

Поверхностно-барьерные структуры $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$: создание и свойства

© В.Ю. Рудь*, Ю.В. Рудь[†], И.В. Боднар⁺

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220027 Минск, Белоруссия

(Получена 1 декабря 2005 г. Принята к печати 21 декабря 2005 г.)

Выращены монокристаллы тройных соединений CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 и исследованы их физические свойства. На гомогенных кристаллах созданы первые фоточувствительные структуры $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$. Выполнены исследования фотоэлектрических свойств новых структур, определены параметры структур и новых полупроводников, сделан вывод о возможностях их применения в широкополосных фотопреобразователях неполяризованного излучения.

PACS: 72.40.+v, 73.30.+y, 85.60.Gz

1. Введение

В последние годы произошло расширение исследований нового своеобразного класса среди многокомпонентных алмазоподобных халькогенидов в тройной системе I–III–VI. Эти соединения возникают в итоге трансформации межатомных взаимодействий в пределах квазибинарных разрезов $\text{I}_2\text{VI}–\text{III}_2\text{VI}_3$, что сопровождается образованием целого ряда дефектных полупроводниковых соединений с неизменной природой образующих эти вещества атомов. Такие фазы имеют общую формулу $\text{I}\square\text{III}_{2n+1}\text{VI}_{3n+2}$ ($n = 1, 2, 3 \dots$), содержащую стехиометрическую вакансию, которая в формуле соединения обычно обозначена как \square [1–4]. Можно ожидать, что физико-технологические исследования новых веществ откроют перспективы для установления связи свойств новых фаз с их составом и позволят в будущем рассмотреть вопрос вероятного образования наноразмерных структур в процессе такого вида самоорганизации в алмазоподобных веществах. Настоящая работа посвящена синтезу и выращиванию монокристаллов CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 , решению проблемы создания первых фоточувствительных структур на основе этих соединений и исследованиям их свойств.

2. Выращивание монокристаллов

Монокристаллы соединений CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 выращивали направленной кристаллизацией расплава (вертикальный вариант метода Бриджмена). Исходными веществами для синтеза служили элементарные компоненты (медь, галлий и теллур чистотой не ниже $> 99.999\%$). Указанные вещества в соотношениях $\text{Cu}:\text{Ga}:\text{Te} = 1:5:8$ общей массой 20–25 г загружали в графитизированные двойные кварцевые ампулы. Перед загрузкой компонентов тройного соединения ампулы

подвергались химико-термической обработке. После вакуумирования внутренней ампулы до остаточного давления $\sim 10^{-3}$ Па ее помещали во вторую кварцевую ампулу большего диаметра, которую также вакуумировали. Это предохраняет синтезируемое вещество от окисления на воздухе, если внутренняя ампула при кристаллизации разрушается. К наружной ампуле снизу припаивался кварцевый стержень, служивший держателем для ее присоединения к вибратору. В процессе нагревания ампулы в печи применялось вибрационное перемешивание, которое в значительной мере ускоряет образование соединения и препятствует разрушению ампул.

Температурный режим синтеза и выращивания монокристаллов выбирались в соответствии с диаграммой состояния $\text{Cu}_2\text{Te}–\text{Ga}_2\text{Te}_3$ [5]. В начальный период температура печи повышалась со скоростью $\sim 100^\circ\text{C}/\text{ч}$ до 900°C , проводилась изотермическая выдержка в течение 2 ч с включением вибрации. Затем с той же скоростью температура повышалась до $1150–1170^\circ\text{C}$ (без выключения вибрационного перемешивания), и образовавшийся расплав снова выдерживался 1 ч. После этого вибрация прекращалась, и проводилась направленная кристаллизация расплава путем понижения температуры печи со скоростью $\sim 2^\circ\text{C}/\text{ч}$ до $1000–1020^\circ\text{C}$. При указанных температурах проводился гомогенизирующий изотермический отжиг полученных кристаллов в течение 150 ч. Выращенные монокристаллы CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 имели диаметр ~ 14 мм и длину ~ 50 мм, были однородными и гомогенными, что было установлено методами микрорентгеноспектрального и рентгеновского анализов.

3. Анализ монокристаллов

Поэлементный состав полученных монокристаллов CuGa_5Te_8 определялся с помощью микрозондового рентгеноспектрального анализа на установке Cameca-MBX.

[†] E-mail: Yuryrud@mail.ioffe.ru

Относительная погрешность определения концентрации компонентов составляла $\pm 5\%$. Результаты анализа показали, что содержание элементов в выращенных монокристаллах $CuGa_3Te_5$ (Cu:Ga:Te = 11.20:33.59:55.21) и $CuGa_5Te_8$ (Cu:Ga:Te = 7.42:35.81:56.77 ат%) удовлетворительно согласуется с заданным составом в исходной шихте (Cu:Ga:Te = 11.11:33.33:55.56) для $CuGa_3Te_5$ и (Cu:Ga:Te = 7.15:35.71:57.14 ат%) для $CuGa_5Te_8$ и не наблюдается значительных отклонений в составе в различных точках кристалла, что свидетельствует об их однородности.

Структура и параметры элементарной ячейки монокристаллов определялись рентгеновским методом. Дифрактограммы измерялись на рентгеновском аппарате ДРОН-3М в $CuK\alpha$ -излучении с никелевым фильтром. Образцы для рентгеновских измерений приготавливались путем растирания монокристаллов с последующим прессованием их в специальном держателе. Для снятия механических напряжений, возникающих при растирании и прессовании кристаллов, их подвергались термообработке в вакууме при 650°C в течение ~ 3 ч.

Дифрактограммы, снятые на образцах из разных участков монокристаллов, соответствовали структуре халькопирита для $CuGa_3Te_5$ и кубической структуре для $CuGa_5Te_8$. Параметры элементарной ячейки, рассчитанные методом наименьших квадратов по рефлексам, для которых $2\theta > 60^\circ$, оказались равными: $a = 5.930 \pm 0.002 \text{ \AA}$, $c = 11.839 \pm 0.005 \text{ \AA}$ для $CuGa_3Te_5$ и $a = 5.914 \pm 0.002 \text{ \AA}$ для $CuGa_5Te_8$. Разрешение высокоугловых линий на дифрактограммах свидетельствует о гомогенности выращенных монокристаллов.

4. Температурные измерения

Согласно измерениям знака термоэдс, выращенные монокристаллы обоих соединений в отсутствие легирования обладают только дырочным типом проводимости. Температурная зависимость удельного сопротивления выращенных монокристаллов следует типичному для алмазоподобных полупроводников активационному закону (рис. 1)

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp(E_a/kT), \quad (1)$$

где E_a — энергия активации акцепторных центров, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Кристаллы соединения $CuGa_5Te_8$, как правило, оказываются более высокоомными по отношению к кристаллам соединения $CuGa_3Te_5$. Энергия активации акцепторов $E_a \approx 0.1$ эВ для $CuGa_3Te_5$ и $E_a = 0.3$ эВ $CuGa_5Te_8$. Причина различий в электрических свойствах для своего дальнейшего обсуждения нуждается в продолжении исследований в направлении разделения вкладов собственных и примесных дефектов решетки в этих полупроводниковых соединениях. С понижением температуры исследованных монокристаллов $CuGa_3Te_5$ и $CuGa_5Te_8$ до 77 К наблюдалось отклонение от акти-

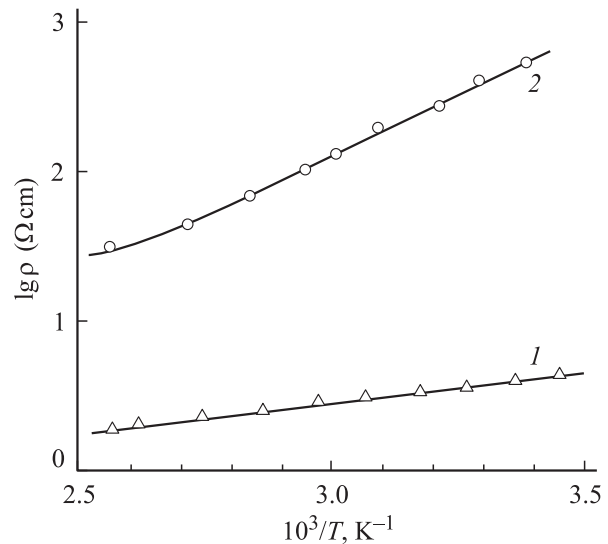


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления монокристаллов $CuGa_3Te_5$ (кривая 1, образец 10) и $CuGa_5Te_8$ (кривая 2, образец 30).

вационного закона и замедление в повышении ρ , что может быть свидетельством перехода к прыжковому механизму токопереноса.

5. Оптические измерения

Для определения коэффициента оптического поглощения α изготавливались плоскопараллельные пластины соединений $CuGa_3Te_5$ и $CuGa_5Te_8$ путем шлифовки и механической полировки монокристаллов, с набором толщин $d = 18-1000$ мкм. На основании экспериментальных значений коэффициента пропускания T рассчитывался коэффициент поглощения по известной формуле [6]:

$$\alpha = 1/d \ln \left\{ (1-R)^2/2T + \sqrt{((1-R)^2/2T)^2 + R^2} \right\}, \quad (2)$$

где коэффициент отражения в исследованном спектральном диапазоне считался постоянным и принимался равным $R = 0.3$.

Типичные спектральные зависимости коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ для монокристаллических пластинок $p-CuGa_3Te_5$ (кривая 1) и $p-CuGa_5Te_8$ (кривая 2) приведены на рис. 2. Можно видеть, что спектры $\alpha(\hbar\omega)$ для обоих соединений оказались весьма сходными, и в них можно выделить следующие характерные участки. На первом участке с энергией фотонов ниже 1 эВ поглощение относительно слабо изменяется и характеризуется значениями $\alpha < 180 \text{ см}^{-1}$. Этот длинноволновый участок следует связывать с оптическим поглощением с участием уровней дефектов решетки, концентрация которых оказывается выше в образцах $CuGa_3Te_5$ (кривая 1). Второй участок связан с наступлением резкого возрастания α при $\hbar\omega > 1.0$ эВ для $CuGa_3Te_5$ и

CuGa_5Te_8 . Энергетическое положение начала резкого роста α достаточно хорошо воспроизводится на образцах каждого из соединений и может быть использовано для предварительной оценки ширины запрещенной зоны E_g этих соединений.

Следует подчеркнуть удовлетворительное согласие такой оценки с результатом [7] для CuGa_3Te_5 . Наконец, на третьем участке рост коэффициента поглощения существенно замедляется при $\hbar\omega > 1.12$ эВ для CuGa_3Te_5 и при $\hbar\omega > 1.16$ эВ для CuGa_5Te_8 , что может свидетельствовать об изменении в механизме поглощения. С целью анализа природы межзонного поглощения в этих веществах на основании существующей теории оптического поглощения в полупроводниках [8,9] экспериментальные спектры $\alpha(\hbar\omega)$ для тройных соединений CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 были построены в координатах $(\alpha \cdot \hbar\omega)^{1/2} = f(\hbar\omega)$ и $(\alpha \cdot \hbar\omega)^2 = f(\hbar\omega)$ (рис. 3). Из рис. 3 видно, что краевое поглощение в обоих соединениях содержит четкие прямолинейные участки в координатах $(\alpha \cdot \hbar\omega)^{1/2} - \hbar\omega$ и $(\alpha \cdot \hbar\omega)^2 - \hbar\omega$, что позволяет сделать вывод о том, что фундаментальный край кристаллов CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 определяется непрямыми и прямыми межзонными переходами. Экстраполяция соответствующих зависимостей к нулю дает возможность определить в исследованных веществах ширину запрещенной зоны для прямых E_g^{dir} и непрямых E_g^{ind} переходов (см. таблицу). При этом следует отметить, что для кристаллов CuGa_3Te_5 в работе [7] содержится вывод о том, что край оптического поглощения в этом кристалле

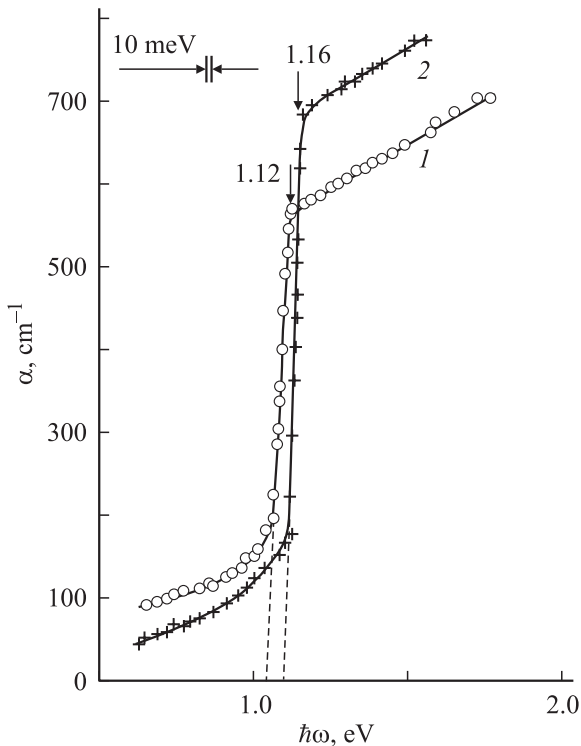


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициентов оптического поглощения монокристаллов $p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ (образец 2, кривая 1) и $p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ (образец 6, кривая 2) при $T = 300$ К.

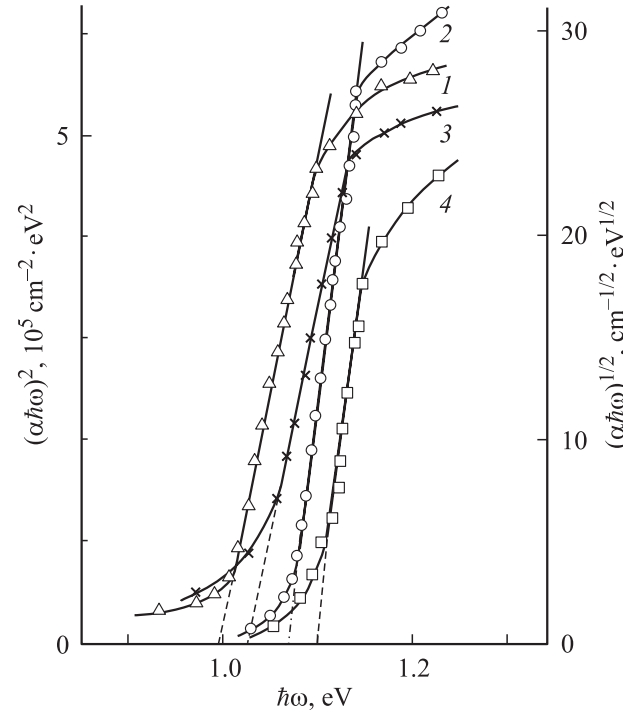


Рис. 3. Зависимости $(\alpha \cdot \hbar\omega)^{1/2} = f(\hbar\omega)$ (кривые 1, 3) и $(\alpha \cdot \hbar\omega)^2 = f(\hbar\omega)$ (кривые 2, 4) для кристаллов $p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ (образец 2, кривые 1, 2) и $p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ (образец 6, кривые 3, 4).

определяется только прямыми межзонными переходами, тогда как для CuGa_5Te_8 аналогичные исследования еще не предпринимались. Следовательно, выполненные исследования оптического поглощения позволили впервые анализировать характер межзонного поглощения и оценить значения E_g для прямых и непрямых переходов в этом кристалле.

6. Вольт-амперные характеристики

Для исследования структур на кристаллах CuGa_5Te_8 была предпринята попытка создания поверхностно-барьерных структур. По аналогии с другими тройными соединениями в качестве барьерного контакта применялся чистый индий [4], который наносился на свежую зеркальную поверхность сколов путем вакуумного термического напыления тонких слоев индия ($d \approx 1$ мкм). Хорошее состояние поверхностей естественных сколов кристаллов CuGa_5Te_8 не требовало какой-либо дополнительной обработки, что оказывается особенно ценным в случае новых веществ.

В качестве омического контакта к исследованным кристаллам, как показали измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ), пригодными оказались серебряная паста К-136 и чистая медь. Средние размеры структур составили $2 \times 2 \times 0.1$ мм. Типичные темновые ВАХ поверхностно-барьерных структур $\text{In/CuGa}_5\text{Te}_8$ показаны на рис. 4. Из этих данных следует, что полученные структуры обнаруживают четкий эффект выпрямления

Фотоэлектрические свойства структур $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ при $T = 300 \text{ K}$

Тип структуры	γ	$K U \approx 0.5 \text{ В}$	$R_0, \text{ Ом}$	$U_0, \text{ В}$	$S_u^{\text{max}}, \text{ В/Вт}$	$\varphi_{\text{В}}, \text{ эВ}$	Из $\alpha(\hbar\omega)$		Из $\eta(\hbar\omega)$	
							$E_g^{\text{ind}}, \text{ эВ}$	$E_g^{\text{dir}}, \text{ эВ}$	$E_g^{\text{ind}}, \text{ эВ}$	$E_g^{\text{dir}}, \text{ эВ}$
$\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$	1.0	$5 \cdot 10^3$	530	0.28	1–3	0.95	1.0	1.07	1.0	1.17, 1.78
$\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$	0.98	60	690	0.28	10–15	1.0	1.03	1.10	1.02	1.20, 1.59

(рис. 4, *a, b* и 5, *a, b*). Пропускному направлению в обоих типах структур соответствует положительная полярность внешнего источника тока на полупроводниках CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 . Это согласуется с предсказаниями теории Шоттки для контакта металла с кристаллом полупроводника p -типа проводимости [10] и указывает

на более высокое значение работы выхода электронов из кристаллов тройных халькогенидов CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 , чем работа выхода электронов из индия.

Начальные участки ($U > 0.2 \text{ В}$) прямых ветвей темновых ВАХ полученных впервые структур $\text{In}/\text{CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/\text{CuGa}_5\text{Te}_8$, как это видно из рис. 4, *b* и 5, *b* (кривые 1),

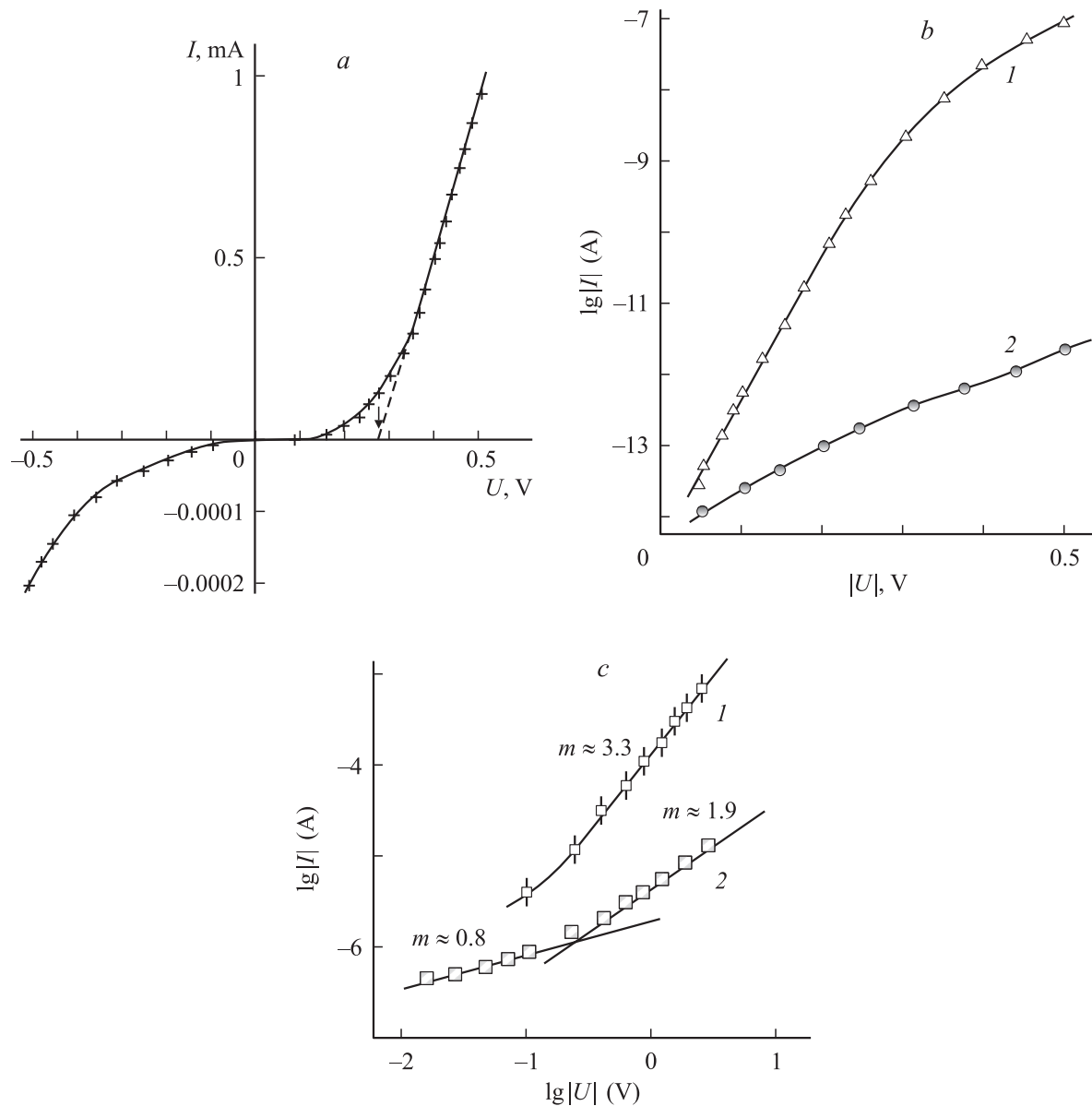


Рис. 4. Темновая вольт-амперная характеристика структуры $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ при $T = 300 \text{ K}$ в линейном (*a*), полулогарифмическом (*b*) и двойном логарифмическом (*c*) масштабах. Пропускное направление отвечает отрицательной полярности источника тока на барьерном контакте. Кривые 1 — пропускное, кривые 2 — запиорное направления. Образец 17.

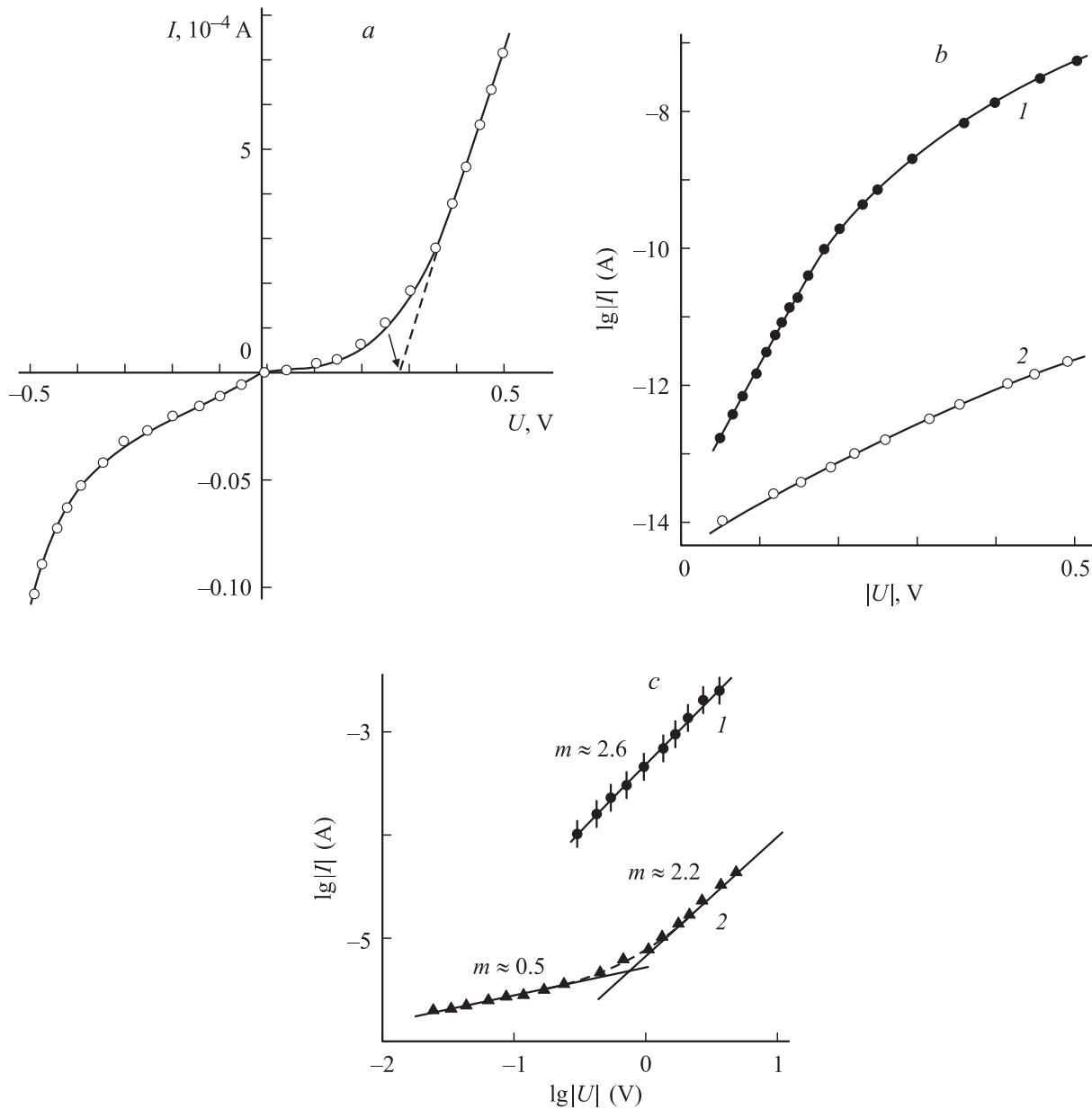


Рис. 5. Темновая вольт-амперная характеристика структуры $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ при $T = 300$ К в линейном (а), полулогарифмическом (б) и двойном логарифмическом (с) масштабах. Пропускное направление отвечает отрицательной полярности источника тока на барьерном контакте. Кривые 1 — пропускное, кривые 2 — запиорное направления. Образец 25.

подчиняются известному диодному уравнению [7]

$$I = I_s (\exp(qU/\gamma kT) - 1). \quad (3)$$

Сделанная на основании полученных структур оценка коэффициента неидеальности γ из экспоненциальных участков ВАХ продемонстрировала, что эти первые барьеры обладают величиной коэффициента γ , близкой к единице (таблица). Это обстоятельство дает основание сделать вывод о том, что полученные первые структуры по своим электрическим свойствам оказываются близкими к идеальным. В таблице для характеристики эффекта выпрямления приведены значения коэффициента выпрямления K , вычисленного как отношение токов в

пропускном и запиорном направлениях при фиксированном напряжении внешнего смещения $|U| = 0.5$ В. Видно, что для лучших из полученных структур наблюдается достаточно высокое выпрямление. Так, максимальное значение коэффициента выпрямления наблюдается для структуры $\text{In}/\text{CuGa}_3\text{Te}_5$. Следует отметить, что высокое значение K находится в соответствии с близостью созданных барьерных структур к идеальным.

Зависимости тока от напряжения для полученных структур подчиняются степенному закону $I \propto U^m$ (рис. 4, с и 5, с, кривые 1). На обратных ветвях ВАХ (рис. 4, с и 5, с) обоих видов структур можно выделить два участка. Для небольших напряжений смещения

$U < 0.1$ В обратный ток оказывается пропорциональным U^m , где $m \approx 0.5$ и ≈ 0.8 , что соответствует генерационным процессам в области пространственного заряда для обоих видов структур [11]. При напряжениях обратных смещений $U > 0.3$ В ход обратных ветвей ВАХ описывается показателем $m \approx 2$ (рис. 4, с и 5, с, кривые 2), что позволяет связать наблюдаемые зависимости с проявлением токов, ограниченных пространственным зарядом в режиме подвижности [12].

С ростом прямого смещения $U > 0.25$ В линейная аппроксимация ВАХ вида $U = U_0 + R_0 I$ (рис. 4, а и 5, а) дает практически одинаковые для обоих типов структур значения напряжения отсечки $U_0 \approx 0.28$ В (таблица). Остаточное сопротивление R_0 в обоих типах структур несколько различается, причем наиболее низкое значение $R_0 = 530$ Ом при 300 К достигается для барьеров $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ (таблица). Прямые ветви при $U > 0.2$ В также следуют степенному закону $I \propto U^m$. При этом они описываются достаточно высокими значениями показателя степени $m \approx 3$, который, согласно [12], может свидетельствовать о влиянии непрерывного (экспоненциального) распределения ловушек по энергиям. Последнее, по-видимому, может контролироваться условиями выращивания и последующей термической обработкой кристаллов CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 в присутствии управляемой паровой фазы. Дальнейшие работы по изучению взаимосвязи технологических условий и свойств однородных кристаллов тройных теллуридов с дискретно изменяющейся концентрацией атомов галлия и теллура могут способствовать развитию представлений о механизме токопереноса в таких сложных фазах.

7. Фоточувствительность структур

При освещении структур $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ обнаружен фотовольтаический эффект. Фоточувствительность таких структур обычно преобладает при их освещении со стороны барьерного контакта. Максимальная вольтовая чувствительность S_u^{\max} типичных структур на каждом из полученных соединений указана в таблице. Барьерный контакт из индия всегда заряжается отрицательно относительно полупроводников. Это не зависит от места попадания на поверхность структур светового зонда (диаметр ~ 0.2 мм), а также от изменения энергии падающих фотонов в пределах области фоточувствительности. Это обстоятельство позволяет связывать процессы фоточувствительности с разделением фотогенерированных носителей единственной активной областью, возникающей на контакте металл-полупроводник.

Типичные спектральные зависимости относительной квантовой эффективности η фотопреобразования при освещении полученных структур со стороны индия представлены на рис. 6. Из спектров η вытекает, что первые структуры на новых полупроводниках обнаруживают широкополосную фоточувствительность в диапазоне энергий фотонов выше 0.5 эВ. Спектры $\eta(\hbar\omega)$ структур

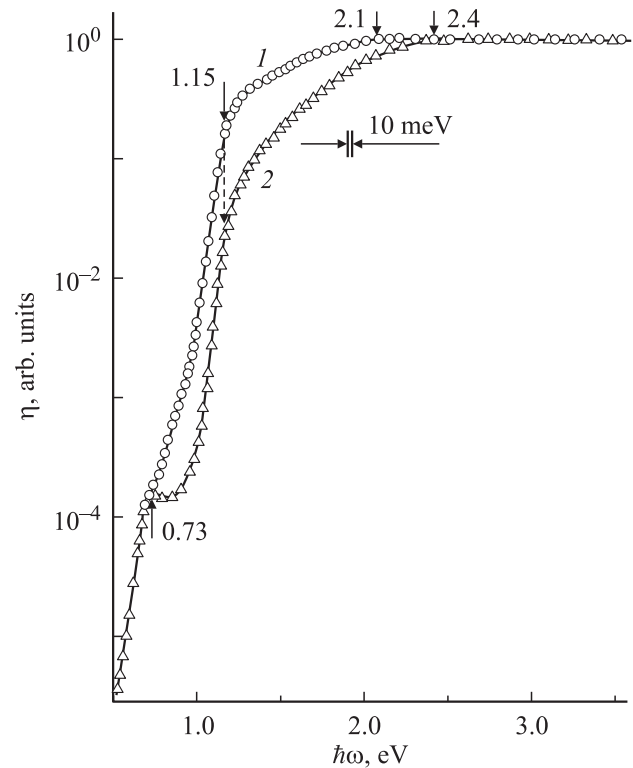


Рис. 6. Спектральные зависимости относительной квантовой эффективности фотопреобразования поверхностно-барьерных структур $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ (образец 16, кривая 1) и $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$ (образец 21, кривая 2) в неполяризованном излучении при $T = 300$ К. Стрелками у кривых обозначено энергетическое положение спектральных особенностей.

на двух разных по концентрациям атомов галлия и теллура тройных халькогенидах, как видно из рис. 6, обнаруживают близкий спектральный контур и возможность подавить влияние процессов поверхностной рекомбинации фотогенерированных носителей заряда в таких структурах вплоть до 3.5 эВ, что в итоге позволило продемонстрировать отсутствие коротковолнового спада фоточувствительности. Экспоненциальный рост η при $\hbar\omega > 1$ эВ, наблюдаемый для структур на обоих соединениях, по своему энергетическому положению хорошо согласуется с началом резкого увеличения коэффициента оптического поглощения в этих веществах (рис. 2). По этой причине длинноволновая экспоненциальная часть спектров $\eta(\hbar\omega)$ может быть приписана особенностям фундаментального оптического поглощения CuGa_3Te_5 и CuGa_5Te_8 .

На рис. 7 приведены результаты представления спектров фоточувствительности поверхностно-барьерных структур в координатах $(\eta \cdot \hbar\omega)^{1/2} - \hbar\omega$ и $(\eta \cdot \hbar\omega)^2 - \hbar\omega$. Наряду с этим на длинноволновом краю спектров $\eta(\hbar\omega)$ $\text{In}/\text{CuGa}_3\text{Te}_5$ и $\text{In}/\text{CuGa}_5\text{Te}_8$ при $\hbar\omega \approx 0.9 - 1.0$ эВ в лучших структурах четко проявляется и закон Фаулера $\eta^{1/2} = f(\hbar\omega)$, указывающий на эмиссию фотогенерированных носителей из металла [8]. В таблице приведены

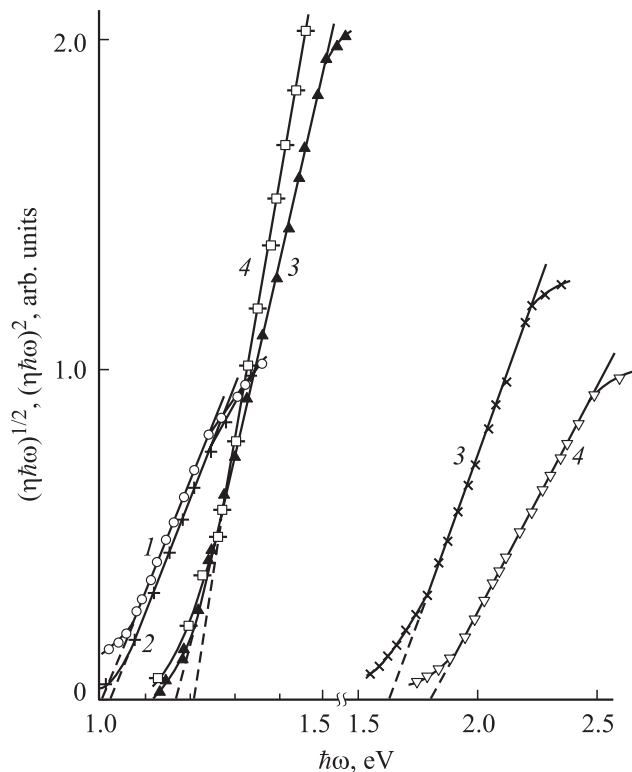


Рис. 7. Зависимости $(\eta \cdot \hbar\omega)^{1/2} = f(\hbar\omega)$ (кривые 1,2) и $(\eta \cdot \hbar\omega)^2 = f(\hbar\omega)$ (кривые 3,4) для структур In/p-CuGa₃Te₅ (образец 16, кривые 1,3) и In/p-CuGa₅Te₈ (образец 21, кривые 2,4).

значения высоты потенциальных барьеров φ_B , которые близки к ширине запрещенной зоны CuGa₃Te₅ и CuGa₅Te₈. Особенности в виде четкого длинноволнового максимума при $\hbar\omega \approx 0.73$ эВ (рис. 6, кривая 2) могут быть связаны с фотоактивным поглощением на уровнях дефектов решетки, которые проявились также в температурной зависимости удельного сопротивления кристаллов CuGa₅Te₈ (рис. 1, кривая 2). Наконец, как и в случае краевого оптического поглощения кристаллов CuGa₃Te₅ и CuGa₅Te₈ (рис. 3), сходный анализ спектров фотоактивного поглощения барьеров In/CuGa₃Te₅ и In/CuGa₅Te₈ (рис. 7, кривые 1–4) подтверждает высказанное на основании спектров оптического поглощения заключение о том, что фундаментальный край поглощения для этих полупроводников формируется непрямыми и прямыми оптическими переходами.

В таблице приведены результаты определения E_g^{ind} и E_g^{dir} , полученные из экстраполяции зависимостей $(\eta \cdot \hbar\omega)^{1/2}$ и $(\eta \cdot \hbar\omega)^2$ к нулю. Значения E_g^{ind} и E_g^{dir} , как следует из таблицы, удовлетворительно согласуются со значениями, полученными из спектров коэффициента оптического поглощения соединений, использованных при создании структур.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что благодаря получению совершенных структур металл-полупроводник и реализованной в результате этого

возможности обеспечить фоторегистрацию излучения на впервые созданных структурах вплоть до 3.5 эВ без выраженного коротковолнового спада (рис. 6) стал возможным анализ природы коротковолновой фоточувствительности, что не удалось сделать посредством абсорбционной спектроскопии (рис. 2). Как видно из рис. 7 (кривые 3 и 4), спектры фоточувствительности структур In/CuGa₃Te₅ и In/CuGa₅Te₈ следуют характерному для прямых межзонных переходов квадратичному закону, что позволяет сделать вывод о существовании в энергетическом спектре соединений CuGa₃Te₅ и CuGa₅Te₈ двух прямых межзонных переходов (таблица). В целом же для этих тройных соединений, как и для более простых A^{II}B^{IV}C₂^V и A^IB^{III}C₂^{VI} [13,14], энергетический спектр оказывается весьма сложным. Теоретические исследования зонного спектра тройных алмазоподобных фаз с упорядоченной вакансией типа I□III_{2n+1}VI_{3n+2} пока отсутствуют, и можно надеяться, что выполненные экспериментальные исследования будут стимулировать прогресс в области электронного спектра многокомпонентных алмазоподобных фаз. Отсутствие коротковолнового спада $\eta(\hbar\omega)$ вплоть до $\hbar\omega \approx 3.5$ эВ свидетельствует, наряду с полученными значениями фактора неидеальности (рис. 6), о достаточно высоком качестве полученных структур.

Следует также отметить, что важное значение для дальнейшей интерпретации электронного спектра могут иметь исследования естественного фотоплекроизма в этих полупроводниках.

8. Заключение

Таким образом, в данной работе впервые выращены монокристаллы новых алмазоподобных полупроводников CuGa₃Te₅ и CuGa₅Te₈, выполнены исследования электрических свойств и оптического поглощения однородных кристаллов, созданы первые фоточувствительные структуры и проведены исследования их фотоэлектрических свойств. На основании выполненных исследований обсуждаются механизмы токопереноса, определены значения ширины запрещенной зоны и характер межзонных переходов, а также сделан вывод о возможностях применения новых алмазоподобных фаз в качестве широкодиапазонных фотодетекторов естественного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ ОФН РАН „Новые принципы преобразования энергии в полупроводниковых структурах“ и фонда INTAS (проект № 03-6314).

Список литературы

- [1] S.H. Wei, S.B. Zhang, A. Zunger. Appl. Phys. Lett., **72**, 3199 (1998).
- [2] G. Martin, R. Marquez, R. Guevara. Jap. J. Appl. Phys., **39**, Suppl. 39-1, 44 (2000).

- [3] T. Negami. Sol. St. Phenomena, **67–68**. Polycrystalline Semiconductors V, 349 (1999).
- [4] И.В. Боднар, Т.Л. Кушнер, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, М.В. Якушев. ЖПС, **69**, 520 (2002).
- [5] Л.С. Палатник, Е.К. Белова. Кристаллография, **10**, 858 (1965).
- [6] H.J. Fan, M.O. Becker. In: *Proc. Conf. Semiconductor Materials* (Academic Press, N. Y., 1951).
- [7] G. Martin, J.M. Delgado, S.M. Wasim, C. Rincon, G. Sanchez Perez, A.E. Morn, P. Vocaranda, J.A. Mendo. J. Appl. Phys., **87**, 7814 (2000).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. **1**, гл. 5. [S.M. Sze. *Physics of Semiconductors Devices* (N. Y., Willey Interscience Publ., (1981)].
- [9] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [10] C.R. Growel, S.M. Sze. Sol. St. Electron., **9**, 1035 (1966).
- [11] B. Jogannathan, W.A. Anderson. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **44**, 165 (1996).
- [12] Г. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Наука, 1977).
- [13] Г.Ф. Караваев, А.С. Поплавной. ФТТ, **8**, 2143 (1966).
- [14] S.B. Tsang, S.H. Wei, A. Zunger, H. Katayama-Yoshida. Phys. Rev. B, **57**, 1942 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

Surface-barrier structures $\text{In}/p\text{-CuGa}_3\text{Te}_5$ and $\text{In}/p\text{-CuGa}_5\text{Te}_8$: creation and properties

V.Yu. Rud'*, Yu.V. Rud', I.V. Bodnar'+

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

+ Belorussian State Information
and Radioelectronic University,
220027 Minsk, Belorussia

Abstract CuGa_3Te_5 and CuGa_5Te_8 ternary compounds' single crystals were grown and their physical properties were studied. New photosensitive structures $\text{In}/\text{CuGa}_3\text{Te}_5$ and $\text{In}/\text{CuGa}_5\text{Te}_8$ were created and their photoelectrical properties were studied. A conclusion was made on the possibility of their application as broadband photoconverters of unpolarized radiation.