

Рис. 3. Изменение со временем спектра остаточной активности в течение первых 6 ч после остановки реактора.

суток. На рис. 3 показаны спектры, снятые в течение первых 6 ч после остановки реактора с интервалом 50—60 мин. В приведенных спектрах можно выделить линии, соответствующие  $\gamma$ -излучению с энергиями 0,9; 1,15; 1,40; 1,85; 2,45; 3 Мэв. Период убывания общей интенсивности спектра  $\gamma$ -излучения в этот промежуток времени составляет  $\sim 3$  ч, интенсивности  $\gamma$ -излучения с энергией 2,45 Мэв —  $\sim 10$  ч. На рис. 4 приведены спектры, снятые через 20 и 70 ч после остановки реактора. Здесь же для сравнения приведен последний из спектров рис. 3. В спектре долгоживущей активности можно выделить  $\gamma$ -излучение с энергиями 0,55; 0,75; 1,60; 2,0 и 2,50 Мэв. Период убывания интенсивности мягкой части спектра 3—4 суток. Изотоп, которому свойственна линия 1,60 Мэв, накапливается.

Проследить дальнейшее поведение спектра долгоживущей активности оказалось невозможным, так как

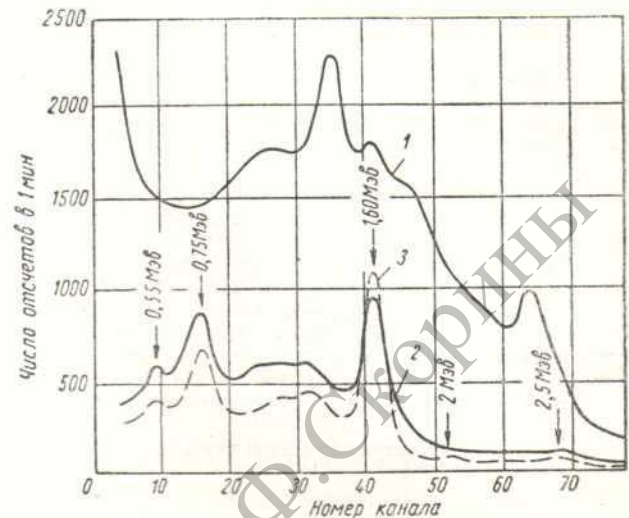


Рис. 4. Изменение со временем спектра долгоживущей активности:

1, 2, 3 — спектр через 6; 20; 70 ч после остановки реактора соответственно.

это потребовало бы длительной остановки реактора. Принадлежность наблюдаемого  $\gamma$ -излучения определенным изотопам не установлена из-за сложности спектров и неточности определения периодов полураспада.

Поступило в Редакцию 16/VII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Грошев и др. Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
2. Л. В. Грошев, А. М. Демидов. «Атомная энергия», 7, 257 (1959).

УДК 621.039.538:546.72

## Ослабление нейтронов с энергией больше 1,5 Мэв в железе

В. Н. Аваев, Ю. А. Егоров, Г. Г. Моисеев

В опубликованных работах [1—5], посвященных изучению прохождения быстрых нейтронов через железо, определены длины релаксации  $\lambda$  для нейтронов с энергией, большей 2 Мэв. Можно полагать, что по мере приближения энергии быстрых нейтронов к пороговой энергии (начиная с которой происходит неупругое рассеяние на ядрах железа) длины релаксации быстрых нейтронов должны увеличиваться. Это обстоятельство было обнаружено экспериментально при измерении спектров прохождения быстрых нейтронов реактора через железо в условиях барьерной геометрии [6]. Для проверки и пополнения известных экспериментальных результатов на водо-водяном исследовательском реакторе в условиях «полубесконечной» геометрии было измерено пространственное распределение нейтронов с энергией, большей 1,5 Мэв, в железе. Нейтроны реги-

стрировались с помощью индикатора из индия [реакция  $In(n, n') In^m$ ]. Энергия 1,5 Мэв соответствует эффективному энергетическому порогу этой реакции для нейтронов спектра деления [7]. С увеличением толщины слоя железа вследствие смягчения спектра нейтронов [6] порог реакции несколько уменьшается. Пространственное распределение нейтронов с  $E_n > 1,5$  Мэв измерено в железе толщиной от 0 до 90 см. Вычисленные по результатам измерений длины релаксации приведены в таблице. Как видно, длина релаксации для нейтронов с энергией, большей 1,5 Мэв, зна-

Длина релаксации нейтронов  $E_n > 1,5$  Мэв в железе

Толщина слоя, см	0—10	10—20	20—45	45—90
$\lambda$ , см	8,35	9,85	11,1	13,5

чительно превышает известные длины релаксации для нейтронов больших энергий. Такой результат качественно хорошо согласуется с результатами работы [6]; абсолютные значения длин релаксации, приведенные в таблице, несколько больше, что, по-видимому, связано с различием в геометриях экспериментов. С увеличением толщины слоя железа длина релаксации возрастает. Это можно объяснить накоплением в железе нейтронов с энергией, близкой к энергетическому порогу неупругого рассеяния нейтронов на ядрах железа. Для проверки в тех же условиях было измерено пространственное распределение нейтронов в железе с помощью пороговых индикаторов из фосфора ( $E_{\text{пор}} = 3 \text{ Мэв}$ ), алюминия ( $E_{\text{пор}1} = 5 \text{ Мэв}$  и  $E_{\text{пор}2} = 7 \text{ Мэв}$ ). Полученные длины релаксации (6,7; 6,25 и 6,4 см соответственно) хорошо согласуются с известными результатами.

Ошибка в определении длин релаксации не превышала 5%.

Поступило в Редакцию 19/VII 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Blizard. Annual Rev. Sci., 5, 91 (1955).
2. Д. Л. Бродер и др. «Атомная энергия», 7, 313 (1959).
3. Д. Л. Бродер и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 174.
4. D. Wood. Nucl. Sci. Engng, 5, 45 (1959).
5. В. П. Машкович, С. Г. Цыган. «Атомная энергия», 11, 251 (1961).
6. А. П. Веселкин и др. «Атомная энергия», 16, 32, (1964).
7. R. Diezckx. Nucl. Instrum. and Methods, 15, 355 (1962).

УДК 539.107.4

## Кремниевые спектрометрические детекторы с широкой чувствительной областью

О. А. Матвеев, С. М. Рыжков

В настоящей работе описываются конструкция и технология изготовления  $n-i-p'$ -счетчиков с шириной чувствительного слоя 2 мм, разработанных в Физико-техническом институте АН СССР. С помощью этих счетчиков можно измерять с высокой степенью точности энергию  $\beta$ -частиц,  $\gamma$ -квантов и тяжелых частиц с большими пробегами (например, протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц больших энергий).

### Конструкция и способ изготовления детекторов

Спектрометрические счетчики с широким чувствительным слоем созданы на основе так называемой  $n-i-p'$ -структуры [1—3]. Принципиальное устройство и схема включения детектора показаны на рис. 1.

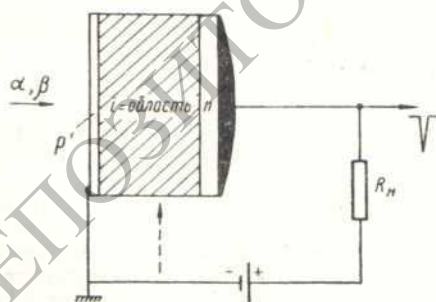


Рис. 1. Принципиальное устройство  $n-i-p'$ -счетчика и схема его включения.

Детектор представляет собой пластинку монокристаллического кремния, состоящую из трех слоев, различных по типу проводимости:  $n$ - и  $p$ -слой обла-

дают соответственно электронной и дырочной проводимости (низкого удельного сопротивления  $\rho$ );  $i$ -слой является областью с собственной проводимостью, т. е. с малой концентрацией носителей заряда и высоким удельным сопротивлением. При включении такой структуры в запирающем направлении все напряжение сосредоточивается на  $i$ -слое (чувствительной области счетчика).

Для изготовления опытных образцов детекторов был использован дырочный кремний с  $\rho \approx 200 \div 600 \text{ ом}\cdot\text{см}$  и  $L_d \approx 0,5 \text{ мм}$  (где  $L_d$  — длина диффузионного смещения носителей тока).

Процесс изготовления детекторов в основном состоит в следующем. Диффузией лития создается  $n-p$ -переход, в котором ионы лития ( $\text{Li}^+$ ) при подключении к источнику запирающего напряжения двигаются в  $p$ -область и, компенсируя акцепторы, создают широкую  $i$ -область. Контакт к  $p$ -области служит вплавленный алюминий, образующий тонкий сильно легированный  $p'$ -слой. На  $n$ -кремнии контактом является никель. Разгон лития по образцу проводился в специальной вакуумной камере при температуре  $420^\circ \text{ К}$  и запирающем напряжении  $100 \text{ в}$ . Для получения  $i$ -области шириной  $1 \text{ мм}$  образец выдерживался при указанном режиме около 20 ч.

Толщина окна детектора, предназначенного для спектрометрии длиннопробежных частиц, не должна превышать нескольких микрон. Толщину такого окна можно оценить по потере энергии частицы в окне. Для этого снималась зависимость амплитуды импульса детектора от энергии  $\alpha$ -частиц\* и по отрезку, отсекаемому прямой на оси энергии, находились потери энергии частицы в окне и соответственно толщина окна. Толщина окна детектора составляла  $\sim 3 \div 4 \text{ мк}$  и уменьшалась с повышением прикладываемого напря-

\* Энергия  $\alpha$ -частиц изменялась с помощью калиброванных алюминиевых фольг.