

## ЛАБОРАТОРНЫЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© 2013 г. С. В. Артемов, Г. А. Радюк, С. А. Раджапов\*, А. А. Караходжаев,  
Я. С. Абдуллаева, В. П. Якушев, О. Ш. Жураев

*Институт ядерной физики АН РУз  
Узбекистан, 100214, Ташкент, пос. Улугбек  
E-mail: artemov@inp.uz*

*\*Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз  
Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Бодомзор йули, 2б*

Поступила в редакцию 26.07.2012 г.

Представлен обзор “нетрадиционных” лабораторных ядерно-физических методов определения таких основных параметров полупроводниковых детекторов заряженных частиц, как толщина чувствительного слоя и энергетическое разрешение. Методы измерения толщины чувствительного слоя основаны на особенностях взаимодействия излучения стандартных  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -источников и монохроматических нейтронов с материалом детекторов и предполагают наличие нескольких “реперных” детекторов с известными характеристиками. Применение предлагаемых методов позволяет предварительно оценить работоспособность детекторов перед их использованием в дорогостоящих экспериментах, например, на пучках ускорителей.

DOI: 10.7868/S0032816213040022

### 1. ВВЕДЕНИЕ

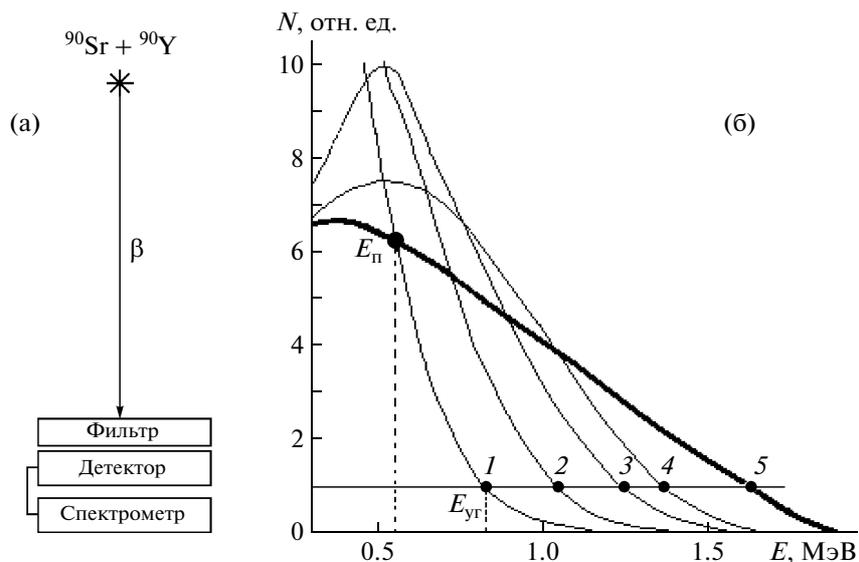
В ядерно-физических экспериментах на ускорителях для идентификации и спектрометрии заряженных частиц, в ядерной спектроскопии, дозиметрии и ряде прикладных задач используются полупроводниковые кремниевые детекторы с толщинами от десятков микрометров до нескольких миллиметров. Используемые детекторы (“обычные”, стриповые, позиционно-чувствительные и т.д. [1]) функционально делятся на два типа: детекторы ионизационных потерь (“пролетные” или полностью обедненные) и детекторы полного поглощения. В зависимости от типа и энергии регистрируемых частиц и от задач эксперимента к толщине чувствительной области и энергетическому разрешению детекторов предъявляются разные требования.

Обычно основные характеристики детекторов – энергетическое разрешение и толщина чувствительной области – контролируются в лабораторных условиях с использованием радиоактивных источников заряженных частиц, имеющих монохроматические энергетические линии (например,  $\alpha$ -излучатель  $^{226}\text{Ra}$  и источник конверсионных электронов  $^{207}\text{Bi}$ ).

Эффективное энергетическое разрешение для длиннопробежных частиц в экспериментах на ускорителях (“объемное” разрешение) и короткопробежных частиц от  $\alpha$ -источника (“поверх-

ностное” разрешение), как известно, может существенно различаться. Использование конверсионных электронов в качестве источников длиннопробежных частиц также может приводить к искажению формы аппаратной линии детектора и давать некорректное значение энергетического разрешения по сравнению с жесткими тяжелыми частицами из-за большой величины страгглинга пробегов и большой вероятности отклонения траектории электрона от первоначального направления. Идеальным является использование моноэнергетических ускоренных ионов с регулируемой энергией, диапазон длин пробегов которых подбирается равным толщине чувствительной области детектора.

Поскольку далеко не все исследовательские центры имеют ускорители с выведенным пучком, а также из-за дороговизны пучкового времени существует потребность в более простых методах определения толщин и энергетического разрешения детекторов в лабораторных условиях. В данной работе представлен обзор предложенных нами ранее и некоторых дополнительных простых способов измерения толщины чувствительной области и “объемного” энергетического разрешения кремниевых детекторов с использованием стандартных  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -источников и источника быстрых нейтронов (например, нейтронного ге-



**Рис. 1.** Определение толщины чувствительной области детектора с помощью  $\beta$ -источников: **а** – геометрия измерения; **б** – формы  $\beta$ -спектров от источника  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , полученных на детекторах различной толщины, мм: 1 – 0.51, 2 – 0.70, 3 – 1.26, 4 – 1.70 и 5 – более 4.09.

нератора или ускорительной трубки с тритиевой мишенью).

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

### 2.1. Использование $\beta$ -источников

Возможность измерения толщины чувствительной зоны детектора с помощью  $\beta$ -источника, в качестве которого использован  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , продемонстрирована в [2]. Этот излучатель имеет две компоненты сплошного  $\beta$ -спектра с максимальными энергиями 0.55 и 2.28 МэВ. Для полного поглощения  $\beta$ -частиц с максимальной энергией толщина чувствительной зоны детектора должна быть  $\geq 4.65$  мм [3]. В противном случае часть высокоэнергичных  $\beta$ -частиц покидает чувствительную область, оставляя в ней лишь долю своей энергии. В результате измеренная форма  $\beta$ -спектра будет искажена относительно истинной. Этот эффект можно использовать для определения толщины чувствительной области. Схема измерений приведена на рис. 1а.

Изменение формы измеренных спектров в зависимости от толщины чувствительной области детекторов удобно контролировать, если отрезать поглотителем низкоэнергетическую часть спектра, установив полиэтиленовый фильтр толщиной 1 мм между источником и детектором (при этом минимальная толщина кремниевого детектора для полного поглощения будет не 4.65 мм, а 4.09 мм).

В этом случае  $\beta$ -спектры для детекторов различной толщины будут выглядеть, как показано

на рис. 1б. Заметим, что все спектры должны быть получены при идентичных условиях: одинаковое общее количество зарегистрированных частиц и одинаковая калибровка по энергии.

Жирной линией на рис. 1б показан спектр, полученный с использованием “толстого” детектора с полным поглощением всех  $\beta$ -частиц. По форме этот спектр близок к собственному спектру  $\beta$ -источника.

Если детектор имеет толщину  $< 4.09$  мм, то огибающая полученного с его помощью спектра будет пересекать огибающую спектра для “толстого” детектора (жирная линия на рис. 1б) в точке с абсциссой  $E_{\text{п}}$ . Чем тоньше детектор, тем ближе к началу спектра будет точка пересечения.

Для количественной оценки искажения спектра также удобно использовать положение условной граничной энергии  $E_{\text{уг}}$  регистрируемого детектором спектра, которую можно определить как точку пересечения огибающей спектра с прямой, параллельной оси абсцисс (соответствующей некоторому произвольному, статистически достоверному числу зарегистрированных  $\beta$ -частиц).

На рис. 2 показаны зависимости условной граничной энергии  $E_{\text{уг}}$  и энергии пересечения  $E_{\text{п}}$  от толщины  $W$  чувствительной области детекторов.

Таким образом, имея набор из нескольких реперных детекторов с разными, хорошо известными толщинами чувствительной области и используя приведенные эмпирические зависимости, можно определять толщину других детекторов. В рассматриваемом здесь варианте диапазон измеренной толщины составляет 0.5–4.0 мм при точности ее определения  $\sim 10\%$ .

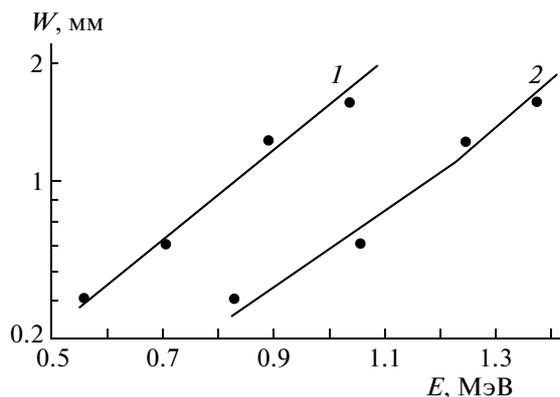


Рис. 2. Зависимости энергии пересечения  $E_p$  (1) и условной граничной энергии  $E_{\gamma t}$  (2) от толщины чувствительной зоны детекторов.

## 2.2. Использование $\alpha$ -источника с сопутствующим $\beta$ -излучением

Источник  $^{226}\text{Ra}$  широко используется при определении энергетического разрешения детекторов. Продемонстрируем возможность его применения для определения толщин чувствительной области детекторов, существенно превосходящих пробег  $\alpha$ -частиц.

Дочерние продукты  $^{226}\text{Ra}$  излучают сплошной  $\beta$ -спектр с максимальной энергией  $E_m = 3.28$  МэВ. На рис. 3 приведены спектры  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц в вакууме (например, с нижним порогом регистрации  $\sim 100$ – $150$  кэВ) при одновременной их регистрации детекторами разной толщины.

Все спектры имеют одинаковую энергетическую калибровку и нормированы по одинаковому количеству событий в  $\alpha$ -пиках. Видно, что спектры 1–5 в левой части рисунка, соответствующие

регистрации  $\beta$ -частиц, отличаются друг от друга, поскольку зарегистрированы детекторами, имеющими толщину чувствительной области меньше пробега наиболее интенсивных  $\beta$ -частиц с граничной энергией 3.28 МэВ.

Для полного поглощения таких частиц необходима толщина чувствительной зоны  $\geq 6.9$  мм, в противном случае, как показано в разд. 2.1,  $\beta$ -спектр искажается, сдвигаясь в сторону меньших энергий (см. рис. 3).

Аналогично предыдущему случаю параметризуем формы регистрируемых  $\beta$ -спектров заданием условной границы ( $E_{\gamma t}$ ) – абсциссы точки пересечения огибающей спектра – на некотором условном уровне относительно высоты пиков  $\alpha$ -частиц. При этом предполагается, что для всех исследуемых детекторов форма регистрируемых  $\alpha$ -спектров приблизительно одинакова. На рис. 4 показана зависимость положения условной границы  $E_{\gamma t}$  регистрируемых  $\beta$ -спектров от толщины  $W$  чувствительной области детектора.

Таким образом, толщину чувствительной области детектора можно установить по условной границе измеряемого им  $\beta$ -спектра. Подчеркнем, что, поскольку все спектры нормируются на одинаковое количество зарегистрированных  $\alpha$ -частиц, изменение формы  $\beta$ -спектров обусловлено только различной толщиной чувствительной области детекторов.

При использовании источника  $^{226}\text{Ra}$  можно определять толщину детекторов до  $\sim 6.9$  мм, т.е. до величины максимального пробега  $\beta$ -частиц в кремнии. Нижняя граница измеряемых толщин не может быть меньше пробега  $\alpha$ -частиц в кремнии (при перпендикулярном падении излучения на входное окно). В нашем случае она практически определяется шумами детектора и электрони-

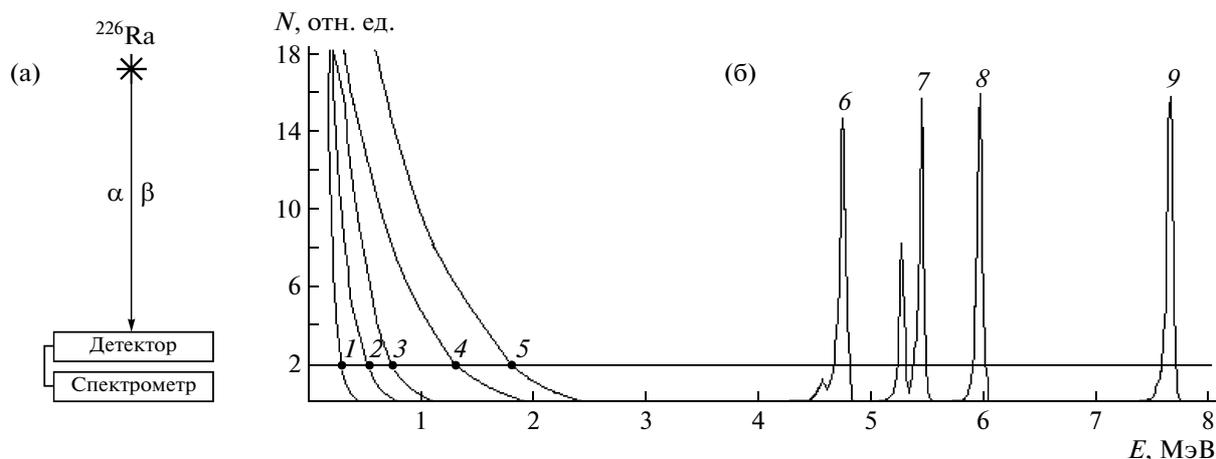


Рис. 3. Определение толщины чувствительной области детектора с использованием  $\alpha$ -источника с сопутствующим  $\beta$ -излучением: а – геометрия измерения; б – суммарные спектры  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц от источника  $^{226}\text{Ra}$ , полученные при регистрации излучения детекторами различной толщины, мм: 1 – 0.15, 2 – 0.51, 3 – 0.70, 4 – 1.7 и 5 – 3.8; 6–9 –  $\alpha$ -пики с энергией 4.74, 5.45, 5.96 и 7.65 МэВ соответственно.

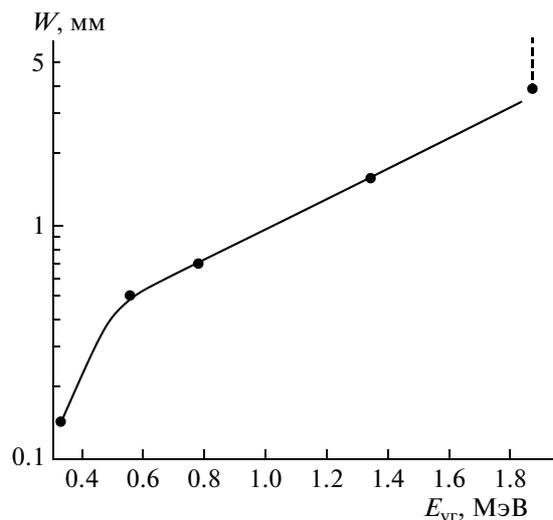


Рис. 4. Зависимость положения условной границы  $\beta$ -спектра  $E_{\gamma T}$  от толщины чувствительной области  $W$  детекторов.

ки, составляя  $\sim 0.15$  мм. Точность метода ухудшается вблизи нижней и верхней границ диапазона измерений, в средней части диапазона точность составляет  $\sim 10\%$ .

### 2.3. Использование источников $\gamma$ -излучения и конверсионных электронов

Для реализации предлагаемого метода может быть использован источник  $^{137}\text{Cs}$ , излучающий  $\gamma$ -линию с  $E_T = 0.662$  МэВ,  $\beta$ -излучение со сплошным спектром с максимальной энергией  $E_M = 0.512$  МэВ и моноэнергетические конверсионные электроны с энергией  $E_K = 0.624$  МэВ для конверсии с  $k$ -оболочки. Все три типа излучения источника можно использовать для определения толщин чувствительной области детекторов, что было продемонстрировано в работе [4].

**2.3.1. Использование  $\gamma$ -излучения.** Для достаточно жесткого  $\gamma$ -излучения, как в рассматриваемом случае, спектры, регистрируемые кремниевыми полупроводниковыми детекторами с толщиной чувствительной области от 0.5 до нескольких миллиметров, содержат доминирующую комптоновскую часть и очень слабый пик полного поглощения. Комптоновские электроны образуются по всему объему детектора, и большая их часть полностью поглощается в нем. Однако электроны, образующиеся вблизи границ чувствительной области, не полностью поглощаются детектором, и значительная их часть будет его покидать. Это приводит к подавлению высокоэнергетической части регистрируемого комптоновского спектра.

Для детекторов, толщина которых значительно больше пробега электронов, этот эффект несуще-

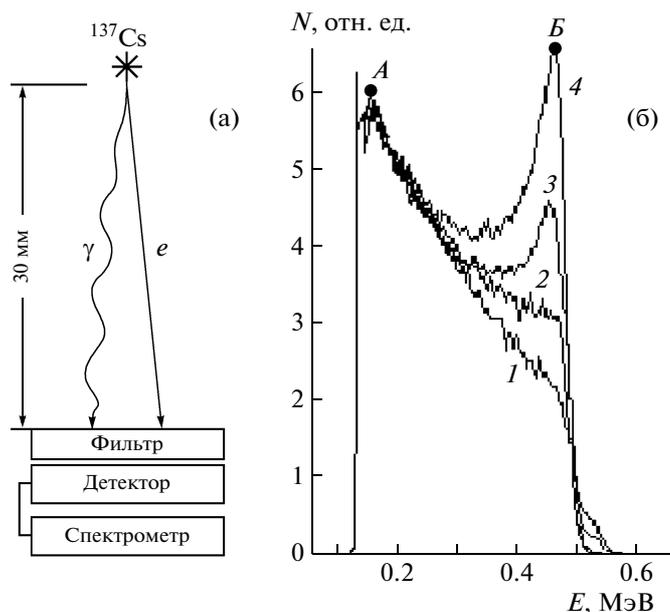


Рис. 5. Определение толщины чувствительной области детектора с использованием  $\gamma$ -излучения и конверсионных электронов: а – геометрия измерения; б – комптоновская часть спектров от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$ , регистрируемых детекторами различной толщины, мм: 1 – 0.51, 2 – 0.70, 3 – 1.30, 4 – 6.0. А и Б – максимумы соответственно низкоэнергетической и высокоэнергетической части спектра.

ствен. Пробег высокоэнергетических комптоновских электронов от  $\gamma$ -квантов с энергией 0.662 МэВ составляет  $\sim 0.7$  мм. Если толщина детекторов близка или меньше этой величины, эффект становится значительным.

Для регистрации комптоновских спектров от источника  $^{137}\text{Cs}$  необходимо отфильтровать поглотителем ( $\sim 4$  мм полиэтилена) электронную составляющую излучения. Комптоновские спектры, зарегистрированные детекторами различной толщины, показаны на рис. 5. Для сопоставления друг с другом все спектры нормированы по максимуму в левой части спектра (точка А на рис. 5), который обусловлен уменьшением эффективности детектора при малых энергиях [1, 5, 6].

Для самого толстого детектора ( $W = 6$  мм) спектр имеет классический для комптоновского распределения вид. С уменьшением толщины детектора высокоэнергетическая часть спектра подавляется, и при толщине детектора  $\sim 1$  мм для используемого источника  $^{137}\text{Cs}$  высокоэнергетический максимум исчезает. Этот эффект можно использовать для определения толщины детекторов.

Параметризовать форму спектра можно простейшим способом, вычисляя отношение количества импульсов  $N_B$  в некотором энергетическом диапазоне (например, отсчет в канале) в области максимума или излома высокоэнергетической

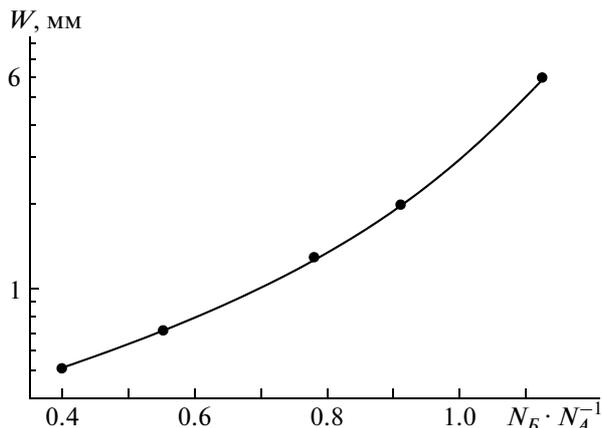


Рис. 6. Зависимость отношения отсчетов  $N_B/N_A$  от толщины чувствительной области детектора.

области к количеству импульсов  $N_A$  в максимуме низкоэнергетической части спектра. Характерная зависимость отношения  $N_B/N_A$  от толщины детектора показана на рис. 6.

Этим методом можно измерять толщины чувствительных зон детекторов от  $\sim 1$  мм (и выше) до  $\sim 6$  мм. Точность метода составляет  $\sim 10\%$  в области толщин от 1 до 3 мм. При больших толщинах отношение  $N_B/N_A$  менее чувствительно к изменению толщины, и точность метода ухудшается, поскольку эффект вылета образующихся в чувствительной зоне комптоновских электронов становится мал.

Для достаточно толстых детекторов при большой статистической обеспеченности измерений в районе энергии 0.66 МэВ достаточно отчетливо формируется пик полного поглощения  $\gamma$ -квантов от источника  $^{137}\text{Cs}$ , и соответствующая эффективность регистрации растет с увеличением толщины детектора. Этот факт также можно использовать для определения толщин детекторов в области больших значений  $W$ . Если все спектры нормировать по максимуму в левой части комптоновского спектра (точка  $A$  на рис. 7), то пики полного поглощения для разных детекторов будут соотноситься, как показано на рис. 7.

Так же как и для высокоэнергетической части комптоновских спектров, величина пиков полного поглощения зависит от толщины детекторов. Статистика в районе пиков полного поглощения мала, поэтому для анализа удобно использовать соотношение площадей  $S$  пиков. Для спектров, нормированных по максимуму в левой части, зависимость площадей фотопиков от толщины детекторов показана на рис. 8. Эта зависимость в логарифмическом масштабе хорошо аппроксимируется прямой, а разброс точек показывает реальную точность метода, которую можно оценить в  $\sim 10\%$ . Так же как и для комптоновских спектров,

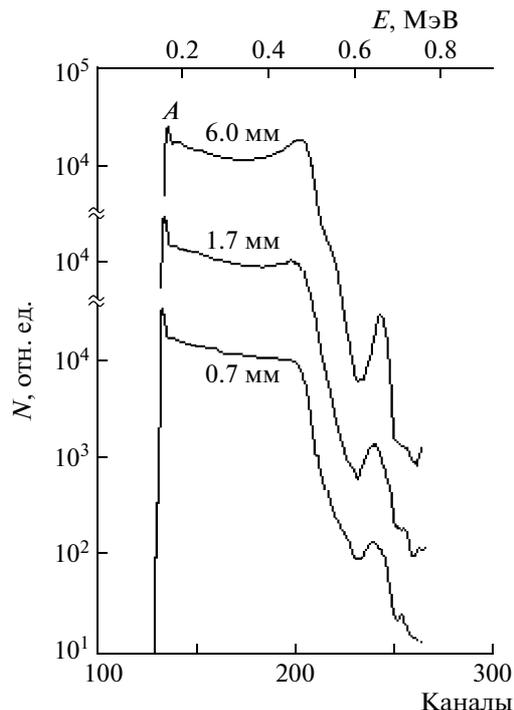


Рис. 7.  $\gamma$ -спектры от источника  $^{137}\text{Cs}$  для детекторов различной толщины (цифры у кривых); в правой части — пики полного поглощения.

по пикам полного поглощения можно определить толщину чувствительной области детекторов, если  $W$  превышает длину пробега электронов.

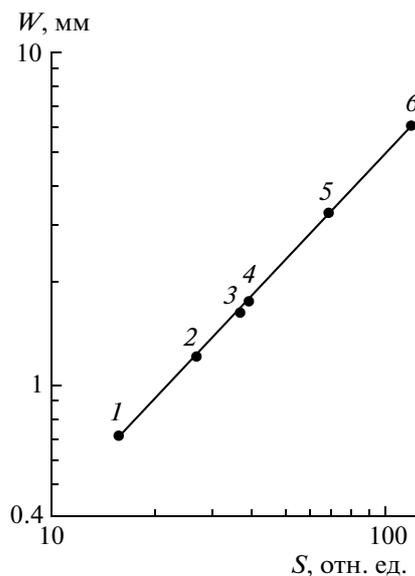


Рис. 8. Зависимость площади  $S$  «пиков полного поглощения»  $\gamma$ -квантов источника  $^{137}\text{Cs}$  от толщины детекторов, мм: 1 — 0.7, 2 — 1.2, 3 — 1.6, 4 — 1.8, 5 — 3.3, 6 — 6.0.

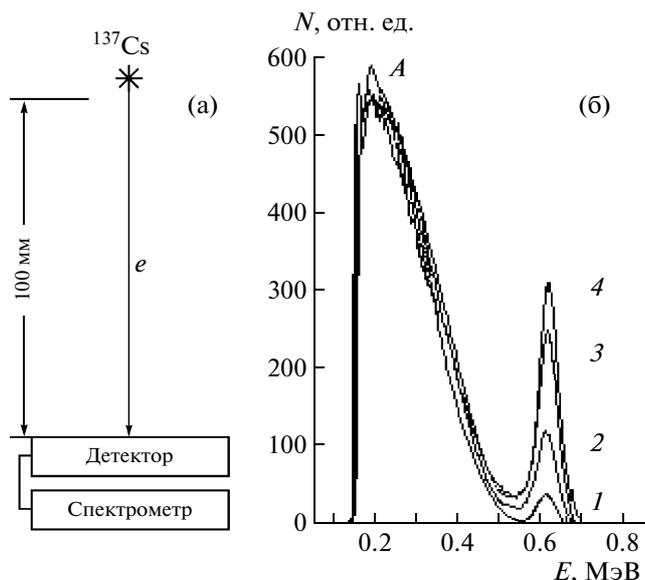


Рис. 9. Определение толщины чувствительной области детектора с использованием электронной компоненты излучения: а – геометрия измерения; б – спектры электронов от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$ , измеренные детекторами различной толщины, мм: 1 – 0.30, 2 – 51, 3 – 0.70, 4 – 1.70.

**2.3.2. Использование электронной компоненты излучения.** Для электронов конверсии с  $k$ -оболочки источника  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_k = 0.624$  МэВ) наблюдается эффект неполного поглощения энергии, если толщина детектора меньше длины их пробега. При этом в регистрируемых спектрах электронов число событий в конверсионном пике с уменьшением толщины чувствительной области детектора уменьшается по сравнению с низкоэнергетической частью спектра. Этот эффект можно использовать для измерения толщины детекторов.

Измерения спектров электронов для детекторов разной толщины проводились при размещении источника  $^{137}\text{Cs}$  на расстоянии 100 мм от детектора без поглотителя. Вследствие малой эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов регистрируемые спектры содержат практически только электронную компоненту. Если спектры, измеренные разными детекторами, нормировать по пику в низкоэнергетической части, то легко видеть эффект разных толщин детекторов. На рис. 9 показаны спектры, нормированные по пику в низкоэнергетической части (точка А), зарегистрированные детекторами, толщина чувствительной области которых изменяется в диапазоне 0.3–1.7 мм.

Согласно рисунку, спектры электронов наиболее чувствительны к толщинам детекторов в диапазоне 0.3–1 мм. За пределами этого диапазона характеристика становится неудовлетворительной. Точность метода в указанном диапазоне составляет 5%. Зависимость площадей пиков пол-

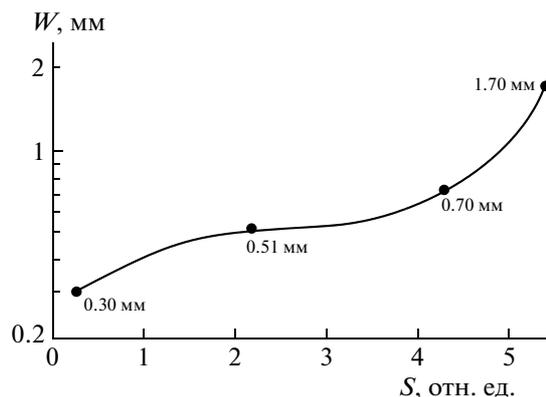


Рис. 10. Зависимость площади пика конверсионных электронов от толщины чувствительной области детекторов.

ного поглощения (для спектров, нормированных по максимуму в левой части спектра) от толщины детекторов показана на рис. 10.

Аналогичным образом могут быть использованы другие источники конверсионных электронов, например  $^{207}\text{Bi}$ , для контроля детекторов большей толщины.

**2.3.3. Измерение толщин пролетных детекторов.** Измерение физических толщин полностью обедненных пролетных  $\Delta E$ -детекторов, когда толщина детектора превышает длину пробега  $\alpha$ -частиц стандартных источников, можно проводить с использованием источников конверсионных электронов. Для этого используется эффект уменьшения средней энергии электронов при прохождении через вещество. Так, при использовании источника  $^{137}\text{Cs}$  и толщине измеряемого  $\Delta E$ -детектора 100 мкм электронный пик сдвигается на  $\approx 40$  кэВ при его полуширине 60 кэВ. При этом желательно, чтобы толщина активного детектора, которым измеряется конверсионный спектр, была не менее величины пробега электронов. В этом случае пики конверсионных электронов имеют минимальную ширину.

Данным способом, используя источник  $^{137}\text{Cs}$ , можно измерять толщины пролетных детекторов в диапазоне  $\sim 50$ – $500$  мкм. На рис. 11 показано изменение спектров конверсионных электронов в зависимости от толщины используемых детекторов. К сожалению, большая полуширина пика конверсионных электронов ограничивает точность определения толщин детекторов этим методом.

**2.4. Использование потока быстрых монохроматических нейтронов**

**2.4.1. Использование реакции  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ .** Для определения толщин детекторов можно ис-

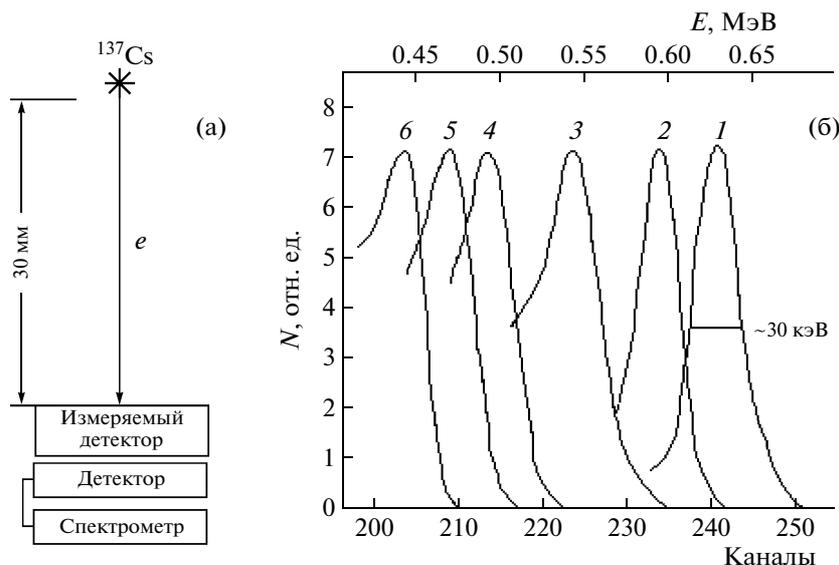


Рис. 11. Определение толщины пролетных  $\Delta E$ -детекторов: а — геометрия измерения; б — сдвиг конверсионной линии от  $\gamma$ -источника  $^{137}\text{Cs}$  для детекторов различной толщины, мкм: 1 — 0, 2 — 105, 3 — 215, 4 — 325, 5 — 405, 6 — 500.

пользовать быстрые нейтроны, генерируемые в реакции  $T(d, n)^4\text{He}$ . Источниками таких нейтронов могут быть нейтронные генераторы различного типа и компактные ускорительные трубки с тритийсодержащими мишенями. Генерируемые монохроматические нейтроны имеют энергию (~14 МэВ), достаточную, чтобы на основном изотопе кремния  $^{28}\text{Si}$  в чувствительной области детектора, облучаемого потоком нейтронов, интенсивно шли реакции  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ .

Высокоэнергетическая часть спектра образующихся частиц имеет линейчатый характер с четким разделением пиков, соответствующих основному и низколежащим состояниям конечных ядер  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{28}\text{Al}$ . При этом пики, соответствующие образованию  $^{25}\text{Mg}$  в основном и в первом возбужденном состояниях, имеют максимальные энергии в спектре и отделены от соответствующих пиков образования  $^{28}\text{Al}$ .

Количество событий в пиках, соответствующих образованию  $^{25}\text{Mg}$ , при одинаковых условиях облучения определяется объемом детектора, если пренебречь возможностью вылета  $\alpha$ -частиц из чувствительного объема детектора. Эффект вылета существен при  $W < 200\text{--}300$  мкм, так как пробег в кремнии образующихся высокоэнергичных  $\alpha$ -частиц ( $E_\alpha \sim 11$  МэВ) составляет 80 мкм.

Для измерения толщин детекторов этим методом нами использован поток нейтронов нейтронного генератора НГ-150 ИЯФ АН РУз. Обычное время экспозиции составляло ~10 мин при потоке нейтронов  $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  в угол  $4\pi$  и расстоянии до источника (нейтронной мишени) порядка 50 см. Плоскость входного окна детектора была парал-

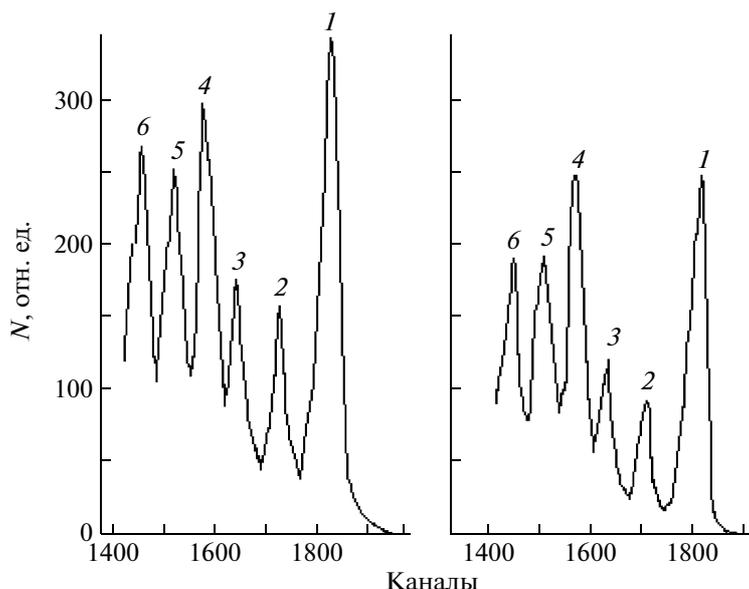
лельна потоку нейтронов. Это позволяло уменьшить эффект вылета образующихся  $\alpha$ -частиц из чувствительной области, поскольку их угловое распределение вытянуто вдоль этого направления. При измерениях не требовалось вакуумирования детектора.

На рис. 12 показаны высокоэнергетические части спектров, обусловленных реакциями  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$  в двух кремниевых детекторах примерно одинакового диаметра и с различной толщиной чувствительной области. Спектры были получены в идентичных условиях. Интегральный поток нейтронов контролировался нейтронным монитором.

В крайнем правом пике (соответствующем реакции  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}_{\text{осн.сост.}}$ ) спектра на рис. 12а количество импульсов в 1.4 раза больше, чем в соответствующем пике спектра на рис. 12б. Во столько же раз различаются объемы детекторов. Зная диаметры детекторов, можно легко найти отношение толщин чувствительных областей детекторов. Толщина чувствительной области при этом определяется выражением  $W = kS_\alpha / (Nd)$ , где  $S_\alpha$  — число событий в пике;  $N$  — отсчет монитора потока нейтронов, пропорциональный числу нейтронов, прошедших через детектор;  $d$  — диаметр чувствительной зоны детектора;  $k$  — коэффициент, определяемый при использовании реперного детектора известной толщины.

Таким образом, в потоке нейтронов можно определять толщины детекторов от ~0.3 мм и более. Точность метода составляет 5–10%.

**2.4.2. Использование протонов отдачи для измерения толщин пролетных детекторов.** Поток быст-



**Рис. 12.** Спектры продуктов реакций  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$  (1–3, 5, 6) и  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  (4), полученные на нейтронном потоке НГ-150 с использованием двух кремниевых детекторов различного объема: спектр слева получен детектором, объем которого в 1.4 раза больше объема детектора, которому соответствует спектр справа.

рых монохроматических нейтронов, генерируемых нейтронным генератором, можно использовать для определения физической толщины пролетных детекторов. Для этого в поток нейтронов перед измеряемым детектором помещается водородсодержащая пленка (например, полиэтилен) толщиной ~20–40 мкм. В пленке образуются быстрые протоны отдачи, имеющие под нулевым углом отдачи ту же энергию, что и налетающий нейтрон. Энергетический спектр протонов легко идентифицируется и регистрируется  $\Delta E$ – $E$ -телескопом на фоне заряженных частиц – продуктов взаимодействия нейтронов с материалом  $\Delta E$ -детектора, поскольку сечение процесса выбивания протона велико (~220 Мб/ср для нейтронов с энергией  $E_n = 14$  МэВ из Т+D-реакции). Если установить перед телескопом детектор, то по энергетическому сдвигу  $\delta E$  пика протонов отдачи легко вычислить его толщину.

Таким способом можно измерять толщины до ~1.1 мм, так как пробег протонов с энергией  $E_p = 14$  МэВ в кремнии составляет 1.30 мм (регистрируемые телескопом протоны не должны полностью терять энергию в  $\Delta E$ -детекторе телескопа, чтобы быть зарегистрированными спектрометром). На рис. 13 приведена схема эксперимента и пики протонов отдачи для двух детекторов различной толщины.

На рис. 14 показана зависимость энергетического сдвига  $\delta E$  протонного пика от толщины измеряемого детектора, вычисленная по значениям пробегов протонов в кремнии. Полученную зависимость удобно использовать при тестировании

детекторов, она хорошо аппроксимируется полиномом третьей степени:

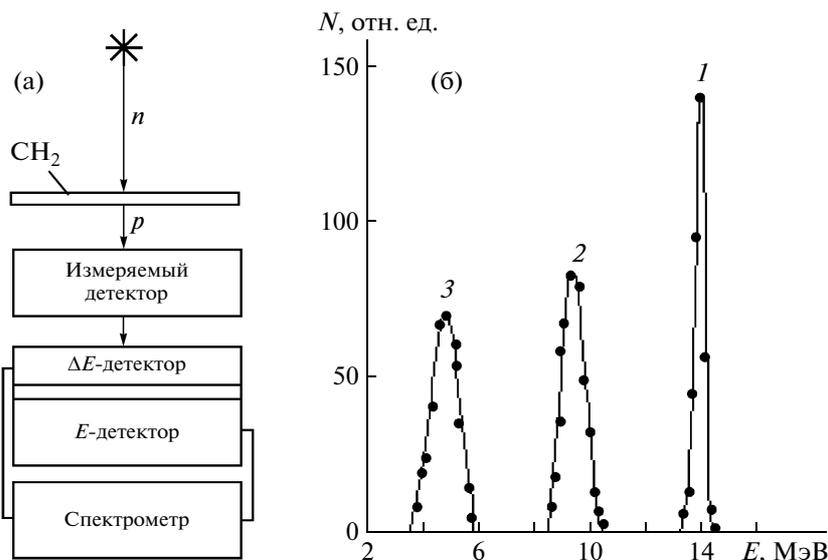
$$W = 1.601(0.1\delta E) - 0.391(0.1\delta E)^2 - 0.064(0.1\delta E)^3,$$

где  $W$ , мм – толщина измеряемого детектора;  $\delta E$ , МэВ – энергетический сдвиг протонов пика. Точность такого метода составляет ~5%. Однако этот метод требует наличия вакуумной камеры рассеяния и спектрометра с  $\Delta E$ – $E$ -идентификацией частиц при пространственно разнесенных  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах телескопа для уменьшения фона от реакций нейтронов в материале детекторов.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ “ОБЪЕМНОГО” ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ТОЛСТЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Как отмечалось выше, оценка энергетического разрешения толстого детектора с использованием  $\alpha$ -источников не вполне корректна, поскольку  $\alpha$ -частицы взаимодействуют с веществом детектора лишь в приповерхностном слое входного окна. Для оценки качества всей чувствительной области детектора удобно использовать источники монохроматических быстрых нейтронов. Поскольку реакции под действием быстрых нейтронов происходят с равной вероятностью во всех точках чувствительной области детектора, форма (полуширина) пиков в спектре реакций  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$  дает информацию об “объемном” энергетическом разрешении детектора.

На рис. 15 приведены в сравнении “объемное” и “поверхностное” энергетические разрешения для



**Рис. 13.** Определение толщины пролетных детекторов с использованием протонов отдачи: **а** – геометрия измерения, толщина пленки  $\text{CH}_2$  составляет 40 мкм; **б** – пики протонов отдачи ( $E_n = 14$  МэВ), измеренные без поглотителя (1) и с использованием в качестве поглотителей детекторов различной толщины, мм: 2 – 0.64, 3 – 1.06.

двух исследованных нами детекторов разного качества, но с примерно одинаковыми толщинами чувствительной области ( $W = 4$  мм (рис. 15а) и  $W = 3.8$  мм (рис. 15б)). Слева показаны спектры от образцового  $\alpha$ -источника  $^{226}\text{Ra}$ , справа – высокоэнергетические части спектров заряженных частиц, полученных в реакциях  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$  при облучении детекторов потоком ней-

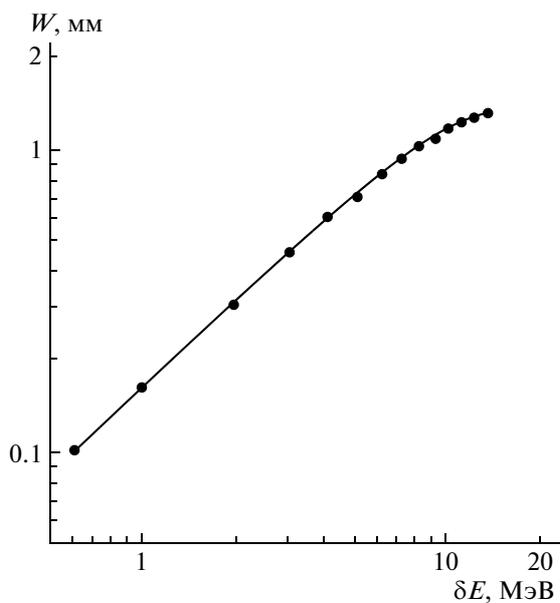
тронов с энергией  $E_n = 14$  МэВ. Видно, что “поверхностное” разрешение обоих детекторов приблизительно одинаково (п.ш.п.в. 50 и 60 кэВ соответственно).

Если учесть собственный энергетический разброс потока нейтронов, 130–140 кэВ [7], то объемное разрешение для первого детектора (спектр справа на рис. 15а) составляет 50–70 кэВ, что соответствует результатам, полученным при использовании  $\alpha$ -источника. Аналогичная оценка “объемного” разрешения для второго детектора (спектр справа на рис. 15б) дает значение  $>400$  кэВ, что говорит о непригодности его для использования в спектрометрии длиннопробежных заряженных частиц.

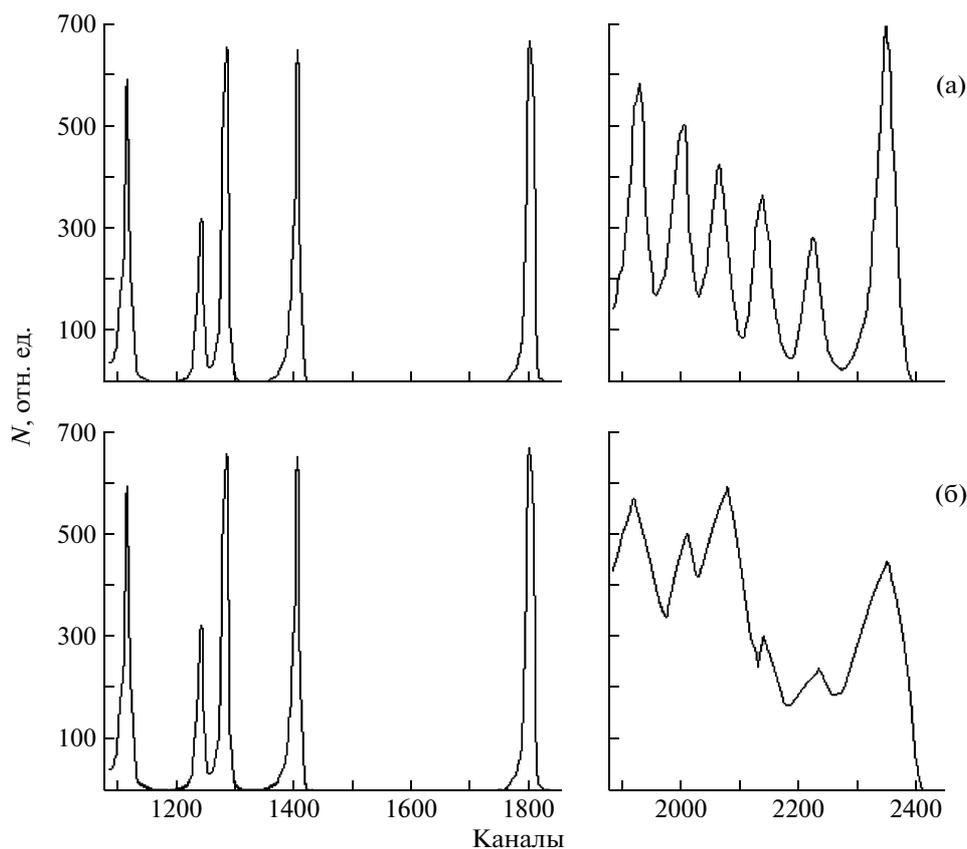
#### 4. СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТОДОВ

Представленные в данной работе ядерно-физические методы определения толщин детекторов охватывают значительный диапазон этого параметра. Характеристики методов представлены в таблице.

Каждый из представленных в таблице методов позволяет определять толщину чувствительной области детектора в определенном ее интервале. Точность методов различна и составляет 5–20%. Этого достаточно для подбора детекторов для конкретного физического эксперимента.



**Рис. 14.** Зависимость энергетического сдвига протонного пика ( $E_n = 14$  МэВ) от толщины измеряемого детектора.



**Рис. 15.** Спектры, полученные с использованием качественного детектора (а) и детектора с плохим объемным разрешением (б). Слева — спектры  $\alpha$ -частиц от источника  $^{226}\text{Ra}$ , справа — высокоэнергетические части спектров заряженных частиц из реакций  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ .

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Описаны удобные методы определения энергетического разрешения и толщины чувствительной области кремниевых полупроводниковых детекторов заряженных частиц. Методы базируются на использовании источников излучения ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , конверсионных электронов, быстрых D + T-ней-

тронов), обычно имеющихся в ядерно-физических лабораториях, и не требуют специальных установок (например, ускорителей заряженных частиц). Методы с использованием радиоактивных источников излучения являются относительно простыми методами измерения толщин, т.е. нужно иметь несколько детекторов с разными известными

Источник излучения	Регистрируемый эффект	Диапазон толщин, мм	Точность метода, %
$^{226}\text{Ra}$	Изменение формы $\beta$ -спектра	0.15–6.9	~10
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	Изменение формы $\beta$ -спектра	0.5–2.0	~10
		2.0–4.0	>10
$^{137}\text{Cs}$	Изменение формы комптоновского спектра	>1	>9
$^{137}\text{Cs}$	Изменение площади пиков полного поглощения	>4	5
$^{137}\text{Cs}$	Изменение площади пиков конверсионных электронов	0.3–1.7	5
$^{137}\text{Cs}$	Сдвиги пиков конверсионных электронов	0.05–0.5	18–9
Поток нейтронов с $E_n = 14$ МэВ	Интенсивность $\alpha$ -пика в реакции $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$	>0.3	6
Поток нейтронов с $E_n = 14$ МэВ	Изменение энергии протонов отдачи	0.05–1.3	4

ми толщинами. Методы с использованием быстрых нейтронов позволяют рассчитывать абсолютные значения толщин.

Показана необходимость контроля энергетического разрешения толстых детекторов во всем объеме чувствительной области, так как “поверхностное” разрешение, оцениваемое по спектрам  $\alpha$ -источников, может существенно отличаться от “объемного” энергетического разрешения.

Приведены сравнительные характеристики предложенных методов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Акимов Ю.К.* // ПТЭ. 2007. № 1. С. 5.
2. *Артемов С.В., Радюк Г.А., Караходжаев А.А. и др.* // Тез. докл. 8-й международной конференции “Ядерная и радиационная физика”. 20–23 сентября 2011. Казахстан, Алматы: Институт ядерной физики НЯЦ РК, 2011. С. 325.
3. Альфа-, бета- и гамма-спектрометрия / Пер. с англ. Под ред. К. Зигбана. Т. 1. М.: Атомиздат, 1969. С. 58.
4. *Артемов С.В., Радюк Г.А., Караходжаев А.А. и др.* // Известия РАН. Сер. Физ. 2009. Т. 73. № 4. С. 529.
5. *Mutinov R.A., Radzharov S.A., Sagyndykov N.A. et. al.* // Atomic Energy. 2005. V. 98. № 1. P. 69.
6. *Панов Е.А.* // Практическая гамма-спектрометрия на атомных станциях. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 32.
7. *Артемов С.В., Радюк Г.А., Караходжаев А.А. и др.* // Известия РАН. Сер. Физ. 2011. Т. 75. № 7. С. 1070.