

В табл. 3 приведены ε_q , определения урана, тория и калия, рассчитанные согласно данным табл. 1 по соотношениям (1) и (2) для средних содержаний этих элементов в почвах [3]: $q_U = 1,8 \cdot 10^{-4}\%$; $q_{Th} = 6,0 \cdot 10^{-4}\%$; $q_K = 1,4\%$. Для сравнения в табл. 3 также даны величины ε_{qj} при измерениях сцинтилляционными счетчиками на кристаллах NaI(Tl) размером 40×40 и 150×100 мм.

Таблица 3
Относительные средние квадратические ошибки определения содержаний естественных радиоактивных элементов в почвах за 10 мин

Детектор	H, г/см ²	Ошибки ε_q , %		
		Уран	Торий	Калий
Ge(Li); V = 56 см ³	0	30	17	11
	7,3	54	25	15
NaI(Tl); V = 50 см ³	0	51	32	18
	7,3	92	47	25
NaI(Tl); V = 1800 см ³	0	7,6	2,8	0,8
	7,3	12	4,1	0,6

Из табл. 3 интерполяцией можно найти, что по точности измерений содержания естественных радиоактивных элементов исследуемый полупроводниковый детектор эквивалентен сцинтилляционному на кристалле NaI(Tl) объемом $150-200$ см³ (70×50 мм). Удовлетво-

рительная точность определения концентрации урана (< 15%) с Ge(Li)-детектором может быть достигнута при $t = 50$ и 100 мин для $H = 0$ и $7,3$ г/см² соответственно. С ростом концентрации радиоактивных элементов точность измерений существенно возрастает. Заметим, что в отличие от сцинтилляционной спектрометрии при определении радия в естественном залегании с помощью ППД измерения непосредственно ведут по его фотопику с энергией $0,184$ Мэв [4].

Указанным комплексом аппаратуры измерена радиоактивность лесной почвы в естественном залегании. На спектрограмме, набранной за 390 мин, помимо фотопиков, обусловленных γ -излучением естественных радиоактивных элементов, выделяются фотопики, связанные с долгоживущими осколочными продуктами ядерных взрывов, присутствующими в глобальных выпадениях: $0,427$; $0,464$ Мэв (¹²⁵Sb); $0,662$ Мэв (¹³⁷Cs); $0,724$ Мэв (⁹⁵Zr); $0,757 + 0,768$ Мэв (⁹⁵Zr + ⁹⁵Nb); $0,512$ Мэв (¹⁰⁶Ru). Радиоактивность исследуемого типа почв невысока. По нашим расчетам, в почве содержится $1,6 \cdot 10^{-4}\%$ равновесного урана, $5,3 \cdot 10^{-4}$ тория и $1,2\%$ калия. Запас в почве ¹³⁷Cs; ¹²⁵Sb; ⁹⁵Zr + ⁹⁵Nb равен 140 ; 35 и 10 мкюри/км² соответственно.

Поступило в Редакцию 25/IV 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коган Р. М., Назаров И. М., Фридман Ш. Д. Основы гамма-спектрометрии природных сред. М., Атомиздат, 1960.
2. Понов В. А. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 4, с. 397.
3. Виноградов А. П. Геохимия редких и рассеянных химических элементов в почвах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
4. Понов В. А. и др. В кн.: Спектрометрические методы анализа радиоактивного загрязнения почвы и аэрозолей. Под ред. А. Н. Силантьева. М., Гидрометеоиздат, 1974.

Об использовании термолюминесценции рубина для дозиметрии гамма-излучения

ЮНУСОВ М. С., ЦОЙ А. И., МУМИНХОДЖАЕВ К. М., ХАИМОВ-МАЛЫКОВ В. Я.

УДК 535.37:548.736.53.07/08 + 53.001.5

Исследования люминесцентных свойств синтетического рубина, облученного ионизирующим излучением [1, 2], показали возможность его применения для дозиметрии импульсного излучения высокой энергии и в аварийных случаях [3, 4]. Ранее сообщалось о некоторых дозиметрических характеристиках γ -облученного рубина [5].

В настоящей работе приводятся дополнительные данные о дозиметре на основе термолюминесценции (ТЛ) рубина.

Изучение ТЛ проводили на образцах рубина с различным содержанием примеси хрома, вырезанных в виде пластинок диаметром ~ 10 и толщиной $0,5-4$ мм. Мощность дозы γ -излучения изотопа ⁶⁰Со варьировалась в широких пределах ($0,1-3 \cdot 10^3$ р/сек). Термовысвечивание кристаллов регистрировали фотоэлектрической приставкой на базе ФЭУ-18А при постоянной скорости нагрева $0,16$ град/сек.

Была исследована зависимость интенсивности ТЛ рубина от дозы γ -излучения и концентрации хрома при

различных условиях облучения и измерения. На рис. 1 показана зависимость относительной интенсивности ТЛ от дозы в логарифмическом масштабе. Видно, что она близка к линейной в интервале доз $1-10^4$ рад. При изменении концентрации хрома в образце наблюдается соответствующее изменение интенсивности ТЛ, однако отношение высоты максимума пика ТЛ к максимуму при дозе насыщения $D_H \approx 10^6$ рад изменяется незначительно. Как видно из рис. 2, это отношение не зависит от концентрации примеси в интервале $0,025-2\%$. Для образца с концентрацией примеси 2% при $D > 10^4$ рад наблюдается некоторое уменьшение относительной интенсивности ТЛ. На рис. 2 приведены кривые ТЛ для различных концентраций примеси хрома при дозе 10^3 рад. Кривые ТЛ для концентраций образцов $0,025-0,1\%$ представляют собой одну широкую полосу с максимумом высвечивания $T_{\max} \approx 300^\circ$ С. Максимум интенсивности ТЛ приходится на концентрацию хрома $\sim 0,1\%$. Кривая ТЛ рубина с концентрацией хрома 2% и характерным концентрационным тушением резко

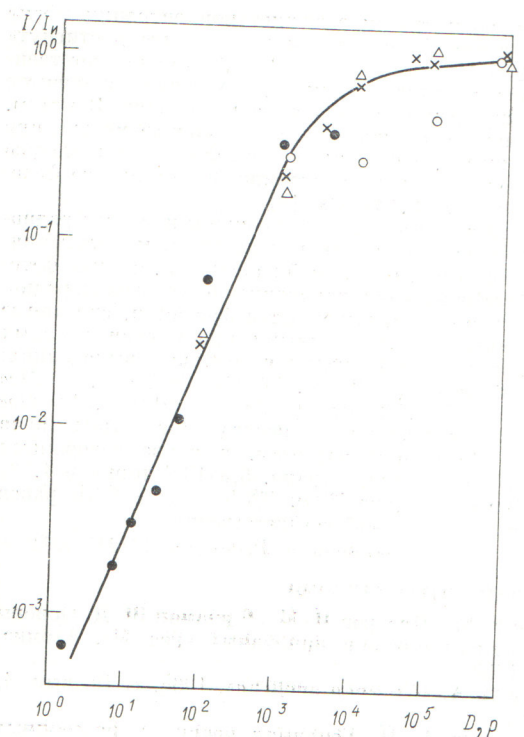


Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности термовысвечения от дозы для рубина:
 ● — 0,025% Cr; △ — 0,05% Cr; × — 0,1% Cr;
 ○ — 2% Cr.

сдвинута в низкотемпературную область с $T_{\text{макс}} \approx 175^\circ \text{C}$. Кривая стандартных ошибок измерения дозы показана на рис. 3. Минимальная ошибка характерна для области линейной зависимости интенсивности ТЛ рубина от дозы. Для $D < 10 \text{ рад}$ ошибка может быть

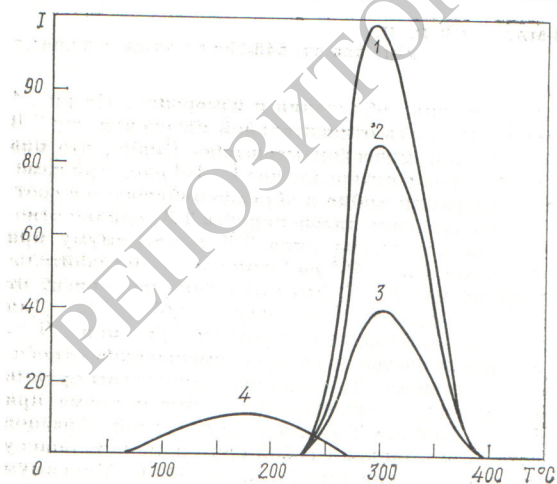


Рис. 2. Кривые термовысвечения для рубина с различной концентрацией примеси при дозе 1000 рад:
 1 — 0,1% Cr; 2 — 0,025% Cr; 3 — 0,05% Cr; 4 — 2% Cr.

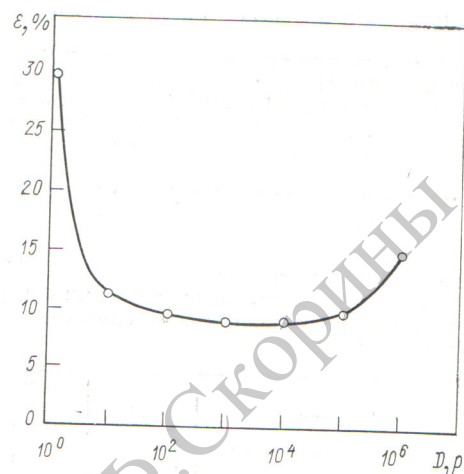


Рис. 3. Зависимость ошибок от дозы.

снижена за счет увеличения чувствительности регистрирующей аппаратуры. При этом минимальная доза уверенной регистрации уменьшается до $0,1 \text{ рад}$. Оптимальная толщина кристаллов выбрана на основе исследований зависимости интенсивности ТЛ рубина от дозы, степени окрашиваемости, режима нагрева и т. д. Наилучшими были образцы с концентрацией примеси 0,025—0,5% и толщиной 1—2 мм. При увеличении толщины образцов наблюдается уменьшение удельной интенсивности ТЛ (интенсивность в единице объема), которое может быть связано с реабсорбцией на центрах окраски.

Большим преимуществом рубина по сравнению с другими термолюминесцентными дозиметрами является меньшая зависимость чувствительности от энергии излучения ($Z_{\text{эф}} \approx 11$). Достаточная глубина ловушек в рубине (энергия активации $\sim 1,5 \text{ эВ}$) обеспечивает длительную сохранность дозиметрической информации. Так, хранение облученного рубина с концентрацией примеси $\sim 0,1\%$ в темноте при комнатной температуре в течение двух месяцев заметно не изменило дозиметрической информации (уменьшение интенсивности пика составляло $\sim 4\%$).

Дополнительно исследованы радиационные процессы в образцах корунда с добавками Co, Mn, Cu, V, Fe. По сравнению с этими кристаллами рубин обладает большим световыходом и расположением пика в высокотемпературной области, где термолюминесценция посторонних примесей не проявляется.

Дозиметры на основе рубина лучше по световыходу и не хуже по стабильности и стоимости дозиметра на основе LiF [6]. Кроме того, рубин обладает высокой механической и химической прочностью, стабильностью дозиметрической информации при многократном использовании. Эти качества позволяют широко использовать термолюминесцентные свойства рубина в дозиметрии γ -излучения.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность А. Г. Соколовой за полезное обсуждение настоящей работы.

Поступило в Редакцию 3/III 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Philbrick C., Buckman W., Underwood N. «Health Phys.», 1967, v. 13, № 7, p. 798.
2. Юнусов М. С. Действие проникающей радиации на некоторые физические свойства синтетического рубина. Диссертация. Ташкент, 1966.

3. Halpin J., Wenzel R. «Rev. Scient. Instrum.», 1968, v. 39, № 8, p. 1117.
4. Portal G e.a. In: «Handl. Radiat. Accidents». Pros. Symp., Vienna, 1969, p. 299—314.
5. Юнусов М. С. и др. В кн.: Дозиметрия и радиационные процессы в дозиметрических системах. Ташкент, «Фан», 1972, с. 138.
6. MacDougall R., Rudin S. «Health Phys.», 1970, v. 19, № 2, p. 281.

Влияние нейтронного облучения на характеристики кремниевых поверхностно-барьерных полностью обедненных детекторов

КАГАНСКАЯ М. Э., ФЕДОСЕЕВА О. П., СИНИЦЫН Б. И.

УДК 621.382.2

Использование полупроводниковых поверхностно-барьерных полностью обедненных детекторов (ДКПО — dE/dx) в полях нейтронного облучения сопровождается возникновением дефектов структуры кристалла, влияющих на основные характеристики детекторов: обратный ток, амплитуда сигнала, энергетическое разрешение и пр. Общие закономерности изменения электрофизических параметров полупроводниковых поверхностно-барьерных и диффузионно-дрейфовых детекторов достаточно хорошо исследованы [1—5]. Однако нет никаких сообщений по исследованию радиационной стойкости поверхностно-барьерных детекторов с геометрической толщиной, равной протяженности чувствительной области детектора.

Характерной особенностью ДКПО — dE/dx является отсутствие базового слоя, в результате этого на электрофизические параметры приборов оказывают влияние лишь эффекты, обусловленные процессами, происходящими внутри перехода и маскируемые в детекторах других типов изменением свойств основного материала образца.

Исследовались выпускаемые промышленностью детекторы ДКПО — dE/dx . Приборы изготовлялись из кремния электронного типа проводимости марки КЭМ с удельным сопротивлением $\rho = 10\,000 \text{ ом}\cdot\text{см}$ и временем жизни $\tau = 500 \div 1000 \text{ мксек}$. Было исследовано 10 детекторов с шириной чувствительной области 90—120 мкм и площадью чувствительной поверхности 0,5 см², которые подвергались облучению нейтронами в пучке реактора РИЗ. Соотношение плотностей потоков быстрых нейтронов и γ -излучения в месте облучения составляло ~ 100 , а плотность тока нейтронов в пучке $10^3 \text{ нейтр/см}^2\cdot\text{сек}$. Величину интегрального потока нейтронов определяли специальным датчиком реактора. При облучении температура образцов не превышала 30° С.

Детекторы облучались последовательно потоками 10^{10} — $10^{13} \text{ нейтр}\cdot\text{см}^{-2}$. До и после каждого этапа облучения измерялись характеристики детекторов: амплитуда сигнала, энергетическое разрешение по α -частицам (^{241}Am), емкость p - n -перехода, обратные токи. Разброс этих параметров до облучения не превышал 20%.

В результате проведенных исследований установлено, что обратный ток детекторов увеличивается с ростом интегрального потока нейтронов (рис. 1). Наблюдалось небольшое увеличение обратного тока вплоть до $4,5 \cdot 10^{11} \text{ нейтр}\cdot\text{см}^{-2}$. Начиная с величин $(1,2 \div 7,5) \times 10^{12} \text{ нейтр}\cdot\text{см}^{-2}$ обратный ток резко возрастал. Изменение емкости детекторов приведено на рис. 2. До вели-

чин $7 \cdot 10^{11}$ — $10^{13} \text{ нейтр}\cdot\text{см}^{-2}$ наблюдалось уменьшение емкости при небольших значениях обратного напряжения.

Емкость детектора не зависит от облучения при напряжениях полного обеднения. При облучении детекторов большими интегральными потоками полное обеднение наступает при меньших значениях обратного напряжения, поскольку увеличивается сопротивление облученного полупроводникового материала.

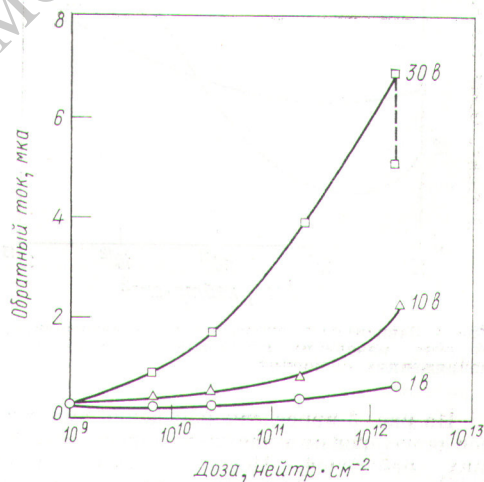


Рис. 1. Зависимость обратного тока детекторов от дозы падающих нейтронов при различных напряжениях смещения.

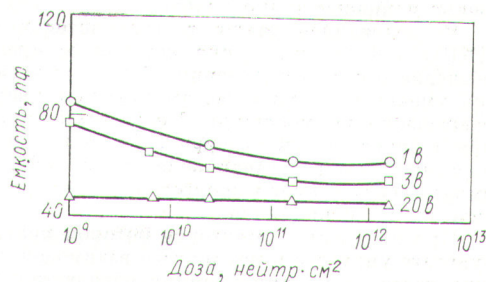


Рис. 2. Зависимость емкости детекторов от дозы падающих нейтронов при различных напряжениях смещения.