

от осколков на поверхности протравленного стекла вообще не будут наблюдаться.

Следует отметить, что в результате относительного уменьшения размеров кратеров они становятся менее четкими. Поэтому при больших t индикация их, возможно, окажется сложной из-за постоянного наличия на поверхности протравленного стекла фоновых углублений, похожих на кратеры от осколков, но не связанных с облучением.

Эти выводы, по-видимому, могут иметь значение для тех исследований по обнаружению сверхтяжелых ядер, которые основаны на регистрации продуктов

спонтанного деления случайными стеклянными (или такого же типа в смысле эффекта регистрации) детекторами, находившимися продолжительное время в соприкосновении с аналогами сверхтяжелых ядер.

Автор выражает благодарность за обсуждение итогов работы Г. Н. Флерову, по предложению которого было выполнено настоящее исследование, а также благодарит П. А. Петрова, Б. В. Шарова за обсуждение результатов эксперимента и Г. А. Хрудеву за большое участие в работе.

Поступило в Редакцию 19/IX 1969 г.

Детекторы ядерных излучений на основе полуизолирующего теллурида кадмия

В. С. ВАВИЛОВ, Р. Х. ВАГАПОВ, В. А. ЧАПНИН,
М. В. ЧУКИЧЕВ

УДК 539.1.074

В последнее время значительный интерес вызывают исследования возможностей применения кристаллов CdTe в качестве материала для детекторов ядерных излучений и прежде всего γ -квантов [1, 2]. В этих работах детекторы с относительно толстым чувствительным слоем d изготовлялись либо путем создания $p-i-n$ -структуры методом дрейфа лития ($d \approx 200 \text{ мк}$) [1], либо путем создания поверхностного барьера на высокоомном материале, полученном в процессе выращивания кристалла ($d \approx 1 \text{ мм}$) [2].

В данной работе для создания детекторов использовались образцы полуизолирующего CdTe двух типов: A_2 и B . Удельное сопротивление образцов было в пределах $10^6 - 10^8 \text{ ом}\cdot\text{см}$. Образцы типа B получались путем термообработки CdTe p -типа (исходное сопротивление $\rho = 10^4 \text{ ом}\cdot\text{см}$) в насыщенных парах кадмия при $T = 500 \div 700^\circ \text{ C}$. Высокое сопротивление образцов при этом достигалось, по-видимому, в результате компенсации акцепторов междоузельными атомами кадмия, являющимися донорами. Образцы типа A_2 получались за счет компенсации мелких доноров в исходном материале n -типа ($\rho \approx 0,1 \text{ ом}\cdot\text{см}$) акцепторными центрами A_2 , образующимися при термообработке в вакууме при $T = 500 \div 600^\circ \text{ C}$ [3].

Для изготовления детекторов вырезались монокристаллические блоки сечением $5-15 \text{ мм}^2$. После шлифовки и химической полировки толщина образцов становилась равной $\sim 1 \text{ мм}$. В качестве электродов использовались индий, золото и палладий. Электроды наносились термическим напылением в вакууме или химическим осаждением.

Вольт-амперные характеристики для двух детекторов представлены на рис. 1. Детектор 1 сделан из материала A_2 , детектор 2 — из материала типа B . Как видно, детектор 2 показывает типичную диодную характеристику, в то время как для первого детектора характерны омические свойства. Аналогичное поведение проявили и другие детекторы, изготовленные из материала типа A_2 .

Результаты измерений вольт-емкостных характеристик показывают, что емкости исследованных образцов не зависят от напряжений смещения и близки к значениям, определяемым их геометрическими размерами. Это дает основание считать, что электрическое поле распространяется на всю толщину образцов.

Спектрометрические характеристики детекторов при регистрации α -, β -частиц и γ -квантов исследовались на установке с зарядочувствительным преобразователем.

Собственные шумы установки составляли около 15 кэв . Источником α -частиц служил препарат Pu^{239} ($E_\alpha = 5,15 \text{ Мэв}$), а источником конверсионных электронов ($E_\beta = 624 \text{ кэв}$) и γ -квантов ($E_\gamma = 663 \text{ кэв}$) — пре-

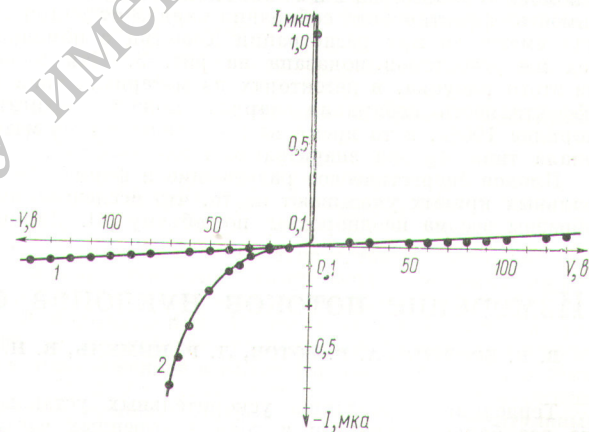


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики детекторов.

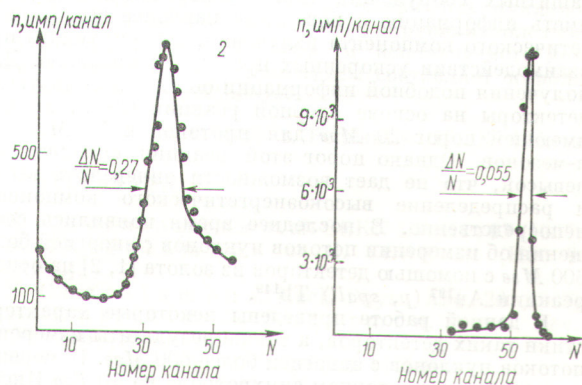
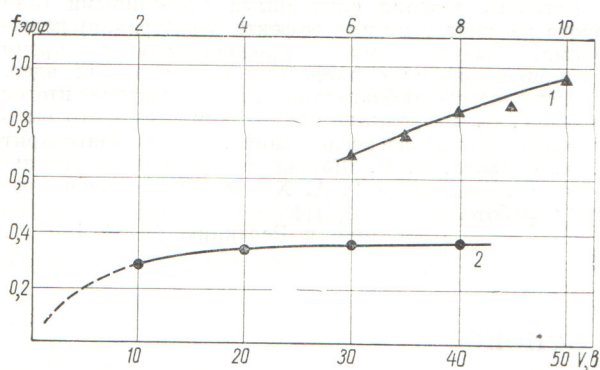


Рис. 2. Спектры импульсов при регистрации α -частиц и γ -квантов: 1 — спектр α -частиц, измеренный детектором 1; 2 — спектр γ -квантов Cs^{137} , измеренный детектором 2.



Р и с. 3. Зависимость эффективности сбора заряда от напряжения смещения: 1 — для детектора 2; 2 — для детектора 1.

парат Cs^{137} . Установка градуировалась по α - и β -частицам от тех же источников с помощью кремниевых поверхностно барьерных $p-i-n$ -детекторов.

Типичные спектральные кривые, полученные с помощью детекторов 1 и 2, показаны на рис. 2. Зависимость эффективности сбора заряда от напряжения смещения при регистрации α -частиц с помощью тех же детекторов показана на рис. 3. Как видно из этого рисунка, в детекторах из материала типа В эффективность сбора заряда может достигать порядка 100%, в то время как в детекторах из материала типа А₂ она значительно ниже (~40%).

Плохое энергетическое разрешение и форма спектральных кривых указывают на то, что исследованные образцы весьма неоднородны по объему [4]. Данные

работы [5] подтверждают это; в ней показано, что в материале типа А₂ в сильных электрических полях возникает неоднородное распределение поля.

Следует ожидать улучшения спектрометрических свойств детекторов, полученных на термокомпенсированном материале, по мере улучшения свойств исходного CdTe. Исследованные детекторы можно использовать для регистрации тепловых нейтронов. Оценка эффективности регистрации γ -квантов Cs^{137} ($E_\gamma = 663$ кэв) для исследованных детекторов с толщиной чувствительного слоя $d \approx 1$ мм дает величину $\eta \approx 0,5\%$. В γ -спектре радиационного захвата тепловых нейтронов изотопами кадмия наиболее интенсивной является линия с энергией $E_\gamma = 560$ кэв [6]. Как показывают расчеты, эффективность регистрации тепловых нейтронов с помощью детекторов из CdTe с толщиной чувствительного слоя $d \approx 1$ мм также будет порядка 0,5 %.

Авторы выражают благодарность С. А. Медведеву и С. Н. Максимовскому за предоставление материала.

Поступило в Редакцию 18/VIII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Н. Аркадьева и др. ЖТФ, 6, 1146 (1966).
2. J. Mauer, Nucl. Instrum. and Methods, 43, 55 (1966); 55, 383 (1967).
3. В. А. Чапнин. «Физика и техника полупроводников», 8, 566 (1969).
4. Л. Л. Маковский, Н. Б. Строкан, Н. И. Тиснек. «Физика и техника полупроводников», 7, 972 (1968).
5. В. А. Чапнин. «Письма ЖЭТФ», 7, 189 (1968).
6. Л. В. Грошев и др. Атлас γ -спектров радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958, стр. 118.

Измерение потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв

В. Е. БОРОДИН, А. В. ЗОТОВ, Л. Р. КИМЕЛЬ, В. Н. ЛЕБЕДЕВ; В. П. СИДОРИН

УДК 539.1.074.8

Тенденция к созданию ускорительных установок на все большие энергии и токи ускоренных частиц требует решения целого комплекса проблем радиационной защиты. В частности, для обоснованного расчета защитных сооружений таких ускорителей интересно иметь информацию о поведении наиболее высокоэнергетического компонента излучения, генерируемого при взаимодействии ускоренных протонов с мишенью. Для получения подобной информации обычно используются детекторы на основе ядерной реакции $C^{12}(\alpha, xn)C^{11}$, имеющей порог 20 Мэв для протонов и 50 Мэв для π -мезонов. Однако порог этой реакции сравнительно невысок, что не дает возможности определить выход и распределение высокоэнергетического компонента непосредственно. В последнее время появились сообщения об измерении потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв с помощью детекторов из золота [1, 2] на основе реакции $Au^{197}(p, spall)Th^{149}$.

В данной работе приведены некоторые характеристики таких детекторов, а также результаты измерений потоков нуклонов с энергией более 600 Мэв. Измерения проведены на протонном синхротроне на 70 Гэв Института физики высоких энергий.

В качестве детекторов в работе использовали золотые фольги толщиной 0,1 мм и диаметром 60 мм с содер-

жением золота 99,99%. Образующийся в результате реакции «скальвания» радиоактивный Th^{149} испускает α -частицы с энергией 3,95 Мэв. Вклад α -излучения от радиоактивного Dy^{152} в общую активность через 2 ч после облучения составляет приблизительно 4% [3]. Суммарный вклад остальных α -излучателей составляет менее 0,25% полной активности облученного образца. Для регистрации α -частиц, испускаемых Th^{149} , был применен сцинтилляционный метод. Сцинтиллятором служил ZnS, напыленный на стеклянную подложку. Сцинтиллятором служил ZnS, напыленный на стеклянную подложку. Сцинтиллятор и фотоумножитель размещали в специальном защитном домике, выполненном из стали и свинца.

Период полураспада Th^{149} определен путем обработки серии результатов измерений методом наименьших квадратов и представлен на рис. 1. Он оказался равным $3,9 \pm 4$ ч. Для сравнения можно указать, что, согласно данным работы [4], период полураспада Th^{149} составляет $4,1 \pm 0,1$ ч. Экспериментальные сведения о сечении реакции «скальвания», имеющиеся в литературе, характеризуют только реакции под действием протонов [5—7] (рис. 2). Согласно рис. 2 эффективный порог реакции $Au^{197}(p, spall)Th^{149}$ равен приблизительно 600 Мэв, а эффективное сечение при