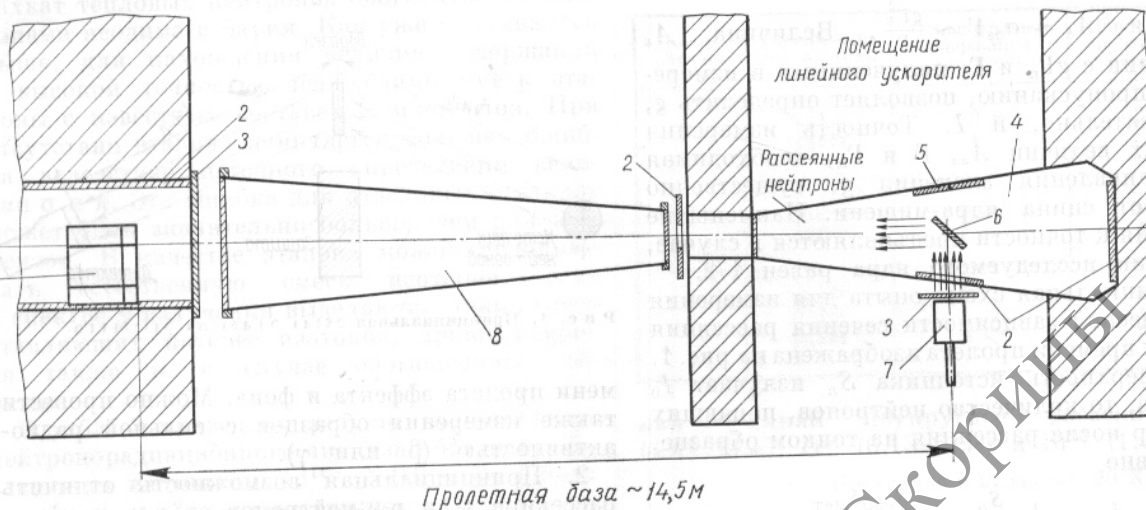
2. Принципиальная возможность отличить рассеяние  $s$ - и  $p_{1/2}$ -нейтронов от  $p_{3/2}$ , так как в последнем случае при рассеянии под углом, близким к  $90^\circ$  должна существенно проявиться анизотропия рассеяния [3].

3. Возможность наблюдать при некоторых добоочных условиях эффекты, связанные с кристаллической решеткой рассеивателя, благодаря тому что ведется анализ энергетического спектра рассеянных нейтронов.

Для измерения сечения рассеяния в ИАЭ им. И. В. Курчатова на линейном ускорителе электронов сооружен нейтронный спектрометр по времени пролета с образцом у источника [4]. Ниже дано описание его устройства, приведены параметры и некоторые экспериментальные кривые.

Измерение сечения рассеяния обычно ведут путем сравнения интенсивности нейтронов, рассеянных исследуемым образцом, и эталоном, имеющим постоянное, хорошо известное сечение рассеяния в широком интервале энергий нейтронов. Схема расположения аппаратуры на пучке ускорителя [5] изображена на рис. 2. Рассеивающий образец расположен под углом  $45^\circ$  к вертикали на расстоянии  $25 \text{ см}$  над источником нейтронов. Дальнейшее уменьшение расстояния между источником и образцом ухудшает условия коллимации рассеянных нейтронов. Пролетное расстояние от образца до детектора равно  $\sim 14,5 \text{ м}$ .

В канале, проходящем через биологическую защиту, имеется система коллиматоров из свинца и карбида бора. Коллимация сделана так, чтобы нейтроны, рассеянные на стенках вакуумной трубы, в которой находится образец, не попали в детектор. Помимо этого внутренняя поверхность трубы вблизи образца покрыта карбидом бора толщиной  $1,5 \text{ см}$ ,



Р и с. 2. Схема установки для измерения сечения рассеяния нейтронов:

1 — детектор с литиевыми стеклами; 2 — В<sub>4</sub>С-защита; 3 — В<sub>4</sub>С-фильтр; 4 — вакуумная труба; 5 — В<sup>10</sup>-защита; 6 — образец; 7 — мишень ускорителя; 8 — труба с гелием.

а место наиболее интенсивного облучения — слоем аморфного В<sup>10</sup> толщиной 6 мм.

Источник нейтронов (урановая мишень ускорителя, окруженная слоем замедлителя) закрыта со стороны образца фильтром из карбида бора, поглощающим медленные нейтроны со скоростями  $\leq v_n$ , которые через время  $t_n = \frac{25 \text{ см}}{v_n}$

могут захватиться в образце и стать источником  $\gamma$ -фона и быстрых нейтронов (при измерениях с делящимися веществами). Ловушка, в которой размещен детектор нейтронов, выложена внутри слоем карбида бора толщиной 3 см.

Временная разрешающая способность спектрометра зависит от ширины канала анализа

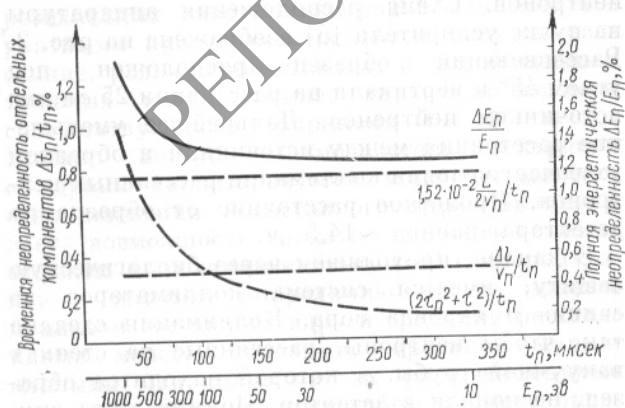
тора  $\tau$ , длительности нейтронного импульса  $\tau_n$  и неопределенности в пролетном расстоянии  $\Delta l/v_n$ . При расположении рассеивающего образца вблизи источника нейтронов, как уже отмечалось, имеется дополнительная неопределенность, связанная с неопределенностью угла рассеяния. Для образцов размерами  $11 \times 15 \text{ см}$  и источника нейтронов диаметром 12 см максимальный разброс углов рассеяния лежит в пределах от 70 до 120°. Это дает неопределенность в изменении энергии при рассеянии нейтронов, равную  $1,52 \cdot 10^{-2} E$  для  $A = 117$ . Полуширина функции разрешения спектрометра для этого случая с учетом всех неопределенностей равна

$$\frac{\Delta t_n}{t_n} = 0,68 \times$$

$$\times \sqrt{2 \left( \frac{\tau_n}{t_n} \right)^2 + \left( \frac{\tau}{t_n} \right)^2 + \left( \frac{\Delta l}{l} \right)^2 + (0,76 \cdot 10^{-2})^2},$$

где  $\tau_n = 0,2 \text{ мксек}$ ;  $\tau = 0,25 \text{ мксек}$ ; пролетное рассеяние  $l = 1452 \text{ см}$ ;  $\Delta l = 5,5 \text{ см}$ .

На рис. 3 приведены расчетная кривая зависимости разрешающей способности спектрометра и ее отдельных компонентов от времени пролета. В интервале энергий до  $\sim 0,5 \text{ кэв}$  основной вклад в разрешение вносит компонент, связанный с изменением энергии. При  $E_n \gg 0,5 \text{ кэв}$  разрешение в основном определяется шириной канала анализатора и длительностью импульса нейтронов. Энергетический интервал спектра нейтронов, в котором можно вести измерения, определяется толщиной борного



Р и с. 3. Разрешающая способность спектрометра и ее компоненты.



фильтра над источником. При малой толщине фильтра условия измерений с нейтронами больших энергий ухудшаются из-за увеличения фона  $\gamma$ -квантов, возникающих при захвате медленных нейтронов в образце. Обычно исследование проводилось в интервале энергий нейтронов  $E_n = 25 \div 1000$  эв.

Согласно анализу, выполненному в работе [6], сцинтиллирующие литиево-силикатные стекла достаточно хорошо удовлетворяют требованиям, предъявляемым к детектору, используемому для регистрации нейтронов по методу времени пролета. Детектор, использованный в настоящей работе, состоял из четырех фотомножителей типа ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 150 мм, на каждом из которых размещалось по три сцинтиллирующих стекла диаметром 70 мм и толщиной 10 мм. Каждое стекло содержало  $\sim 5$  г лития, обогащенного изотопом  $Li^6$  до 90,5%. Расчетная эффективность регистрации нейтрона с энергией 100 эв, падающего перпендикулярно к поверхности стекла, равна  $\sim 15\%$  [7].

Как известно, сцинтиллирующие литиевые стекла чувствительны к  $\gamma$ -излучению и обладают некоторым собственным фоном. Амплитудное распределение импульсов от регистрации  $\gamma$ -квантов и собственного фона стекла в отличие от распределения для нейтронов имеет вид плавной кривой, спадающей к большим амплитудам. Поэтому желательно использовать стекла, имеющие такое амплитудное разрешение, при котором нейтроны можно регистрировать в достаточно узком окне дифференциального дискриминатора. Это существенно увеличивает соотношение между эффектом и фоном. Стекла, из которых составлялся детектор, были не полностью идентичны по своим сцинтилляционным свойствам; суммарное амплитудное разрешение детектора  $\sim 25\%$ .

Одной из особенностей работы регистрирующей аппаратуры на линейном ускорителе электронов является перегрузка в момент электронного импульса. Интенсивная световая вспышка, возникающая при этом в стеклах, дает на выходе ФЭУ длинный импульс с амплитудой, в десятки раз превышающей амплитуду импульса от нейтрона, и нарушает работу электронной аппаратуры, особенно усилителей, на время до 100—200 мксек. Для уменьшения перегрузки на выходе ФЭУ производилось укорачивание импульса с помощью линии задержки. Вследствие неполной компенсации прямого и отраженного сигналов после укороченного импульса возникал выброс. Для уменьшения

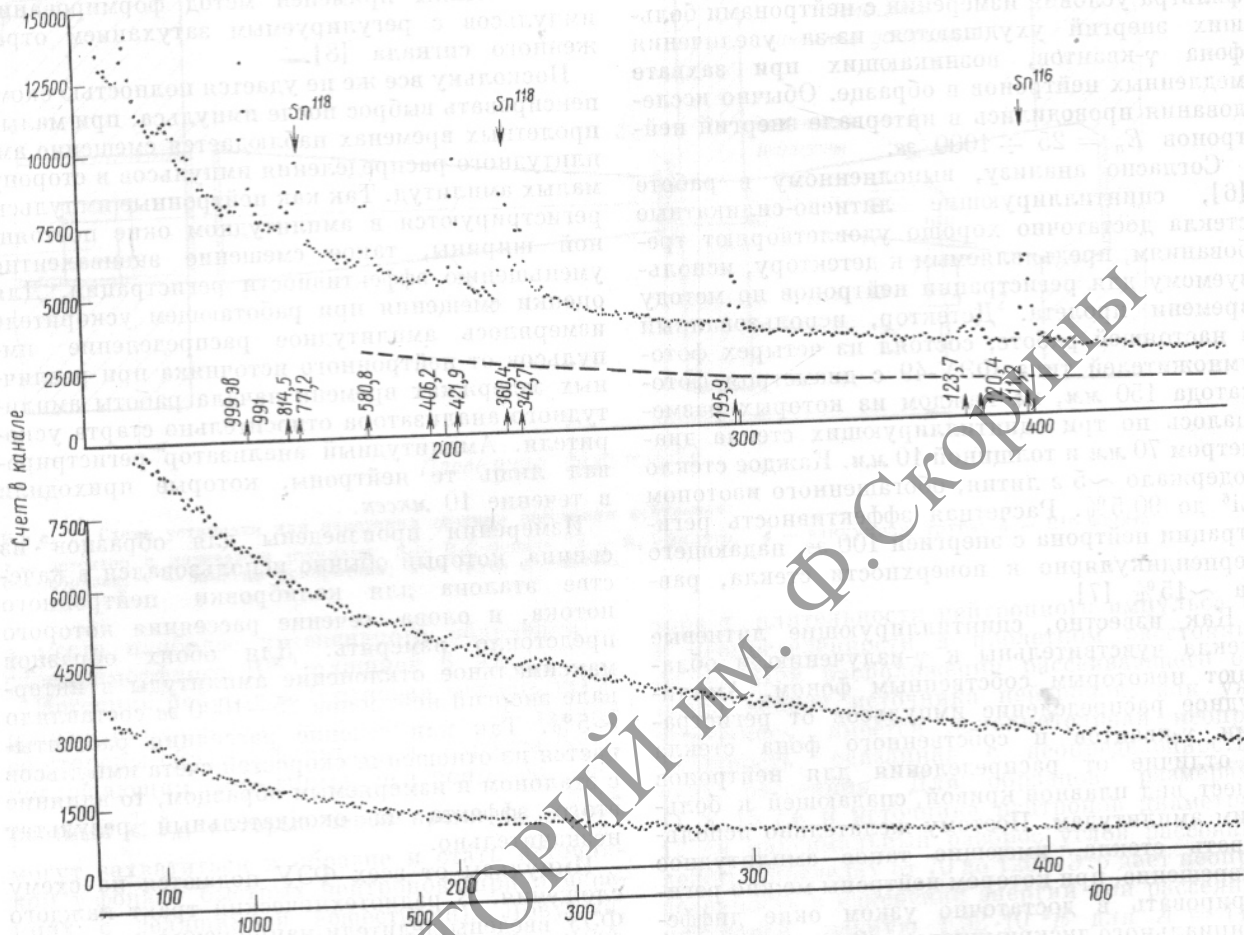
его величины применен метод формирования импульсов с регулируемым затуханием отраженного сигнала [8].

Поскольку все же не удается полностью компенсировать выброс после импульса, при малых пролетных временах наблюдается смещение амплитудного распределения импульсов в сторону малых амплитуд. Так как нейтронные импульсы регистрируются в амплитудном окне постоянной ширины, такое смещение эквивалентно уменьшению эффективности регистрации. Для оценки смещения при работающем ускорителе измерялось амплитудное распределение импульсов от нейтронного источника при различных задержках времени начала работы амплитудного анализатора относительно старта ускорителя. Амплитудный анализатор регистрировал лишь те нейтроны, которые приходили в течение 10 мксек.

Измерения произведены для образцов из свинца, который обычно использовался в качестве эталона для калибровки нейтронного потока, и олова, сечение рассеяния которого предстояло измерять. Для обоих образцов минимальное отклонение амплитуды в интервале энергий нейтронов 25—1000 эв составляло  $\sim 5\%$ . Так как сечение рассеяния рассчитывается из отношения скоростей счета импульсов с эталоном и измеряемым образцом, то влияние этого эффекта на окончательный результат незначительно.

Импульсы от всех ФЭУ подаются на схему сложения. В радиотехнический тракт каждого ФЭУ введены делители напряжения, при помощи которых на общей нагрузке схемы сложения можно получить импульсы одинаковой амплитуды от всех ФЭУ. Затем сигналы усиливаются неперегружающимся усилителем УИС-2 и подаются на дифференциальный амплитудный дискриминатор, а затем на 2048-канальный временной анализатор.

Исследуемый и эталонный образцы в виде пластинок овальной формы (с полуосями 150 и 110 мм) располагались под углом  $45^\circ$  как по отношению к падающему пучку нейтронов, так и по отношению к направлению на детектор. Углу рассеяния, равному  $90^\circ$ , соответствует максимальная интенсивность рассеянных нейтронов. В качестве эталонного образца использовался свинец особой чистоты. В рабочем положении образец толщиной 2 мм рассеивал  $\sim 9\%$  падающих на него нейтронов. Толщины исследуемых образцов выбирались в зависимости от силы резонансных уровней.



На рис. 4 приведен экспериментальный спектр нейтронов, рассеянных эталонным образцом свинца в интервале энергий 30—1500 эв (нижняя кривая). Спектр получен за 17 ч измерений с шириной канала временного анализатора 0,25 мксек.

При измерениях сечения рассеяния существенную роль играет величина фона. Фон спектрометра складывается из нескольких компонентов. Наиболее существенный из них — фон в отсутствие образца. В основном этот фон, по-видимому, создавался нейтронами, рассеянными в помещении ускорителя. Несмотря на то, что были приняты меры к тому, чтобы нейтроны, рассеянные на конструктивных материалах вблизи образца, не попадали в детектор, доля этих нейтронов в фоне составляла заметную величину. Спектр фона без образца примерно повторял форму спектра нейтронов, полученную с эталонным рассеивателем из свинца.

Небольшая часть фона создавалась нейтронами из соседних пучков, рассеянными в физическом зале, и собственным фоном сцинтилляторов (~10 имп/сек).

При наличии образца возникает дополнительный фон, обусловленный тем, что часть нейтронов, рассеянных в помещении ускорителя, попадает на образец и рассеивается в направлении детектора или захватывается в образце с образованием  $\gamma$ -квантов.

Полная величина фона по отношению к интенсивности полностью рассеянного пучка равнялась 3,3%.

При измерениях эффекта от рассеяния образцом и фона производилось постоянное мониторирование интенсивности источника нейтронов. В качестве мониторов использовались два нейтронных счетчика с коронным разрядом типа СНМ-13, расположенные в помещении ускорителя.

На спектрометре было измерено сечение рассеяния изотопа  $\text{Sn}^{117}$  (образец с 88 вес. %  $\text{Sn}^{117}$ ). Экспериментальная кривая, полученная с шириной канала анализатора 0,25 мксек, приведена на рис. 4 (верхняя кривая). Кривая получена в четырех отдельных сериях измерений

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Алфименков и др. «Ядерная физика», 3, 55 (1966).
2. H. Landon, E. Rae. Phys. Rev., 107, 1333 (1957); J. Fox et al. Phys. Rev., 110, 1472 (1958); F. Firk, M. Moxon. Nucl. Phys., 12, 552 (1959).

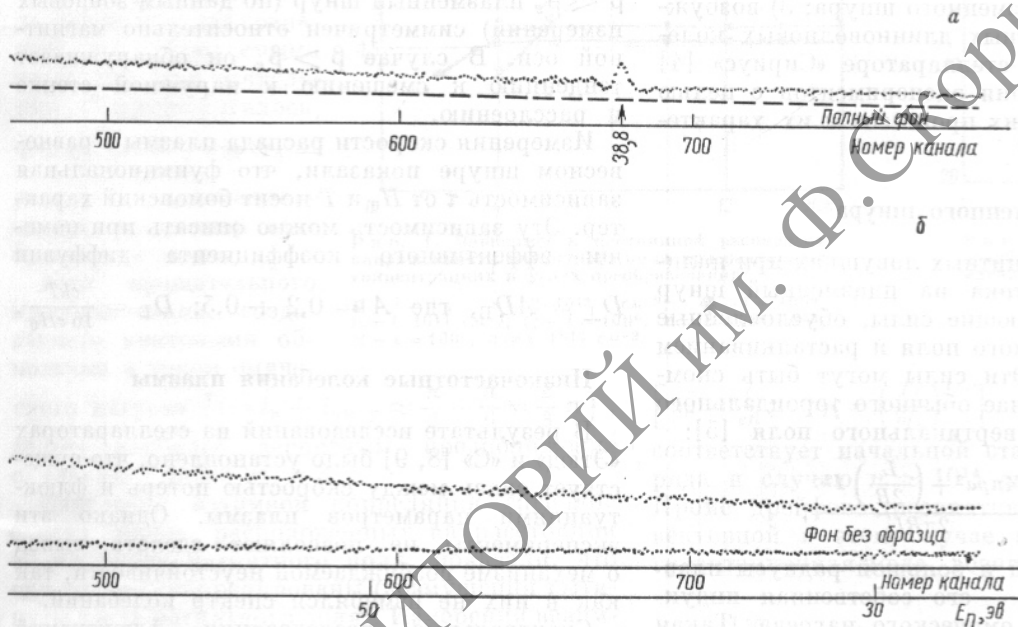


Рис. 4. Экспериментальный спектр нейтронов, рассеянных:

а — образцом  $\text{Sn}^{117}$  ( $n = 2,96 \cdot 10^{21}$  атом/см $^2 \cdot \sqrt{2}$ ); б — образцом свинца ( $n = 5,69 \cdot 10^{21}$  атом/см $^2 \cdot \sqrt{2}$ ).

за 49 ч. Под экспериментальной кривой пунктирной линией проведена экстраполированная кривая полного фона.

Наиболее слабый уровень, параметры которого были определены, имел величину  $g\Gamma_n \approx 5 \cdot 10^{-3}$  эв ( $E_n \Rightarrow 38,8$  эв). Снижение этого предела возможно при уменьшении величины фона и увеличении скорости счета нейтронов.

В заключение авторы благодарят М. И. Певзнера за интерес к работе, А. Б. Бирюкова, В. С. Загорнова, И. Н. Пивсаева за помощь в создании спектрометра и проведении измерений.

Поступила в Редакцию 3/II 1969 г.

3. П. Е. Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.
4. В. Ф. Герасимов, В. С. Зенкевич, В. В. Сафронов. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами, 9—12 июня 1964 г., Дубна, ОИЯИ-1845, 1964.
5. Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, 327 (1962).
6. L. Bollinger, G. Thomas, R. Ginter. Nucl. Instrum. and Methods, 17, 97 (1962).
7. Н. Ф. Орлов и др. Материалы V Всесоюзной конференции по синтезу, производству и использованию сцинтилляторов. Харьков, ВНИИМонокристалл, 1968.
8. С. К. Сотников. Доклад на VII Всесоюзной конференции по ядерной электронике. Москва, 1967.