

Р и с. 5. Энергетическое распределение нейтронов, измеренных спектрометром СЭН2-02 при расположении водородного счетчика СНМ-38 потоку нейтронов перпендикулярно (●) и параллельно (○)

Спектры $\Phi'(E)$, измеренные с помощью спектрометра СЭН2-02, вычислены в относительных единицах и совмещены со спектрами $\Phi(E)$, измеренными с помощью спектрометра с кристаллом стибьена, в области энергии от 0,3 до 0,7 МэВ по интегральному счету. При этом выполнялось условие

$$\int_{0,3}^{0,7} \Phi'(E) dE = \int_{0,3}^{0,7} \Phi(E) dE. \quad (1)$$

Функции $\Phi'(E)$ и $\Phi(E)$ для пучка нейтронов П-2 совместились с точностью не хуже 5% для $\Delta E = 0,3 \div 0,7$ МэВ.

Функции $\Phi'(E)$, вычисленные согласно выражению [1]

$$\Phi'(E) = C \left[\frac{d}{dE} N(E) \right] \times K(E) \text{ [нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})], \quad (2)$$

оказались несколько заниженными по сравнению с $\Phi(E)$.

Спектр нейтронов, выходящих из отражателя реактора нулевой мощности, измерялся счетчиком СНМ-38

при положении оси вдоль и поперек потока нейтронов. Аналогичные измерения были проведены за 30-см барьером из железа. Результаты показаны на рис. 5, из которого видно, что функции $\Phi'(E)$, измеренные при двух положениях счетчиков, имеют одинаковый характер, но по величине отличаются практически в два раза. Отсюда следует, что вид функции $\Phi'(E)$ получается правильным при любом положении счетчика, абсолютный же поток нейтронов, вычисленный из этих данных, может быть занижен. Этот факт объясняется следующим. Значения функции эффективности водородного счетчика вычисляются из полного количества ядер водорода в объеме счетчика СНМ-38. Если включена схема идентификации протонов и электронов по форме импульсов, как это делалось во время наших измерений, то при падении пучка частиц вдоль оси счетчика часть импульсов, образованных вблизи стенок счетчика протонов, имеет большее время нарастания и не регистрируется вместе с импульсами от γ -излучения.

Проведено сравнение (см. рис. 2, б) спектров нейтронов $\Phi(E)$ для пучка Б-3, полученных для реакторов БР-5 и БР-10 (сравнение по форме спектров, привязка в области энергии нейтронов $E_n = 6$ МэВ). Небольшие различия в спектрах при $E_n > 10$ МэВ можно объяснить экспериментальными ошибками и разным делящимся материалом в активных зонах этих реакторов.

Благодаря хорошему согласию по форме функций $\Phi(E)$ для канала Б-3 обоих реакторов, распределение $\Phi(E)$ для канала Б-2 реактора БР-10 получено по данным $\Phi(E)$ для реактора БР-5 простым пересчетом на коэффициент, определенный по данным пучка нейтронов Б-3 [1].

В таблице представлены также данные пучков нейтронов Б-2 и Б-3 реактора БР-5, пересчитанные на те же расстояния, при которых проводились измерения на реакторе БР-10.

Авторы выражают благодарность Ю. В. Фадееву за помощь в проведении измерений.

Поступило в Редакцию 9/IV 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кухтевич В. И., Трыков Л. А., Трыков О. А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М., Атомиздат, 1971.
2. Семенов В. П., Трыков Л. А., Тюфяков Н. Д. В сб.: Программа и тезисы докладов XXIII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1973, с. 385.
3. Бондаренко И. И. и др. «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 6, с. 593.

УДК 539.107:621.039.564

Трековый детектор с расширенным диапазоном измерений

РОГИНЕЦ Л. П., ЯРОШЕВИЧ О. И., МАЛЫХИН А. П., ЖУК И. В.

Диапазон измеримых плотностей треков на поверхности твердого трекового детектора составляет 2 (или немногим более) порядка и ограничивается при малой плотности треков ухудшением статистики счета, при большой — взаимным перекрытием треков.

Чтобы охватить более широкий диапазон при измерениях доз нейтронного облучения или плотностей деления ядер, обычно используют в контакте с детекторами либо набор делящихся фольг с различным обогащением, либо применяют ступенчатый режим химической обработки детекторов.

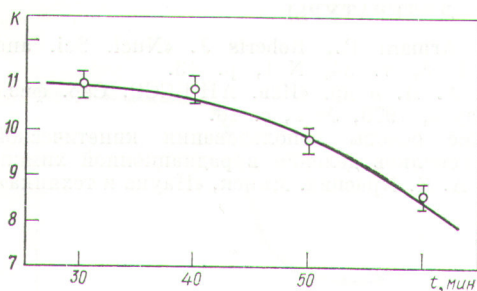


Рис. 1. Зависимость коэффициента ослабления от времени травления детектора

В настоящей работе изучалась возможность расширения диапазона измерений при наличии только одного источника, одного детектора и однократной его химической обработки. Для этого предлагается использовать трековый детектор толщиной, меньшей максимального пробега осколков делящихся ядер в веществе детектора. Если в этом случае окажется, что доза облучения была велика и треки на лицевой (обращенной к источнику) стороне детектора перекрываются, то искомая величина определяется подсчетом плотности треков на обратной стороне, где она будет намного ниже, и умножением ее на K (коэффициент ослабления), численно равный отношению плотности треков на лицевой поверхности детектора T' к плотности треков на обратной — T'' . Значение K не зависит от плотности нейтронного потока и времени облучения и может быть измерено предварительно с хорошей точностью для данной композиции источник + детектор и выбранного режима обработки.

Нами исследовалась розовая поликарбонатная пленка типа макрофол ($\sim C_{10}H_{14}O_3$)_n с эффективностью регистрации осколков $\sim 95\%$ [1] и толщиной $1,73 \text{ мг/см}^2$ ($\sim 15 \text{ мк}$). Для определения K детектор из макрофола размером $5 \times 5 \text{ мм}$ приводился в плотный контакт с источником (урановая фольга $4 \times 4 \times 0,1 \text{ мм}$ с обогащением $6,5\%$ по ^{235}U) и облучался в нейтронном потоке на критической сборке Института ядерной энергетики АН БССР. Затем детектор обрабатывался в течение 30 мин в $6,25 \text{ N NaOH}$ при 60°C . Полученное значение равно $11,0 \pm 0,3$, что и соответствует расширению границ диапазона измеримых плотностей деления (доз нейтронного облучения) примерно на порядок. При добавочном травлении детектора ступенями по 10 мин в том же растворе (рис. 1) значение K падает в основном, по-видимому, вследствие уменьшения толщины детектора.

Величину K можно предварительно оценить следующим образом. Пусть d_1 и d_2 — толщины источника и детектора; R_1 и R_2 — средние начальные пробеги осколков в источнике и детекторе; ϵ' и ϵ'' — эффективности регистрации осколков лицевой и обратной сторонами детектора соответственно.

Тогда $K = (T'/T'') = (N'\epsilon'/N''\epsilon'')$, где N' и N'' — число падающих на детектор и прошедших его насквозь осколков соответственно.

Если эффективность регистрации высока ($\epsilon' \approx \epsilon'' \approx 1$) или детектор очень тонкий ($d_2 \ll R_2$), то $\epsilon'/\epsilon'' \approx 1$. В этом случае, обозначив $p_1 = d_1/R_1$ и $p_2 = d_2/R_2$ и воспользовавшись соотношениями из работы [2] для расчета N' и N'' , получим (при $p_2 < 1$):

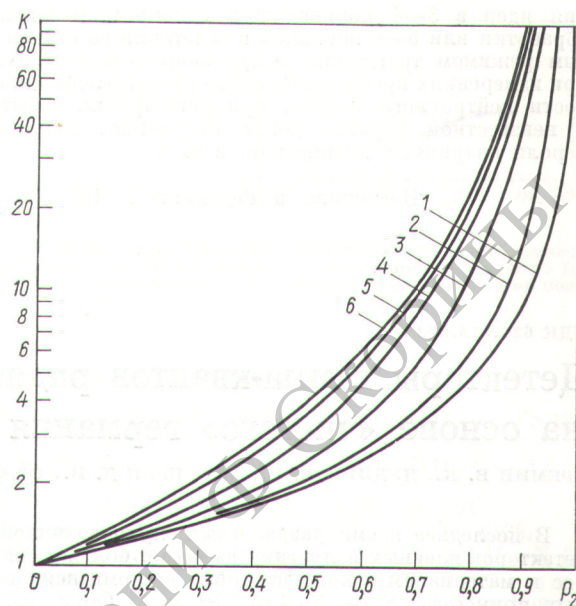


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления от толщины трекового детектора ($p_2 = d_2/R_2$) для различных толщин источника p_1 при $\epsilon'/\epsilon'' = 1$:

1—6 — $p_1 = 0,001; 0,1; 0,3; 0,5; 0,7$ и $\geq 1,0$ соответственно

для тонкого источника ($d_1 \leq R_1$)

$$K = \begin{cases} \frac{1 - 0,5p_1}{1 - 0,5p_1 - p_2} & \text{при } p_1 + p_2 \leq 1; \\ \frac{(2 - p_1)p_1}{(2 - p_2)^2} & \text{при } p_1 + p_2 \geq 1, \end{cases}$$

для «толстого» источника ($d_1 \geq R_1$) $K = 1/(1 - p_2)^2$.

Так как спектр падающих на детектор осколков жестче, чем спектр осколков, прошедших через него, фактически $\epsilon' > \epsilon''$, поэтому истинное K должно быть несколько выше расчетного. Однако при больших временах травления уменьшение толщины детектора может привести и к-му уменьшению K вплоть до расчетного значения (рис. 2) и еще ниже.

Рассчитанный для нашего случая по работе [3] средний пробег неослабленных осколков в макрофоле оказался равным $2,49 \text{ мг/см}^2$ ($\sim 22,2 \text{ мк}$), а значение K , вычисленное по приведенным выше формулам для случая $d_1 > R_1$, равно $10,8$, что хорошо согласуется с экспериментом. Сушествено, что при использовании толстого источника K не зависит от d_1 и R_1 .

Как видно из рис. 1 и 2, величину K можно варьировать выбором толщины детектора и в меньшей степени режимом химической обработки. Рекомендуемые значения K составляют от 3—5 до 30—50. При $K < 3$ сказываются неудобства работы с тонкими детекторами, а эффект довольно мал; при $K > 50$ колебания толщины детектора сильно сказываются на величине K .

При $K > 10^2$ возможен разрыв между двумя поддиапазонами чувствительности детектора (на лицевой и обратной сторонах), ширина каждого чуть более двух порядков по плотностям треков.

Подобные детекторы и дозиметры на их основе, перекрывающие диапазон измеримых плотностей деле-

ния ядер в 3—4 порядка при однократном режиме обработки или 5—6 порядков в сочетании со ступенчатым режимом травления, могут оказаться полезными при измерениях пространственного распределения плотности нейтронного потока, при регистрации событий с неизвестной заранее дозой облучения, например в роли аварийных дозиметров, и т. п.

Поступило в Редакцию 23/IX 1974 г.

УДК 621.315.592

Детекторы гамма-квантов радиационного типа на основе «чистого» германия

ЕРЕМИН В. К., ДУДНИК Е. П., ЛЕВИНЗОН Д. И., СТРОКАН Н. Б., ТИСНЕК Н. П., ЧИКАЛОВА О. П.

В последнее время разработка полупроводниковых детекторов ядерных излучений вызывает большой интерес к материалам с концентрацией нескомпенсированных примесей $|N_D - N_A| \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Столь малые концентрации могут быть достигнуты за счет чрезвычайно высокой чистоты материала или применения различных методов компенсации. Первый путь реализован в работах [1, 2], где получен германий с $|N_D - N_A| \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Среди методов компенсации известны способ дрейфа ионов Li^+ [3], а также методика «холодного легирования» [4], позволяющая получить детекторы, не нуждающиеся в непрерывном охлаждении даже в режиме хранения. В настоящем сообщении описаны возможности холодного легирования на примере германия с $N_D - N_A \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Для получения детектора холодным легированием с большим рабочим объемом и высокой разрешающей способностью примесный состав исходного материала должен быть таким, чтобы при компенсации создавались радиационные дефекты с достаточно «глубокими» акцепторными уровнями и исключалась нежелательная раскомпенсация в области сильного поля [5, 6]. Если возникают уровни, способные дать раскомпенсацию, то необходимо достичь таких концентраций радиационных дефектов, при которых они не заполнены электронами. Кроме того, материал должен обладать высокой однородностью для исключения $n - p$ -конверсии при компенсации в некоторых областях, следствием чего является резкая неоднородность поля [7].

Поскольку разрешающая способность детектора зависит от времени жизни неравновесных носителей, определенное условие налагается на произведение концентраций центров, введенных при компенсации (т. е. исходные $N_D - N_A$), и сечений захвата ими носителей. Система радиационных дефектов в германии при облучении γ -квантами в принципе удовлетворяет указанным требованиям [8].

Проиллюстрируем сказанное на примере использования достаточно «чистого» германия n -типа с концентрацией $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Материал был получен по методу Чохральского на печи «Редмет-4М» с использованием турбомолекулярного (ТМН-200) и титанового (ГВН-0,2) насосов, обеспечивающих вакуум в печи $1 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$

В качестве исходного использовался зонно-очищенный германий с удельным электросопротивлением при

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gold R., Armani R., Roberts J. «Nucl. Sci. and Engng», 1968, v. 34, N 1, p. 13.
2. Малыхин А. П. и др. «Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук», 1970, № 2, с. 16.
3. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Под ред. А. К. Красина. Минск, «Наука и техника», 1972.

температуре -78°C более 500 Ом·см, полученный из королькового с удельным электросопротивлением при комнатных температурах более 20 Ом·см. В процессе зонной плавки путем воздействия кислородсодержащей среды на расплав (использовался аргон, содержащий 0,02% кислорода) [9] исходный германий дополнительно очищался от примесей Si, C, B, Al и др.

Большое внимание уделялось выбору материала контейнера для плавки. Лучшим оказался материал спеченной двуокиси кремния, из которого были изготовлены тигель и экраны. Монокристалл выращивался со скоростью 2 мм/мин при оборотах затравки 60 об/мин. После расплавления германия расплав подвергался дегазации при температуре 1200°C в течение 30 мин, затем температура снижалась и кристалл выращивался в бездислокационном режиме, т. е. затравление проводилось по Дешу, угол разрачивания кристалла не превышал 60° .

При компенсации проводимости образец облучался такой дозой γ -излучения, чтобы в s -зоне осталась концентрация $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Последнее позволяет в принципе достичь области поля $\sim 5 \text{ мм}$ при смещениях около 300 В аналогично случаю сверхчистого германия.

Для выяснения уровней, возникающих в запрещенной зоне при компенсации, были проведены исследования изменений емкости с температурой $C(T)$ и примесной подсветкой $C(h\nu)$. Из хода $C(T)$ следует наличие уровня $E_c = 0,27 \text{ эВ}$ в концентрации $1,15 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1). Фотоемкостные измерения указывают на присутствие еще одного более глубокого уровня $E_{v+} + 0,33 \text{ эВ}$ (рис. 2). Положение наблюдаемых уровней таково, что они не могут дать раскомпенсации при рабочей температуре детектора.

Ступенчатый ход зависимости $C(T)$ показывает также, что при компенсации в образце не возникли области p -типа, так как при наличии областей с $n - p$ -конверсией функция $C(T)$ должна иметь максимум.

Спектрометрические характеристики детектора достаточно высоки. Так, разрешение на линии ^{60}Co (1,33 МэВ) составляло 0,24% при толщине рабочей области 5 мм. Это разрешение лишь в два раза превышает предельное, определяемое флюктуациями ионизации.

Определенное из собирающего компонента разрешения эффективное сечение захвата дырок довольно