

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

3

Fizika

Cild

II

1996

Bakı * Elm

КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ КОНЕЧНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

Э.Р. ГУСЕЙНОВ

*Институт Физики АН Азербайджана
370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33*

Рассматривается полупроводниковая сверхрешетка, содержащая конечное число слоев. Найдены граничные условия, связанные значения компонент электромагнитного поля на границах сверхрешетки в случае ТЕ-волн. Вычислен коэффициент отражения электромагнитных волн от сверхрешетки при нормальном падении на ее границу. Установлено, что для некоторых частот падающего излучения с ростом числа слоев сверхрешетки коэффициент отражения увеличивается.

В работе [1] рассмотрена возможность распространения электромагнитных волн - поляризаторов с частотами, близкими к экситонным, в полупроводниковой сверхрешетке, состоящей из чередующихся слоев разной толщины ($a > c$) и разных значений диэлектрической проницаемости ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). Были найдены общие решения уравнения Максвелла в бесконечной сверхрешетке с учетом электромагнитного отклика среды и получен спектр ТЕ и ТМ-поляризаторов.

Используя эти решения, мы найдем в данной работе граничные условия для компонент поля на левой и правой поверхностях конечной сверхрешетки, граничащих с вакуумом. Далее, зная граничные условия, вычислим коэффициент отражения электромагнитных волн от границы сверхрешетки при нормальном падении (направление распространения волн совпадает с осью сверхрешетки).

Пусть ось Z направлена по оси сверхрешетки, состоящей из N пар слоев плюс один слой типа "а", левая граница сверхрешетки находится при $z=0$, правая - при $Z=N(a+c)+a$ и, таким образом, с вакуумом слева и справа граничит слой типа "а" сверхрешетки.

В ТЕ-поляризации отличны от нуля компоненты поля E_x , H_y и H_z . Будем обозначать индексами 1 и 2 значения компонент поля на левой и правой границах сверхрешетки соответственно. Тогда, используя стандартные условия непрерывности тангенциальных составляющих \vec{E} и \vec{H} на границе двух сред, имеем:

$$E_x(0) = E_{1x}, \quad H_y(0) = H_{1y}. \quad (1)$$

$$E_x(N(a+c)+a) = E_{2x}, \quad H_y(N(a+c)+a) = H_{2y}, \quad (2)$$

где $E_x(z)$ - есть общее решение, найденное в [1] (формула (17)), а $H_y(z) = -\frac{i c d E_x(z)}{\omega dz}$, что следует из уравнений Максвелла.

Общее решение $E_x(z)$ содержит две произвольные константы, которые могут быть исключены из системы четырех уравнений (1) - (2). В результате получаются два уравнения, связывающие между собой E_{1x} , E_{2x} , H_{1y} и

H_{2y} . В том же приближении, которое использовано в работе [1], а именно $jc \ll 1$, $\chi_1 \ll \chi_2$, из этих двух уравнений получаются два соотношения, связывающие значения компонент поля на левой и правой границах сверхрешетки:

$$E_{2x} - E_{1x} \approx \frac{i \omega}{c \epsilon_1} (H_{1y} + H_{2y}) (P + Q) \quad (3)$$

$$H_{2y} - H_{1y} \approx \frac{i c \epsilon_1}{\omega} (E_{2x} + E_{1x}) (P - Q) \quad (4)$$

где

$$P = \operatorname{tg} \frac{(N+1)\epsilon_1 a - N a}{2} \quad (5)$$

$$Q = \frac{a \sin N \epsilon_1 a}{2 \cos^2 \frac{(N+1) \epsilon_1 a}{2} \sin \epsilon_1 a} \quad (6)$$

$$\alpha = -\frac{a \tilde{\epsilon}_1}{2 \epsilon_1 \omega} ad \quad (7)$$

Величина $\tilde{\epsilon}_1$ определена в [1] (формула (13)) и имеет полосу на "экситонной" частоте ω_0 . К (3)-(4) необходимо еще добавить соотношение

$$H_{2x} - H_{1x} = -\frac{c k}{\omega} (E_{2x} - E_{1x}), \quad (8)$$

следующее из уравнений Максвелла в рассматриваемом случае.

Таким образом, наличие сверхрешетки можно учитывать при рассмотрении отражения нормально падающей на сверхрешетку электромагнитной волны только граничными условиями (3), (4) и (8).

Пусть на левую границу нормально падает плоская монохроматическая волна. Будем обозначать индексами f , r и t величины, относящиеся соответственно к падающей, отраженной и прошедшей сверхрешетку волнам.

Тогда для амплитуд на границах сверхрешетки можно записать:

$$E_x^r + E_x^t = E_{1x}, \quad E_x^t = E_{2x} \quad (9)$$

$$H_y^r + H_y^t = H_{1y}, \quad H_y^t = H_{2y} \quad (10)$$

Волновые векторы трех волн в данном случае есть:

$$k_z^r = \frac{\omega}{c}, \quad k_z^t = -\frac{\omega}{c}, \quad k_z^e = \frac{\omega}{c} \quad (11)$$

Если принять во внимание, что в плоской волне

$$\vec{H} = \frac{C}{\omega} [\vec{k}, \vec{E}], \quad (12)$$

то равенства (10) с учетом (11) превращаются, соответственно, в

$$E_x^r - E_x^t = H_{1y}, \quad E_{2x} = H_{2y} \quad (13)$$

Коэффициент отражения R в данном случае по определению есть:

$$R = \frac{|E_x^t|^2}{|E_x^r|^2} \quad (14)$$

Используя граничные условия (3)-(4), а также (9), (10) и (13), находим:

$$R = \frac{\left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon_1}} (p+q) - \sqrt{\epsilon_1} (p-q) \right]^2}{(p^2 - q^2 - 1)^2 + \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon_1}} (p+q) - \sqrt{\epsilon_1} (p-q) \right]^2}. \quad (15)$$

[1] Э.Р. Гусейнов, Р.Р. Гусейнов. Физика, 1996, т. 2, № 2, с. 57.

Для $N=1$ и $a=0$ (15) переходит в

$$R = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_0^2 d^2}{4 + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_0^2 d^2}, \quad (16)$$

что совпадает с результатом, полученным в [2] для отражения от полупроводниковой пленки в случае, когда пленка с двух сторон граничит с вакуумом.

Частотную зависимость коэффициента отражения (15) трудно проанализировать в общем виде. Однако при N -нечетном, для частного случая длины волн (частот) падающего излучения, удовлетворяющих условию, при котором выражение $\frac{a}{\lambda} \sqrt{\epsilon_1}$ -целое либо полуцелое, формула (15) существенно упрощается:

$$R = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_0^2 d^2 N^2}{4 + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_0^2 d^2 N^2} \quad (17)$$

В этом случае R приближается к единице, когда частота падающего излучения близка к ω_0 - "экзитонной" частоте, поскольку $\tilde{\epsilon}_0^2$ имеет полюс при $\omega=\omega_0$.

Если задаться целью получить сверхрешетку с максимальным коэффициентом отражения на заданной частоте, то достичь этого можно, подбирая соответствующую сверхрешетку с таким значением d , для которого $\omega=\omega_0$, поскольку ω_0 зависит от d и, таким образом, варируя d , можно, в принципе, реализовать условие $\omega=\omega_0$.

Как видно из формулы (17), из-за полюсного характера величины $\tilde{\epsilon}_0^2$, с ростом N растет "ширина частотного распределения" R , то есть, чем больше N , тем для большего числа частот, для которых справедливо (17), коэффициент отражения R близок к единице.

[2] Л.В. Кельдыш. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, в. 4, с. 244-248

E.R. Huseynov

SONLU İFRATQƏFƏSDƏN ELEKTROMAQNİT DALĞALARININ ƏKS OLUNMA ƏMSALI

Sonlu sayıda ləylərdən ibarət olan yanımkeçirici ifratqəfəs hələnə baxılsın. TE-dalğa hələ üçün ifratqəfəsin sorhədlərinde elektromaqnit sahə komponentlərinin qiymətlərini əlaqələndirən sorhəd şərtləri tapılmışdır. Elektromaqnit dalğaların ifratqəfəsindən osun sorhəddinə normal düşmə hələndə eks olunma əmsal hesablanmışdır və göstərilmişdir ki, düşmə şəhərinin məsyyən təzlikləri üçün ifratqəfəs ləylərinin sayı artırıqda bu əmsal da artır.

E.R. Guseinov

THE REFLECTIVITY OF THE ELECTROMAGNETIC WAVES
AT THE FINITE SUPERLATTICE

The semiconductor superlattice containing the finite number of layers is considered. The boundary conditions which connect the values of the components of the electromagnetic field at the superlattice boundaries in the TE-waves case are found. The reflectivity of the electromagnetic waves in the case of their normal fall at the superlattice boundary is calculated. It is shown that for the some special frequencies of the electromagnetic waves the reflectivity increases with the increase of the number of layers of the superlattice.

Дата поступления: 15.05.96

Редактор: Ю.М. Сенцов

ОСНОВНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В $Ge_{1-x}Si_x$

Р.З. КЯЗИМЗАДЕ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

Баку-370012, пр. Азадлыг, 20

На основе холловских измерений определены энергетические уровни основных примесных состояний глубоких центров ($Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg, Ni, Fe, S, Se, Te$) в системе $Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0,3$). Показано, что уровни глубоких примесных центров в $Ge_{1-x}Si_x$ размыты (расщеплены) в связи с хаотическим характером распределения атомов Ge и Si в решетке кристалла. Усредненные энергии связей всех примесных уровней изменяются линейно с составом кристалла, в соответствии с моделью виртуального кристалла.

Обсуждены вопросы связанные с кратностью возможных зарядовых состояний глубоких центров в Ge, Si и $Ge_{1-x}Si_x$.

Спектр глубоких примесных состояний в системе $Ge_{1-x}Si_x$ изучался в ряде работ (см. например [1-2]). Исследования проводились в германнеподобных составах кристаллов ($0 \leq x \leq 0,15$), дно зоны проводимости которых формируется четырьмя долинами в направлениях $\langle 111 \rangle$, как и в германии. Вопросы связанные с уширением (расщеплением) примесных состояний глубоких центров, обусловленным хаотическим распределением атомов Ge и Si в решетке матрицы [3] в этих работах не рассматривались. В настоящей работе обобщены результаты исследований спектра основных примесных состояний глубоких примесных центров как акцепторного, так и донорного характера в системе $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния до 30 ат. %. Охват как германне- так и кремнеподобных составов позволил сделать выводы, основанные на закономерности изменения спектра примесных состояний от состава кристалла и относящиеся ко всему непрерывному ряду твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$.

Энергия связи исследуемых примесных уровней определялись из температурных зависимостей коэффициента Холла. В зависимости от соотношения концентраций мелких акцепторных (B) или донорных (Sb) примесей и исследованных глубоких примесных центров ($Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg, Ni, Fe, S, Se, Te$) в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ были реализованы условия, позволяющие выявить и определить энергию активации энергетических уровней из температурных зависимостей концентрации свободных носителей заряда. Концентрации исследованных примесей в кристаллах составляли $\sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Анализ температурных зависимостей концентрации свободных зарядов, проводился в рамках уравнений электрической нейтральности, с учетом кратности возможных зарядовых состояний примеси [4]. Результаты исследований большого набора образцов, легированных глубокими примесями показали следующее: температурные зависимости концентрации свободных носителей заряда, обусловленные ионизацией глубокого уровня, не описываются в рамках теории локального уровня определенной энергии активации; увеличение степени компенсации глубокого уровня приводит к росту его эффективной энергии активации. Эти особенности косвенно свидетельствуют о размытии (расщеплении) уровней глубоких примесей в пределах определенного энергетического интервала. Аналогичное явление наблюдалось и другими авторами в твердых растворах A^3B^5 , легированных глубокими при-

месными центрами и носит общий характер [5-7]. Причиной такого размытия является хаотический характер распределения компонентов твердого раствора в решетке кристалла. Волновые функции глубоких центров локализованы в непосредственной близости от этих центров и охватывают относительно небольшие объемы кристалла. Эти объемы в силу хаотического распределения компонентов твердого раствора будут отличаться друг от друга по составу. Поскольку энергия связи глубоких уровней зависит от композиции ближайшего окружения примеси, в которых волновая функция центра отлична от нуля, вместо локальных уровней с одинаковой E , отвечающих энергии активации примеси в простом полупроводнике, в твердых растворах будет иметь место размытие этих уровней в зону. Учитывая это обстоятельство, в твердых растворах следует оперировать понятием усредненной энергии активации глубокого примесного центра. За величину этого параметра в работе принято такое значение энергии связи уровня, которое в уравнении электрической нейтральности наилучшим образом описывает ход экспериментальной кривой температурной зависимости концентрации свободных носителей в кристалле с нулевой степенью компенсации примесного уровня.

Результаты проведенных расчетов показывают, что усредненные энергии связи всех исследованных примесных уровней в $Ge_{1-x}Si_x$ изменяются практически линейно с составом кристалла. В таблице представлены значения линейного коэффициента изменения dE/dx усредненной энергии активации глубоких примесных уровней от концентрации кремния в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$. Здесь же даны литературные данные по энергетическим состояниям различных зарядовых состояний глубоких центров в германии. Отчет энергии для всех состояний ведется от вершины валентной зоны полупроводника. Рост усредненной энергии активации различных состояний глубоких примесей с концентрацией кремния согласуется с представлениями модели виртуального кристалла для твердых растворов. Такое изменение E дает возможность получения примесного уровня практически на любом желаемом энергетическом расстоянии от границы запрещенной зоны кристаллов, путем легирования их соответствующей примесью. Данные таблицы позволяют определить энергетическое положение различных уровней и кратность возможных зарядовых состояний исследованных примесей в кристаллах $Ge_{1-x}Si_x$ любого состава. На рис., на при-

довых состояний этих центров от концентрации кремния в кристалле.

Таблица

Коэффициенты линейного изменения dE/dx усредненной энергии связи основных примесных состояний глубоких центров с концентрацией кремния в твердых растворах $Ge_{1-x}Si_x$ и энергетические состояния E глубоких примесных уровней в германии. Индексы "а" и "д" относятся к акцепторным и донорным уровням, соответственно. Отсчет энергии от вершины валентной зоны.

Примесь	Зарядовое состояние примеси	E , эВ	dE/dx , мВ/ат.% Si
Cu	0	0,04а	2,7
	-1	0,33а	4,0
	-2	0,50а	5,0
Ag	0	0,13а	3,6
	-1	0,48а	4,7
	-2	0,67а	5,8
Au	+1	0,04д	3,2
	0	0,15а	3,6
	-1	0,56а	5,5
Zn	-2	0,72а	6,7
	0	0,03а	2,4
	-1	0,09а	4,3
Cd	0	0,05а	5,2
	-1	0,16а	7,5
	0	0,087а	0,68
Hg	-1	0,23а	0,90
	0	0,23а	2,0
	-1	0,45а	8,6
Fe	0	0,35а	2,7
	-1	0,49а	9,1
	0	0,58д	1,8
S	0	0,62д	1,7
	-1	0,65д	1,9
	+1	0,46д	1,0

Изменение ширины запрещенной зоны кристаллов с составом построено по литературным данным. Трехкрат-

ное акцепторное действие элементов 1B подгруппы периодической системы в германии объясняется моделью тетраэдрических ковалентных связей. Имея один валентный электрон на внешней оболочке и располагаясь в узлах кристаллической решетки, эти элементы могут принять три электрона из валентной зоны и завершить тетраэдрическую связь. Кроме этого замещающие атомы Au создают еще один донорный уровень, расположенный ниже акцепторных состояний. Как видно из рис., трехкратное акцепторное действие меди во всех составах $Ge_{1-x}Si_x$ и Si сохраняется. Для примеси Ag трехкратное акцепторное поведение имеет место в составах с содержанием кремния примерно до 60 ат.%. В кристаллах с более высоким содержанием кремния и в Si замещающие атомы серебра являются двукратными акцепторами. Примесь Au в системе $Ge_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния примерно до 27 ат.% создает три акцепторных уровня и один донорный уровень, как и в германии. С увеличением содержания кремния в кристалле, Au становится сначала двукратным, а затем однократным акцептором, при этом остается амфотерной примесью с донорным уровнем, расположенным ниже первого акцепторного состояния. Различие в поведении примесных элементов одной и той же группы периодической системы в Ge, Si и $Ge_{1-x}Si_x$ свидетельствует о существенной роли индивидуальности глубоких примесных центров в полупроводниках, в отличие от мелких примесей. На основе полученных закономерностей изменения усредненной энергии связи примесных состояний в $Ge_{1-x}Si_x$ и анализа литературных данных в этом направлении в Ge и Si можно определить кратности возможных зарядовых состояний всех исследованных примесей.

Как было отмечено выше, примесные состояния глубоких центров изучались ранее и другими авторами в германиеподобных составах системы $Ge_{1-x}Si_x$ ($0 \leq x \leq 0,15$). Полученные в настоящей работе данные находятся в удовлетворительном согласии с опубликованными.

Количественная интерпретация полученных значений энергий связи для глубоких примесных центров в $Ge_{1-x}Si_x$ в настоящее время не представляется возможной, ввиду отсутствия микроскопической теории. Применение соотношений, полученных в полуфеноменологической теории Глоденан [8] в рамках гелиоподобной модели примесевого центра в полупроводниках для двухзарядных центров в системе $Ge_{1-x}Si_x$ дает результат с такой же степенью точности, как и в случае чистого германия. При этом для эффективного заряда ядра примесного остова, для различных примесей получаются значения от двух до трех, как и в германии.

Резюмируя полученные данные, можно сделать следующее заключение. Характер изменения энергетического спектра основных состояний глубоких примесных центров в системе $Ge_{1-x}Si_x$ с составом материала и его особенности согласуются с представлениями модели виртуального кристалла, хаотическим характером распределения компонентов в решетке матрицы и трансформациями зонной структуры кристалла твердого раствора.

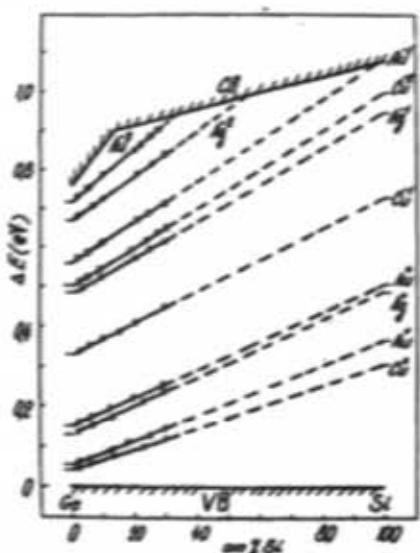


Рис. Схема основных примесных состояний Cu, Ag и Au в Ge_xSi_{1-x} и $Ge_{1-x}Si_x$. Кружками обозначены экспериментальные данные.

- [1] В.И.Тагирев. Автореферат докт. диссертации, Баку, 1972.
- [2] Г.Х. Аздаров. Автореферат докт. диссертации, Баку, 1981.
- [3] L. Samuelson. Proc. of the XIII Int. Conf. on Defects in Semicond., California, 1984.
- [4] Д. Блэкмор. Статистика электронов в полупроводниках., М., 1964, с. 392.
- [5] L. Samuelson, Nelsson, Z. Wang, R. Grimmeiss. Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, № 15, p.1501-1503.
- [6] Г.Х. Аздаров, Р.З. Казимзаде, В.В. Мир-Багиров. ФТП, 1992, т.26, а.3, с.553-556.
- [7] Р.З. Казимзаде. ФТП, 1995, т.29, в.6, с.1105-1109.
- [8] A. Glodeanu. Phys. Status Sol., 1967, v.19, № 1, p.K43-K46.

R.Z. Kazimzade

Ge_{1-x}Si_x SİSTEMİNDE DƏRİN MƏRKƏZLƏRİN ƏSAS AŞQAR SƏVİYYƏLƏRİ

Ge_{1-x}Si_x ($0 \leq x \leq 0,3$) sisteminde Xoll ölçüleri əsasında derin mərkəzlerin (Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg, Ni, Fe, S, Se, Te) əsas aşqar seviyyələrinin aktivleşme enerjisi təyin edilmişdir. Gösterilməyidir ki, kristallarda derin aşqar seviyyələrin parçalanması Ge ve Si-un matrişdə xəotik paylanmasıın nəticəsidir. Tədqiq olunan bütün aşqar seviyyələrinin orta aktivleşme enerjisi tərkibdən xəttə asılı olaraq deyişir, bu da virtual kristal modelinə uyğun gəlir.

Ge, Si və Ge_{1-x}Si_x kristallarında derin aşqar mərkəzlerin mümkün olan enerji seviyyələrinin sayı müzakirə edilmişdir.

R.Z. Kyazimzade

GROUND-STATE ENERGIES OF DEEP IMPURITY CENTRES IN Ge_{1-x}Si_x

On the basis of Hall measurements it is found the ground-state energies of deep impurity atoms (Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg, Ni, Fe, S, Se, Te) in Ge_{1-x}Si_x solid solutions ($0 \leq x \leq 0,3$). It is shown that the splitting of the impurity levels in Ge_{1-x}Si_x is due to a random distribution of Ge and Si atoms in a crystal. The averaged activation energies of all explored impurity levels change linearly with crystal composition. This result agrees with the concept of a virtual crystal model.

The number of possible charge states of the impurity atoms in Ge, Si and Ge_{1-x}Si_x is discussed.

Датта поступления: 14.11.96

Редактор: Б.Г. Тагиев

**МЕТОД СТОЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН В ИССЛЕДОВАНИИ
СТРУКТУРНОГО СОВЕРШЕНСТВА ТОНКИХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ
СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs.**

М.И. АБДУЛЛАЕВ, Э.Ш. АЛЕКПЕРОВ, И.Р. НУРИЕВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555-й квартал

Методом стоячих рентгеновских волн исследована сверхрешетка GaAs/AlAs, полученная на подложке GaAs.

Установлено, что данный метод может быть использован для получения информации о верхних слоях исследуемой сверхрешетки. Определены толщина и кристаллическое состояние защитного слоя сверхрешетки GaAs/AlAs.

Метод стоячих рентгеновских волн (СРВ), базирующийся на измерении угловой зависимости выхода вторичных излучений (флуоресцентного, теплового, фото- и Оже-электронов, диффузного и комптоновского рассеяния и т.д.) в условиях динамической дифракции рентгеновских лучей, является эффективным инструментом анализа структуры реальных кристаллов и, в особенностях, тонких приповерхностных слоев [1,2]. Метод СРВ с использованием фото- и Оже-электронов позволяет получить информацию о структурном совершенстве поверхностных слоев толщиной порядка глубины выхода фото ($\sim 3000 \text{ \AA}$) и Оже-электронов ($\sim 150 \text{ \AA}$) [3-5]. В [6] данным методом была исследована сверхрешетка GaAs/Ga_xAl_{1-x}As и показано, что пики-сателлиты низких порядков с характерными для фотoeffекта аномалиями выхода дают дополнительные данные о структуре ее верхних слоев. Однако, в вышеуказанной работе измерения проведены в интегральном режиме без разделения электронов по энергиям, которые регистрировались стандартными ВЭУ-6. Тем не менее, анализ результатов работы позволяет предположить, что измерение кривых выхода с высоким угловым разрешением может существенно увеличить объем информации о структурном совершенстве верхних слоев сверхрешетки (СР) и, фактически, просканировать их и особенно защитные слои, нанесенные на поверхность.

Представленные в настоящей работе на примере сверхрешетки GaAs/AlAs экспериментальные результаты, демонстрируют правомерность сделанных предположений и, таким образом, можно считать данную статью логическим развитием работы [6].

Исследования велись по двухкристальной схеме брэгговской дифракции рентгеновских лучей на автоматическом рентгеновском спектрометре [8] с использованием в качестве кристалла-монохроматора высокосовершенного Ge |100|. Для энергетического разделения электронов был использован энергоанализатор типа цилиндрического зеркала (ЦЗА) [7], обладающего высоким разрешением ($\sim 3\%$). Кристаллодержатель с энергоанализатором помещался в вакуумную камеру, снабженную системой берилиевых окон толщиной 0,3 мм для прохождения рентгеновского излучения. Отраженный рентгеновский пучок регистрировался сцинтилляционным детектором.

Исследуемый образец представлял собой сверхрешетку из чередующихся слоев GaAs (толщиной $\sim 320 \text{ \AA}$) и

AlAs (толщиной $\sim 120 \text{ \AA}$). Сверхрешетка толщиной 4400 \AA и периодом 440 \AA была выращена на подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Подложки имели ориентацию поверхности |100|, с разориентацией 3° вдоль направления |110|. Сверхрешетка по технологии изготовления сверху была закрыта защитным слоем GaAs толщиной $\sim 160 \text{ \AA}$. В процессе эксперимента анализировалось ее кристаллическое состояние и уточнялась толщина защитного слоя. Применяемый метод позволяет отсеять информацию о более глубоколежащих слоях и выделить максимумы, формирующиеся в результате выхода электронов из анализируемого поверхностного слоя.

Угловая зависимость выхода электронов из исследуемого образца в интегральном режиме показана на рис. 1.

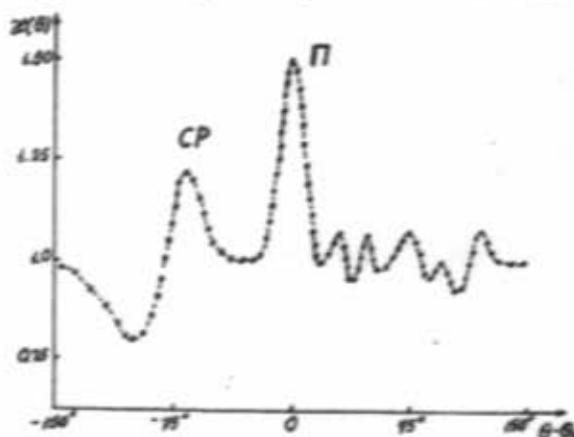


Рис. 1. Угловая зависимость выхода фотоЭлектронов от сверхрешетки GaAs/AlAs в интегральном режиме измерения. CP - сверхрешетка, П - подложка.

Следует учесть, что толщина сверхрешетки превосходит среднюю глубину выхода фотоЭлектронов ($\sim 3000 \text{ \AA}$). Это обстоятельство приводит к появлению резко выделяющегося максимума от подложки. С другой стороны наблюдается структура с ярко выраженным максимумами и минимумами, похожая на осцилляции, и, по-видимому, имеющая интерференционную природу происхождения. Амплитуда осцилляций не превышает $\sqrt{P_A(\Theta)}$, то есть выполняется условие

$$2\sqrt{\beta}R_v e_{\pm} E_{\pm}(\Theta) E_0(\Theta) < \sqrt{P_A(\Theta)},$$

где $P_R = |R|^2$ - коэффициент отражения рентгеновских лучей;
 $\beta = \gamma_0 / |\gamma_z|$ - фактор асимметрии;
 $R(\Theta)$ - амплитуда дифракционного рассеяния;
 $E_o(\Theta), E_a(\Theta)$ - амплитуды падающей и отраженной волн;
 $e_{\pm} = \chi_{15} / \chi_{10}$, где
 $\chi_{15,0}$ - минимум амплитуды рассеяния элементарной ячейкой кристалла (см. [2]).

Возникновение этой структуры связывается со сверхрешеткой.

По кривым выхода электронов, выходящих из глубины $L \leq 160 \text{ \AA}$ были уточнены толщина последнего (защитного) слоя и совершенство его структуры. Энергетический спектр электронов, вылетающих из GaAs при падении рентгеновских лучей на кристалл (CuK α -излучение) представлен на рис. 2. На спектре четко выделяются максимумы от MVV, LMM Оже- и L(As), L(Ga) фотозелектронов.



Рис. 2 Энергетический спектр электронов, выходящих из кристалла GaAs при поглощении CuK α -излучения.

MVV-Оже-электроны имеют относительно низкую энергию и представляют особый интерес, так как они выходят из малых глубин порядка нескольких нанометров. Поэтому появляется возможность использовать их для изучения состояния поверхности или отдельных адсорбированных слоев [9]. Следует учитывать, что MVV Оже-электроны возникают как в прямом процессе фотонизации, так и за счет возбуждения атомов на поверх-

ности замедленными фотозелектронами, которые генерируются в глубине кристалла. За счет этого непрямого процесса угловая зависимость выхода MVV Оже-электронов должна отражать в той или иной степени структуру полупроводника не только вблизи поверхности, но и в глубине кристалла [10].

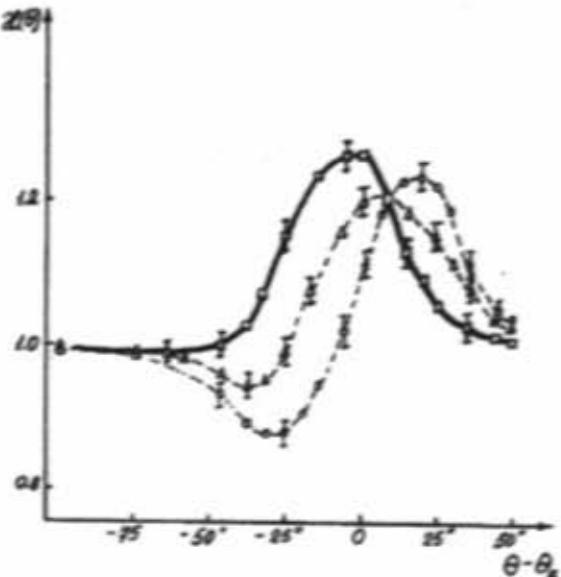


Рис. 3. Угловые зависимости выхода L-фотозелектронов (кривые Δ, O) и LMM Оже-электронов (кривая □) от сверхрешетки GaAs/AlAs.

Для LMM Оже-электронов вклад непрямого возбуждения относительно мал и измерение соответствующей угловой зависимости дает возможность получить информацию о структурном совершенстве приповерхностного слоя толщиной порядка глубин их выхода. В данном случае использование LMM Оже-электронов представляется благоприятным (глубина выхода ~150 Å) и несмотря на то, что максимум этих электронов располагается на "пьедестале", образованном L(As), L(Ga)-фотозелектронами выходящими из больших глубин, можно, используя методику из работы [11], выделить соответствующий сигнал.

Угловая зависимость (см. рис. 3) непосредственно LMM Оже-электронов определялась по измерениям угловых зависимостей для электронов с энергиями 1000 эВ и 1200 эВ. Форма полученной зависимости аналогична кривой рентгеновского отражения и свидетельствует о наличии аморфного GaAs толщиной ~150 Å на поверхности сверхрешетки.

- [1] B.W. Batterman. J. Appl. Phys. Lett., 1962, v.1, p. 68.
- [2] А.М. Афанасьев, П.А. Александров, Р.М. Имамов. Рентгенофракционная диагностика субмикронных слоев. М.Наука, 1989, с.151.
- [3] А.М. Афанасьев, В.Г. Кон. ЖЭТФ, 1978, т. 74, с.300.
- [4] M.V. Kruglov, V.N. Schemelyev, G.G. Kareva. Phys. Status Solidi. (a), 1978, v. 46, p. 343.
- [5] А.В. Маслов, Э.Х. Мухамеджанов, Ле Конг Куи,

- Р.М. Имамов. Кристаллография, 1987, т. 32, № 3, с. 723.
- [6] А.М. Афанасьев, Р.М. Имамов, А.В. Маслов, В.Г. Морков, Э.М. Пашаев и др. Кристаллография, 1993, т. 38, № 3, с. 58.
- [7] П.Н. Александров, В.Е. Бреслер и др. ПТЭ, 1986, вып. 1, с. 198.
- [8] М.В. Ковалчук, Э.К. Ковальев и др. ПТЭ, 1976, № 1, с. 194.

- [9] S.M. Durbin, L.E. Berman, B.W. Batterman. Phys. Rev. B., 1986, v. 34, p. 236.
- [10] A.M. Afanasyev, V.N. Perel'gudov. Dokl. AN СССР, 1988, t. 301, № 5, с. 1098.
- [11] Э.М.Пашаев, М.И. Абдуллаев. Кристаллография, 1989, т. 34, вып. 1, с. 263.

M.I. Abdullaev, E.S. Əlakbarov, H.R. Nuriyev

İFRAT GƏFƏSİN NAZİK SƏTH TƏBƏGƏLƏRİNİN QURULUŞ MÜKƏMMƏLLİYİNİN TƏDQİQİNDE DURĞUN RENTGEN DALĞALARI METODUNUN TƏTBİQİ

Təqdim olunan məqalədə molekulyar dəstədən epitaksiya metodu ilə GaAs oturacaq monokristal fizerində alınmış GaAs/AlAs ifrat qefəsinin nazik səth təbəqələrinin quruluş mükəmməlliyi durğun rentgen dalğaları metodu ilə tədqiq edilmişdir. Rentgen şualarının tö'siri altında kristaldən çıxan foto- ve Oje-elektronlar silindriksiz gizgə tipli analizatorun köməyi ilə enerjiye görə sınlımlaşdır. Qeyd olunan Oje-elektronların vasitəsilə ifrat qefəsin üst qoruyucu təbəqesinin qalınlığı və kristallik həl məzeyyən edilmişdir.

M.I. Abdullaev, E.Sh. Alekperov, I.R. Nuriev

INVESTIGATION ON STRUCTURE PERFECTION OF THIN SURFACE SUPERLATTICE LAYERS BY STANDING X-RAY WAVE METHOD

The investigation of superlattice GaAs/AlAs, obtained on the perfect substrate GaAs has been considered by standing X-ray wave method.

It is shown that the standing X-ray wave method gives the information about upper layers of superlattice under investigation. The thickness and crystalline state of superlattice protective layer have been determined by means of fixed Auger-electrons.

Дата поступления: 02.05.96

Редактор: Р.Б. Шахназаде

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$

Г.З. БАГИЕВА, Н.Б. МУСТАФАЕВ, Н.Г САДИГОВ

Институт Фотозелектроники АН Азерб. Республики

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 кв.

Рассмотрена зависимость поверхностной проводимости кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ с n -типа проводимости от температуры, степени дефектности поверхного слоя и состава окружающей среды. Анализ полученных данных приводит к выводу, что естественная поверхность кристаллов в интервале от -77 до -470 К не зависит от состава окружающей среды и температуры. Воздействий на поверхности $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ поликристаллический слой содержит искаженные связи, легко взаимодействующие с компонентами окружающей среды, а также создающие в запрещенной зоне этого слоя уровни определяющие температурные зависимости его проводимости.

Кристаллы твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$ широко применяются в термозелектрических преобразователях энергии в качестве n -ветвей термозлементов. В термозлементах с малыми геометрическими размерами, электрические свойства поверхности становятся решающими. Учитывая это, в данной работе исследовалось влияние обработки на поверхностную проводимость $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ с n -типа проводимости в интервале температур от -77 до -470 К. Кристаллы были получены методом Бриджмена. Однородность полученных кристаллов проверялась по распределению потенциала вдоль слитка. Образцы вырезались электроизогионной резкой в форме параллелепипеда из монокристаллических слитков. Затем, с помощью электроизогионной и струнной резок они разрезались по диагональной плоскости на два идентичных клинообразных образца. На диагональных поверхностях клинообразных образцов исследовалась температурная зависимость поверхностной проводимости методом "клина" [1]. Измерения проводились в вакууме $1,33 \cdot 10^{-2}$ Па, на открытом воздухе и в атмосфере кислорода с давлением $1,03 \cdot 10^5$ Па. Полученные результаты представлены на рисунках. Видно, что температурная зависимость поверхностной проводимости ($\sigma_{\text{пов}}$) на необработанных после резки образцах почти одинакова при различных окружающих средах (кривые (а) 1, 2, 3; (б) 1, 2, 3). Кривые температурной зависимости $\sigma_{\text{пов}}$ в этих случаях обратны и состоят из нескольких различных по коэффициенту температурной зависимости участков. Электрохимическая или механическая обработка поверхности [2] приводит к уменьшению $\sigma_{\text{пов}}$ в несколько раз. При этом, значения поверхностной проводимости в обработанных образцах в вакууме, в атмосфере кислорода или на открытом воздухе совпадают и не зависят от температуры. Была исследована температурная зависимость поверхностной проводимости естественного слоя (полученного методом скользования монокристаллических слитков и необработанного после скользования) кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ (кривая 6 (а)). Значение $\sigma_{\text{пов}}$ естественного слоя совпало со значением поверхностной проводимости после его обработки.

Таким образом, можно прийти к выводу, что специфическая температурная зависимость поверхностной проводимости, наблюдавшаяся в случае необработанных образцов (изготовленных методом резки из слитков), обусловлена поверхностным слоем, возникающим при изго-

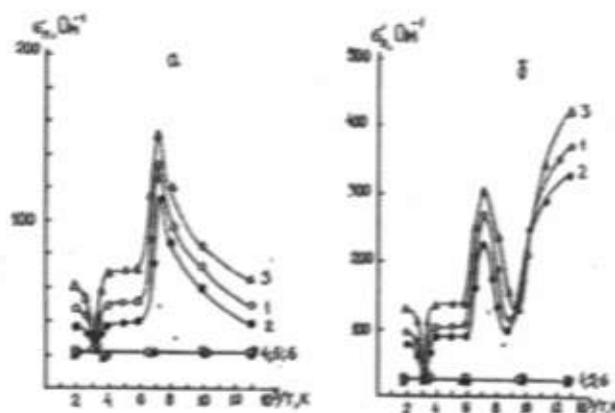


Рис. Температурная зависимость поверхностной проводимости образцов, вырезанных из кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ электроизогионной (а) и струнной (б) резкой. 1-3 соответствуют измерениям на необработанных образцах в вакууме, в воздухе и в атмосфере кислорода; 4-5 соответствуют образцам поверхности, которые обработаны электрохимическим травлением и механической шлифовкой; 6 - соответствует измерению на естественном поверхностном слое образца.

тавлении (резке) образцов. Рентгеновские исследования показали, что при резке кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ на поверхности среза возникает нарушенный слой толщиной 10-15 мкм. Этот слой состоит, в основном, из двух отличающихся по составу подслоев: подслоя, образующегося за счет плавления и частичного горения полупроводникового материала, и подслоя, образующегося за счет деформации поверхности образца при резке, приводящей к изгибу атомных плоскостей и появлению поликристаллических участков на поверхности. Поликристаллические нарушенные слои могут сильно отличаться от образца по структуре, составу и, следовательно, по электрическим свойствам. Травление в течение 45-50 секунд устраняет поликристаллический слой, изгибы решетки, но снимает их фрагментацию, которая сохраняется и после длительного травления (до 30 минут).

На основе этих данных, можно заключить, что при изготовлении образцов и ветвей термозлементов из слитков монокристаллов твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ на поверхности среза возникает нарушенный слой глубиной до 15 мкм. Электрические параметры этого слоя и их

зависимость от внешних факторов и температуры существенно отличаются от электрических параметров естественной поверхности кристаллов. Важным является тот факт, что на проводимость естественной или освобожденной от нарушенного слоя поверхности образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ не влияет температура (от ~77 до ~470 К) и состав окружающей среды.

Предполагается, что возникающий на поверхности кристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ поликристаллический слой со-

держит искаженные связи (из-за частичного нарушения стехиометрии в результате сгорания легколетучих компонент теллура и селена при резке) легко взаимодействующие с компонентами окружающей среды. Кроме того, нарушенный слой содержит в себе многочисленные структурные дефекты, создающие различные энергетические уровни и влияющие на зависимость поверхностной проводимости от температуры.

[1] Р.Н. Рубинштейн, В.И. Фистуль. Докл. АН СССР, 1959, т. 125, № 3, с. 542.

[2] Т.Д. Алиева, Д.Ш. Абдинов, Э.Ю. Салеев. Изв. АН СССР, Неорг. Материалы, 1981, т. 17, № 10, с. 1773.

G.Z. Bağıyeva, N.B. Mustafayev, N.Q. Sadıqov

$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ KRİSTALLARINDA SƏTH KEÇİRİCİLİYİ

Məqalədə 77-470 K temperatur intervalında $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ kristallarında müxtəlif xarici amillerin səth keçiriciliyinin to'siri təqiq olunmuşdur. Səthi işlənmişənən təz qalmamış nümunelərde səth keçiriciliyinin temperatur asılılığı sıvırıcı temperatur əməsallarına görə forqlənen bir neçə hissədən ibarətdir. Müəyyən edilmişdir ki, belə temperatur asılılığı hazırlanmış nümunelərin səth keçiriciliyinə xasdır. Səth işləndikdən sonra səth keçiriciliyi demək olar ki, temperaturdan asılı olmur. Səth keçiriciliyinin temperaturdan asılılığının eks gediş bir daha təsdiq edir ki, müşahidə olunan dəyişmələr əsasən elektron prosesləri ilə izah olunur.

G.Z. Bagiyeva, N.B. Mustafayev, N.G. Sadigov

SURFACE CONDUCTIVITY OF $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ CRYSTALS

The influence of different external factors on surface conductivity of $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ crystals in the temperature range of ~77 to ~470 K are investigated. The curves of surface conductivity of untreated samples consists of the several section with different temperature dependence coefficient. It was established that such behaviour of the temperature dependence makes dependent on properties of surface layer generated by sample preparation. After the surface treatment surface conductivity becomes almost temperature independent. A reversible character of the temperature dependence of the surface conductivity shows that observed peculiarities make dependent on the electronic processes.

Дата поступления: 15.05.96

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $MnGaInS_4:Eu$

О.Б. ТАГИЕВ, Т.Ш. ГАШИМОВА

Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Методом вольт-амперных характеристик (ВАХ), температурной зависимости тока определены основные параметры (энергия активации $E_a = 0,9 + 1,60$ эВ, концентрация $N_d = 10^{13} + 10^{14}$ см $^{-3}$) локальных уровней. Установлено, что механизм токопротекания обусловлен током, ограниченным пространственным зарядом (ТОПЗ).

В данной работе приводятся результаты исследования электрических свойств монокристаллов $MnGaInS_4:Eu$. Эти соединения получены методом Бриджмена и представляют плоскопараллельные слоистые пластинки. Установлено, что $MnGaInS_4:Eu$ кристаллизуется в структурном типе однопакетного полигипса $ZnIn_2S_4$ с параметрами кристаллической решетки: $a = 3,80$, $c = 12,15$ Å, $Z = 1$ пр. гр. Р3/1 [1,2]. Соединения $MnGaInS_4:Eu$ перспективны для создания на их основе лазеров, модуляторов света, фотодетекторов и других функциональных устройств. Некоторые спектральные свойства монокристаллов $MnGaInS_4$ приведены в работе [3].

Для измерений использовались образцы типа "сэндвич": In-MnGaInS $_4:Eu$ -In.

Зависимости говорят о том, что основную роль в токопротекании играют токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ). Кроме того установлено, для зависимости плотности тока (j) от межэлектродных расстояний (L) для квадратичной области выполняется следующая закономерность $j \sim L^{-3}$ [4]. Анализ ВАХ показал, что выше указанные участки ($J \sim U$, $J \sim U^2$ и участок быстрого нарастания тока), могут быть связаны с заполнением монозергетического уровня прилипания предельного заполнения ловушек (ПЗЛ). Поэтому для данного соединения используется модель, содержащая один уровень прилипания или систему близко расположенных уровней. Поскольку напряжению предельного заполнения ловушек предшествует квадратичный участок, то можно заключить, что уровни прилипания расположены выше уровня Ферми. По напряжению (V_{th}) можно оценить концентрацию ловушек [5], которая лежит в пределах $10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$.

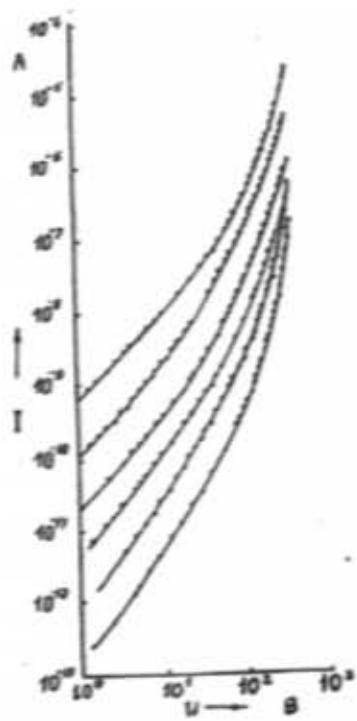


Рис. 1. Вольтамперная характеристика (ВАХ) структур In-MnGaInS $_4:Eu$ -In при различных температурах: T, K: 1-284, 2-300, 3-314, 4-329, 5-350, 6-369.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) в интервале температур 280-370 К приведены на рис. 1. На экспериментальных зависимостях можно выделить характерные участки $J \sim U$, $J \sim U^2$, $J \sim U^n$, где $n > 2$. Такие

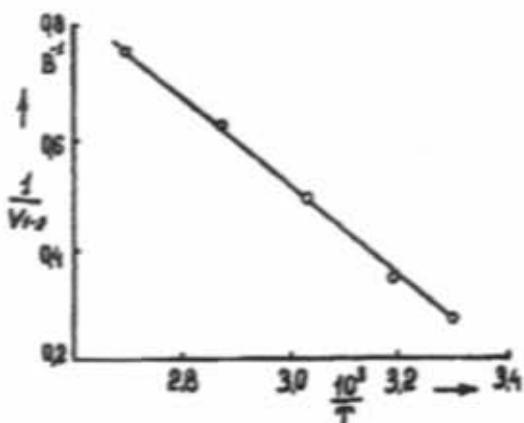


Рис. 2. Температурная зависимость обратного значения переходного напряжения $1/V_{th} = f(1/T)$.

На ВАХ наблюдаем сверхлинейный участок с наклоном больше двух, который определяется наличием экспоненциального распределения ловушек. По наклону сверхлинейного участка была определена характеристическая температура экспоненциального распределения. ВАХ, снятые при различных температурах, дают нам возможность определить глубину заполнения монозергетических уровней, которая связана с напряжением перехода (V_{th}) от омического участка к "ловушечному" квадратичному, формулой [6]

$$V_{1-2}^{-1} \sim \exp \frac{E_a - E_c}{kT}$$

Энергия активации, рассчитанная по тангенсу угла наклона из графика зависимости $V_{1-2}^{-1} = f(1/T)$ (рис. 2), равна 0,80 эВ.

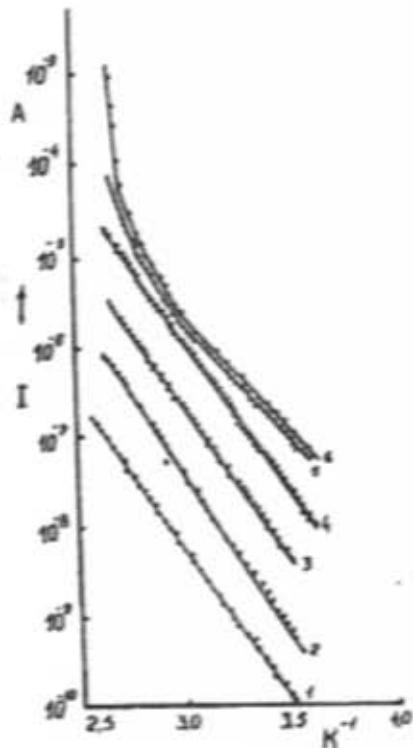


Рис. 3. Температурная зависимость тока структур при различных значениях напряжения; V, В: 1-50, 2-100, 3-300, 4-400, 5-430.

Согласно [6], если значение напряжения перехода от омического участка к квадратичному V_{1-2} не зависит от температуры, то в этих кристаллах имеет место слабая компенсация, а если V_{1-2} зависит от температуры, то имеет место сильная компенсация. Анализ данных показывает, что напряжение перехода от омической проводимости к режиму ТОПЗ и значение напряжения перехода от участка ТОПЗ к вертикаль-

ному росту тока с уменьшением температуры сдвигаются в область больших напряжений, т.е. в кристаллах MnGaInS₄:Eu имеет место сильная компенсация.

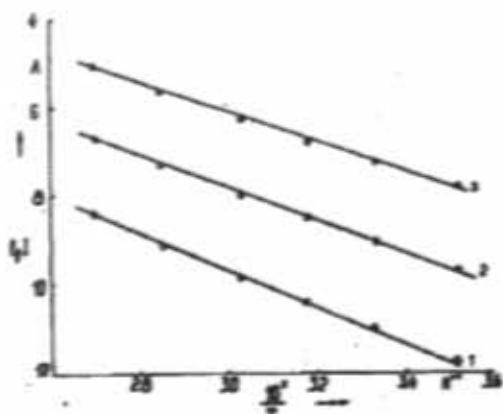


Рис. 4. Температурная зависимость тока соответствующая переходу от омического участка к квадратичному участку.

На рис. 3 показана температурная зависимость тока при различных значениях внешнего напряжения. Видно, что наклон кривых с ростом внешнего напряжения уменьшается в интервале 0,70-0,50 эВ, 0,77-0,76 эВ для различных участков. При высоких напряжениях (400+430 В) выявляются более глубокие уровни с энергиями активации 0,80+1,60 эВ.

Из теории [4] установлено, что на всех участках, предшествующих пробою, ток должен быть пропорционален концентрации термически возбужденных дырок. То, что действительно выполняется на опыте, видно из рис. 4, где приведены температурные зависимости тока при различных постоянных напряжениях. Нижняя прямая соответствует омическому участку на рис. 1, а вторая прямая - квадратичному участку. Следующая прямая соответствует области сильных полей.

Значение энергии активации, найденное по наклону этих прямых, равно 0,80 эВ.

Таким образом, путем совместного изучения омической проводимости и ТОПЗ при разных температурах найдены основные параметры (энергетические положения и концентрация) локальных уровней монокристаллов MnGaInS₄:Eu.

- [1] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. 1979, М., с.432.
- [2] C. Bastistoni, L. Gastaldi, G. Mattoogno, et.al. Solid State Commun., 1994, 61, № 1, p.43-46.
- [3] Н.Н. Нифтиеев, А.Г. Рустамов, О.Б. Тагиев. ФТП, 1993, т.27, № 3, с.386-390.

- [4] А. Миланс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. 1977, М., с.562.
- [5] Н.С. Грушко, Л.А. Герасименко, Т.И. Гоглидзе. Межузовский сборник "Физика полупроводников и диэлектриков". Кишинев, "ЦДНИКА", 1982, с.83-87.

О.В. Тағиев, Т.С. Наимова

MnGaInS₄:Eu MONOKRİSTALLARININ ELECTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

Volt-ampere xarakteristikası və cərəyanın temperatur asılılığı metodlarının köməti ilə lokal seviyyələrin əsas parametrləri (aktivlaşdırma enerjisi $E=0,6+1,6$ eV, konseptrasiya $N=10^{13}+10^{14}$ cm⁻³) təyin edilmişdir. Məsələn olunur ki, cərəyan keçməsi mekanizmi feza yüksəkləri ilə məhdudlanmış cərəyanlarla əlaqədardır.

O.B. Tagiev, T.Sh. Gashimova

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF $\text{MnGaInS}_2\text{Eu}$ SINGLE CRYSTALS

Main parameters (activation energy $E=0.6\text{--}1.6$ eV, concentration $N=10^{13}\text{--}10^{14}$ cm $^{-3}$) of localized levels have been determined by the volt-ampere characteristic method and current temperature dependence. It is established that mechanism of the current passage is due to current limited by the space charge(CLSC).

Дата поступления: 06. 06. 96

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА α -GeSi:H

М.Я. БАКИРОВ, М.А. МАМЕДОВ

*Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана
370143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 31а*

Исследовалось влияние водорода на оптические свойства α -GeSi:H. Показано, что при насыщении водорода в α -GeSi:H ширина запрещенной зоны увеличивается, а число парамагнитных центров уменьшается. Установлено, что с ростом содержания кремния ширина запрещенной зоны увеличивается от 1,15 эВ до 1,86 эВ, что позволяет выбрать оптимальный состав для изготовления солнечных элементов.

В последние годы интерес к аморфным полупроводникам, которые используются для изготовления солнечных элементов, возрос. Одним из перспективных материалов для этой цели является аморфная пленка твердого раствора германий-кремний. Гидрогенизированные аморфные твердые растворы германий-кремний (α -GeSi:H) обладают высокой проводимостью и коэффициентом поглощения в видимой области спектра, а также, по сравнению с другими аморфными полупроводниками, являются термодинамически стабильными и радиационно стойкими.

В литературе имеется ряд работ [1-4], посвященных исследованиям оптических свойств α -GeSi:H. Однако, влияние водорода и состава сплава на оптическую ширину запрещенной зоны изучено недостаточно.

Цель настоящей работы заключалась в исследовании оптических свойств пленок α -GeSi:H. Основное внимание было обращено на получение информации об оптической ширине запрещенной зоны и влияние состава на E_g .

Пленки α -GeSi:H были получены распылением германово-кремниевой мишени в атмосфере газовой смеси аргона и водорода. Состав пленки варьировался путем изменения площади компонентов, а концентрация водорода - изменением состава газовой смеси. В качестве подложки использовался плавленый кварц. При распылении подложка была нагрета до 200 °C, и скорость осаждения менялась от 15 до 20 Å/сек. Толщина полученных пленок составляла 1-3 мкм. При изучении влияния водорода на край оптического поглощения и ширину запрещенной зоны, пленки имели постоянный состав $\text{Ge}_{0.9}\text{Si}_{0.1}$, а при изучении влияния состава - концентрация водорода составляла 20 ат. %.

На рис. 1 показаны кривые поглощения α -Ge_{0.9}Si_{0.1}:H. Видно, что с увеличением содержания водорода в растворе, край поглощения смещается в сторону более высокой энергии фотона, и, для всех исследованных образцов, оптическое поглощение удовлетворительно описывается соотношением

$$\alpha h\nu = B (h\nu - E_g)^2,$$

где B - коэффициент пропорциональности, E_g - ширина запрещенной зоны, α - коэффициент поглощения, $h\nu$ - энергия фотона.

Установлено, что оптическая ширина запрещенной зоны с увеличением содержания водорода в растворе сначала растет линейно, а затем стремится к насыщению (рис. 2, кривая 1). Исходя из этого, в дальнейшем содержание водорода в α -GeSi поддерживалось постоянным около 20 %.

В соответствии с общепринятым утверждением, смещение края оптического поглощения и увеличение ширины запрещенной зоны с ростом содержания водорода в аморфных пленках обусловлены нейтрализацией образованных связей в неупорядоченной сетке. Полагается, что атомы германия и кремния в процессе конденсации на подложку формируют преимущественно четырех координатную тетрагидридическую сетку, подобно структурной сетке аморфного германия и аморфного кремния. Валентные углы и длины связей на каждом углу структурной сетки деформированы, что является непременным условием аморфной структуры.

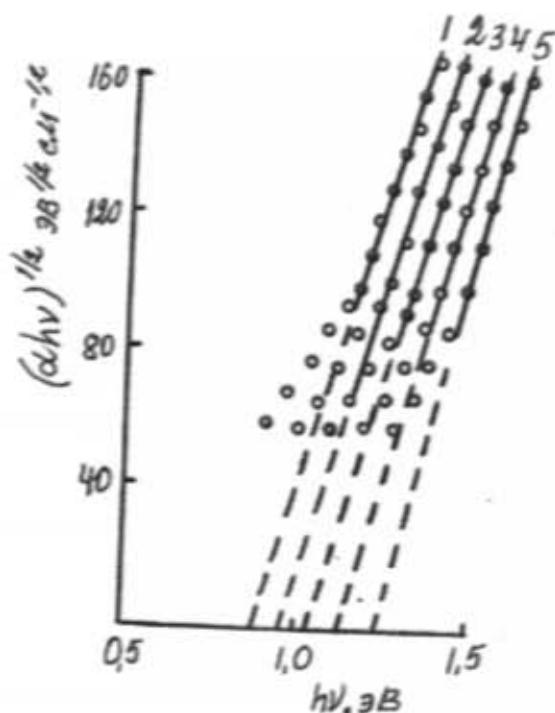


Рис. 1. Край оптического поглощения α -Ge_{0.9}Si_{0.1}:H
 X_H ат. %: 1-1,5; 2-5; 3-9; 4-14; 5-23.

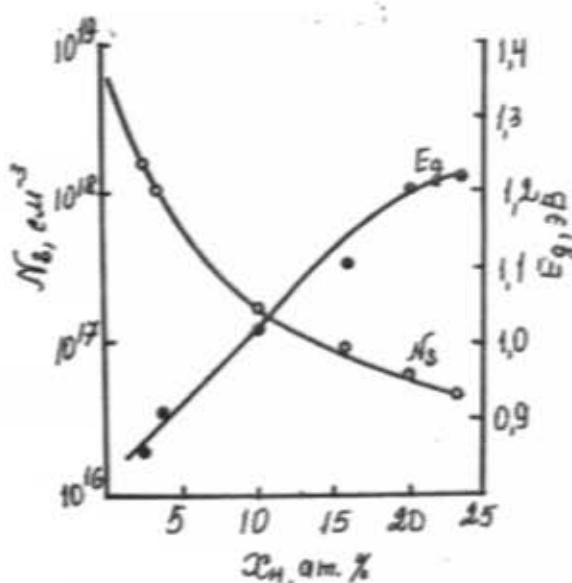


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны и концентрации парамагнитных центров в α -Ge_{1-x}Si_x:H от H_x: 1-E_g, 2-N_p.

ЭПР измерения показали, что структурная сетка α -GeSi имеет деформированные узлы, которые содержат в своем ближайшем окружении лишь три атома. Требуемый для построения тетраздрического ближнего порядка четвертый атом, в силу структурных флюктуаций в аморфной фазе, оказывается пространственно удаленным и в химическую связь не вступает. Таким образом, на деформированном узле образуются дефекты, которые создают локальные уровни в щели подвижности. При введении водорода увеличивается сила связи в сетке вследствие того, что энергия связи Ge-H и Si-H примерно на 0,5-0,6 эВ больше, чем энергия связей Ge-Ge, Si-Si и Si-Ge. Атомы водорода, будучи одновалентными, насыщают оборванные связи и пассивизируют их, и это неизбежно находит свое отражение в крае оптического поглощения и величине ширины запрещенной зоны.

Предполагается, что в негидрогенизованных пленках, вследствие малой протяженности волновой функции, на единичном локализованном уровне в щели подвижности находится только один электрон, и поэтому центр является парамагнитным. При наличии второго электрона (от атома водорода) возникает уровень, который лежит вне щели подвижности. Поэтому, при введении водорода ширина запрещенной зоны увеличивается, а концентрация парамагнитных центров уменьшается, что было доказано экспериментально (рис. 2, кривая 2). Найдено, что в образах без водорода $N_p = 10^{19}$ см⁻³, а в образах с 20 ат. % водорода $N_p = 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Несмотря на избыток водорода в структурной сетке, определенная часть обор-

ванных связей остается некомпенсированной. По данным ЭПР исследований плотность таких связей снижается до 10^{16} см⁻³. Однако и этого достаточно, чтобы на фоне собственных уровней решетки был замечен эффект внедрения примеси.

Одной из специфических особенностей твердого раствора GeSi является изменение ширины запрещенной зоны с составом, что позволяет выбрать материал с оптимальной шириной запрещенной зоны для изготовления эффективных солнечных элементов.

Для α -Ge_{1-x}Si_x:H различного состава ($x_s=20$ ат. %) изучены спектры оптического поглощения и установлено, что с увеличением концентрации кремния край поглощения смещается в сторону большей энергии фотона (рис. 3), что означает увеличение энергетического зазора между валентной зоной и зоной проводимости. Определено, что с ростом содержания кремния от 0 до 100 % в α -Ge_{1-x}Si_x:H ширина его запрещенной зоны линейно увеличивается от 1,15 эВ до 1,86 эВ, что можно описать выражением $E_g = 1,15 + 0,71 C_{Si}$, где C_{Si} изменяется в интервале от 0 до 1.

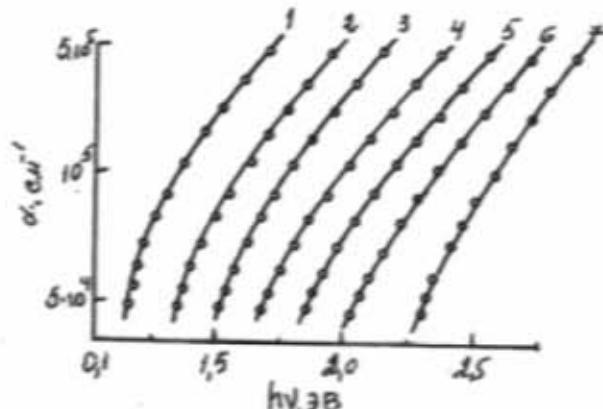


Рис. 3. Кривые поглощения в α -Ge_{1-x}Si_x:H. x_{Si} ат. %:
1-0; 2-0,1; 3-0,25; 4-0,5; 5-0,6; 6-0,75; 7-1,0.

Предполагается, что атомы кремния встраиваются в узлы неупорядоченной сетки α -Ge. Это приводит к снижению механических напряжений в ней, к уменьшению длины связей и отклонению валентных углов, т.е. к такой атомной перестройке, которая способствует снижению концентрации оборванных связей и других дефектов. Это в свою очередь, приводит к уменьшению плотности локализованных состояний в щели подвижности, увеличению запрещенной зоны и уменьшению темновой проводимости.

Полученные результаты представляют интерес с точки зрения создания солнечных элементов на основе α -GeSi:H.

- [1] Saito, K. Aoki, H. Sannomiya, T. Yamaguchi. Thin Sol. Films 1984, v.115, p.253-262
- [2] Хахлов, А.Е. Машин, А.И. Ершов, Ю.А. Мордвинова, И.И. Машин. ФТП, 1986, т.20, вып. 7, с.1288-1291
- [3] Юкимото. В кн."Аморфные полупроводники и при-

- боры на их основе", М. Металлургия, 1986, 376 с.
- [4] Nayafov, M. Ya. Bakirov, V.S. Mamedov, A.A. Andreev. Phys. Stat. Sol.(a), 1991, v.123, K67-K70
- [5] Midda, De S.C. and Swami Ray. J. Appl. Phys., 1993, v.79, № 9, p.4622-4629

M.Y. Bakirov, M.O. Mamedov

α -GeSi:H BÖRK MƏHLULUNUN OPTİK XASSƏLƏRİ

Məqalədə α -GeSi:H nazik lövhələrinin optik xassələrinə mehlul tərkibinin və hidrogenin tə'siri araşdırılmışdır. Gösterilmişdir ki, α -GeSi bekri mehluluna hidrogen daxil edildikdə qadağan olunmuş zonanın eni böyür, paramaqnit mərkəzlerin sayı isə azalır. Müəyyən olunmuşdur ki, mehlulda silisiumun miqdarının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni 1,15 eV-dan 1,86 eV-ə qədər artır. Bu da giləs elementlərinin hazırlanmasına üçün optimal tərkibin seçilməsinə imkan verir.

M.Y. Bakirov, M.A. Mamedov

OPTICAL PROPERTIES α -GeSi:H

The influence of hydrogen and alloy composition on optical properties of α -GeSi:H has been studied. It's shown that at hydrogen introduction to α -GeSi forbidden gap increases, and number of paramagnetic centers decreases. It is established that with growing content of Si forbidden gap increases from 1,15 eV to 1,86 eV what allows to choose an optimum composition for construction solar elements.

Даты поступления 14.05.96

Редактор: М.Г. Шахстаминский

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ПОЛИМОРФНЫХ $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПАРАДИХЛОРБЕНЗОЛЕ

В.И. НАСИРОВ

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет им. Н. Туси
370000, Баку, ул. Уз. Гаджисебекова, 34

Методом оптической микроскопии исследовано изменение скорости роста α - и γ -кристаллов при $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращениях в зависимости от температуры и давления. Установлено, что температура равновесия α - и γ -модификаций с повышением давления увеличивается, а скорость роста этих модификаций уменьшается.

Известно, что при комнатной температуре и нормальном давлении парадихлорбензол кристаллизуется, образуя решетку моноклинной сингонии с параметрами элементарной ячейки: $a=14,464 \text{ \AA}$, $b=5,740 \text{ \AA}$, $c=3,925 \text{ \AA}$, $\beta=111^{\circ}77'$, пространственная группа $C_{2h}^5 - P2_1/a$, $z=2$ (формульные единицы) [1,2]. Моноклинная α -модификация при 303 К превращается в триклиническую β -модификацию с параметрами: $a=7,361 \text{ \AA}$, $b=5,963 \text{ \AA}$, $c=3,959 \text{ \AA}$, $\alpha=91^{\circ}13'$, $\beta=113^{\circ}24'$, $\gamma=91^{\circ}42'$, пространственная группа $C_1 - P\bar{1}$, $z=1$ [3]. Моноклинная α -модификация с параметрами: $a=8,624 \text{ \AA}$, $b=7,414 \text{ \AA}$, $c=6,021 \text{ \AA}$, $\beta=127^{\circ}51'$, пространственная группа $P2_1/c$, $z=2$ [4]. Морфология и скорость роста кристаллов α - и β -модификаций парадихлорбензола при α - и β -превращениях в зависимости от температуры и кратности превращений подробно исследовались в работах [5,7].

В работе [8] впервые исследовалась морфология роста α - и γ -модификаций при $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращениях в парадихлорбензоле в зависимости от температуры при заданных постоянных давлениях. Показано, что рост α - и γ -модификаций в зависимости от температуры при разных давлениях происходит путем роста зародившейся дочерних фаз, и измерена скорость роста α - и γ -модификаций при нормальном давлении.

В настоящей работе приведены результаты измерений скорости роста α - и γ -модификаций при $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращениях в парадихлорбензоле в зависимости от температуры в интервале давлений от 1 бар до 730 бар.

Монокристалл α -модификации, полученный из раствора устанавливался в ячейку, специально сконструированную для исследований при больших давлениях. Затем ячейка с кристаллом помещалась в термостат, что позволяло, варьировать одновременно температуру и давление [8].

Исследования проводились в интервале давления от 1 до 924 бар. Для выбора температурного режима роста кристаллов α - и γ -модификаций при α - и γ -превращениях прежде всего была определена температура равновесия T_g между этими модификациями при задании различных величин постоянного давления P (см. Рис.1). Температура равновесия между α - и γ -модификациями в

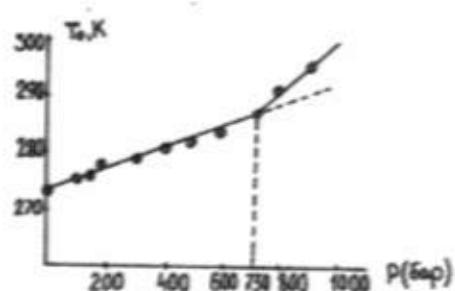


Рис. 1. Зависимость температуры равновесия T_g от давления в парадихлорбензоле при $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращениях.

парадихлорбензоле при повышении давления существенно смещается в сторону увеличения, т.е. если при $P=1$ бар $T_g=273$ К, то при $P=924$ бар $T_g=295$ К. Таким образом, зависимость температуры равновесия T_g между α - и γ -модификациями от давления P не противоречит уравнению Клейперона-Клаузиуса, т.е. носит линейный характер. Как показано на рис.1, начиная с $P=730$ бар, коэффициент линейности (угол наклона прямой) изменяется. До $P=730$ бар зависимость $T_g=f(P)$ определяется уравнением $T_g=273+1,8 \cdot 10^{-2} P$, а с $P > 730$ бар зависимость определяется уравнением $T_g=286,8+0,006 P$. Изменение наклона прямой свидетельствует о том, что при $P > 730$ бар в матричном кристалле потенциальное место зародыша новой фазы также меняется.

Скорости роста α - и γ -модификаций при α - и γ -превращениях измерялись при изменении температуры при заданном постоянном давлении (от 1 до 924 бар). Методика измерения скорости роста не отличалась от методики, изложенной в [9].

Эксперименты показывают, что при нормальном давлении $P=1$ бар с увеличением ΔT_1 (где $\Delta T_1=T_{\text{пр}}-T_g$; $T_{\text{пр}}$ — температура превращения) скорость роста кристалла α -модификации при превращении $\gamma \rightarrow \alpha$ увеличивается, а скорость роста γ -модификации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении имеет более сложную зависимость: до определенного значения ΔT она увеличивается, а после этой температуры происходит уменьшение скорости роста, т.е. кривая зависимости имеет максимум. Скорость роста γ -кристалла при $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ превращении при нормальном давлении

принимает максимальное значение при $|\Delta T|=3,5$ К [8]. Максимальное значение скорости роста с повышением подаваемого давления смещается в сторону меньшей величины $|\Delta T|$, т.е. если при нормальном давлении $P=1$ бар максимальное значение скорости роста соответствует $|\Delta T|=3,5$ К, то при $P=730$ бар максимум скорости соответствует $|\Delta T|=1,1$ К (см. Рис. 2).

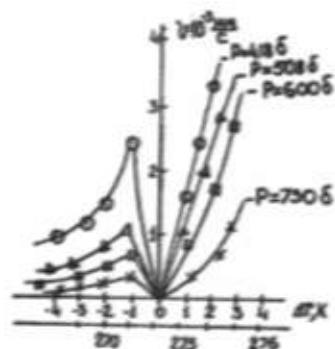


Рис. 2. Скорость роста α - и γ -модификации в парадиспорбензоле при $\alpha \rightarrow \gamma$ и $\gamma \rightarrow \alpha$ превращениях в функции температуры при различных давлениях.

Было обнаружено, что скорость роста кристалла γ -модификации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении (при постоянных температуре и давлении) зависит от кратности превращений n , причем скорость роста кристалла γ -модификации в нечетных превращениях больше, чем в четных, т.е.

$$V_{\alpha_1 \rightarrow \gamma_1}^{(1)} > V_{\alpha_2 \rightarrow \gamma_2}^{(2)} ; \quad V_{\alpha_3 \rightarrow \gamma_3}^{(3)} > V_{\alpha_4 \rightarrow \gamma_4}^{(4)} \text{ и т.д.}$$

Эта закономерность, вероятно, связана с тем, что при первом цикле превращений $\alpha_1 \rightarrow \gamma_1$, кристалл γ_1 -модификации внутри α_1 -кристалла (α_1 -кристалл получен из раствора) растет быстро. В результате $\gamma_1 \rightarrow \alpha_2$ превращений полученный α_2 -кристалл становится более дефектным и механически напряженным. Поэтому $\alpha_2 \rightarrow \gamma_2$ превращение происходит медленно. При медленном росте степень совершенства γ_2 -кристалла увеличивается, т.е. медленный рост как бы засчитывает дефекты. Из более совершенного γ_2 -кристалла при $\gamma_2 \rightarrow \alpha_3$ превращении полученный α_3 -кристалл будет более совершенным, чем α_2 -кристалл. По этой причине скорость роста кристалла γ_2 -при $\alpha_2 \rightarrow \gamma_2$ будет больше, чем в предыдущем цикле и т.д.

шеннего γ_2 -кристалла при $\gamma_2 \rightarrow \alpha_3$ превращении полученный α_3 -кристалл будет более совершенным, чем α_2 -кристалл. По этой причине скорость роста кристалла γ_2 -при $\alpha_2 \rightarrow \gamma_2$ будет больше, чем в предыдущем цикле и т.д.

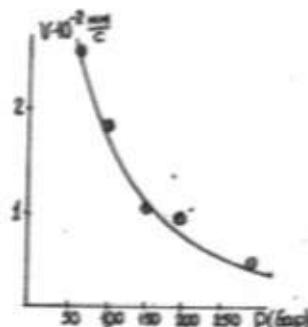


Рис. 3. Зависимость скорости роста γ -модификации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении в парадиспорбензоле в функции давления.

Из рис. 2 видно, что скорость роста кристалла γ -модификации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении и скорость роста кристалла α -модификации при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении в парадиспорбензоле с увеличением давления уменьшаются. Кривая зависимости роста кристалла γ -модификации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении от давления показана на рис. 3.

При одинаковой величине $|\Delta T|$ скорость роста α -кристалла при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении с увеличением давления уменьшается, т.е.

$$V(418 \text{ бар}) > V(508 \text{ бар}) > V(600 \text{ бар}) > V(730 \text{ бар}).$$

Максимальное значение скорости γ -кристалла при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращении при увеличении давления уменьшается: $V_{\max}(418 \text{ бар}) > V_{\max}(508 \text{ бар}) > V_{\max}(600 \text{ бар}) > V_{\max}(730 \text{ бар})$.

Интересно также отметить, что при больших давлениях затруднялось образование зародыша γ -кристалла при превращении $\alpha \rightarrow \gamma$ и α -кристалла при $\gamma \rightarrow \alpha$ превращении. Поэтому сначала при нормальном давлении нагревали (охлаждали) матричный монокристалл до нужной температуры и после появления зародыша новой фазы подавали желаемое давление.

- [1] B.O. Saksena. J.Chem.Phys., 1950, vol. 18, № 12, 1652.
- [2] S. Croutto, M. Bezzi. Acta. Cryst. 1952, 5, № 10, 825.
- [3] J. Hausty, J. Cleastre. Acta. Cryst. 1957, № 10, 695.
- [4] P. Coppens, G.M.J. Schindt. Acta. Cryst., 1965, № 18, 654.
- [5] А.И. Китайгородский, Ю.В. Мнох, Ю.Г. Асадов. ДАН СССР, т. 148, 5, 1963.
- [6] Ю.Г. Асадов и др. Кристаллография, т. 9, вып. 6, 1963.

- [7] А.И. Китайгородский, Ю.В. Мнох, Ю.Г. Асадов. Кристаллизация и фазовые превращения, т. 2, Мир, 1964.
- [8] Srivark, P. Figuiere, A. Fuchs, M. Ghelfenstein, V. Nassirov. J. Chimie physique de France, 37, 12, 1979.
- [9] Ю.Г. Асадов, В.И. Насиров. Кристаллография, т. 17, вып. 5, 991, 1972.

V.I. Nassirov

PARADİKLORBENZOLDA GEDƏN POLİMORF $\alpha \leftrightarrow \gamma$ ÇEVİRİMLƏLƏRİN KİNETİKASINA TEMPERATUR VƏ TƏZYİQ DƏYİŞMƏLƏRİNİN TƏ'SİRİ

Optiki mikroskopiya методу ilə α və γ kristallarda baş verən $\alpha \leftrightarrow \gamma$ çevrilmələri zamanı onların böyülmə sır'etinin temperatur və təzyiqdən asılı olaraq dəyişməsi tətqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, təzyiq artıqca α və γ modifikasiyalarına tarazlıq temperaturu böyütür, böyülmə sır'eti isə kiçilir.

THE INFLUENCE OF TEMPERATURE AND PRESSURE VARIATION ON THE KINETICS OF POLYMORPHIC
TRANSITIONS $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ IN PARADICHLOROBENZENE

The velocity variation of the α - and $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ -crystal growth at the transformations $\alpha \rightleftharpoons \gamma$ in the dependence on temperature and pressure is investigated. It is established that the equilibrium temperature of α - and γ -modifications increases with the increase of the pressure, but their velocity of the growth decreases.

Дата поступления: 05.12.96

Редактор: Б.Г. Тасаев

УПРОЧЕННЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЛАВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{-Fe}$

Ф.К. АЛЕСКЕРОВ

*НПО "Селен" Института Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 14*

В кристаллах Bi_2Te_3 и $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$, легированных железом, исследованы теплопроводность, термоздс, электропроводность и прочность на сжатие. Установлено, что в результате легирования атомы железа внедряются между плоскостями спайности, усиливая химические связи между квантетами, упрочняя термоэлектрический сплав и сохраняя оптимальную концентрацию носителей тока и высокую термоэлектрическую добротность.

Сплавы типа теллурида висмута представляют собой слоистые кристаллы с ромбодирической симметрией (пространственная группа симметрии $R\bar{3}m$), состоящие из чередующихся ядер тригональной оси слоев квантетов атомов ($\text{Te}^3\text{-Bi-Te}^2\text{-Bi-Te}^3$). Химическая связь в пределах квантетов сильная ионно-коvalентная, между квантетами - слабая ван-дер-ваальсовская, что и определяет возможность двумерной суперконденсированной проводимости некоторых примесей (Cu, Ag, Au, Li) и других легкодифундируемых примесей в кристаллах Bi_2Te_3 ядро плоскостей спайности.

В обзоре [3] приведены результаты по легированию Bi_2Te_3 электроактивными и электронейтральными примесями, взаимодействию легирующих примесей с собственными точечными дефектами кристаллической решетки, а также рассмотрены специфические механизмы внедрения примесей, связанные с особенностями Bi_2Te_3 (встраивание атомов примеси в ван-дер-ваальсовые щели, образование в твердом растворе семислойных пакетов, сочетающихся в решетке с традиционными пятислойными пакетами и т.д.). Представляют интерес данные по механизмам внедрения атомов меди в Bi_2Te_3 . Атомы меди представляют собой легко дифундирующую примесь с малым атомным радиусом. В первый момент атомы примеси занимают межслоевые промежутки, а затем дифундируют перпендикулярно слоям, располагаясь между атомами $\text{Te}^3\text{-Bi}$ и $\text{Te}^2\text{-Bi}$. Таким образом, происходит усиление ионно-коvalентных связей в структуре и, как следствие, увеличивается твердость, а после насыщения медью монокристаллы Bi_2Te_3 утрачивают свойство слоистости.

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния примеси железа, обладающего малым атомным радиусом, на свойства твердого раствора Bi_2Te_3 (96 моль %) - Bi_2Se_3 (4 моль %). Монокристаллы выращивались методом Бриджмена и вертикальной направленной кристаллизацией из компонент со стехиометрическим соотношением и примесью Fe. При этом использовались висмут марки Bi-0000, теллур марки TB-4, селен марки ОСЧ и железо карбонильное. Исходные компоненты вакуумировались в кварцевых ампулах при остаточном давлении 10^{-3} мм рт. ст. Синтез проводился при температуре 700°C в течение 0,5 часа. После охлаждения полученные слитки помещались в графитизированные ампулы диаметром 8 мм для проведения кристаллизации. Зонно-направленная кристаллизация проводилась при скорости перемещения зоны 3 см/час. Затем полученные

слитки нарезались на образцы высотой 25 мм для измерения термоэлектрических параметров в виде параллелепипедов размерами 3x3x15 мм для измерения физических параметров в направлении, перпендикулярном плоскостям спайности кристаллов.

Таблица.

Термоэлектрические свойства твердого раствора
($\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$), легированного железом.

Процентное содержание железа, вес %	Термодс, $\alpha \cdot 10^4$, В/К	Электропроводность, $\sigma \cdot 10^2$, Сим	Теплопроводность, $\alpha \cdot 10^3$, Вт/м·К	Термоэлектрическая добротность, $Z \cdot 10^3$, К ⁻¹
0,0	+220	800	16,0	2,5
0,01	+230	800	16,7	2,5
0,02	-216	740	16,4	2,1
0,025	-218	750	16,3	2,2
0,04	-228	840	15,3	2,9
0,05	-245	730	14,1	3,1
0,06	-260	500	13,8	2,5
0,08	-250	300	13,2	2,4
0,09	-250	180	13,0	0,9
0,1	-253	150	12,8	0,8

Экспериментальные данные, приведены в таблице 1, здесь α - термодс, σ - электропроводность, α - теплопроводность. На рис. 1 даны $\sigma_{\text{спе}}$ - предел прочности на сжатие и термоэлектрическая добротность Z (Bi_2Te_3 (96 моль %) - Bi_2Se_3 (4 моль %)) в зависимости от процентного содержания железа. Обращает на себя внимание совпадение максимумов $\sigma_{\text{спе}}$ и Z_n при 0,05 вес % Fe, причем $\sigma_{\text{спе}}$ увеличивается почти в 2,5 раза; для отрицательной ветви n - $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{-Fe}$ ($0 \leq x \leq 3$) $\sigma_{\text{спе}} = 5,2 \text{ кгс}/\text{мм}^2$ - очень высокий показатель прочности. Одновременно, как видно из таблицы 1 и рис. 1, 2 при 0,05 % Fe термоэлектрическая добротность $Z_n = 3,1 \cdot 10^3 \text{ K}^{-1}$, что согласуется с данными, известными в литературе [1].

Для одного из таких образцов была измерена температурная зависимость α , σ , α и Z в интервале температур 100-400 K. Как видно, высокая термоэлектрическая добротность наблюдается в районе температур 250-320 K. Улучшенные механические свойства данного сплава позволяют использовать его в устройствах, испытывающих значительные ударные, вибрационные и термоциклические нагрузки.

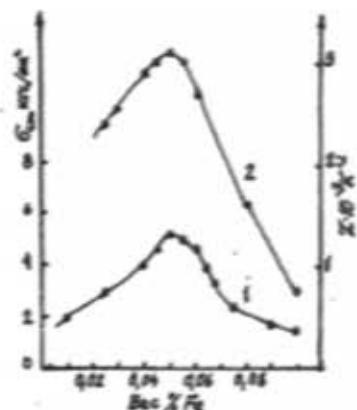


Рис. 1. Зависимость предела прочности на сжатие (1) и термоэлектрической эффективности (2) от процентного содержания железа.

Введение примеси железа от 0,01 до 0,35 вес % приводит к увеличению концентрации электронов вплоть до инверсии типа проводимости образцов $p\text{-Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ на p -тип, что связано с полным подавлением антиструктурных дефектов Bi_{T_e} , которые являются основными поставщиками вакансий в валентной зоне. По-видимому, до определенных концентраций атомы железа как нейтральные дефекты находятся в твердом растворе замещения в узлах подрешетки теллура, препятствуя образованию антиструктурных дефектов Bi_{T_e} . Дальнейшее увеличение примеси с 0,035 вес % железа приводит к слабому акцепторному воздействию, но обратной инверсии знака типа проводимости с p на p не наблюдается. Увеличение концентрации примеси создает возможность нахождения атомов железа в вакансиях висмута и междоузлий. Незавершенность d -оболочки Fe приводит к локализации электронов на этих примесных центрах, чем и объясняется их акцепторное влияние. Наблюдаемое механическое упрочнение образцов с увеличением концентрации железа до 0,05 % связано с уменьшением дефектов упаковки и усилившимся внутрислоевым и межслоевым взаимодействием. Заполнение вакансий Bi в узлах кристаллической решетки Fe приводит к усилению взаимодействия с соседними узлами за счет локализации электронов на примесных центрах.

Малые размеры атомов Fe по сравнению с размерами замещаемых атомов не является помехой в установлении связи с окружением и не приводит к неустойчивости их положения, о чем свидетельствует стабильность электрофизических свойств и отсутствие деградационных процессов на длительном интервале времени. Связь с более далекими атомами окружения повышает устойчивость атома малого размера в позиции замещения.

Акцепторное действие примеси Fe выше 0,035 вес % не изменяет электронный тип проводимости образцов,

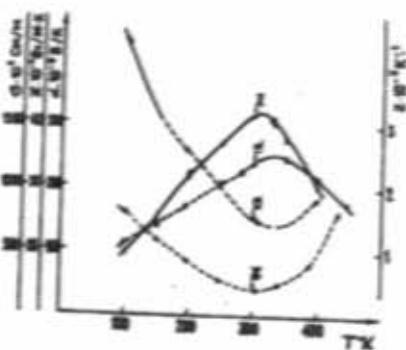


Рис. 2. Температурные зависимости теплопроводности (1), электропроводности (2), термодж. (3) и термозлек. (4) твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{Fe}$

что свидетельствует о преобладании количества дефектов Fe_{T_e} над Fe_{B_i} . Дефекты Fe_{T_e} нейтральны, а так как позиции Fe_{B_i} ионизованы и локализуют на себе электроны, то вероятен сдвиг плотности электронов в сторону связи $\text{Te}^{(1)}\text{-Bi}$, $(\text{Te}^{(1)}\text{-Fe})$. Соответствующий сдвиг электронной плотности и малое количество Fe, расположенных в межслоевом пространстве, способствуют понижению межслоевого энергетического барьера и усилинию межслоевого взаимодействия за счет перекрытия волновых функций электронов соседних слоев примеси, находящейся между слоями.

Введение Fe выше 0,005 вес % по 0,1 вес % приводит к постепенному снижению механической прочности вплоть до значений, меньших чем у нелегированных образцов, характер изменения электропроводности меняется на плавный, а коэффициент термодж. существенно не меняется. Такое поведение свойств образцов связано с расположением избыточных атомов Fe в основном в вандер-ваальсовых промежутках, где они не ионизованы. В межслоевом пространстве влияние кристаллического поля проявляется слабее, чем в слоях, связь атомов примеси с окружающими слоями определяется упругими силами, а энергия связи в этом случае будет невелика. Внедрение примеси увеличивает межслоевое расстояние. Это ведет к увеличению межслоевого барьера и сильному уменьшению вероятности перекрытия волновых функций, что в итоге приводит к уменьшению межслоевого взаимодействия и падению значения механической прочности ниже значений нелегированных образцов.

Вывод: В системе $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{Fe}$ при $\text{Fe}=0,05$ вес % за счет усиления внутрислоевых и межслоевых взаимодействий механическая прочность увеличена в 2,5 раза по сравнению с нелегированными системами, при сохранении термозлек. добротности на высоком уровне $Z_s=3,1 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹.

[1] Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. Полупроводниковые термозлектрические материалы на основе $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{M}$, 1972, с.320.

[2] R.O. Carlson. J.Phys. Chem. Sol. 1959, v.13, № 1/2, p.65-70.
[3] С.Н. Чижевская, Л.Е. Шелимова. Неорганические материалы, 1995, т.31, №9, с. 1184-1197.

F.K. Ələskarov

**$\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{-Fe}$ BƏRK MƏHLUL ƏSASINDA DAVAMLI
TERMOELEKTRİK MATERIALI**

İçde demir ilə legirə olunmuş berk məhlulun $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{-Fe}$ termoelektrik xassaları və sıxlama möhkemləşmə əmsah əyriilib.

Laylardaxılılı və laylar arasında hərəkət qüvvətləndirmə notecisində mexaniki möhkemləşmək 2,5 dəfə artar, eyni zamanda materialın termoelektrik effektiviliyi yüksək seviyyədə saxlanılır.

F.K. Aleskerov

HEAT-TREATED THERMOELECTRIC ALLOY BASED ON $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x\text{-Fe}$ SYSTEM

This paper deals with the thermoelectric properties as well as with strength over compression of solid solution Bi_2Te_3 96 mol % - Bi_2Te_3 4 mol % doped by ferrous. As result of reinforcement of interlayer and interlaminar interactions the mechanical strength is increased 2,5 times in this case thermoelectric durability of alloy of alloy is held at high level.

Датта постулати: 23.10.96

Редактор: Т.Р. Мехтасеев

ОБРАЗОВАНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В TiGaSe₂

Р.М. СУЛТАНОВ, Ф.И. АЛИЕВ, Р.Б. ШАФИЗАДЕ, Э.Ш. АЛЕКПЕРОВ

Институт Физики Академии Наук Азербайджана,
370143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33

Д.И. ИСМАИЛОВ, М.Ф. АЛИЕВА,

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет им. Н.Туси,
370000, Баку, ул. Уз. Гаджибекова 34

Электронографическим методом исследованы условия формирования пленок TiGaSe₂ толщиной порядка 300 нм на поверхности кристаллов NaCl, KCl и аморфного цеолита. В зависимости от температуры подложек установлены возможности получения пленок TiGaSe₂ в аморфном, поликристаллическом и в монокристаллическом состояниях. Показано, что при температуре подложек NaCl=370°C образуется сверхструктурная фаза состава TiGaSe₂.

В системе A^{III}-B^{VI}-C₂^{VII} образуется ряд соединений: TlInS₂, TlInSe₂, TlInTe₂, TiGaS₂, TiGaSe₂, TiGaTe₂ [1].

Имеется большое количество работ, посвященных различным свойствам тройных соединений указанной группы, на которых разработаны эффективные фоточувствительные полупроводниковые материалы, нашедшие применение в качестве чувствительных элементов фотодатчиков, приемников оптического излучения, тензорезисторов и т.д. Из вышеуказанных систем исследованы: взаимодействие компонентов, структуры ближнего порядка образующихся фаз, процесс кристаллизации в тонких пленках Tl-In-Se [2-4]. В [5] сообщается о синтезе и изучении структуры соединения TiGaSe₂, являющегося наиболее интересным из них. Структура его была определена рентгенографически и показано, что она изоструктурна с TiSe₂ и образует отдельный структурный тип пространственной группы I4/mcm. Параметры тетрагональной решетки TiGaSe₂ таковы: $a=8,053$, $c=6,417$ нм, число молекул в элементарной ячейке $z=4$, $[v=416,2 \text{ нм}^3]$. Приведенные в последующей работе [6], опубликованной практически одновременно с [5], результаты не согласуются друг с другом. Согласно [6] TiGaSe₂ обладает моноклинной сингонией с параметрами кристаллической решетки $a=10,772$, $b=10,771$, $c=15,636$ нм, $\beta=100,6^\circ$. Фаза с тетрагональной решеткой вообще не зафиксирована. Это обстоятельство делает дискуссионным вопрос о возможных модификациях указанного соединения.

В предлагаемой работе изучены возможности существования той или иной фазы TiGaSe₂ в зависимости от условий получения пленок и рассмотрена возможность фазовых переходов из одной модификации в другую, а также образования сверхструктур, сопоставимых с той или с другой фазой и не обнаруженных до сих пор в массивных образцах.

На основании проведенных нами исследований установлены следующие особенности формирования пленок состава TiGaSe₂: пленки TiGaSe₂ толщиной ~300 нм, приготовленные испарением синтезированного вещества на кристаллы NaCl, KCl и на цеолит, находящиеся при комнатной температуре, получаются в аморфном состоянии. На электронограмме (рис.1) наблюдается три диффузных кольца, соответствующие значениям

$S=4\pi z \sin \theta / \lambda = 2,102, 3,445, 4,473 \text{ нм}^{-1}$. Хранение аморфных пленок в течение 4-х месяцев, при комнатной температуре не приводит к самопроизвольной кристаллизации. Аморфная фаза на поверхности указанных подложек образуется вплоть до температуры подложек $T_a=140^\circ\text{C}$. Кристаллизация отделенных от подложки аморфных пленок в колонне электронографа при температуре 160°C и скорости нагрева 20 град/сек приводит к образованию поликристаллического TiGaSe₂ с известной моноклинной решеткой.

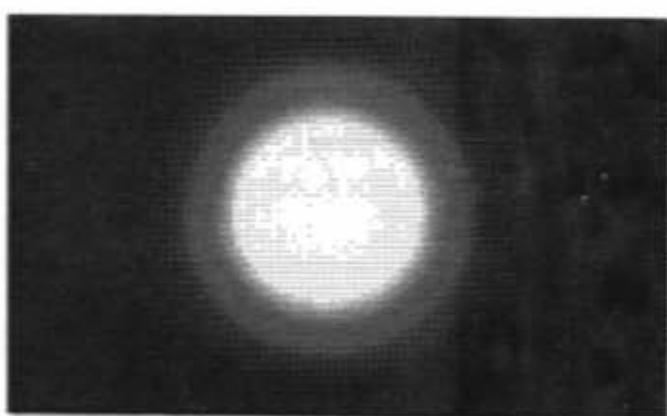


Рис. 1. Электронограмма аморфной пленки TiGaSe₂.

Испарение TiGaSe₂ на подогретые до 170°C подложки также приводит к образованию поликристаллической пленки. При увеличении температуры подложек до 210°C , образуются пленки, электронограммы которых показывают, что наблюдаемые отражения можно разделить на две группы. К первой относятся дифракционные рефлексы, индицирующиеся в моноклинной сингонии с вышеуказанными параметрами элементарных ячеек. Вторая группа отражений (сплошные линии с расположенным на них точками) индицируется на основе тетрагональной модификации [5]. С ростом температуры подложек до 250°C количество линий моноклинной фазы уменьшается.

Пленки, полученные на подложках NaCl, KCl, находящихся при $T_a=260^\circ\text{C}$ с последующей выдержкой при дан-

ной температуре более 30 минут, обнаруживают присутствие лишь тетрагональной фазы TiGaSe₂. Эта фаза сохраняется при комнатной температуре.

Совершенно иная картина наблюдается при получении пленок на подложках NaCl, подогретых выше 290°C. Электронограммы от образующихся при этих условиях пленок свидетельствуют о наличии преимущественной ориентации кристалликов. Однако образовавшаяся текстура несовершенна. Рефлексы на электронограммах размыты, наблюдается раздвоение рефлексов. Распределение интенсивностей в самих пятнах не подчиняется никаким закономерностям. Наконец, при температуре подложки, порядка 330°C, получаются образцы, на электронограммах которых присутствуют рефлексы, расположенные строго по слоевым линиям. По электронограммам от указанных пленок (рис. 2) установлено, что кристаллики TiGaSe₂ образуют текстуру с осью "c", перпендикулярной подложке. Были определены параметры тетрагональной решетки с периодами $a=8,05$, $c=13,05$ Å. Систематика утасаний приводит к пространственной группе $I\bar{4}-S_4^2$, отличной от той исходной фазы, которая относится к группе $I4/mcm$. Здесь период "a" остается неизменным, однако для периода "c" получается значение, близкое к величине пространственной диагонали ячейки исходной фазы. Это говорит о появлении некоего упорядочения, происходящего не по всем направлениям ячейки, а только вдоль оси "c".

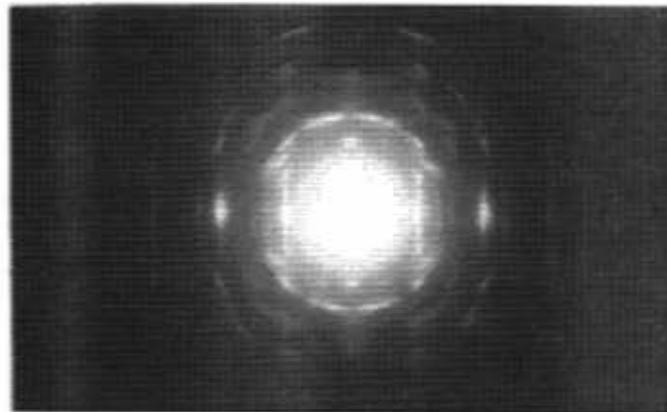


Рис. 2. Электронограмма текстурированных пленок TiGaSe₂.

Пленки TiGaSe₂, выращенные на монокристаллических (NaCl) подложках при $T_x=350-370$ °C были монокристаллические с различной степенью совершенства. По точечным электронограммам были определены периоды решетки (съемка со стандартом NH₄Cl), которые оказались равными $a=2a_0=15,98$ Å, $c=2c_0=11,68$ Å. На рис. 3 представлена электронограмма от монокристаллической пленки сверхструктуры TiGaSe₂. Период "c" определился по электронограммам, снятых под углом $\varphi=35^\circ$. Установлена пространственная группа $I\bar{4}_1/mad(D_{4h}^{19})$. Причиной образования совершенных монокристаллических пленок со сверхпериодами является хорошее кристаллографическое соответствие сопрягающихся плоскостей подложки и новой фазы. При epitаксиальном росте TiGaSe₂ на NaCl одна элементарная ячейка сверхструктурной фазы сопрягается с 3 ячейками NaCl, при этом относительное несо-

ответствие сопрягающихся сеток составляет 5%. Монокристаллические пленки TiGaSe₂ ориентируются плоскостью [001], параллельной грани [100] NaCl. По данным [5] ячейка содержит 4 формулярные единицы. Следовательно в ячейке сверхструктурной TiGaSe₂ должно быть 16 формулярных единиц т.е. по 16 атомов Ti, Ga и 32 атома Se.

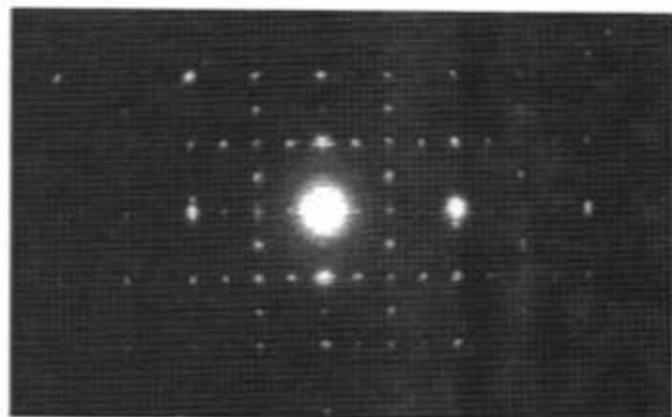


Рис. 3. Электронограмма монокристалла TiGaSe₂.

Из приведенных результатов можно сделать вывод, что моноклинная TiGaSe₂ является метастабильной фазой, и в результате бездиффузионных фазовых переходов в конечном итоге должна образоваться термодинамически более устойчивая тетрагональная фаза TiGaSe₂. Для интерпретации рентгеновских данных нами предлагается следующая модель. Структура TiGaSe₂ слоистая и представляет собой чередующиеся пакеты, составленные из двух противоположных больших тетраэдрических групп состава [Ga₄S₁₀], соединенных между собой ван-дер-ваальсовыми силами [5,6]. Расстояния между пакетами 3 Å. Можно полагать, что при наличии такой слабой связи во время термической обработки, испытывая деформацию в динамическом режиме, моноклинная слоистая структура TiGaSe₂ распадается на отдельные структурные фрагменты, которые выстраиваются в цепочечную тетрагональную структуру типа TiSe. Таким образом, показано, что фазовое превращение, связанное с перестройкой слоев в TiGaSe₂, приводит к образованию ее тетрагональной модификации. Подобные процессы образования тетрагональных фаз наблюдались при исследовании фазовых превращений в тонких пленках халькогенидов IV подгруппы периодической системы. В [7] было показано, что тетрагональная модификация является промежуточным образованием и проявляется вследствие обогащения (объединения) объекта одним из компонентов. Возможно, что подобные процессы реализуются и для рассматриваемой нами системы. Подчеркнем, что указанная тетрагональная модификация TiGaSe₂ никогда не наблюдалась при кристаллизации аморфных пленок, полученных испарением синтезированного соединения. Тетрагональная модификация TiGaSe₂ возникает лишь в результате перекристаллизации моноклинной модификации. Отличие периодов обнаруженных сверхрешеток, (в первом случае изменение периода "a", а во втором и "a" и "c") может быть связано с различной степенью упорядоченности ато-

мов и вакансий селена в тетрагональной решетке, претерпевающей деформацию. При упорядочении положения атомов селена в исходной структуре становятся дефектными, и так как основная тетрагональная решетка является

упорядоченной, то сверхструктурная фаза образуется в результате упорядочения дефектных позиций атомов селена.

- [1] G.D. Guseinov, A.M. Ramazanzade, E.M. Kerimova, M.Z. Ismailov. Phys. Status Solidi, 1967, v.22, № 2, k117-k122.
- [2] Д.И. Исмаилов, Ф.И. Алиев, Р.Б. Шафизаде. Докл. АН Азерб. ССР, 1989, т.45, № 11-12, с.27-29.
- [3] Д.И. Исмаилов, Ф.И. Алиев, Р.М. Султанов, Р.Б. Шафизаде. Поверхность, 1991, № 5, с.113-116.
- [4] D.I. Ismailov, R.M. Sultanov, F.I. Aliyev, R.B. Shafizade. Thin Solid Films, 1991, № 205, p.1-5.
- [5] K.Z. Range, G. Mahlberg, S. Obenland. Z. Naturf., 1977, 32B, s.1354-1355.
- [6] D. Müller. Z. für anorg. und Allgem. chemie, 1978, B438, № 1, s.258-272.
- [7] Р.Б. Шафизаде. Фазообразование и кинетика фазовых превращений в тонких пленках $A^I \cdot B^{VI}$. Баку, Элм, 1983, с.168.

D.I. İsmayılov, M.F. Əliyeva, R.M. Sultanov, F.I. Əliyev, R.B. Şafizadə, E.Ş. Əlakbarov

FAZA KEÇİDLƏRİ ZAMANI İFRAT QURULUŞLU TiGaSe₂ TƏBƏQƏLƏRİNİN ƏMƏLƏ GƏLMƏSİ

NaCl, KCl ve amorf sellulojd əzərinə çökddirilmiş 300 E tərkibli TiGaSe₂ nazik təbəqələri elektronografiq üsul ilə tədqiq edilmişdir. Məsyyan olunmuşdur ki, alıqolların temperaturundan asılı olaraq amorf, polikristal və monokristal təbəqələrinin shəhərəsi mümkünkdir. Gösterilmişdir ki, 370°C-də NaCl monokristal əzərində epitaksial böyümə zamanı TiGaSe₂-nın ifrat quruluşlu fazası əmələ gelir.

D.I. Ismailov, M.F. Aliyeva, R.M. Sultanov, F.I. Aliyev, R.B. Shafizade, E.Sh. Alekperov

FORMATION OF SUPERLATTICES AT PHASE TRANSFORMATIONS IN TiGaSe₂

The conditions of the film formations of TiGaSe₂ with the thickness 300 E on the surface of crystals NaCl and KCl and the amorphous celluloid have been investigated by the electronographic method. The possibility of films production of TiGaSe₂ in amorphous, polycrystalline and monocrystalline states in dependence on the substrate temperature are established. It is shown, that the superstructural phase of TiGaSe₂ forms at the substrate temperature 370°C.

Дата поступления 26.06.96

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

PROPAGATION OF ULTRA-SOUND IN InSb-TYPE STRONGLY DEGENERATED SEMICONDUCTORS WITH NON-PARABOLIC BAND

T.A. ALIYEV, J.A. HUSEYNOV, F.K. ISAYEV

*Azerbaijan Medical University after N. Narimanov,
370022, Baku, Bakikhanova str., 23*

In the present paper propagation of ultrasound in degenerated semiconductors with non-parabolic band of the InSb-type has been searched. Absorption coefficient and change of ultra sonic wave velocity have been calculated. General expressions for the absorption coefficient and velocity change as functions of acoustic wave frequency and the parameter of non-parabolicity have been obtained. It has been assumed that electrons scatter on acoustic phonons, non-parabolicity of conduction band has been taken into account in the density of states, as well as the matrix element of electronic scattering.

It has been shown that consideration of non-parabolicity in the matrix element of scattering reduces effect of the band non-parabolicity on the absorption coefficient and change of the acoustic wave velocity in comparison with the consideration of non-parabolicity only in the electronic density of states.

Absorption coefficient α , and relative change of velocity $\Delta v_s/v_s$ of ultra-sound in semiconductors with non-parabolic band have been investigated in [1-3]. One must note that in [1] a high frequency case $\omega t \gg 1$ has been considered, i.e. scattering of electrons on phonons and ionized impurities has not been taken into account. And in [3] a general case for electron scattering on ionized impurities has been considered. In these works band non-parabolicity was taken into account only for electronic density of states.

Since in [1] the case $\omega t \gg 1$ was considered, one can take non-parabolicity into account only in the density of states, because the absorption coefficient does not depend on relaxation time τ . In [3] the general case was investigated, that is why absorption coefficient depends on relaxation time of electrons on impurities. The authors of this work take non-parabolicity into account only for the density of states of electrons. As it has been shown in [4], in the computation of relaxation time of electrons on phonons and impurities, non-parabolicity has been taken into account in the density of states and matrix elements of scattering of electrons. For this reason the results of [3] are incorrect.

In the present work absorption coefficient α , and relative change of velocity $\Delta v_s/v_s$ of ultra-sound in strongly degenerated semiconductors of InSb-type are calculated. Low-frequency case $\omega t \ll 1$ is considered under an assumption that electrons are scattered by acoustic phonons. Non-parabolicity of the bands is taken into account in the density of states and matrix element of scattering of electrons by acoustic phonons.

Let us calculate absorption coefficient and change of sound velocity in piezoelectric semiconductors under propagation of acoustic wave. For this purpose we linearize Boltzman equation for electrons under the presence of piezoelectric field induced by acoustic wave with frequency ω and wave vector \vec{q} . This equation has the following form [1]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\hbar \vec{k}}{m^*} \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} - \frac{e}{\hbar} \left(\vec{E}_1 + \frac{\hbar \vec{k}}{m^* C} \vec{B}_1 \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{k}} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1)$$

where \vec{E}_1 and \vec{B}_1 are vectors of electromagnetic field induced by propagating acoustic wave, \vec{k} is wave vector, m^* - effective mass, τ - relaxation time of electrons which characterizes scattering process, f_0 - distribution function which electrons relax after collisions, \hbar , e and c are fundamental constants and have regular meanings.

Distribution function f_0 can be presented as follows [1]:

$$f_0(\vec{k}) = f_0(\vec{k}, n_0 - n_1) \approx f_0(\vec{k}) + n_1 \frac{\partial f_0}{\partial n_0} \quad (2)$$

where f_0 is equilibrium distribution function of electrons, n_0 and n_1 are equilibrium and perturbed electronic concentration, accordingly.

In two-band Kane approximation electronic spectrum has the following form:

$$\hbar^2 k^2 = 2m_e \varepsilon (1 + \varepsilon/\varepsilon_g) \quad (3)$$

Here m_e is effective mass of electrons on the bottom of conduction band, ε_g is the gap width.

It is important to note that electric field \vec{E}_1 induced by sound is longitudinal, i.e. $\omega t \vec{E}_1 = 0$ [1]. Therefore, magnetic field $\vec{B}_1 = \frac{C \vec{q}}{\omega} \vec{E}_1$ induced by sound is equal zero.

The solution of equation (1) we seek in the following form:

$$f = f_0(\vec{k}) + f_1 = f_0(\vec{k}) + g(\vec{k}) e^{i(\vec{q}\vec{k} - \omega t)} \quad (4)$$

where f_1 describe deviation of distribution function from equilibrium function f_0 under propagation of acoustic wave. Substituting (4) in (1), we obtain the following equation for determination of $g(\vec{k})$:

$$\left[\tau^{-1} + i \left(\frac{\hbar \vec{k} \vec{q}}{m^*} - \omega \right) \right] g(\vec{k}) = \frac{e \vec{E}_1}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{k}} + \frac{n_1}{\tau} \frac{\partial f_0}{\partial n_0} \quad , \quad (5)$$

where m^* is effective mass of electrons, and in two-band Kane model is defined by the formula

$$m^* = m_n \left(1 + 2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) . \quad (6)$$

Here we consider strongly degenerated semiconductor of n-InSb type. Therefore $f_0(\vec{k})$ is degenerated Fermi-Dirac distribution:

$$f_0(\vec{k}) = \delta[\varepsilon(\vec{k}_F) - \varepsilon(\vec{k})] , \quad (7)$$

where

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{если } x > 0 \\ 0 & \text{если } x < 0 \end{cases} \quad (8)$$

\vec{k}_F is wave vector on Fermi surface.

From (4)-(7) we can determine current density induced by propagating acoustic wave. Current density is defined by expression

$$\vec{J} = -\frac{e}{4\pi^3} \int \frac{\hbar \vec{k}}{m^*} f(\vec{k}) d^3k \quad (9)$$

From the other side, \vec{J} satisfies the following equation:

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \vec{E}_z - \vec{R} n_i e v_s \quad (10)$$

where v_s is ultrasonic wave velocity. In particular, choosing the direction of \vec{q} along z axis, comparing (9) and (10), and using (5), we find for σ_{zz} , the component of $\vec{\sigma}$ conductivity tensor and R_z , the component of \vec{R} diffusion vector, the following expressions:

$$\sigma_{zz}(\vec{q}, \omega) = i \left(\frac{e}{\pi \hbar q} \right)^2 k_F m^*(\varepsilon_F) G \quad (11)$$

$$R_z = \left(i/\omega \tau(\varepsilon_F) \right) G \quad (12)$$

Complex function G is determined by the expression :

$$G = -1 + \frac{\omega_s}{2\hbar k_F q / m^*(\varepsilon_F)} \ln \frac{\omega_s + \hbar k_F q / m^*(\varepsilon_F)}{\omega_s - \hbar k_F q / m^*(\varepsilon_F)} , \quad (13)$$

where $\omega_s = \omega + i\tau^{-1}(\varepsilon_F)$; $\hbar k_F = [2m_n \varepsilon_F (1 + \varepsilon_F / \varepsilon_0)]^{1/2}$; $m^*(\varepsilon_F) = m_n (1 + 2\varepsilon_F / \varepsilon_g)$.

Longitudinal absorption coefficient α_s is determined by the expression [1]:

$$\alpha_s = -\frac{4\pi q\beta_1}{\rho \varepsilon_0 V_s^2} \operatorname{Im} \left(1 - \frac{4\pi\sigma'}{i\omega\varepsilon_0} \right)^{-1} \quad (14)$$

where ρ is density of the crystal, ε_0 is static dielectric constant, β_1 is piezoelectric constant, σ' is effective electric conductivity defined by expression

$$\sigma' = \frac{\sigma_{zz}}{1 - R_z} \quad (15)$$

Relative change of velocity of ultrasonic wave caused by interaction of conduction electrons, can be written as

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} = \frac{2\pi\beta_1^2}{\rho \varepsilon_0 V_s^2} \operatorname{Re} \left(1 - \frac{4\pi\sigma'}{i\omega\varepsilon_0} \right)^{-1} \quad (16)$$

We consider low-frequency case $\omega\tau(\varepsilon_F) \ll 1$ and $\frac{\hbar k_F}{m^*(\varepsilon_F)} \omega\tau(\varepsilon_F) < 1$. In this limit for G from (13) we find:

$$G(\varepsilon_F) \approx -2 + i\omega\tau(\varepsilon_F) \quad (17)$$

Substituting (17) into (11) and (12), for σ' we find

$$\sigma' = -\frac{e^2}{2(\pi \hbar q)^2} k_F m^*(\varepsilon_F) \omega [\omega\tau(\varepsilon_F) + 2i] \quad (18)$$

Relaxation time $\tau(\varepsilon_F)$ of electrons scattered by acoustic phonons has been calculated in [4] taking into account non-parabolicity of conduction band in the density of states and scattering matrix element. For degenerated semiconductors of n-InSb type relaxation time of electrons scattered by acoustic phonons is determined by the formula

$$\tau(\varepsilon_F) = \tau_{00}(T) \left(\frac{\varepsilon_F}{k_B T} \right)^{-1/2} \left(1 + \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g} \right)^{-1/2} \left(1 + 2 \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g} \right)^{-1} \frac{\left(1 + 2 \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g} \right)^2}{1 + \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g} + \frac{2}{3} \left(\frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_g} \right)^2} \quad (19)$$

where

$$\tau_{00}(T) = \frac{9\pi}{2} \frac{\rho u_0^2 \hbar^4}{C^2 (m_n k_B T)^{3/2}} \quad (20)$$

C is electron-acoustic phonon interaction constant, u_0 is acoustic phonon velocity.

Substituting (18) and (19) into (13) and (16), we obtain the following expressions for longitudinal absorption coefficient α_s and relative change of the velocity of ultrasonic wave:

$$\alpha_1 = -\frac{6\pi\beta_1^2\omega_p^2\tau_{00}}{\rho\epsilon_0^2v_s^2} \left(\frac{v_s}{v_r}\right)^2 \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{3}{\epsilon_0} \left(\frac{v_s}{v_r}\right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_r}{k_b T}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)\right]^2} \cdot \frac{\left(1 + 2\frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)^2}{1 + \frac{2}{3}\frac{\epsilon_r}{\epsilon_g} + \frac{2}{3}\left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)^2}$$

(21)

$$\frac{\Delta v_s}{v_s} = \frac{2\pi\beta_1^2}{\rho\epsilon_0 v_s^2} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{3}{\epsilon_0} \left(\frac{v_s}{v_r}\right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\epsilon_r}{k_b T}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{\epsilon_r}{\epsilon_g}\right)\right]^2}$$

(22)

where $\omega_p^2 = \frac{4e^2(2m_e k_b T)^{1/2}}{3\pi m_e \hbar^2}$; $v_r^2 = \frac{2k_b T}{m_e}$.

The last factor in (21) appears due to consideration of non-parabolicity in the matrix element of electronic scattering on acoustic phonons. As it follows from this formula, consideration of non-parabolicity in the scattering matrix element increased the value of longitudinal absorption coefficient α_1 of ultrasonic wave.

From (22) it follows that consideration of non-parabolicity in the matrix element of electronic scattering on acoustic phonons does not affect the relative change of velocity of ultrasonic wave.

Let us consider the case when $\epsilon_r \geq \epsilon_g$, in which non-parabolicity of conduction band is more essential. In this case consideration of non-parabolicity in the matrix element of scattering increases the value of α_1 by almost 4 times.

The authors express their gratitude to Prof. F.M.Gashimzade for discussion and valuable remarks.

- | | |
|---|---|
| [1] Fred.R. Sutherland and Harold N. Spector. Phys.Rev., B, 10, № 6, 2507 (1974). | [3] S.S. Sharma and S.K. Sharma. Jour. of Appl. Phys., 48, № 7, 2941 (1977). |
| [2] Chhi-Chong Wu, Jensean Tsai, Harold.N. Spector. Phys. Rev., B, 7, № 8, 3836 (1973). | [4] T.A. Aliev, F.M. Gashimzade. Izv. AN Azer. SSR, ser. fiz.-tek. i mat. nauk, № 4, 98 (1970). |

Т.Ә. Әлиев, С.А. Гусейнов, Ф.К. Исаев

QEYRİ PARABOLİK ZONALI ANTİMONİD-İNDİUM TİP GÜCLÜ CIRLAŞMIS YARIMKEÇİRİCİLƏRLƏ ULTRASOSİN YAYILMASI

İşde qeyri-parabolik zonalı antimoniid-indium tip cırlaşmış yarımkəcicilərlə ultrasos dalğalarının yayılması tədqiq olunur. Ultrasosun adulma omsalı və yayılma sür'otinin doyışması hesablanır. Adulma omsalının və yayılma sür'otinin doyışmasının akustik dalğanın tezliyindən və qeyri-paraboliklik parametrisindən asılılığından ümumi ifadesi alınmışdır. Hesablamalarla elektronların akustik fəsonlardan səpilməsinə baxılır. Keçicilik zonasının qeyri-parabolik olması hem elektronların hal sıxılığından, hem de səpilmə matrisi elementində nəzərə alınmışdır.

Gösterilmişdir ki, qeyri-paraboliklikin matris elementində nəzərə alınması ultrasos dalğalarının adulma omsalına və sür'otinin doyışmasına zonanın qeyri-parabolik olmasının tö'sirini azaldır.

Т.А. Алиев, Д.А. Гусейнов, Ф.К. Исаев

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В СИЛЬНОВЫРОЖДЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С НЕПАРАБОЛИЧЕСКОЙ ЗОНОЙ ТИПА АНТИМОНИДА ИНДИЯ

В статье исследуется распространение ультразвука в вырожденных полупроводниках с непарabolической зоной типа антимонида индия. Вычислены коэффициент поглощения и изменение скорости ультразвуковой волны. Получены общие выражения для зависимости коэффициента поглощения и изменения скорости от частоты акустической волны и параметра непарabolичности. Предполагается, что рассеяние электронов происходит на акустических фонах, непарabolичность зоны проводимости учитывается в плотности состояний, а также в матричном элементе рассеяния электронов.

Показано, что учет непарabolичности в матричном элементе рассеяния уменьшает влияние непарabolичности зоны на коэффициент поглощения и изменения скорости акустической волны по сравнению с учетом непарabolичности только в плотности состояний электронов.

Дата поступления: 23.05.96

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ФОТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДА ИНДИЯ

Р.Ю. АЛИЕВ, Д.И.КАРАЕВ, К.А. АСКЕРОВ

Институт Фотозелектроники АН Азербайджана

370141, г. Баку, ул. Ф.Агаева 555 квартал

Исследовалось влияние гамма-квантов, электронного, протонного и импульсного гамма-нейтронного облучений на фотозелектрические свойства фотодиодов, изготовленных на основе селенида индия. Установлено, что изменение фотозелектрических параметров фотодиодов связано со специфической особенностью кристаллической структуры селенида индия - сплющостью. Дефекты, созданные высокоэнергетическими облучителями, образуются и накапливаются в межслоевых областях кристалла, и при температурном отжиге они практически исчезают.

Одной из важных задач фотозелектроники является создание радиационно-стойких фотопреобразователей, работающих в ближней инфракрасной области спектра. Известно несколько работ, посвященных исследованию ВАХ и объемных характеристик диодов на основе селенида индия [1, 2] и влиянию ионизирующих излучений на их фотозелектрические свойства [3].

В данной статье рассматривается влияние гамма-квантов флюенсами 10^6 и 10^{10} Р, электронного облучения с энергией 6 МэВ флюенсами $1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, протонного облучения флюенсами $1,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $5,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и импульсного гамма-нейтронного облучения флюенсами $3,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на спектральные и частотные характеристики фотодиодов на основе селенида индия. До и после произведенных облучений фотодиоды исследовались их монохроматическая, интегральная и вольт-ваттная чувствительности.

Для изготовления фотодиодов использовались монокристаллические образцы селенида индия с исходными параметрами при 300К: концентрация и подвижность основных носителей заряда $10^{14} \text{--} 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $800 \text{--} 1200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{s}$, соответственно; удельное сопротивление $10 \text{--} 100 \Omega\cdot\text{см}$. Фотодиодные структуры получались с помощью вакуумного напыления золота на горячие монокристаллические слои селенида индия с последующим отжигом в течение двух часов при температуре 250°C . Конструкция указанных фотодиодов и их основные параметры описаны в работе [4].

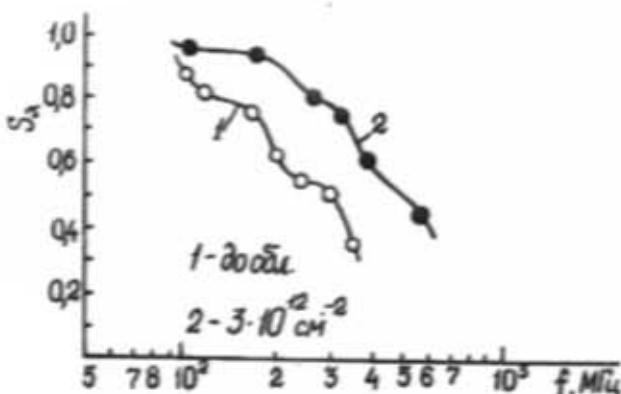


Рис. 1. Частотные характеристики фотодиодов на основе селенида индия до и после импульсного гамма-нейтронного облучения при 300К.

На рис. 1 показаны частотные характеристики фотодиодов до и после воздействия импульсного гамма-нейтронного облучения флюенсом $3,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. То обстоятельство, что частотные характеристики фотодиодов расширились до гигагерцевой области, можно объяснить расширением области объемного заряда в них в результате воздействия облучения, следствием чего является уменьшение емкости p-n перехода и, следовательно, увеличение полосы пропускания. Частотный диапазон фотодиодов при одиночном воздействии гамма-нейтронного импульса увеличивается на 10-15%.

Аналогичные изменения в частотных характеристиках фотодиодов наблюдались после электронного, протонного и гамма облучений.

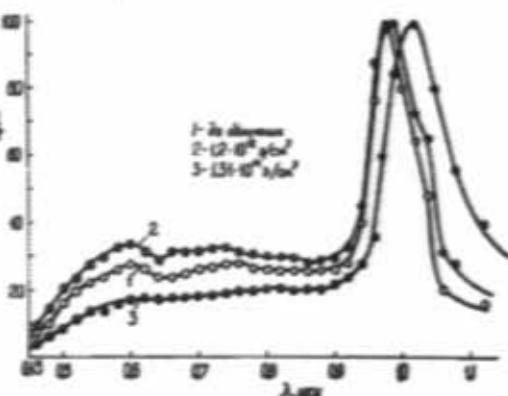


Рис. 2. Спектральное распределение фоточувствительности фотодиодов на основе селенида индия до и после облучения электронами с энергией 6 МэВ при 300К.

На рис. 2 приведено спектральное распределение фоточувствительности исследованных фотодиодов при комнатной температуре до и после электронного облучения. Фотодиоды, подвергшиеся воздействию ионизирующего излучения, обладали фоточувствительностью в области спектра $0.45 \text{--} 1.0 \text{ мкм}$ с максимумом вблизи $\lambda_{\max} = 0.95 \text{ мкм}$. Из рис. 2 также следует, что фоточувствительность при флюенсе $1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в коротковолновой области спектра несколько увеличивается, а следующий флюенс электронов приводит к ее уменьшению и сдвигу основного максимума в сторону более длинных волн. Из спектральных характеристик рассчитаны значения: монохроматической чувствительности - $0.95 \text{--} 4.0 \text{ А/Вт}$, вольт-ваттной чувствительности - $(1.3 \text{--} 7.1) \cdot 10^4 \text{ В/Вт}$ и интегральной чувствительности к источнику "A" - $(10 \text{--} 20) \text{ мА/дм}$. Практически

одинаковые изменения наблюдались и при других использованных типах облучений. В случае гамма-нейтронного облучения при флюенсе $1,2 \cdot 10^{14}$ см⁻² уменьше-

ние чувствительности происходило по всей области спектра.

Полученные результаты расчетов приведены в таблице.

Таблица

Фотолюстрические параметры	Тип облучения											
	Электронное			Протонное			Импульсное гамма-нейтронное			Гамма		
	До обл.	$1,2 \cdot 10^{12}$ э/см ²	$1,31 \cdot 10^{14}$ э/см ²	До обл.	$1 \cdot 10^{12}$ Р/см ²	$5 \cdot 10^{13}$ Р/см ²	До обл.	$3,5 \cdot 10^{12}$ н/см ²	$1,2 \cdot 10^{12}$ н/см ²	До обл.	10^7 Р	10^6 Р
Монохроматическая чувствительность, S_λ , А/Вт	1.6	2.1	1.2	2.1	2.85	1.95	1.35	1.45	0.95	1.5	1.8	1.15
Вольт-вяттная чувствительность, $I_x \cdot 10^4$, В/Вт	2.5	3.1	2.2	4.5	5.2	4.0	3.2	3.8	2.9	1.9	2	1.7
Интегральная чувствительность, U , мА/лм	11.0	16.2	1.0	15.3	18.3	14.5	8.5	9.3	6.2	7.5	6.5	7.5

Из проведенного эксперимента можно сделать предположение, что ряд изменений фотолюстрических параметров фотодиодов при облучении частицами высоких энергий, по видимому связано со специфической особенностью кристаллической структуры слоистых материалов, т.е. со взаимодействием радиационных дефектов, возникающих в кристаллических слоях и межслоевых промежутках. Невысокие, по сравнению со слоем, энергетические барьеры, существующие в межслоевых промежутках, благоприятствуют миграции радиационных дефектов. Это, в свою очередь, облегчает процесс образования комплексов из радиационных и исходных дефектов в межслоевом промежутке, который приводит к изменению времени релаксации фототока и, следовательно, изменению фоточувствительности [5].

Для выяснения причины деградации основных параметров фотодиодов в результате воздействия ионизирую-

щего излучения, в эксперименте одновременно облучались фоточувствительные элементы и, созданные на их основе, фотодиоды. Изменения основных параметров в них практически не отличались, что указывает на незначительное влияние облучения на элементы конструкции фотодиода.

Дефекты, созданные в фотодиодах в результате электронного и протонного облучений, практически восстанавливаются после однократного отжига при температуре ~100–130°C. После облучения импульсными гамма-нейтронами с последующим отжигом при указанной температуре дефекты восстанавливаются не полностью, около 80%.

Полученные результаты позволяют утверждать, что фотодиоды на основе селенида индия являются радиационно-стойкими и, следовательно, могут быть использованы в условиях повышенной радиации.

- [1] К.А. Аскеров, Э.М. Алиев, Ф.К. Иссаев, Д.Г. Амирзя. ДАН Азерб. ССР, 1990, т.1, с.21-23.
- [2] I. Hasarawa. Y. Abe Phys. Stat. Sol. 1982, 70, p.615-621.
- [3] Р.Ю. Алиев, Д.И. Караваев, К.А. Аскеров. Материалы респ. научной конференции "Физика-93", Баку, 1991, 126 с.
- [4] К.А. Аскеров, Ф.К. Иссаев, Д.Г. Амирзя. Из кн. "Дефектобразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках", Баку, Азербейшан, 1991, 126 с.
- [5] К.А. Аскеров, Ф.И. Исмаилов, Ф.А. Заштов и др. Изв. АН Азерб. ССР, 1986, №7, с.60-64.

R.Yu. Əliyev, C.İ. Qarayev, K.Ə. Əsgərov

INDIUM SELENİD ƏSASLI FOTODİODLARIN RADİASIYAYA DAVAMLILILIĞI

Məqalədə layk indium selenid əsasında hazırlanmış fotodiodların fiziki parametrlərinə müxtəlif növ ionlaşdırıcı şəhərlər tə'sirinə baxılmışdır.

Məlumatda ölümlüdir ki, ionlaşdırıcı şəhərlər tə'siri ilə fotodiodların xassələrinin deyişməsi layk indium selenid kristal strukturunun spesifikasi xüsusiyyətləri ilə əlaqədardır.

Gösterilmişdir ki, emalə gələn defektərə layarlı fazada toplanır və termik işləmə neticəsində praktiki olaraq aradan çıxır.

R.Yu. Aliyev, D.I. Qarayev, K.A. Askerov

RADIATION RESISTIVITY OF PHOTODIODES ON THE InSe BASIS

The influence of the ionizing radiation on the photoelectric properties of photodiodes, fabricated on the basis of layered InSe are investigated.

It has been established that variation of photoelectric parameters of diodes under effect of ionizing radiation relates with specific peculiarities of crystal structure of layered InSe.

It has been shown that the defects created by high ionizing radiation form and storage at interlayer crystal gap and disappear under temperature annealing.

Дата поступления: 02.04.96

Редактор: Д.Ш. Абдинов

CALCULATION OF SPECTRAL DISTRIBUTIONS OF SENSITIVITY OF A NON-LINEAR γ -RAY DETECTOR

L.V. ALEXEYEV

Joint Institute for Nuclear Research, 147980, Dubna, Moscow Region, Russia

The spectral distribution of the sensitivity of the TlInSe₂ γ -ray detector is calculated using the Monte-Carlo method. The non-linearity of the ampere-watt characteristic (AWC) of the detector and the inhomogeneity of radiation absorption in the crystal are corrected by means of the coefficient $\alpha \leq 1$, which depends on γ -quantum energy, crystal thickness and the AWC shape. Comparison of the calculated and experimental data is carried out in the 0.02-1.25 MeV range.

The spectral distributions of efficiency $f(E)$ and sensitivity $I(E)$ are important characteristics of detectors and detector materials. The first is calculated with programs based on the Monte-Carlo method, which, as is well-known, makes it possible to solve radiation absorption problems for samples with limited dimensions. Such calculations for solid state detectors have been made by a number of authors (see, for example, [1-3]).

To calculate the sensitivity spectrum $I(E)$ for linear case is not difficult either, since, exclusive of the region of very small energies E , it is identical to the efficiency spectrum, $f(E)$. As a rule though, semiconductors with high radiation sensitivity, such as CdSe, CdTe, TlInSe₂, have a "sub-linear" ampere-watt characteristic. For this non-linear case, the above-mentioned identity does not hold. The form of $I(E)$ is determined not only by the process of generating free charges (for both $f(E)$ and $I(E)$ in the linear case) but also by the exchange process between the zone of allowed states and local centers of the forbidden zone. Also, in the linear case, non-uniformity of radiation absorption in the depth of the sample significantly influences $I(E)$.

As is shown in the present paper, under certain conditions in the linear case, $I(E)$ is easy to calculate using the data on $f(E)$ and introducing a certain parameter, $\alpha \leq 1$, which is obtained analytically and contains information on the AWC type of detector. The ELSS program [4] simulating electromagnetic showers (adapted for IBM PC) was used to calculate $f(E)$. The efficiency, meaning the relative part of the photon energy converted to the kinetic energy of free charges in the sample volume, is defined in ELSS as $E-W/E$, where E is the energy of a γ -quantum incident on the sample and W is the total energy of γ -quanta and free charges leaving the sample.

As already mentioned, TlInSe₂ crystals have a "sub-linear" AWC. This can be represented as an exponential function $I \approx G^\alpha$, where I is the detector response and G is the energy of radiation absorbed by the sample. The exponent $\alpha \leq 1$ and is determined experimentally [5]. Thus for the case of uniform (weak) absorption, the $I(E)$ spectrum can be described by the following relationship:

$$I(E) = I(E') \left(\frac{G(E)}{G(E')} \right)^\alpha \quad (1)$$

where E' is any fixed energy value from the interval being considered.

For the $I_F(E)$ spectrum reduced to an equal flux density of radiation energy F , G can be replaced in (1) by f :

$$I_F(E) = I(E') \left(\frac{f(E)}{f(E')} \right)^\alpha \quad (2)$$

In the general case, relationships (1) and (2) need to be corrected to take into account non-linear effects under conditions of non-uniform radiation absorption in the depth of the sample. For this purpose, let us consider the relationship:

$$S(E) = \frac{I(E)}{\bar{I}(E)} \quad (3)$$

where $I(E)$ and $\bar{I}(E)$ are the sample responses for two limiting cases: when the diffusion equalization does not take place and vice versa, in the case of the "instantaneous" diffusion equalization of the concentration of free charges generated by the radiation in the depth of the sample.

Omitting elementary reasoning, let us write for I and $\bar{I}(E)$:

$$I(E) = a \int_0^d j(x) dx = a j(x=0) \left(\int_0^d \frac{g(x)}{g(x=0)} \right)^\alpha dx \quad (4)$$

$$\bar{I}(E) = a d j(x=0) \left(\frac{\bar{g}}{g(x=0)} \right)^\alpha \quad (5)$$

where we make use of relationship like (1) applied to the density of the current j flowing through a layer having a negligibly small thickness dx . In (4) and (5) $g(x=0)$ is the radiation energy absorbed by unit volume of this layer on the sample receiving surface, $j(x=0)$ is the current density in this layer, $g(x)$ and $j(x)$ denote the same at a depth of x , d is the area of the sample electrodes, and \bar{g} is ratio of G to the sample volume, i.e.:

$$\bar{g} = \frac{1}{d} \int_0^d g(x) dx$$

Let us note that $j(x=0)$ is identical in (4) and (5) and $g(x) = F(0)\mu_n \exp(-\mu x)$, where μ_n and μ are linear coefficients of energy absorption and attenuation, respectively. Therefore, by simple manipulations, we get:

$$s(E) = \frac{(\mu d)^{\alpha} (1 - \exp(-\mu d \alpha))}{\mu d \alpha (1 - \exp(-\mu d))^{\alpha}} \quad (6)$$

In (6) we neglected the slight change in the qualitative composition of the radiation with depth.

Relationship (1) and (2), which describe the spectral distribution of sensitivity of non-linear detector in the case uniform (weak) absorption, are also true for $I(E)$ introduced for the case of "instantaneous" diffusion equalizing the concentration of generated free charges. Therefore

$$I(E) = \frac{\bar{I}(E')}{G^{\alpha}(E')} G^{\alpha}(E) s(E)$$

or, per unit density of energy flux,

$$I_p(E) = \frac{\bar{I}(E')}{f^{\alpha}(E')} f^{\alpha}(E) s(E) \quad (7)$$

Relationship (7) is used when the influence of diffusion on the distribution of the free charge concentration generated by radiation may be neglected. This situation takes sensitivity [6]. Among these semiconductors is $TlInSe_2$.

Reference to (6) shows that $s=1$ at a weak absorption ($\mu d \leq 1$) and decreases with and the enhancement to

$$s = \frac{(\mu d)^{\alpha}}{\mu d \alpha} \text{ at } \mu d \geq 1. \text{ In this way, the discussed coefficient}$$

s corrects the effect which causes a relative fall in detector sensitivity in the long wavelength spectrum range that results from detector non-linearity under conditions of non-uniform radiation absorption. The more the absorption and the AWC depart from the linear case (i.e., the greater μd is and the less α is) the greater the effect is.

Our calculations were compared with the experiment for spectra reduced to an equal power of the exposure dose P , since in the case it is easier to monitor the beam. For a given spectrum, relationship (7) takes the form:

$$I_p(E) = \text{const} (F_0(E) f(E) f^{\alpha}(E) s(E)) \quad (7')$$

where $F_0(E)$ is the density of the radiation energy flux responsible for a unit exposure dose and is numerically equal to the ratio of the Roentgen energy equivalent to the mass coefficient of energy absorption in air [7].

Unlike the calculations where radiation was assumed to be monochromatic, the continuous bremsstrahlung radiation (homogenized by means of copper filter) was used in the experiment. The measurements were made in the range from 0.02 to 0.13 MeV of effective X-ray radiation energies and were supplemented by point $E=1.25$ MeV. The experimental procedure is presented in [5].

The experimental curves of the $I_p(E)$ spectra for $TlInSe_2$ samples of different thicknesses are given in Fig. 1. The curves calculated with (7') for the same samples are shown in the lower part of the figure. The exponent α for the studied samples was 0.5.

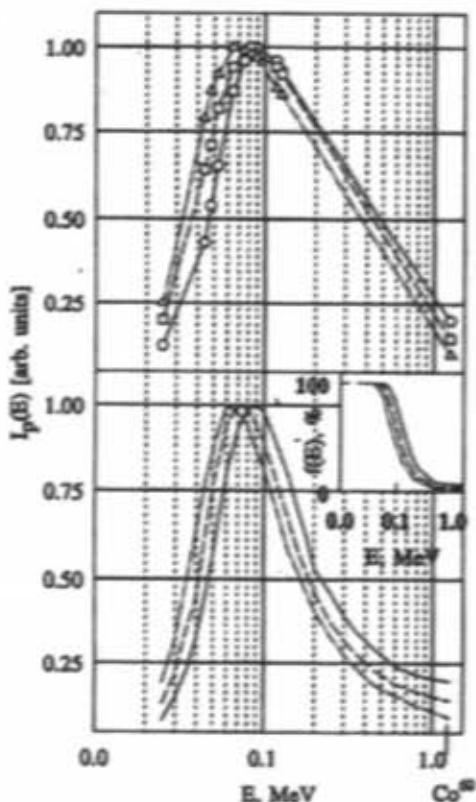


Fig. 1. Experimental (upper part of the figure) and calculated (lower part of the figure) curves of the spectral distribution of the sensitivity of $TlInSe_2$ samples $d = 0.21$ cm (solid line), 0.104 cm (dashed line) and 0.05 cm (dash and dotted line) thick. Efficiency curves $f(E)$ of the corresponding samples are in the corner of the lower part of the figure.

In the calculated spectra, as well as in the experimental ones, we can observe a wide maximum that shifts as the sample thickness changes, a steep fall in the long wavelength spectrum range, and a gentle slope in the short wavelength spectrum range.

A systematic deviation (up to 10-15%) of the experimental data from the calculated data is seen at the 25 keV point, as well as over the 90-130 keV interval. In the former case, the deviation is due to the fact that (in accordance with accepted procedure) the radiation with $E_{eff} < 30-40$ keV is formed by aluminum filters. This impairs radiation homogeneity by making the radiation harder. In the latter case, the fact that the experimental data exceeds the calculated data results from certain features of the ELSS program, where there is no way to take into account the considerable jump in absorption in $TlInSe_2$ at $E=85.5$ keV (K-jump of Tl).

The legitimacy of the described calculation procedure is supported not only by its resemblance to the general view of the calculated and experimental spectra, but also by such

quantitative spectrum characteristics as the ratio of the response in the spectrum maximum to the response at the point $E=1.25$ MeV. For the samples where $d=0.05$ cm, 0.104 cm and 0.21 cm thick, the calculation gives the values 10.75, 7.04 and 5.05, respectively, and in the measurement for the studied group of samples, the mean results were 10, 7 and 5.

Conclusions

Calculation of spectral distribution of sensitivity of a semiconductor detector with non-linear characteristics can

be done using the data on efficiency obtained by the Monte-Carlo method. The non-linearity of the characteristics and non-uniformity of radiation absorption in the sensitive element volume are taken into account with the aid of the corrective coefficient $s \leq 1$. The given calculation method does not require data on recombination or other capture processes in semiconductors. This method can be used when the influence of diffusion on the distribution of the concentration of free charges generated by radiation can be neglected.

- [1] E.Carlo et.al. Nucl.Instr. and Meth., 1992, A322, p.639.
- [2] M.Conti et.al. Nucl.Instr. and Meth., 1992, A322, p.591.
- [3] U.Bottigli et.al. Nucl.Instr. and Meth. 1994, A338, p.549.
- [4] C.A. Amatuni. Preprint EFI-735(50)-84, 1984, Yerevan.
- [5] I.V. Alexeyev. RAS News, Inorganic materials, 1992, 28, p. 2404.

- [6] S.M. Ryvkin. Photoelectric phenomena in semiconductors, Physmathgizdat, Moscow, 1963.
- [7] V.P. Mashkevich. Ionizing radiation shielding, Energoatomizdat, Moscow, 1982.

I.V. Alekseyev

QEYRİ-XƏTTİ RADİASIYA DETEKTORUNUN HƏSSASLIĞININ SPEKTRAL PAYLANMASININ HESABLANMASI

Monte-Karlo metodunun köməyi ilə TlInSe₂ radiasiya detektorunun həssaslığının spektral paylanması hesablanmışdır. Detektorun amper-vatt xarakteristikasının qeyri-xəttiliyi və kristalda radiasion udulmasının qeyri-bircinsiliyi, γ -kvantın enerjisindən, kristalın qalınlığından və detektorun amper-vatt xarakteristikası haqqında məlumat daşıyan $s \leq 1$ emsah ilə nəzəre alınır. Hesablanmış və təcrlübə nticelerin miqayisəsi 0.02-1.25 MeV enerji oblastında aparılmışdır.

И.В. Алексеев

ВЫЧИСЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО γ -ДЕТЕКТОРА

Методом Монте-Карло получено спектральное распределение чувствительности γ -детектора на основе TlInSe₂. Нелинейность ампер-ваттных характеристик (ABX) детектора и неоднородность радиационного поглощения в кристалле учитывается коэффициентом $s \leq 1$, который зависит от энергии γ -квантов, толщины кристалла и содержит сведения о форме (ABX) детектора. Сравнение вычисленных и экспериментальных результатов проведено для энергий 0.02-1.25 MeV.

Дата поступления: 01.07.96

Редактор: Т.Р. Мезенцев

EXCITATION OF A RELATIVISTIC QUANTUM LINEAR OSCILLATOR BY HOMOGENEUS FIELD. I

Sh. M. NAGIYEV, F.I. JAFAROV

*Institute of Physics Academy of Sciences of Azerbaijan,
370143, Baku, H.Javid pros., 33*

The quantum transition probability amplitudes S_{mn} from the stationary state n into the stationary state m for the relativistic linear oscillator under suddenly changed homogeneous field are calculated. It is shown that the quantities S_{mn} are expressed by the Meixner polynomials $M_n(m; \beta, c)$ of a discrete variable. The generating function for them is obtained. The nonrelativistic limit of S_{mn} , which gives a solution of the corresponding nonrelativistic problem, is investigated.

1. A relativistic quantum mechanics, developed in the papers [1-9], carries many important features of nonrelativistic quantum mechanics. It is based on the concept of relativistic configurational \vec{x} -representation [1]. The relativistic \vec{x} representation is introduced by the expansion of the wave function over the complete and orthogonal system of functions

$$\xi(\vec{p}, \vec{x}) = \left(\frac{P_0 - \vec{p} \cdot \vec{n}}{mc} \right)^{-1-1x \frac{mc}{\hbar}}, \quad (1.1)$$

$$\vec{x} = x \vec{n}, \quad \vec{n}^2 = 1, \quad P_0 = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2 c^2}.$$

They realize a basis for the irreducible unitary representation of the Lorentz group. In the nonrelativistic limit we have $\xi(\vec{p}, \vec{x}) \rightarrow \exp(i\vec{p}\vec{x}/\hbar)$.

An analogue of the Schrödinger equation in the relativistic configurational \vec{x} -representation is a finite-difference quasipotential equation

$$[H_0 + V(\vec{x})] \psi(\vec{x}) = E \psi(\vec{x}),$$

where the free Hamiltonian has the form:

$$H_0 = mc^2 ch \left(i \frac{\hbar}{mc} \frac{\partial}{\partial x} \right) +$$

$$+ \frac{i \hbar c}{r} sh \left(i \frac{\hbar}{mc} \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\vec{L}^2}{2mr^2} e^{i \frac{\hbar}{mc} \frac{\partial}{\partial x}} \quad (1.2)$$

The relativistic generalizations to the case of the equation (1.2) of the solvable problems of the nonrelativistic quantum mechanics have been considered.

The aim of the present paper is to calculate and analyse the quantum transition amplitudes between the discrete spectrum states of a relativistic linear oscillator under suddenly changed homogeneous field.

2. There exists [5-9] the various models of the relativistic linear oscillator. We shall consider a model with the Hamiltonian

$$H^{osc} = H_0 + V(x) = H_0 + \frac{m\omega^2}{2} x \left(x + i \frac{\hbar}{mc} \right) e^{i \frac{\hbar}{mc} \frac{\partial}{\partial x}} \quad (2.1)$$

and the same dynamical symmetry group SU(1,1) as in the nonrelativistic case. In the one-dimensional case the

free Hamiltonian H_0 and the momentum \hat{P}_x operators have the form

$$H_0 = mc^2 ch \left(i \frac{\hbar}{mc} \frac{d}{dx} \right), \quad \hat{P}_x = -mc sh \left(i \frac{\hbar}{mc} \frac{d}{dx} \right).$$

Their common eigenfunction is the relativistic one-dimensional plane wave

$$\xi(p, x) = \left(\frac{P_0 - p}{mc} \right)^{-1 \frac{mc}{\hbar} x} \quad (2.2)$$

The generators of the dynamical symmetry group SU(1,1) for the given model are defined as follows

$$K_0 = \frac{1}{\hbar \omega} H^{osc}, \quad K_1 = \frac{mc}{\hbar} x,$$

$$K_2 = -\frac{c}{\hbar \omega} \left(\hat{P}_x - \frac{1}{c} V(x) \right) \quad (2.3)$$

and satisfy the commutation relations

$$[K_0, K_1] = i K_2, \quad [K_2, K_0] = i K_1,$$

$$[K_1, K_2] = -i K_0. \quad (2.4)$$

In the paper [10] the relativistic model of the linear oscillator (2.1) in an external homogeneous field $V_g(x) = gx$, which corresponds to a constant force $F(x) = -\frac{\partial V_g}{\partial x} = -g$, has been considered. It is described by the equation

$$H^g \psi^g(x) = [H^{osc} + gx] \psi^g(x) = E \psi^g(x). \quad (2.5)$$

It was shown that, in comparison with the nonrelativistic case there exists a possibility of the discrete $|g| < mc/\omega$ as well as continuous $|g| \geq mc/\omega$ energy spectrum due to the relation between the value of the force and frequency in the present case. The solutions of the eq. (2.5), corresponding to the discrete energy spectrum $E_n = \hbar \omega(n + v) \sin \varphi_g$, $n = 1, 2, 3, \dots$, are expressed by the Meixner-Pollaczek polynomials

$$\psi_n^g(x) = C_n^g \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^{1/2} \Gamma(\nu + i\tilde{x}) P_n^\nu(\tilde{x}; \varphi_g) e^{(\varphi_g - \frac{\pi}{2})x}, \quad (2.6a)$$

Where $\tilde{x} = \frac{mc}{\hbar} x$. Here, the following notations are introduced

$\nu = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{mc^2}{\hbar\omega} \right)^2}$, $\varphi_g = \arccos \frac{g}{mc\omega}$, $0 < \varphi_g < \pi$, and the normalization constants are equal to

$$C_n^g = (2 \sin \varphi_g)^{\nu} \sqrt{\frac{mch!}{2\pi\hbar\Gamma(\hbar+2\nu)}}.$$

The explicit form of the wave functions in the momentum representation we find easily with the help of integral transformation with the kernel (2.2):

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}_n^g(p) &= C_n^g t^\nu \exp(it e^{i\theta_g}) L_n^{2\nu-1}(2t \sin \varphi_g), \\ C_n^{g'} &= i^n \sqrt{2\pi} C_n^g \exp\left(i(n+\nu)\left(\varphi_g - \frac{\pi}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (2.6b)$$

where $t = c(p_0 + p)/\hbar\omega$ and $L_n^a(x)$ are the generalized laguerre polynomials. Let us emphasize that the functions (2.6) form the basis for the positive discrete series $D'(\nu)$ of the irreducible unitary representation of the dynamical symmetry group $SU(1,1)$. The eigenvalue ν of the Casimir operator of this group does not depend on the force g . Therefore, the wave functions (2.6), corresponding to two different values of the force are connected between themselves by the unitary transformation [11-13], i.e.

$$\psi_n^{g_2} = S_{g_2} S_{g_1}^* \psi_n^{g_1}, \quad S_g = e^{i\theta_g X_2}, \quad (2.7)$$

where

$$\theta_g = \frac{1}{2} \ln \frac{mc\omega - g}{mc\omega + g} = \ln \operatorname{tg} \frac{\varphi_g}{2}.$$

Using the limiting formulas [13]

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \nu^{-1/2} P_n^\nu \left(x\sqrt{\nu}; \arccos \frac{y}{\sqrt{\nu}} \right) = \frac{1}{n!} H_n(x+y),$$

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \nu^{-1/2} L_n^{2\nu-1}(2\nu + 2x\sqrt{\nu}) = (-1)^n \frac{1}{n!} H_n(x),$$

where $H_n(x)$ are the Hermite polynomials, it can be easily verified that in the limit $c \rightarrow \infty$ the relativistic wave functions (2.6) coincide with the wave functions of the nonrelativistic linear oscillator in the homogeneous field. In this limit the operator S_g becomes as the particular form of the unitary shift operator $D(a) = \exp(ia'a - a'a)$, where a' and a are usual creation and annihilation operators.

3. Let us now turn to the calculation of the quantum transition probability amplitudes for the relativistic linear oscillator in the homogeneous field, occurring under the action of the suddenly change of the value of the field from $V_{g_1}(x)$ to $V_{g_2}(x)$. Let the oscillator is in the stationary state, described by one of the eigenfunctions $\psi_n^{g_1}$ of the initial Hamiltonian H^{g_1} . After the sudden change of the field the stationary states of the oscillator will be defined by the wave functions $\psi_n^{g_2}$, which are the eigenfunctions of the new Hamiltonian H^{g_2} . In accordance with the general rules of the quantum mechanics, the transition probability amplitude S_{mn} of the system from the initial state $\psi_n^{g_1}$ into the final state $\psi_m^{g_2}$ is defined by the coefficients of the expansion of the function $\psi_n^{g_1}$ over the complete and orthonormal set of functions $\{\psi_n^{g_2}\}$:

$$S_{mn} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n^{g_1}(x) \psi_m^{g_2}(x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\psi}_n^{g_1}(p) \tilde{\psi}_m^{g_2}(p) dp / P_0 \quad (3.1)$$

The relation $\psi_n^{g_2} = S_{g_2} S_{g_1}^* \psi_n^{g_1}$ allows us to represent the amplitude (3.1) as a matrix element of the unitary operator $S = S_{g_2} S_{g_1}^*$ over the excited by the external field oscillator's basis $\{\psi_n^{g_1}\}$:

$$S_{mn} = (S_{g_2} S_{g_1}^*)_{mn} = \sum_{k=0}^{\infty} (S_{g_2})_{mk} (S_{g_1}^*)_{kn}$$

In order to find an explicit form of the matrix element (3.1), it is convenient to carry out the calculation in the momentum representation, where it is a known integral of the laguerre polynomials, a power function and linear exponent of a following form [14]

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty x^\lambda e^{-ax} L_n^a(bx) L_n^a(cx) dx = \\ &= \frac{(\lambda+1)_n (\lambda+1)_n}{m! n! a^{n+n+\lambda+1}} \Gamma(\lambda+1) (a-b)^n (a-c)^n {}_2F_1 \left(-m, -n; \lambda+1; \frac{bc}{(a-b)(a-c)} \right) \end{aligned}$$

$\operatorname{Re} a > 0, \operatorname{Re} \lambda > -1,$

where $(\lambda)_n = \Gamma(n+\lambda)/\Gamma(\lambda)$ is Pochhammer's symbol.

As a result, for the required matrix element (3.1) we obtain the formula

$$S_{mn} = (-1)^n \sqrt{\frac{(2\nu)_n}{m! n! (2\nu)_n}} \frac{t h^{n+m} \frac{\theta_f - \theta_i}{2}}{c h^{2\nu} \frac{\theta_f - \theta_i}{2}} M_n \left(m; 2\nu, t h^2 \frac{\theta_f - \theta_i}{2} \right), \quad (3.2)$$

where $\theta_i \equiv \theta_{g_i}$, $\theta_f \equiv \theta_{g_f}$ and

$$M_n(m; \beta, c) = (\beta)_n {}_2F_1 \left(-n, -m; \beta, 1 - \frac{1}{c} \right)$$

are the Meixner polynomials of a discrete variable [15].

Let us now investigate a nonrelativistic limit of the quantity S_{mn} . For this aim we use the relation [15]

$$\lim_{\beta \rightarrow \infty} \left(-\frac{a}{\beta} \right)^n M_n \left(m; \beta, \frac{a}{\beta} \right) =$$

$$= n! L_n^{a-n}(a) = (-a)^n C_n(m; a)$$

where $C_n(m; a)$ are the Charlier polynomials of discrete variable and note that when $c \rightarrow \infty$ (i.e. when $\nu \rightarrow \infty$)

$$t h \frac{\theta_f - \theta_i}{2} \rightarrow \frac{\alpha_f - \alpha_i}{\sqrt{2\nu}}, \quad \left(c h^2 \frac{\theta_f - \theta_i}{2} \right)^{\nu} \rightarrow e^{\frac{(\alpha_f - \alpha_i)^2}{2}},$$

$$\alpha_i \equiv \alpha_{g_i}, \quad \alpha_f \equiv \alpha_{g_f}.$$

It is easy now to write a final expression:

$$\lim_{c \rightarrow \infty} S_{mn} = \frac{(-1)^n}{\sqrt{m! n!}} (\alpha_f - \alpha_i)^{n+m} e^{-\frac{(\alpha_f - \alpha_i)^2}{2}} C_n(m; (\alpha_f - \alpha_i)^2), \quad (3.3)$$

which coincides, as it has been expected, with the matrix elements of the shift operator $D(a)$ with respect to the states of the nonrelativistic linear oscillator at $a = \alpha_f - \alpha_i$ (see, for example, [16]). Therefore, the expression (3.3) defines the transition amplitudes of the nonrelativistic linear oscillator under the action of the suddenly changed homogeneous field. It generalizes the result of the corresponding nonrelativistic problem, stated in [17].

In conclusion we present a generating function for the amplitude (3.2):

$$\sum_{n,m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{(2\nu)_n (2\nu)_m}{n! m!}} \eta^n \xi^m S_{mn} =$$

$$= c h^{-2\nu} \frac{\theta_f - \theta_i}{2} \left[1 + (\xi - \eta) t h \frac{\theta_f - \theta_i}{2} - \xi \eta \right]^{2\nu},$$

$$(3.4)$$

in deriving of which the following formula was used [15]

$$\sum_{n=0}^{\infty} M_n(x; \beta, c) \frac{z^n}{n!} =$$

$$= \left(1 - \frac{z}{c} \right)^x (1-z)^{-x-\beta}, \quad |z| < \min(1, |c|)$$

It is to be emphasized that the right hand side of (3.4) is indeed accurate within constant the transition amplitudes between the coherent states of the relativistic oscillator.

- [1] V.G. Kadyshevsky, R.M. Mir-Kasimov, N.B. Skachkov. Nuovo cim. 1968, v.55A, p.233.
- [2] V.G. Kadyshevsky, R.M. Mir-Kasimov, N.B. Skachkov. Yad. Fiz., 1969, v.9, p.212.
- [3] V.G. Kadyshevsky, R.M. Mir-Kasimov, M. Freeman. Yad. Fiz., 1969, v.9, p.646.
- [4] M. Freeman, M.P. Mateev, R.M. Mir-Kasimov. Nucl. Phys. 1969, v.B 12, p.197.
- [5] A.D. Donkov, V.G. Kadyshevsky, M.D. Mateev, R.M. Mir-Kasimov. Teor. Mat. Fiz., 1971, v.8, p.61.
- [6] N.M. Atakishiyev, R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev. Teor. Mat. Fiz., 1980, v.44, p.197.
- [7] N.M. Atakishiyev. Teor. Mat. Fiz., 1984, v.58, p.254.
- [8] N.M. Atakishiyev, R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev. Ann. der Phys. (Leipzig), 1985, v.42, p.25.
- [9] E.D. Kagramanov, R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev. J. Math. Phys., 1990, v.31, p.1733.

- [10] R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev, E.J. Kagramanov. Physics Institute preprint, Azerbaijan Acad. Sci., № 124, Baku, 1987.
- [11] Sh.M. Nagiyev. Teor. Mat. Fiz., 1989, v.80, p.40-46.
- [12] N.M. Atakishiyev, K.B. Wolf. Rep. Math. Phys., v.27, p.1631-1634.
- [13] N.M. Atakishiyev, Sh.M. Nagiyev, K.B. Wolf. J. Group Theory in Phys. 1995, v.3, p.61-70.
- [14] A.P. Prudnikov, Yu.A. Brichkov, O.I. Marichev. Integrals and series. Special functions. M., Nauka, 1983.
- [15] C. Bateman, A. Erdelyi. Higher transcendental functions, N.Y., 1953, v.2.
- [16] I.A. Malkin, V.I. Manko. Dynamical symmetries and coherent states of quantum systems, M., Nauka, 1979.
- [17] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Quantum mechanics. N.Y., 1965.

Ş.M. Nağıyev, E.İ. Cəfərov

RELYATİVİSTİK KVANT OSSİLYATORUNUN BİRCİNS SAHƏ İLƏ HƏYƏCANLAŞMASI. I

Qəfil dəyişən bircins sahənin təsirilə relyativistik xətti ossilyatorun n -ci stasionar haldan m -ci stasionar hala kvant keçidlerinin S_{nm} ehtimal amplitudları hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, S_{nm} kəmiyyətləri diskret dəyişənlər $M_e(n; \beta, c)$ Meykxner çoxhadilləri ilə ifadə olunur. Onlar üçün töredici funksiya alınmışdır. Onların qeyri-relyativistik limiti tedqiq olunmuşdur. Bu limit uyğun qeyri-relyativistik məsələnin əmumi həllini verir.

Ş.M. Nagiyev, E.I. Cəfərov

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КВАНТОВОГО ОСЦИЛЛЕТОРА ОДНОРОДНЫМ ПОЛЕМ. I

Вычислены амплитуды вероятности S_{nm} квантовых переходов из n -го стационарного состояния в m -ое стационарное состояние релятивистского линейного осциллятора под действием внезапно изменяемого однородного поля. Показано, что величины S_{nm} выражаются через полиномы Мейкхнера дискретной переменной $M_e(n; \beta, c)$. Для них получена производящая функция. Исследован нерелятивистский предел, который является общим решением соответствующей нерелятивистской задачи.

Дата поступления: 17.10.96

Редактор: И.Г. Джадаров

ON THE PROBLEM OF THE DOPING EFFECT ON PHOTOELECTRIC MEMORY IN INDIUM SELENIDE SINGLE CRYSTALS

Yu.G. NURULLAEV

Baku State University 370148 Baku, Z. Chalilov st. 23

The dysprosium doping effect on photoelectric memory in indium selenide single crystals has been investigated. It has been found that in InSe:Dy crystals with N_{Dy} determined at relatively low temperatures in a wide range of the change of light intensity the residual photoconductivity value remains constant and depends only on the wavelength. The spectral memory effect has been observed. At low intensities the total absorbed light is responsible only for the residual photoconductivity, i.e. the accumulation of the weak light signals occurs.

The main characteristics of the above phenomena have been studied. Both of them are shown to be well explained on the base of the barrier model proposed for the materials investigated.

In early works [1-4] there was found that the monocrystalline InSe films are semiconductors with a wide variety of properties including also extraordinary ones. Taking into account their great perspective for science and technics we have studied the influence of doping of these materials by rare-earth elements on their electronic properties [5-7]. The present paper deals with the rare phenomenon discovered by us while investigating InSe:Dy photoelectric properties. Particularly, there was found that in InSe:Dy with the fixed impurity percentage concentration (N_{Dy}) at the relatively low temperatures the residual photoconductivity [1] value does not depend on the light intensity (Φ) varying in the wide range, but it is defined only by the light wavelength (λ). This phenomenon is great importance, both from practical and scientific points of view, as the obtained results may be used for creating detectors and "color" storage elements of light radiation and also for clarifying the mechanism of electronic phenomena in partially disordered semiconductors in general, and in A³B⁶ layered crystals, in particular.

The measurement was carried out in a wide temperature region (from 75K up to 300K), the wavelength (from 0.35 μ to 2.60 μ) and the light intensities (up to 10^2 lux) in InSe monocrystalline films doped by Dy ($N_{Dy} = 0; 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 5 \cdot 10^{-3}; 10^{-2}$ at. %).

It has been found that on illuminating the considered material by the light from fundamental absorption region ($0.35 \mu \leq \lambda \leq 1.30 \mu$) at temperature below 350K there the residual photoconductivity is observed, the magnitude (ΔI_{ph}), recurrence and relaxation time (τ_{ph}) of which depends on T , light intensity and wavelength, and also on N_{Dy} .

More interesting, we think, that there are results obtained on investigating the luxury dependence $\Delta I_{ph}(\Phi)$ of residual photoconductivity. Particularly, unlike the ordinary photoconductivity case, behaviour of the $\Delta I_{ph}(\Phi)$ curves is determined by light wavelength. In the deep fundamental absorption region this dependence abides the gradual low and at the very low intensities the whole absorbable light is consumed for residual photoconductivity excitation, providing InSe:Dy to be perspective material for creating weak light signal accumulators in this region of spectrum. With the further increase of Φ the share of ΔI_{ph} in the general photoconductivity I_{ph} decreases.

In the fundamental absorption edge region ($0.95 \mu \leq \lambda \leq 1.20 \mu$) with relatively high Φ the magnitude of ΔI_{ph} appears to be almost independent from Φ in the wide

range of changing it and, thus, the spectral or "color" storages take place (Fig.1). On erasing the residual photoconductivity $\Delta I_{ph,1}$ obtained after ceasing of the external excitation with the λ_1 wavelength light, and creating a new residual photoconductivity $\Delta I_{ph,2}$ corresponded to wavelength λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$), it appears that $\Delta I_{ph,2} < \Delta I_{ph,1}$. Besides, it has been obtained that on illuminating the sample at first by the λ_1 wavelength light, and then without erasing the created residual photoconductivity ($\Delta I_{ph,1}$), illuminate the sample by the λ_2 wavelength light, then the level of the residual conductivity does not change, in the reverse order of the illumination (at first λ_2 , then λ_1), the residual photoconductivity increases from $\Delta I_{ph,2}$ to $\Delta I_{ph,1}$.

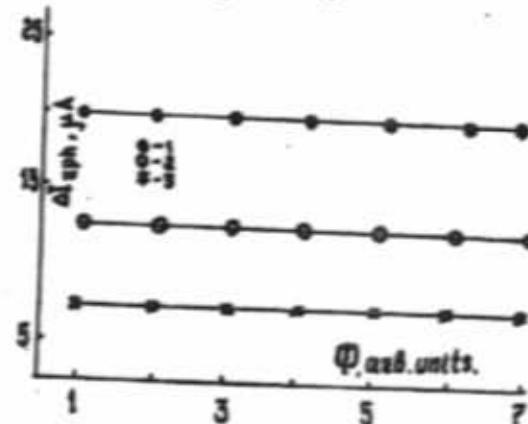


Fig. Dependence of ΔI_{ph} of light intensity in various wavelengths in monocrystals of InSe:Dy with $N_{Dy} = 10^{-3}$ at. %. $\lambda, \mu: 1-0.975; 2-1.00; 3-1.10$. $T=77K$.

We have also investigated the temperature and impurity percentage concentration dependence of spectral storages of the considered materials. It has been found that the effect decreases with the temperature increasing. The spectral storages effect brightness nonmonotonously depends on impurity percentage concentration - at the relatively small values of N_{Dy} the brightness increases with increasing of N_{Dy} , passing over the maximum at $N_{Dy} \approx 10^{-3}$ at. %, and then decreases at $N_{Dy} > 5 \cdot 10^{-3}$ at. %.

The obtained results can be well explained in the frame of suggested barrier model for materials under consideration. According to this model InSe:Dy crystals consist of low ohmic matrix (L0) with a chaotic replacement of high ohmic

(H₀) regions in it. On the boundary of these regions there exist recombining barriers with the heights depending on various external and intracrystal factors. In high ohmic inclusions deep capture levels have been localized [3]. While illuminating such crystals by the light from the deep fundamental absorption region the generated electron-hole pairs are divided by the internal recombining barrier fields, so electrons are accumulated in conduction band of L₀, and holes - in valence band of H₀. Optical straightening of energy bands does not appear in low intensities of the falling light. Therefore, almost all generated electrons and holes remain in the respective bands for a long time and create residual photoconductivity, accumulation of weak light signals storages take place.

Observation of "color" storages is also satisfactorily explained in the frame of the above suggested energy model for the materials under the consideration. Particularly, it is supposed that while illuminating by the light from the fundamental absorption edge region, electron-hole pairs are generated with the deficiency of energy of free electron-hole pairs by means of tunneling of them through recombination barriers. As in such cases the tunneling transparency coefficient (D) is determined by the charge carrier energy,

the magnitude of the residual photoconductivity will depend on the wavelength, but not the intensity of the falling light. As a result, the magnitude of ΔI_{res} will depend on λ .

Weakening of the effect of the "color" storages and accumulation of weak light signals with temperature may rather be conditioned by the reduction of the recombining barriers role at higher temperatures, and their nonmonotonic dependence on Dy percentage concentration - by the barrier's height nonmonotonic dependence on the impurity percentage concentration.

Summarizing the obtained results the model suggested for their interpretation it may be said that in InSe:Dy at the certain values of temperature, impurity percentage concentration, light wavelength and intensity, the weak light signal accumulation and spectral or "color" storages take place. Both of the phenomena in materials under the consideration are conditioned by the partial non-ordering of crystals and localization in their high ohmic inclusions of deep energy capture levels. In such structures the above described effects are excited by the influence of light by means of tunneling through recombining barriers and in effective space division of non-equilibrium electron-hole pairs respectively.

-
- [1] A.Sh. Abdinov and A.G. Kyasim-zade. Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 1975, 9, 9, p.1690-1693.
 - [2] A.Sh. Abdinov and A.G. Kyasim-zade. Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 1975, 9, 10, p.1970-1975.
 - [3] A.Sh. Abdinov and Y.G. Hasanov. Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 1982, 16, 8, p.1525.
 - [4] A.Sh. Abdinov, Y.G. Hasanov, V.K. Mamedov and E.Y. Salaev. Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 1981, 15, 1, p.113-119.
 - [5] A.Sh. Abdinov and R.F. Babaeva. Neorganicheskie materialy, 1994, 30, 3, p.339-342.
 - [6] A.Sh. Abdinov and R.F. Babaeva. Neorganicheskie materialy, 1994, 30, 7, p.883-886.
 - [7] Z.A. Iskender-zade, O.M. Sadykhov and A.SH. Abdinov. Phys.Stat.Sol., 1985, 92, p.K77-K80.

Yu.G. Nurullayev

AŞQARLANMANIN İNDİUM-SELEN MONOKRİSTALLARINDA FOTOELEKTRİK YADDAS HADİSƏSİNƏ TƏ'SİRİ HAQQINDA

InSe kristallarında fotoelektrik hadisəsinə Dy aşqarlarının tə'siri öyrənilib. Bu zaman daxil edilmiş disprozium aşqarlarının konsentrasiyasının müəyyən qiymətlərində əlçəq temperaturlarda diapazonunda qahq fotokeçiriciliyin qiyməti işığın intensivliyinin geniş intervalla deyişməsində ondan asılı olmur, yalnız dalğa uzunluğundan asılı olaraq deyişir. Bu hadise spektral yaddas hadisi adlanır. İşığın intensivliyinin kiçik qiymətlərində isə kristala tə'sir eden işığın hamısı yalnız qahq fotokeçiriciliyi yaratmağa serf olunur - zəif işaq siqnallarının toplanması baş verir.

Hər iki hadiso bu kristallar üçün teklif olunan çəpər modeli əsasında izah olunur.

Ю.Г. Нуруллаев

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ЭФФЕКТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ИНДИЯ

Исследовано влияние легирования диспрозием на эффект фотомагнитической памяти в монокристаллах селенида индия. Установлено, что в кристаллах InSe:Dy с определенной N_{Dy} при относительно низких температурах в широком диапазоне изменения интенсивности света величина остаточной фотопроводимости остается постоянной и зависит лишь от длины волн - наблюдается эффект спектральной памяти. При малых интенсивностях весь поглощенный свет создает лишь остаточную фотопроводимость - происходит накопление слабых световых сигналов.

Изучены основные характеристики этих явлений. Показано, что оба они хорошо объясняются с единой позиции на основе предложенной для изучаемых материалов барьера модели.

Дата поступления: 10.04.96

Редактор: Б.Г. Таджин