

06:07:12

©1993 г.

ФОТОПРИЕМНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ГРАНАТОВ

А.Е.Носенко, В.Н.Шевчук

Изучены различные фотоэлектрические свойства некоторых гранатов состава $A_3B_2Ga_3O_{12}$ (A — редкоземельный ион, B—Ga или Sc). Кристаллы фоточувствительны в области 200–400 нм и обладают селективной фоточувствительностью в полосах, соответствующих $f-f$ -переходам РЗИ в УФ области. На основании экспериментального материала предложены резистивные фотоприемники УФ света, рабочим элементом которых служат кристаллы изученных составов. Рассчитаны параметры чувствительных элементов фотоприемников, анализируются пути улучшения их характеристик.

Введение

В промышленности используется большое количество материалов для изготовления фоточувствительных элементов приемников ультрафиолетового света [1]. Однако в области длин волн $\lambda < 400$ нм ощущается острый дефицит высокочувствительных и надежных в эксплуатации фотоприемников и материалов для их рабочих элементов. Поэтому задача поиска новых материалов и разработки различных типов приемников постоянно стоят в центре внимания исследователей [1–3].

Традиционно используемые фотоприемники в ультрафиолетовой области [1,2] имеют ряд недостатков. Так, полупроводниковые приборы не могут быть использованы для прямых измерений ультрафиолетового излучения на фоне подсветки видимым излучением реальных источников света. В некоторых случаях область фоточувствительности приемника слишком узкая, отсутствует селективность, предъявляются особые требования к рабочей температуре и т.п. Предлагаемый в качестве фоторезистора природный алмаз [3] слишком дорогостоящий. Технология получения искусственных алмазов, несмотря на успехи их синтеза, на сегодняшний день не достигла уровня, необходимого для массового производства приборов.

Редкоземельные галлийсодержащие монокристаллы со структурой граната состава $A_3B_2Ga_3O_{12}$ (A — редкоземельный ион, B—Ga или Sc), как показали наши исследования [4–6], обладают чувствительностью в области 200–400 нм. Особенностью этих монокристаллов является селективная чувствительность, которая реализуется в f -полосах оптического

поглощения в указанной области и обнаружена впервые на данном классе веществ в [4], как новое явление.

В настоящей работе проведено дальнейшее изучение фотоэлектрических свойств кристаллов и рассчитаны некоторые фотоэлектрические параметры с целью прогнозирования возможного использования чувствительных элементов на основе $A_3B_2Ga_3O_{12}$. Предлагаемые фоторезистивные приемники могут работать в области 200–400 нм [7] с реализацией селективной чувствительности в f -полосах поглощения A^{3+} в указанной области без специальных светофильтров. На основе твердого раствора $Gd_{3-x}Sm_xGa_5O_{12}$ возможна реализация фоторезистивного приемника с постоянным квантовым выходом в области 220–340 нм [8], что дополняет и расширяет практическое использование кристаллов в качестве фотоприемников. Следует отметить, что обсуждаемые кристаллы отличаются радиационной стойкостью, технологичностью, обладают хорошими механическими свойствами. Изготовление резистивных фотоприемников различной геометрии на предлагаемой основе возможно в больших количествах.

Методика измерений

Нами изучены монокристаллы, выращенные из расплава по методу Чохральского. Образцы размером $10 \times 10 \times 0.1-0.5$ мм вырезались из булы с освещаемой площадкой, перпендикулярной кристаллографическому направлению [110] (оси роста) и вектору приложенного внешнего поля. Освещаемый (полупрозрачный) электрод имел форму мелкозернистой сетки.

Кристаллы $A_3B_2Ga_3O_{12}$ обладают большим ($\sim 10^{15}$ Ом·см) темновым сопротивлением, развитой системой уровней захвата заряда в запрещенной зоне различной глубины [9]. Это приводит к образованию в них длительно хранящегося фотоэлектретного состояния [4,10] за счет пространственно неоднородного заполнения уровней захвата неравновесных носителей заряда при освещении светом в области фоточувствительности во внешнем постоянном электрическом поле. Фотодеполяризация малоинтенсивным светом в режиме спектрального сканирования в области 200–400 нм дает возможность регистрировать ток во внешней измерительной цепи, пропорциональный фототоку (спектральной чувствительности) во внутреннем поле фотоэлектретного состояния, если интенсивность света квазипостоянна, а высвобождающийся заряд при фотодеполяризации значительно меньше заряда фотоэлектретного состояния [11]. Кривая спектральной чувствительности фотоэлектретного состояния при этом повторяет вид кривой спектральной зависимости фототока.

В экспериментах фототок измерялся в режиме фотосостояния в предположении предельного заполнения уровней захвата. Для исключения инжекции в измерениях по предложенной методике между образцом и металлическими электродами использовались кварцевые блокирующие пластинки толщиной 0.2 мм. Фотодеполяризация проводилась малоинтенсивным светом нормированной интенсивности $\sim 10^{11}$ квант·см⁻²·с⁻¹. В рамках модели электронейтрального поляризованного объекта с барьерным типом распределения локализованного объемного заряда и блокирующими электродами в течение небольшого интервала времени фо-

тодеполяризации ток I во внешней измерительной цепи в случае монополярной фотопроводимости равен [12]

$$I = e\mu n Q d_1 / \varepsilon_0 (\varepsilon_1 d + 2\varepsilon d_1), \quad (1)$$

где e , μ , n — заряд, подвижность и концентрация носителей заряда; Q — заряд ФЭС; ε_0 — диэлектрическая постоянная; d_1 , d , ε_1 , ε — толщины и диэлектрические проницаемости блокирующих прокладок и образца соответственно.

Измерение фототока в режиме фотосостояния, несмотря на его зависимость от параметров образца и диэлектрических прокладок (см. (1)) и соответствующего перераспределения полей в измерительной конденсаторной ячейке-сендвиче, нам представляется более выгодным по сравнению с классическим вариантом измерения с омическими контактами. Материал последних в диэлектрических кристаллах подобрать практически невозможно. В используемой методике нет влияния шумов от внешних источников, обусловленных нестабильностью последних, что очень важно при измерениях малых токов. Кроме этого, величину стационарного фототока невозможно поддерживать постоянной вследствие поляризации. В предложенном способе эта проблема исключается. Некоторые другие особенности измерительной установки и эксперимента изложены в [4,10].

Фотоэлектрическая спектроскопия кристаллов $A_3B_2Ga_3O_{12}$

Исследование фотоэлектрических свойств, как уже отмечалось, показало наличие фоточувствительности кристаллов в области 200–400 нм. Коротковолновая граница чувствительности S_λ кристаллов определяется интенсивным оптическим поглощением, обусловленным краем фундаментального поглощения (рис. 1). Длинноволновая граница определяется, в частности, дефектной структурой, что, например, в случае

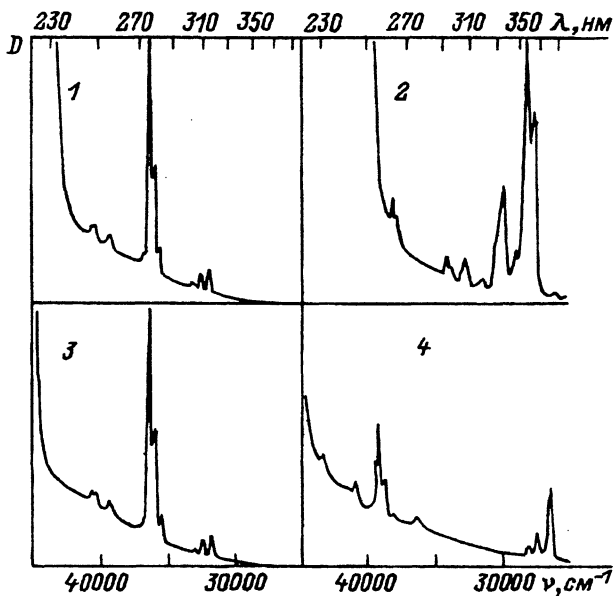


Рис. 1. Спектры поглощения при 300 К.

- 1 — $Gd_3Ga_5O_{12}$,
- 2 — $Nd_3Ga_5O_{12}$,
- 3 — $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$,
- 4 — $Sm_3Ga_5O_{12}$.

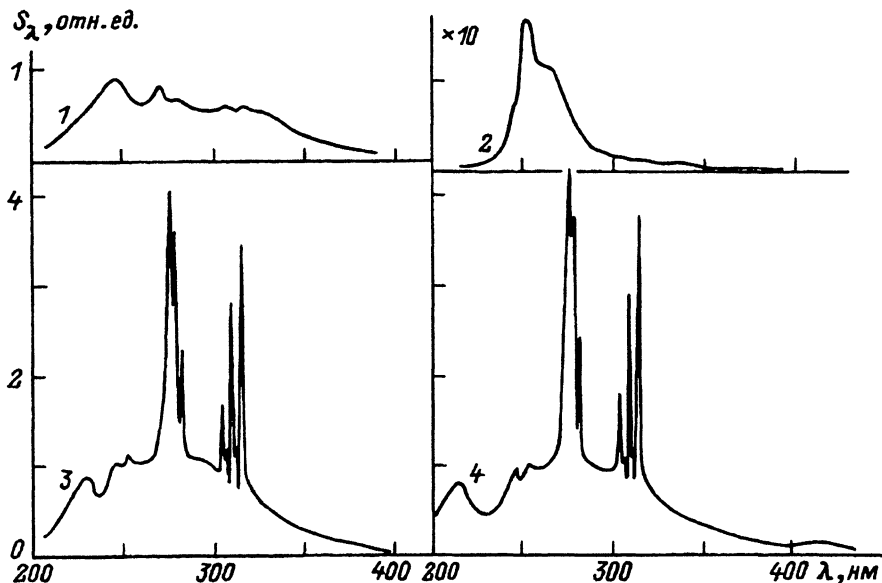


Рис. 2. Спектральные характеристики при 300 К.

1 — $\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 2 — $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 3 — $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 4 — $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$.

$\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ обуславливает пик фототока при 450 нм [5]. Кристаллы, обладающие фоточувствительностью, представляют собой концентрированные системы по отношению к редкоземельным ионам как структурообразующим элементам. В связи с этим и при учете селективной чувствительности, свойственной всем редкоземельным гранатам, напрашивается вывод об особенной роли редкоземельных ионов в формировании фотоэлектрических свойств кристаллов. Это подтверждается на примере $\text{Y}_{2.75}\text{Er}_{0.25}\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$, куда Er, замещая Y, входит в большом количестве. Такой кристалл приобретает фоточувствительность с характерными для Er^{3+} узкими полосами при внутриконтинуальных $f-f$ -переходах [5].

Величина фототока, как следует из [1], линейно зависит от величины внутреннего поля (величины запасаемого заряда), которая в свою очередь определяется внешним приложенным полем при всех других равных условиях. Величины фототока в экспериментах при использованной интенсивности возбуждающего света в условиях предельного заполнения уровней захвата составляла $\sim 10^{-12}$ А в случае $A = \text{Gd}$ и $\sim 10^{-13}$ А при $A = \text{Nd}$ или Sm . Результаты исследования спектральной чувствительности некоторых кристаллов (рис. 2) и их сопоставления со спектрами оптического поглощения (рис. 1) сведены в табл. 1. Там же приведены соответствующие термы f^n -конфигураций. Отметим, что длина волны излучения эксимерного лазера XeCl 308 нм совпадает с переходом $^8S_{7/2} \rightarrow ^6P_{5/2}$ иона Gd^{3+} . Следовательно, гадолиниевые гранаты можно эффективно использовать в качестве ФП в системах регистрации излучения такого лазера.

Измерение фототока в режиме фотосостояния во многом определяется стабильностью состояния. В [5,10] исследовались условия стабильности. В частности, показано, что области температур $150 < T < 400$ К происхо-

Таблица 1. Спектральное распределение ФЧ кристаллов $A_3Ga_5O_{12}$ при 300 К

A^{3+}	Основное состояние, конфигурация A^{3+}	Диапазон ФЧ, нм	λ_{max} , нм	Природа полос	Примечания
Nd^{3+}	${}^4I_{g/2}$, $\frac{4f^3 5s^2 5p^6}{4f^4 6s^2}$	230–400	317	${}^2H_{7/2}$	} Маловыраженные, поскольку ФЧ кристаллов незначительна
			305	${}^2H_{9/2}$	
			292	${}^2H_{11/2}$	
			262	${}^2F_{5/2}$	
			253	${}^2F_{7/2}$	
			245	КФП	Доминирует в системе полос ФЧ
Sm^{3+}	${}^6H_{5/2}$, $\frac{4f^5 5s^2 5p^6}{4f^6 6s^2}$	225–420	334	} Маловыраженные, поскольку ФЧ кристаллов незначительна	
			320		${}^4F_{5/2}$
			316		${}^4H_{11/2}$
			307		${}^4F_{9/2}$
			280	} Идентификация пиков не проведена, так как отсутствуют данные по изучению спектров поглощения в этой области	
			268		
			262		
			248		
240	КПФ	Доминирует в системе полос ФЧ			
Gd^{3+}	${}^8S_{7/2}$, $\frac{4f^7 5s^2 5p^6}{4f^7 5d^1 6s^2}$	210–410	313	} ФЧ кристалла максимальна; доминируют в системе полос ФЧ	
			308		${}^6P_{5/2}$
			302		${}^6P_{3/2}$
			280		${}^6I_{7/2}$
			277		${}^6I_{11/2}$
			274		${}^6I_{15/2}$
			273		${}^6I_{13/2}$
			254		} Маловыраженные по сравнению с другими f -пиками
			248		
			246	${}^6D_{7/2}$	
230	КФП				

дит эффективное образование стабильного состояния, что создает условия корректного измерения фототока. Резкое снижение эффективности фотогенерации и образования фотосостояния при $440 < T < 100$ К определяется кинетическими свойствами носителей заряда и температурной стабильностью уровней захвата заряда, с одной стороны, уменьшении

ем чувствительности за счет температурной эволюции генерационно-рекомбинационных процессов, с другой стороны. Это подтверждается результатами изучения токов термодеполяризации [9], где показано, что при 450 К идет термическое опустошение наиболее глубокого уровня. Рис. 3 иллюстрирует температурную зависимость фототока I_{ϕ} в некоторых f -полосах, "фоновой" примесной области и связанного с фотопроводимостью на примере $Gd_3Ga_5O_{12}$. Здесь проведен строгий учет условий образования и фотодеполяризации. При изменении температуры f -пики фототока своего спектрального положения не меняют. Однако их интенсивность при повышении температуры растет по слабой экспоненциальной зависимости с энергией активации 0.02 эВ. "Фоновый", соответствующий ионизации локальных уровней и при зона-зонных переходах при увеличении температуры от 90 до 350 К, изменяется мало, увеличиваясь примерно в 2 раза. Зона-зонный пик с ростом температуры сдвигается в длинноволновую область соответственно линейному температурному смещению КФП. Для $A_3Ga_5O_{12}$ коэффициент температурного смещения края составляет 0.75, 0.91, 1.17 [10^{-3} эВ/град] при $A = Nd, Sm, Gd$ соответственно.

Для выяснения закономерностей формирования ФЧ РЗГГ проводились исследования влияния собственного разупорядочения, обусловлен-

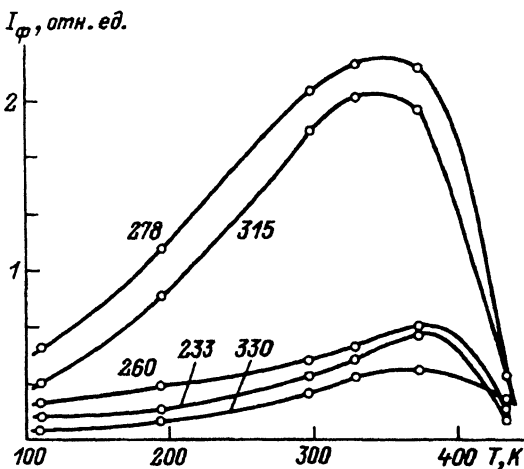


Рис. 3. Температурная зависимость фототока в $Gd_3Ga_5O_{12}$.

Цифры — длины волн в нм.

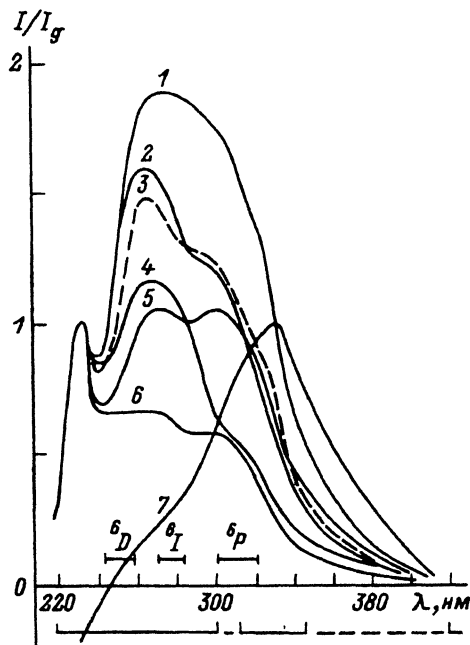


Рис. 4. Общий вид зависимости фототока в $Gd_3Ga_5O_{12}$ от длины волны поляризующего света.

1 — $\lambda_p = 240$, 2 — 290, 3 — 300, 4 — 230, 5 — 220, 6 — 390 нм, 7 — кривая после облучения γ -квантами того же образца. Кривые пронумерованы по значениям фототока I_p в полосе, соответствующей краю фундаментального поглощения; кривая 7 — по максимуму при 330 нм.

ного отклонением от стехиометрии за счет испарения Ga_2O во время роста. Такие дефекты (вакансии Ga и O в первую очередь и их комплексы) при фотоионизации обуславливают примесную чувствительность, на фоне которой реализуются процессы, связанные с f -полосами редкоземельных ионов. На рис. 4 приведены спектральные характеристики кристаллов $Gd_3Ga_5O_{12}$ в зависимости от условий образования фотосостояния (действия возбуждающего света на локальные уровни). Спектральное положение узких пиков СЧ соответствующих $f-f$ -переходам Gd^{3+} , для удобства на рисунке не показаны. Спектральное положение соответствующих серий узких полос, интенсивность которых в этих экспериментах практически неизменна, отмечено отрезками прямых выше оси λ . Ниже отмечены полосы дополнительного поглощения после γ -облучения (Co^{60} , 10^5 Гр). На кривой спектральной чувствительности можно выделить три фотоионизационных процесса, приводящих к появлению неравновесных носителей заряда. Максимумы чувствительности наблюдаются при 330, 300 и 265 нм. Для различных выращенных кристаллов количество максимумов одинаковое, а интенсивность различна. Указанные пики коррелируют со спектральным положением полос поглощения. Это подтверждает вывод о связи указанных пиков с собственно дефектным разупорядочением. При γ -облучении (рис. 4, кривая 7) относительная чувствительность при 330 нм усиливается. Остальная область чувствительности при использованных дозах облучения подавляется [13]. Генерация неравновесных носителей заряда, судя по интенсивности, происходит эффективно при $240 < \lambda_p < 300$ нм (λ_p — длина волны поляризуемого света). Следовательно, объемная фотогенерация преобладает. При возбуждении (образовании фотосостояния) светом из края чувствительности (длинноволнового и коротковолнового) интенсивность пиков с $\lambda_{max} = 300$ и 265 нм соразмерна. В остальных случаях пик 265 нм преобладает.

В связи с вопросом о механизме фотогенерации в f -полосах изучались другие редкоземельные гранаты, не содержащие Ga. Оказалось, что тетраэдрическая подрешетка играет важную роль в процессах фотогенерации. Если центральный катион этой позиции — Ga, то кристалл обладает фоточувствительностью. Последняя практически отсутствует в кристаллах с другим катионом в четверной координации по кислороду. Так, в кристаллах $Gd_3Sc_2Al_3O_{12}$ при используемых интенсивностях света $10^{10} - 10^{14}$ квант·см²·с⁻¹ фоточувствительность не обнаружена. В этом кристалле в [14] лишь при высоких уровнях возбуждения в связи с поглощением Cr^{3+} наблюдали незначительную фотопроводимость, которая была в 10^3 раз меньше, чем в $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$. Фототок линейно зависит от интенсивности в указанном интервале ее значений. Его величина также линейно зависит от приложенного поляризуемого поля E от 10^3 до 10^6 В/м.

Отдельного рассмотрения заслуживает вопрос о замещении редкоземельного иона в додекаэдрических позициях и влиянии его на чувствительность. Нами изучались кристаллы $Gd_{3-x}Sm_xGa_5O_{12}$, где $x = 0-3$. Замещение части ионов Gd на Sm приводит к снижению чувствительности особенно, в f -полосах Gd^{3+} . При этом можно выбрать x таким, что фототок будет независим от λ в области 220–340 нм. Это явление тушения селективной фоточувствительности можно использовать, как указывалось, для реализации фотопроводимости с постоянным квантовым

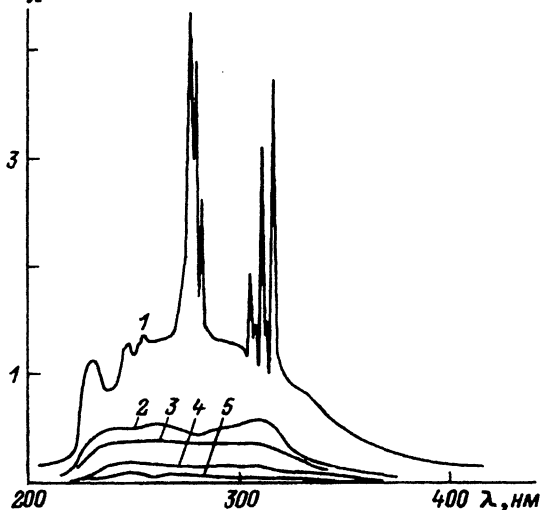
S_{λ} , отн.ед.

Рис. 5. Фоточувствительность $Gd_{3-x}Sm_xGa_5O_{12}$ различного состава. 1 — $x=0$, 2 — 0.25, 3 — 0.35, 4 — 0.5, 5 — 3.

выходом [8]. Такое замещение технологически не представляет трудностей, поскольку гранаты гадолиния и самария образуют непрерывный ряд твердых растворов. На рис. 5 представлены зависимости чувствительности различных фотоприемников, чувствительный элемент которых изготовлен из гранатов ряда $Gd_{3-x}Sm_xGa_5O_{12}$, где 1 — $x=0$, 2 — 0.25, 3 — 0.35, 4 — 0.5, 5 — 3. В табл. 2 приведены данные исследования чувствительности некоторых таких кристаллов. Здесь I_{λ} — величина фототока при указанных λ и x , I_0 — величина фототока при 290 нм (в случае отсутствия возбуждения, т.е. отсутствия селективной фоточувствительности того же образца), I'_0 — величина фототока при $x=0$. Из рассмотренных примеров (табл. 2) следует, что для достижения поставленной цели (постоянство фототока) оптимальными являются значения стехиометрического коэффициента x в пределах 0.25–0.50. Значение $x > 0.25$ определяется тушением селективной фоточувствительности. При меньших x селективная фоточувствительность подавлена не полностью. Значение $x < 0.50$ определяется нежелательным снижением чувствительности во всем спектральном диапазоне, что ограничивает использование.

Таблица 2. Спектральное распределение фоточувствительных кристаллов $Gd_{3-x}Sm_xGa_5O_{12}$ при 300 К для различных длин волн

x	I_{λ}/I_0 , отн.ед.							I_0/I'_0 , %
	λ , нм							
	350	320	313	308	277	262	220	290
0	0.49	0.81	2.88	2.23	2.91	1.00	0.78	100
0.25	0.32	0.93	1.18	1.12	1.07	1.00	0.64	50
0.35	0.42	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	0.61	38
0.5	0.89	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	0.50	19
3	0.21	0.94	0.96	1.00	1.00	1.33	0.31	5

Заканчивая рассмотрение фотоэлектрических свойств гранатов, принимая во внимание изложенный материал, остановимся на механизме фотогенерации носителей заряда в f -полосах. Это явление на данном классе веществ является новым, выходящим за рамки известных механизмов в других кристаллах. Нам представляется логичным связать это необычное явление с обменом ионов через промежуточное звено — ионы кислорода по схеме косвенного взаимодействия f -электронов с лигандами [5,6]. Такой фотоиндуцированный обмен между ионами коррелирует с экспериментальным изучением токов термодеполяризации [9], знаком более подвижных носителей заряда [10] и образованием при рассматриваемом возбуждении центров типа O^- . Механизм перемещения дырок по ионам кислорода объясняет также темновую электропроводность, которая при температуре выше 450 К растет по экспоненциальному закону с энергией активации 1.8-2.0 эВ. Приведенные результаты показывают, что предложенный механизм зависит от соседства редкоземельных ионов в других катионных позициях, что определяется строением внешних электронных оболочек этих катионов, а также от дефектной структуры кристаллов. Однако вопрос о механизме и детализации микроструктуры цепочки взаимодействующих ионов при фотовозбуждении, как и фотоэлектрических свойств этих материалов в целом, требуют дополнительных исследований.

Расчет фотоэлектрических параметров

При оценке работоспособности фотоприемника и при расчете некоторых параметров необходимы различные данные, характеризующие электрофизические свойства материала. Имеющиеся такие сведения в [15] или полученные в настоящей работе собраны в табл. 3.

Рассмотрим резистивный фотоприемник толщиной $d = 0.5$ мм и освещаемой площадкой $S = 100$ мм². Проведем расчет оценочных значений квантового выхода η для двух длин волн 308 и 290 нм на примере фото-

Таблица 3. Электрофизические свойства некоторых гранатов при 300 К

Параметр	$Nd_3Ga_5O_{12}$	$Sm_3Ga_5O_{12}$	$Gd_3Ga_5O_{12}$	$Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$
Параметр решетки, Å	12.504	12.433	12.377	12.57
Плотность, кг/м ³	6614	6860	7090	6590
Температура плавления, К	1823	1932	2093	2160
Температура Дебая, К	515	511	525	503
Ширина запрещенной зоны, эВ	4.9	5.2	5.4	5.6
Электропроводность (на воздухе) Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	10^{-16} – 10^{-15}	10^{-16} – 10^{-15}	10^{-15} – 10^{-14}	10^{-15}
Диэлектрическая проницаемость	10.10		12.11	

приемника на основе $Gd_3Ga_5O_{12}$ при 300 К. Первое значение длины волны выбрано в максимуме фототока в полосе $^8S_{7/2} \rightarrow ^6P_{5/2}$ (длина волны излучения ХеСІ лазера). Второе значение соответствует максимуму "фоновой" чувствительности (рис. 4) в отсутствие селективной. Используем соотношение [16]

$$\eta = (1 - R)[1 - \exp(-\alpha d)]/[1 - R \exp(-\alpha d)], \quad (2)$$

где R — коэффициент отражения от освещенной поверхности фотоприемника, α — коэффициент поглощения.

На основании формул Френеля в случае нормального падения света коэффициент отражения определим через показатель преломления n_λ :

$$R = (n_\lambda - 1)^2 / (n_\lambda + 1)^2. \quad (3)$$

В результате вычислений при 308 и 290 нм по известным n_λ и α (2.08, 2.11 и 9.5 см^{-1} соответственно), согласно [2,3], получаем значения квантового выхода 0.35 и 0.19.

При ограниченных размерах рабочего элемента фотоприемника его чувствительность можно увеличить за счет повышения отражения от неосвещенной поверхности. При угле падения, равном углу Брюстера, отражение будет максимальное. При этом неосвещенная поверхность при $\lambda = 300-290$ нм скашивается под углом

$$90^\circ - \text{arctg } n_\lambda \approx 25^\circ. \quad (4)$$

В этом случае коэффициент отражения от неосвещенной поверхности для 290 нм принимает значение

$$R' = (n_\lambda^2 - 1)^2 / (n_\lambda^2 + 1)^2 \approx 0.2. \quad (5)$$

Согласно [5], примерно 20% светового потока, прошедшего через фотоприемник, можно вернуть обратно. Повышение значения η возможно также за счет просветления диэлектрической пленкой с показателем преломления n_0 . Формула Френеля для оценки минимального коэффициента отражения от освещаемой поверхности в этом случае имеет вид

$$R'' = (n_\lambda - n_0^2)^2 / (n_\lambda + n_0^2)^2. \quad (6)$$

Для $\lambda = 290$ нм и пленочного покрытия Al_2O_3 ($n_0 = 1.62$) получаем $R'' \approx 0.012$. При 308 нм $R'' \approx 0.013$. С учетом такого просветления квантовый выход можно увеличить примерно на 10-20%. Если учесть, что отражение равно нулю при $n_0 = \sqrt{n_\lambda}$, то лучшим материалом для покрытия будет SiO_2 ($n_0 = 1.45$).

Проведем расчеты токовой чувствительности S_I в зависимости от $\mu\tau$ (τ — время жизни носителей заряда) и квантовой эффективности β . Токовая чувствительность ФП определяется по соотношению [16]

$$S_I = \beta e \mu \tau \lambda E / h c, \quad (7)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света.

Таблица 4. Токовая чувствительность ФП на основе гадолиний-галлиевого граната (мкА/Вт) при разных значениях $\mu\tau$ (см²/В) и квантовой эффективности

λ , нм	β	Токовая чувствительность	
		$\mu\tau = 10^{-10}$	$\mu\tau = 10^{-11}$
308	0.01	0.05	0.005
	0.1	0.5	0.05
	0.5	2.5	0.25
290	0.01	0.047	0.0047
	0.1	0.47	0.047
	0.5	2.35	0.24

Значения $\mu\tau$ составляют $10^{-10} - 10^{-11}$ см²·В⁻¹ [10,17]. Неизвестной остается квантовая эффективность. Проведем расчеты для ее значений 0.01, 0.1, 0.5, так как при монополярной фотопроводимости и небольших d максимальное значение β равно η . Результаты сведены в табл. 4. Оценка S_I по значению измеренного фототока и плотности потока излучения Φ , согласно соотношению [1]

$$S_I = I\lambda/\Phi Shc, \quad (8)$$

для 308 и 290 нм дает соответствующие значения 19.9 и 8.5 мкА/Вт.

При указанных размерах фотоприемника оценим собственную емкость $C = \varepsilon_0 \varepsilon S/d \approx 21$ (пФ). Соответствующая постоянная времени $t = rC \approx 10^2$ (нс). Изменяя в разумных пределах S и d , можно уменьшить t . Другой путь изменения t сводится к изменению сопротивления r . Кратность изменения сопротивления при освещении составляет $\sim 10^3$ при использованных интенсивностях света ($< 10^{-3}$ Вт/см²). Большие времена диэлектрической релаксации, а также малые значения темнового тока необходимы при работе прибора в режиме фотоэлектронного состояния. Накопленный заряд, определяемый в основном глубокими уровнями захвата [10], сохраняется длительное время, что дает возможность регистрировать сигналы такими фотоприемниками в ждущем режиме без приложения внешнего поля.

Наличие серий узких полос чувствительности в УФ области при возбуждении редкоземельных ионов позволяет реализовать селективный прием соответствующих длин волн без применения специальных светофильтров, поскольку эти ионы входят в кристалл в качестве структурообразующих элементов. Рассмотрим селективную $Gd_3V_2Ga_3O_{12}$ в полосе $\lambda_{\max} = 308$ нм. Теоретически ширина полосы чувствительности идеально совпадает с шириной полосы излучения XeCl лазера, поскольку $f-f$ -переходы в редкоземельных ионах обуславливают узкие полосы поглощения (следовательно, и чувствительности), так как на электроны $4f$ -оболочки внешнее кристаллическое поле практически не влияет в силу экранирования ее внешними оболочками (табл. 1). Полуширина пика фоточувствительности составляет $0.01 \lambda_{\max}$. Отношением $I_{\lambda_{\max}}/I_0 \approx 4.5$ можно охарактеризовать контрастность.

Список литературы

- [1] *Анисимова И.Д., Вихулин И.М., Заитов Ф.А.* и др. Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. М.: Радио и связь, 1984. 216 с.
- [2] *Волков В.А., Вялов В.К., Гассанов Л.Г.* и др. Справочник по приемникам оптического излучения. Киев: Техника, 1985. 216 с.
- [3] Алмаз в электронной технике / Под ред. В.Б.Кваскова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
- [4] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н., Гальчинский А.В.* // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы. 1986. Т. 22. № 9. С. 1577-1579.
- [5] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н., Гальчинский А.В.* // ЖПС. 1987. Т. 46. № 1. С. 107-111.
- [6] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н.* // Тез. докл. IX Всесоюз. симпозиума по спектроскопии кристаллов, активированных ионами редкоземельных и переходных металлов. Л., 1990. С. 152.
- [7] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н.* // А. С. СССР. № 1435102.
- [8] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н.* // А. С. СССР. № 1597047.
- [9] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н., Гальчинский А.В.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 2. С. 620-622.
- [10] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н.* // УФЖ. 1990. Т. 35. № 11. С. 1704-1707.
- [11] *Ковальский П.Н., Шнейдер А.Д.* Фотоэлектретный эффект в полупроводниках. Львов: Вища школа, 1977. 150 с.
- [12] *Сесслед Г.* Электреты. М.: Мир, 1983. 488 с.
- [13] *Носенко А.Е., Шевчук В.Н.* // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы. 1988. Т. 24. Вып. 10. С. 1687-1689.
- [14] *Andrews L.J.* // Tunable Solid-state Laser II. Proc. OSA. Top. Meet. Rippling River Resort. Berlin, 1986. P. 44-51.
- [15] Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Functionen aus Naturwissenschaften und Technik. Berlin: Springer Verlag, 1978. 520 p.
- [16] *Киев Р.Д., Крузе П.В., Памли Э.Г.* и др. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. М.: Радио и связь, 1985. 328 с.
- [17] *Grant P.M., Ruppel W.* // Sol. St. Commun. 1967. Vol. 5. N 7. P. 543-546.

Львовский университет
им.И.Франко

Поступило в Редакцию
3 июня 1992 г.