

ни из каких других элементов, кроме азота. Однако невысокий выход F^{18} приводит в этом случае к слишком низкой чувствительности.

Поступило в Редакцию 18/VII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Краснов и др. «Атомная энергия», 27, 125 (1969).
2. О. Д. Брилли. «Ядерная физика», 1, 55 (1965).
3. R. Hahn, E. Ricci. Nucl. Phys., A101, No. 2, 353 (1967).

Зависимость регистрации осколков деления стеклом от времени между облучением и травлением стекла

В. К. ГОРШКОВ

УДК 546.799:539.1.074

Осколки деления оставляют на поверхности силикатного стекла круглые (при углах падения $\sim 0^\circ$) или кометообразные следы — кратеры, которые можно легко наблюдать с помощью оптического микроскопа, если стекла после облучения протравить в плавиковой кислоте. Относительная величина кратеров зависит от угла падения и энергии осколка, абсолютная величина — от степени травления стекла. Автором настоящей работы обнаружено, что средний размер кратеров, а следовательно, и величина отдельного кратера зависит еще от времени t между облучением и травлением стекла и температуры отжига стекла между этими процессами.

В качестве источника осколков использовался тонкий твердый слой спонтанно делящегося изотопа Sm^{244} , нанесенный на алюминиевую подложку. Стекла облучались осколками, падающими нормально к их поверхности, т. е. под углом падения, близким к нулю. Поэтому форма всех кратеров была круглой, а определение их размеров выполнялось путем измерения величины диаметров кратеров с помощью биологического микроскопа с окуляром, имевшим делительную шкалу.

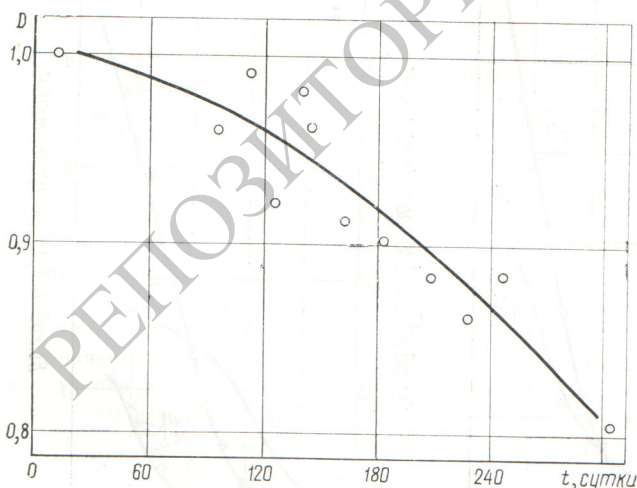
В первых опытах пронумерованные стекла по очереди в течение 10 месяцев подвергались разовому кратеровременному облучению осколками. В дальнейшем облученные стекла содержались при комнатной температуре. По окончании этой серии экспериментов для исключения зависимости размеров кратеров от времени

травления все стекла были одновременно протравлены в плавиковой кислоте. Как видно на рис. 1, несмотря на некоторый разброс значений, уменьшение относительной величины среднего диаметра кратеров D со временем не вызывает сомнений.

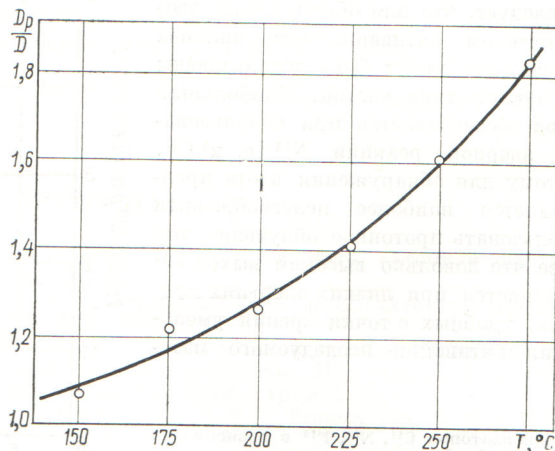
Аналогичный эффект наблюдается после отжига стекол при атмосферном давлении в промежутке между облучением и сразу же следующим за ним травлением. В этих опытах с целью увеличения точности относительных измерений величина D сравнивалась с реперным значением среднего диаметра D_p на том же стекле. Для получения D_p облученное и отожженное стекло повторно облучалось осколками и лишь после этого травилось в кислоте. В итоге была получена зависимость D_p/D от температуры отжига стекла (рис. 2). Существенно, что после отжига при температуре $\sim 375^\circ C$ в течение 30 мин кратеры от осколков не обнаруживаются.

Наконец, отжиг уже образовавшихся кратеров (протравленных стекол) в указанном на рис. 2 интервале температур не влияет на величину D .

Результаты экспериментов позволяют предположить, что величина кратера, образующегося после травления стекла, зависит от числа созданных осколком локальных нарушений в стекле, исчезновение которых определяется температурой и временем отжига. С этой точки зрения можно ожидать дальнейшего спада величины D (см. рис. 1) при $t > 300$ суток. Не исключено, что при очень больших t (скажем, десятилетия) кратеры



Р и с. 1. Изменение относительной величины среднего диаметра кратеров в зависимости от времени выдержки между облучением и травлением стекла.



Р и с. 2. Относительное изменение среднего диаметра кратеров в зависимости от температуры отжига стекла.

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. ВАГАНОВ, 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 междуузельными 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 предусилителем.

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-

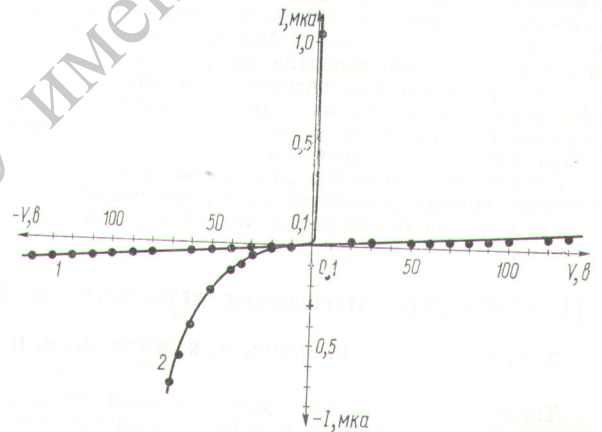


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики детекторов.

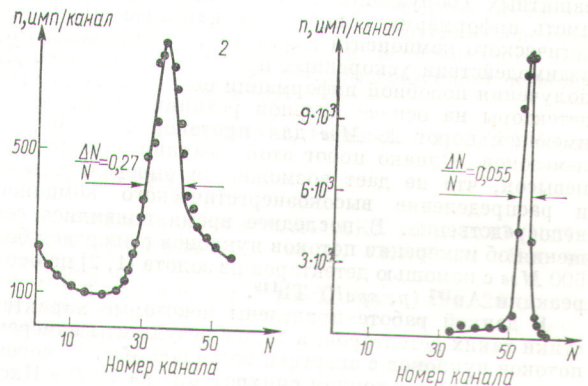


Рис. 2. Спектры импульсов при регистрации α -частиц и γ -квантов: 1 — спектр α -частиц, измеренный детектором 1; 2 — спектр γ -квантов Cs^{137} , измеренный детектором 2.