

IV BÖLMƏ

BƏRK CİSİMLƏR FİZİKASI

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ SrGa₂S₄: Eu, Ce

А.М.Пашаев^{1,2}, Б.Г.Тагиев^{1,2}, С.А.Абушов¹, О.Б.Тагиев^{1,3}

1. *Институт Физики НАН Азербайджана, AZ1143, Баку, просп. Г.Джавида, 33; e-mail: Oktay@physics.ab.az*
2. *Академия авиации Азербайджана*
3. *Бакинский филиал Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова*

В настоящей работе приводятся результаты исследования фотолюминесценции(ФЛ) поликристаллов SrGa₂S₄: Eu и SrGa₂S₄: Ce, SrGa₂S₄: Eu, Ce в области температур 77 – 300К. Поликристаллы SrGa₂S₄: Eu и SrGa₂S₄: Ce, SrGa₂S₄: Eu, Ce, получены из бинарных соединений SrS и Ga₂S₃, EuF₃ и CeF₃ взятых в стехиометрических соотношениях в графитизированных ампулах откачанных до 10⁻⁴мм рт.ст..Исследование ФЛ проводилось на установке СДЛ-1.Источником возбуждения и приемником излучения служили соответственно импульсный азотный лазер типа ЛГИ-21((λ_в=337,1нм, τ=10нс) и ФЭУ-39А. Кинетика затухания ФЛ исследовалась осциллографом С1-65.

В спектре ФЛ кристаллов SrGa₂S₄: Eu обнаружена широкая колоколообразная полоса с максимумом при 535нм, охватывающая область длин волн 500 – 600нм. Увеличение содержания Eu в кристаллах от 1,0 до 3.0%приводит к росту, а дальнейшее увеличение – к уменьшению интенсивности наблюдаемой широкой полосы. С ростом температуры от 77 до 300К интенсивность излучения уменьшается незначительно, растет полуширина плосы, а длина волны максимума полосы не изменяется. Кинетика зтухания на начольном участке экспоненсиальна.

Спектр ФЛ SrGa₂S₄: Ce состоит из двух широких прекрывающихся полос с максимумами при 455 и 495 нм,и охватывает область длин волн 430 – 520нм. С ростом температуры от 77 до 300 К интенсивность спектра уменьшается коротковолновая полоса становится слабым плечом, а энергетическое положение максимумов не изменяется. Интенсивности полос излучения 455 и 495нм сростом содержания Ce до 3% растут почти одинакого, а дальнейший рост активатора приводит к уменьшению ее.

Исследование ФЛ кристаллов SrGa₂S₄: Eu, Ce показывает,что одновременно введение Eu и Ce приводит к резкому увеличению интенсивности широкополосного излучения с максимумом 535нм. При этом форма этой полосы не изменяется. В образцах с малыми содежаниями Eu и Ce наблюдаются полосы излучения характерные и для SrGa₂S₄: Eu, и для SrGa₂S₄: Ce, а увеличение содержания их до 3% приводит к исчезновению полос излучения 455 и 495нм.

Анализ температурной зависимости спектров ФЛ, температурных зависимостей отдельных полос излучения, кинетики затухания отдельных полос, зависимости формы и интенсивности наблюдаемых полос от содержания соактиваторов позволяют установить, что широкая полоса с максимумом 535нм в спектре излучения SrGa₂S₄: Eu обусловлена внурицентровым 4f⁶5d – 4f⁷(⁸S_{7/2}) переходом иона Eu²⁺, а широкие перекрывающихся полосы с максимумами 455 и 495нм в спектре SrGa₂S₄: Ce связаны с переходами 5d – ²F_{5/2} и 5d – ²F_{7/2} иона Ce³⁺. Исчезновение в спектре ФЛ кристаллов SrGa₂S₄: Eu, Ce полос с максимумами 455 и 495 нм, связанные с внутрицентровыми переходами иона Ce³⁺, при определенных концентрациях соактиваторов, обусловлено передачей энергии возбуждения от иона Ce³⁺ к иону Eu²⁺, т.е. ион Ce³⁺ является сенсбилизатором люминесценции Eu²⁺.

ВЛИЯНИЕ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПОЛЯРОННЫЕ МАССЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

С. М. Сеид-Рзаева

Институт физики НАН Азербайджана

Основной задачей данной работы является теоретическое исследование влияния обменного взаимодействия, между спинами электронов проводимости и локализованными электронами магнитных ионов, на поляронные массы электронов в узкощелевых ПМП при наличии магнитного поля.

Для получения аналитических выражений для поляронных масс электронов проводимости в магнитном поле при вычислении собственной энергии полярона, ограничиваясь слабыми магнитными полями, рассматриваются так называемые не резонансные внутризонные поляроны. Такое приближение оправдывает себя для слабых магнитных полей при выполнении условия $\omega_c \ll \omega_{LO}$; где $\omega_c = \frac{eH}{m_e c}$

циклотронная частота, ω_{LO} - предельная частота продольного оптического фонона. Указанное допущение означает, что при низких температурах учитываются виртуальные переходы электрона, взаимодействующего с фононами в пределах нижней подзоны проводимости. Однако при таком подходе к решению задачи в некантованном магнитном поле должно выполняться также условие: $\hbar\omega_c < \kappa_0 T < 6A$, где $6A$ расстояние между нижними зонами проводимости спин \downarrow и спин \uparrow .

Для решения данной задачи использовано энергетический спектр электронов, который получен $\vec{k} \vec{p}$ -методом в рамках модели Кэйна. В сферическом приближении энергия электронов нижележащей зоны проводимости со спином \downarrow имеет следующий вид:

$$\lambda = \varepsilon_g - 3A + \frac{\hbar^2}{2M_{\perp}} (\kappa_{\perp}^2 + \gamma \kappa_z^2). \quad (1)$$

В (1) $\gamma = \frac{M_{\perp}}{M_z}$ является параметром анизотропии. Поперечная M_{\perp} и продольная M_z эффективные массы электронов определяются выражениями:

$$\frac{1}{M_{\perp}} = \frac{\varepsilon_g}{4m_e} \left[\frac{3}{\varepsilon_g - 3A + 3B} + \frac{1}{\varepsilon_g - 3A - B} \right], \quad \frac{1}{M_z} = \frac{1}{m_e} \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g - 3A + B}, \quad (2)$$

где $m_e = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_g}{p^2}$ - эффективная масса электронов при отсутствии магнитного поля, ε_g -

ширина запрещенной зоны при отсутствии магнитного поля. $A = \frac{a}{b} B$ и $B = \frac{1}{6} N_0 b x \langle S_z \rangle$ простые выражения, определяющие земановское расщепление зоны проводимости и валентной зоны, $N_0 x$ - концентрация магнитных ионов. Обменные постоянные $a = \langle S|J|S \rangle$ и $b = \langle x|J|x \rangle$ характеризуют вклад обменного взаимодействия в энергию зонных электронов. Среднее значение спина магнитного иона $\langle S_z \rangle$ вдоль направления приложенного магнитного поля H при малых концентрациях магнитных ионов определяется через функцию Бриллюэна $B_s(Y) : \langle S_z \rangle = -S B_s(Y)$, где $Y = \frac{\bar{g} \mu_B S H}{\kappa_0 T}$.

Для вычисления поляронной поправки к энергии электрона использовано

стандартная теория возмущения. При этом предполагалось, что электроны находятся у дна нижней зоны проводимости со спином \downarrow , а число оптических фононов в системе экспоненциально мало, т.е. рассматриваются низкие температуры. При этом в рамках стандартной теории возмущений поляронная поправка к энергии во втором порядке теории возмущения имеет вид:

$$\Delta E = \frac{4\pi\alpha}{V} \frac{(\hbar\omega_L)^2}{u} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{q^2 [E(\vec{k}) - E(\vec{k} - \vec{q}) - \hbar\omega_L]}, \quad (3)$$

где: $\alpha = \frac{1}{2} \frac{e^2 u}{\hbar\omega_L} (\chi_\infty^{-1} - \chi_0^{-1})$, $u = \left(\frac{2M_\perp \omega_L}{\hbar} \right)^{1/2}$, χ_0 и χ_∞ - статическая и

высоочастотная диэлектрические проницаемости, $\hbar\vec{k}$ импульс электрона, \vec{q} - волновой вектор фонона. Переходя в (3) от суммирования к интегрированию в полярных координатах, подынтегральное выражение было разложено в ряд по степеням k_\perp/u и k_z/u , сохраняя при этом члены второго порядка. После выполнения интегрирования по соответствующим переменным, получены выражения для эффективных масс полярона N_\perp и N_z , которые приведены ниже:

$$\frac{1}{N_\perp} = \frac{1}{M_\perp} \left[1 - \frac{\alpha}{4(1-\gamma)} (I(\gamma) - \sqrt{\gamma}) \right], \quad \frac{1}{N_z} = \frac{1}{M_z} \left[1 + \frac{\alpha\gamma}{2(1-\gamma)} \left(I(\gamma) - \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \right) \right], \quad (4)$$

где: $I(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} \arccos \sqrt{\gamma}$, при $0 \leq \gamma \leq 1$. В выражениях (4) α и $I(\gamma)$ зависят от

магнитного поля. Численный расчет для эффективных поляронных масс по формулам (4) проведен для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ с $x=0.066$, который вплоть до $x = 0.37$ имеет структуру цинковой обманки. При вычислениях использованы следующие значения параметров: $\varepsilon_g = 24$ мэВ, $\chi_0 = 28.5$, $\chi_\infty = 13$, $\hbar\omega_L = 16.8$ мэВ, $m_0 = 9.110^{-31}$ кг, $P = 5.0910^{-8}$ эВ см, $\bar{g} = 2$, $S = \frac{5}{2}$ и $T = 1$ К. Результаты расчета зависимостей от H

приведены на рис.1 для $\frac{N_\perp}{M_\perp}$ (прямая "1") и $\frac{N_z}{M_z}$ (прямая "2") от магнитного поля, а

$$\text{также } \frac{m_{e\text{ pol}}}{m_e} = 1 + \frac{\alpha}{6}$$

(прямая "3") для полярона стандартного случая при отсутствии магнитного поля. Как видно из рис.1 перенормированные из-за электрон-фононного взаимодействия поперечная и продольная поляронные массы увеличиваются по сравнению с соответствующими зонными значениями. Благодаря обменно-взаимодействию с увеличением магнитного поля поляронные массы электронов уменьшаются.

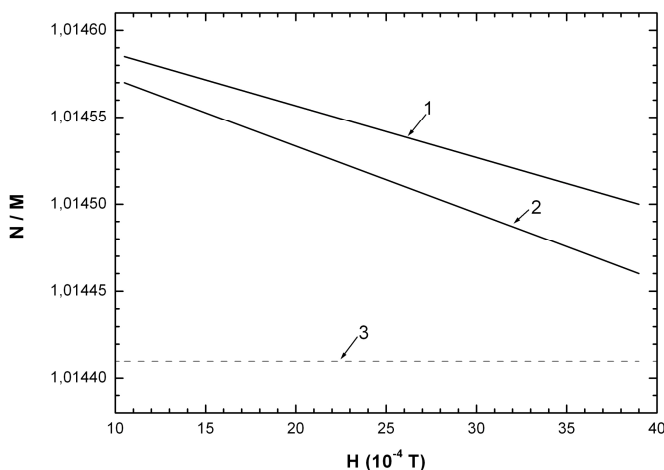


Рис.1. Зависимости от магнитного поля для:

$\frac{N_\perp}{M_\perp}$ - прямая "1";

$\frac{N_z}{M_z}$ - прямая "2" и $\frac{m_{e\text{ pol}}}{m_e}$ -

прямая "3" для полярона стандартного случая при отсутствии магнитного поля.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ $TlIn_{1-x}Ga_xSe_2$

Э.М.Годжаев, Ш.М.Эфендиев, Э.М.Мамедов, С.А.Насибова

*Азербайджанский Технический Университет,
1073- Баку, пр.Г.Джавида, 25*

Изучен край оптического поглощения монокристаллов системы $TlIn_{1-x}Ga_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.5$), выращенных методом Бриджмена-Стокбаргера. Показано, что в системы $TlInSe_2 - TlGaSe_2$ образуется твердые растворы в областях 0-35 и 70-100 мол.% $TlInSe_2$. Структура крайних элементов данной системы кристаллизуются в разных сингониях. - $TlGaSe_2$ кристаллизуются в моноклинной сингонии с параметрами решетки $a=7.772 \text{ \AA}$, $b=10.771 \text{ \AA}$, $c=15.636 \text{ \AA}$; $\beta=100.06^\circ$; плотностью $d_{\text{рент}}=6.42 \text{ г/см}^3$; $t=16$; простр. Группой C_2 . $TlInSe_2$ – кристаллизуется в тетрагональной сингонии, структурный тип $TlSe$, простр.гр $14/mcm$ и с параметрами решетки $a=8,03 \text{ \AA}$, $c=6,83 \text{ \AA}$; $Z=4$ и плотностью $d_{\text{ник}}=7.11 \text{ г/см}^3$ и $d_{\text{рент}}=7,175 \text{ г/см}^3$. По РФА-данным показано, что исследуемые твердые растворы кристаллизуются в тетрагональной сингонии и, с уменьшением средней атомной массы, параметры их элементарных ячеек уменьшаются (параметры a - и c - уменьшаются на $0,370$ и $0,207 \text{ \AA}$, соответственно, с уменьшением x до $0,7$) Установлено, что уменьшение параметров решетки следует закону аддитивности и является следствием замещения атомов индия меньшими атомами галлия в плоскости основания структуры. В исследованной области x отклонений от закона Вегарда не наблюдается. Отсутствие сверхструктурных линий на дифрактограммах сплавов $TlIn_{1-x}Ga_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.5$) подтверждает, что исследованные сплавы твердых растворов и исходная фаза кристаллизуются в одной и той же тетрагональной сингонии.

Исследование оптических спектров поглощения (ОСП) в изучаемых объектах выявило три области спектральной зависимости коэффициента поглощения α : - экспоненциальную область в интервале $\alpha = 00 \div 150 \text{ см}^{-1}$ для $p-TlGaSe_2$ и области не прямых и прямых оптических переходов выше этой области. Установлено, что экспоненциальность в спектральной зависимости α для смешанных кристаллов $p-TlIn_{0,3}Ga_{0,7}Se_2$, $p-TlIn_{0,4}Ga_{0,6}Se_2$ и $p-TlIn_{0,5}Ga_{0,5}Se_2$ наблюдается в интервале $\alpha = 30 - 140 \text{ см}^{-1}$, $30-120 \text{ см}^{-1}$ и $25-150 \text{ см}^{-1}$. В $TlGaSe_2$ определены крутизны края ОСП: $S_{100} = 34,61 \text{ э } 8^{-1}$ (100 К), $S_{300} = 18,94 \text{ э } 8^{-1}$ (300 К) и $S_{400} = 16,07 \text{ э } 8^{-1}$ (400 К), соответственно. При переходе к твердым растворам величина S уменьшается уменьшением компоненты x в составе твердого раствора. Энергия фононов, участвующих в формировании экспоненциального ОСП для $TlGaSe_2$ равны, соответственно, 40 м э В (100 К), 45 м э В (200 К), 55 м э В (300 К) и 60 м э В (400 К) По температурной $\alpha = \alpha(T)$ и спектральной $\alpha = \alpha(\omega)$ зависимостям определены температурное смещение ширины запрещенной зоны E_{gd} от температуры и состава исследуемых твердых растворов. Установлены значения E_{g0} и α_0 при $T=0$. Для $TlGaSe_2$ $E_{g0}=2,375 \text{ э В}$ и $\alpha_0 = 7,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и $E_{g0}=2,20 \text{ э В}$ ($T=0$) $\alpha_0 = 1,07 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ для состава $Tl_{1-x}Ga_xSe_2$ с $x=0,7$. В температурном смещении ОСП $TlGaSe_2$ обнаружены особенности при 101 К, 106 К, 108 К, 117,2 К, 135-150 К, 253 К и 340К, соответствующие структурным фазовым переходам. Согласно литературным данным, указанные фазовые переходы относятся к классу несоизмерных фазовых переходов. Было выявлено, что в указанных твердых растворах особенности фазовых переходов с уменьшением содержания x (Ga) в исследуемых твердых растворах уменьшаются и при $x=0.5$, они исчезают.

Установлено, что величины ширины запрещенных зон прямых и непрямых оптических переходов уменьшаются с уменьшением содержания $Ga(x)$ в составе исследуемых растворов. Вычисленные при $T=300$ К значения ширины запрещенный для прямых разрешенных оптических переходов, соответственно, оказались равными $E_{gd}=2,154$ эВ; $2,32$ эВ; $2,082$ эВ; $2,058$ эВ и $2,048$ эВ для состав твердых растворов $TlIn_{1-x}Ga_xSe_2$, где $x=1; 0,9; 0,6; 0,5$. Для непрямых разрешенных оптических переходов ширины запрещенных зон для указанных составов твердых растворов оказались соответственно равными $E_{gi}=2,125$ эВ; $2,103$ эВ; $2,054$ эВ; $2,125$ эВ; $2,034$ эВ и $2,017$ эВ. Энергии фононов, участвующих в непрямых оптических переходах, для всех исследованных составов оказались в пределах (50-55) мэВ.

Усредненные значения температурного смещения края оптического поглощения оказались отрицательными и равными: для прямых разрешенных оптических переходов $\left(\frac{dEs}{dT}\right)_p = (3.250 \div 4.725) \cdot 10^{-4}$ эВ/К, а для непрямых оптических переходов $\left(\frac{dEs}{dT}\right)_p = (3.385 \div 6.245) \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

СОСТАВ-СВОЙСТВА СИСТЕМЫ $TlInSe_2 - TlGdSe_2$

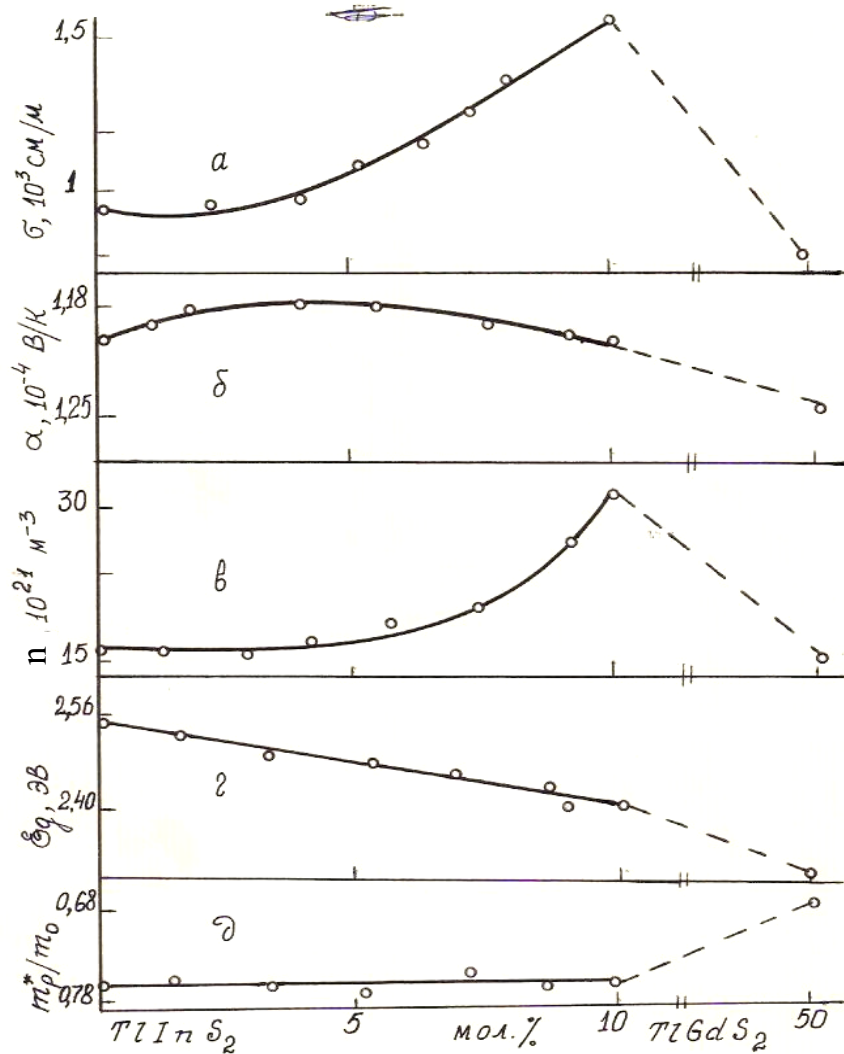
Я.Ю.Гусейнов, Д.Д.Байрамов, М.М. Годжаев, У.М.Мустафаева

Сумгаитский Государственный Университет

Исследование физических свойств твердых растворов, как правило, ведется в двух основных направлениях: в первую очередь, необходимо установить изменения, происходящие в кристаллической структуре материала, для выяснения которых привлекаются структурные исследования (рентгенографические исследования, дифференциально-термический анализ и т.д), а затем изучают изменения, происходящие в различных свойствах рассматриваемой системы.

Для достоверности проведенного анализа об электрических свойствах, в зависимости от состава исследуемых материалов, необходимо рассматривать область собственной проводимости, где выпадает влияние на электрические свойства концентрации примесных центров, дефектов разного сорта и т.д. часто пользуются диаграммой «состав-свойства».

Исходя из вышеизложенного, по результатам исследований электрических свойств сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ в слабых электрических полях построение зависимости электропроводности (σ), термо-э.д.с.; концентрации (n) и эффективной массы (m^*) носителей тока, ширины запрещенной зоны (ε_g) в собственной области проводимости (при $T=900$ К), а также энергии активации примесных зон ($\Delta\varepsilon_n$) от состава твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$, из которых видно, что в изменении всех рассмотренных параметров сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ имеет место определенная корреляция, что и полностью подтвердило диаграмму состояния, построенную на основании дифференциального, термического, микроструктурного и рентгенофазового анализов, а также изучением микротвердости сплавов этой системы в [1, 2].



Зависимости электропроводности (а), термо-э.д.с., (б) концентрации дырок (в), ширины запрещенной зоны (г) при 900 К и эффективной массы дырок (д) при 300-500 К от состава сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$

Как видно из рис. σ и (n) увеличиваются, а ϵ_g -уменьшается монотонно, с ростом содержания гадолиния и исследуемых составах сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ в области (90-100) мол % $TlInSe_2$, а при соотношении исходных компонентов 1:1 электрические параметры $\sigma, n, \alpha, \epsilon_g, m_p^*$ резко меняются. Это связано с перестройкой составляющих атомов и образованием нового четверного соединения $Tl_2InGdSe_4$, что и было отмечено в [1].

Итак, исследования электрических свойств сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ в слабых электрических полях еще раз подтвердили правильность диаграммы состояния этой системы, результаты которых находятся в хорошем согласии с результатами физико-химических, рентгенографических и микроструктурных анализов, изучением микротвердости и плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годжаев Э.М. Структура, электронные и тепловые свойства сложных п/п на основе SP и 4f элементые. Дисс.докт.физ.-мат. Наук. Баку: ФИНАН Аз ССР, 1985
2. Д.Д.Байрамов, Р.М.Исмаилов «Свойства сплавов системы $TlInSe_2 - TlGdSe_2$ ». «Fizika» jurnalı, cild 6, N2, səh. 7-10, 2000 il.

Cu_{1.80}S MONOKRISTALINDA QURULUŞ KEÇİDLƏRİ VƏ ONLARIN KINETİKASI

H.B.Qasimov, N.E.Həsənov, R.M.Rzayev
Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

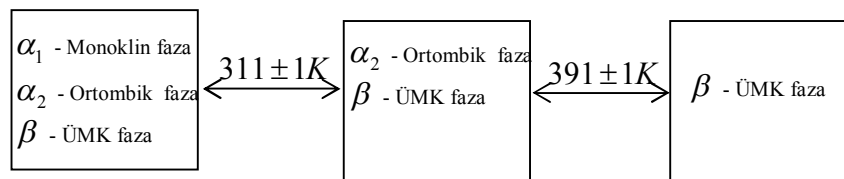
Cu – S sisteminin hal diaqramına əsasən, bu sistemdə aşağıdakı stexiometrik və qeyri – stexiometrik birləşmələr mövcuddur: Cu₂S – xalkozin, Cu_{1.96}S – yurlit, Cu_{1.80}S – digenit, Cu_{1.75}S – anilit və CuS – kovellin. Bu birləşmələr, 293 – 793 K temperatur intervalında bir neçə quruluş çevrilməsinə məruz qalırlar (CuS – kovellin istisna olmaqla).

Qoyulmuş məsələnin həlli məqsədilə, Cu_{1.80}S tərkibli nümunə sintez edilmiş və onun monokristalı Bridgman üsulu ilə alınmışdır. Alınmış nümunənin birincisliyinin yoxlanılması üçün nümunə poroşok halına salınmış və rentgenfaza analizi aparılmışdır (cədvəl 1). Nəticədə müəyyən edilmişdir ki, nümunə iki fazanın qarşılığında ibarətdir. Bu fazalardan biri ortorombik quruluşda kristallaşan: $a = 7.853 \text{ \AA}$, $b = 7.810 \text{ \AA}$, $c = 11.131 \text{ \AA}$, F.qr. Pnma, Z = 4 parametrlilə anilit - Cu_{1.75}S; o biri isə monoklin quruluşda kristallaşan: $a = 26.905 \text{ \AA}$, $b = 15.706 \text{ \AA}$, $c = 13.446 \text{ \AA}$, F.qr. P2₁/n, $\beta = 90^\circ 13'$ parametrlilə yurlit - Cu_{1.96}S fazasından ibarətdir.

Bundan başqa, otaq temperaturunda, bu fazaların hər birinin müxtəlif temperaturlarda keçdiyi və həll olduğu, üzdən mərkəzləşmiş yüksək temperatur kub β - fazası da metastabil formada iştirak edir. Bu faza üçün müəyyən edilmiş elementar kristal qəfəs sabiti $a = 5.555 \text{ \AA}$ tərtibindədir.

Müəyyən edilmişdir ki, Cu_{1.80}S monokristalı (111) atom müstəvi üzrə laylanma və $[11\bar{2}]$ kristallaqrafik istiqaməti üzrə isə ikiləşmə xassəsinə malikdirlər.

293 – 793 K temperatur intervalında α_1 - faza $311 \pm 1 \text{ K}$ - də β - ÜMK fazasına keçir və kristal α_2 və β fazalarının qarışığından ibarət olur. $391 \pm 1 \text{ K}$ - də isə α_2 - faza β - ÜMK fazasına keçir və kristal yalnız β - fazadan ibarət olur. 343 K - də β - faza üçün $a = 5.560 \text{ \AA}$; 393 K - də isə 5.571 \AA elementar qəfəs sabiti müəyyən edilmişdir. Bu keçidləri sxematik olaraq aşağıdakı formada göstərmək olar.



Cu_{1.80}S monokristalında quruluş keçidləri monokristal – monokristal xarakterlidir və onlar arasındakı qarşılıqlı əlaqə $[111]$ kristallaqrafik istiqaməti üzrə baş verir. $\alpha_1 \leftrightarrow \beta$ və $\alpha_2 \leftrightarrow \beta$ quruluş çevrilməsi zamanı yeni fazanın zamandan asılı olaraq, sabit temperaturda, yaranma sürəti Avrami nəzəriyyəsinə əsasən izah edilmişdir. Bu keçidlər üçün aşağıdakı aktivləşmə enerjisi və yaranan kristal özəyin ölçüsü (k) müəyyən edilmişdir: $E = 226 \text{ kkal./mol}$; $K = 1.6$ $\alpha_1 \rightarrow \beta$ üçün; $E = 86 \text{ kkal./mol}$, $K = 1.3$ $\beta \rightarrow \alpha_1$ üçün; $E = 199 \text{ kkal./mol}$, $K = 1.4$ $\alpha_2 \rightarrow \beta$ üçün; $E = 42 \text{ kkal./mol}$, $K = 1.1$ $\beta \rightarrow \alpha_2$ üçün.

Quruluş keçidləri üçün hesablanmış aktivləşmə enerjisindən görüldüyü kimi daha mürəkkəb quruluşa malik olan fazanın sadə və daha simmetrik quruluşlu fazaya keçidi zamanı aktivləşmə enerjisi qanunauyğun formada azalır.

Cədvəl – 1
 Cu_{1.80}S nümunəsinin poroşokunun difraktoqrammasının
 hesabatı.35 kv, 6mA, CuK α - şüalanma, $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$

№	Cu _{1.80} S		Cu _{1.75} S		Cu _{1.96} S		BMK		T,K
	$d_{hkl}, \text{ \AA}$	$d_{hkl}, \text{ \AA}$	$d_{hkl}, \text{ \AA}$	hkl	$d_{hkl}, \text{ \AA}$	hkl	$d_{hkl}, \text{ \AA}$	hkl	
1	3.3224	3.3447	121	—	—	—	—	—	
2	3.2053	3.1932	202	3.1938	333	3.2070	111		
3	2.7771	2.7679	004	2.7855	234	—	—		
4	2.6853	2.6870	203	2.6897	10.00	—	—		
5	2.1334	2.1372	231	2.1349	070	—	—		
6	1.9556	1.9606	400	1.9681	080	—	—		
7	1.7533	1.7568	332	1.7540	437	—	—	293	
8	1.6780	1.6960	413	1.6956	008	—	—		
9	1.6113	—	—	1.6145	675	1.6035	222		
10	1.5960	1.5966	404	1.6056	393	—	—		
11	1.3852	1.3903	440	1.4005	0.11.2	—	—		
12	1.3006	1.2966	060	1.3060	0.12.1	—	—		
13	1.1350	1.1357	624	1.1376	299	—	—		
14	1.1182	1.1188	633	1.1188	4.12.6	—	—		
15	1.0720	1.0721	455	1.0723	4.12.7	—	—		
16	1.0672	1.0667	606	1.0661	999	1.0690	333		
17	0.9807	0.9803	800	0.9841	0.16.0	—	—		

TlInSe₂–TlEuSe₂ BƏRK MƏHLULLARIN ALINMASI VƏ ONLARDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ

Sərdarova N.C.

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Bərk cisim elektronikasi və yarımkəçiricilər fizikası qarşısında duran əsas amillərdən biri praktik əhəmiyyətli yeni yarımkəçirici materialların alınması və onların fiziki xassələrinin hərtərəfli tədqiqidir. bu sahədə ən perspektivli materiallar lantanoidlər əsasında alınan bərk məhlul kristallarıdır. Buna görə də son zamanlar bərk məhlulların fiziki xassələrinin tədqiqinə maraq xeyli artmışdır. Yaranmış maraq ilk növbədə bu məhlulların ilkin komponentlərində müşahidə olunmayan bəzi effektlərin onların əsasında alınmış bərk məhlul kristallarında yaranması ilə bağlıdır. Bu baxımdan $TlInSe_2(S_2, Te_2)$ üçqat birləşmələri əsasında bərk məhlulların alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Tərkibində lantanoidlər olan belə birləşmə və bərk məhlullar böyük mexaniki bərkliyə, kifayət qədər yüksək ərimə temperaturuna malik olub, hətta yüksək temperaturlarda belə öz yarımkəçirici xassələrini saxlayırlar.

İşdə $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemlərinin bərk məhlullarının kristalları alınmış, onların struktur formalaşmasının xüsusiyyətləri, elektrik, istilik, elastiki xassələrini

müəyyənləşdirmək məqsədilə onlarda yük və istilikdaşınma hadisələrinin mexanizmi öyrənilmişdir.

Bu məqsədlə işdə $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistem ərintiləri alınmış, onların monokristallarının alınma texnologiyası işlənilib hazırlanmış, tərkibində nadir torpaq elementlərin miqdarından asılı olaraq alınan birləşmələrin fiziki-kimyəvi xassələrinin kompleks tədqiqi həyata keçirilmiş, $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sisteminin hal diaqramı qurulmuşdur.

Yeni yarımkeçirici materiallar axtarışı adətən məlum birləşmələrin kristalloquruluş qruplarının genişləndirilməsi istiqamətində aparılır. Bu baxımdan $TlSe$ -in kristal qəfəsi xüsusi maraq kəsb edir. $TlSe$ tipli qəfəsdə tallium atomları dəyişkən valentlilik göstərir. Bu qəfəs $TlSe \rightarrow Tl^+ [Tl^{3+} Se_2]$ kimi iki struktur vahidindən təşkil olunmuşdur. Onlarda həndəsi baxımdan həlledici rolu oktaedr, kimyəvi baxımdan isə tetraedr oynayır. Uyğun olaraq $TlSe$, $InSe$ kimi birləşmələrdə kristallik quruluşun formalaşmasında oktaedrdə birvalentli tallium və indium ionları, yarımkeçirici xassələr isə əsas etibarilə tetraedrdə üçvalentli tallium, indium ionları ilə müəyyən olunur. $TlSe - Tl_2Se_3$ tipli qəfəslərdə yarımkeçirici parametrləri idarə etmək məqsədilə tallium atomları lantanoid atomları ilə əvəz olunur. Bu birləşmələrdə lantanoid atomları adətən üçvalentlilik göstərir və onların ion radiusları 3 valentli indium ionlarının radiusuna yaxındır. Ona görə də $TlSe$ qəfəslərində uyğun əvəzləmə həyata keçirməklə yeni birləşmə və bərk məhlul almaq mümkündür. Bu birləşmələrdə halkogen atomlarının xarici elektron təbəqəsi Tl -un $6p^1$, indiumun $5s^2 5p^1$ və lantanoidlərin $5d^1 5s^2$ - elektronları hesabına neytral arqon, kripton və ksenon kimi tamamlanır.

Alınan $TlInSe_2$ birləşməsinin kristallik quruluşunun təhlili göstərdi ki, Se-nin koordinatının cüzi dəyişməsi zamanı $TlInSe_2$ -nin struktur motivi $TlSe$ -nin struktur motivini təkrarlayır. Bu sistemlərdə müşahidə olunan digər birləşmələrin rentgenoqrafik tədqiqi göstərdi ki, onların hamısı $TlSe$ birləşməsi kimi tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və $14/m\bar{3}m$ fyodr sinqoya qrupuna malikdir.

$TlInSe_2 - TlLnSe_2$ bərk məhlullarında lantanoidlərin konsentrasiyası artdıqca lantanoidlərin valent elektronlarının bir qismi kollektiv hala keçir. Nəticədə elektron qarşılıqlı təsiri dəyişir.

İşdə $TlInSe_2 - TlLnSe_2$ bərk məhlul sisteminin sintezi üçün təmizlik dərəcəsi 99,99-99,98 %-dən aşağı olmayan ilkin materiallardan istifadə olunmuşdur. Sintezdən əvvəl komponentlər ayrı-ayrılıqda zona təmizləmə üsulu ilə oksid və kənar qarışıqdan təmizlənmişdir. Monokristallar zona əritmə üsulu ilə alınmışdır.

$TlIn_{1-x}Ln_xX_2$ bərk məhlullarının (X-S, Se və Te) ərintilərinin sintezində və monokristalların alınmasında aşağıdakı amillərə xüsusi diqqət yetirilmişdir.

1. Birləşmənin tərkibindəki selen və kükürdün yüksək uçma qabiliyyətinə malik olması;
2. Ərimə temperaturunda ərintilərin güclü buxarlanma və kondensasiyası;
3. Nadir torpaq elementlərinin tərkibə qatılmasının alınan maddələrin həm fiziki xassələrinə,

həm də ərimə prosesinin özünə təsiri.

Mikrostruktur, diferensial – termik və rentgenofaza analizlərinin nəticələrinə əsasən $TlInS_2 - TlEuS_2$ və $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemlərinin hal diaqramları qurulmuş və hal diaqramında bərk məhlul oblastı müşahidə olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, otaq temperaturunda $TlEuS_2$ birləşməsində $TlInS_2$ 9 mol %-ə kimi, $TlEuSe_2$ -də isə $TlInSe_2$ 11 mol %-ə kimi həll ola bilər.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarında yük və istilikdaşınma hadisələrini və termoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Bu məqsədlə tədqiq olunan $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemlərinin bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin, Holl və termoelektrik əmsallarının 300-1100 K temperatur intervalındakı temperatur asılılıqları araşdırılaraq

keçiriciliyin aşqar və məxsusi oblastları aşqar olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $T > 700$ K intervalında temperaturun artması ilə keçirici zonaya keçən yükdaşıyıcıların sayının kəskin artması hesabına Holl əmsalının azalması baş verir. Temperaturun bu intervalında termoelektrik hərəkət qüvvəsi $700 \frac{mkV}{K}$ -dən $500 \frac{mkV}{K}$ -ə qədər azalır.

Tədqiq olunan birləşmələr üçün qadağan olunmuş zonanın eni üçün alınmış qiymətlər konsentrasiyanın $n > 10^{23} \text{ m}^{-3}$ şərtində bu birləşmələr üçün parabolik dispersiya qanunun ödənildiyini təsdiq edir.

Termo.e.h.q., istilikkeçirmənin və Holl əmsalının aşqar və məxsusi oblastlardakı təcrübi qiymətlərinə əsasən məlum səpilmə mexanizmləri halında tədqiq olunan nümunələrdə yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, məhlulların tərkibində lantanoidlərin miqdarının artması ilə kristalın qadağan olunmuş zonasının eni, hal sıxlıqları və yükdaşıyıcıların effektiv kütlələri dəyişir.

Holl yürüklüyünün temperatur asılılıqlarından müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun $T > 700$ K intervalında Holl yürüklüyü temperaturdan asılı olaraq $\mu \approx T^{-3/2}$ qanunu ilə dəyişir.

TlIn_{1-x}Eu_xSe₂ BƏRK MƏHLULLARINDA ÇEVİRMƏ EFFEKTİ

Sərdarova N. S.

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Lantanoid əsaslı bərk məhlul kristalları bərk cisim elektronikasası üçün praktik əhəmiyyəti olan yeni yarımkeçirici materiallardır. Məhz bu baxımdan bu tip bərk məhlulların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Ona görə də lantanoid əsaslı $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_2$ üçqat birləşmələri əsasında bərk məhlulların alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

İşdə $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_2$ sistem bərk məhlulları monokristalları alınmış, nadir torpaq elementlərinin faiz miqdarından asılı olaraq alınan birləşmələrin fiziki-kimyəvi xassələrinin kompleks tədqiqi həyata keçirilmiş, sistemin hal diaqramı qurulmuşdur. Bu birləşmələrdə lantanoid atomları adətən üçvalentlilik göstərir və onların ion radiusları 3 valentli indium ionlarının radiusuna yaxındır. Ona görə də TlSe qəfəslərində uyğun əvəzləmə həyata keçirməklə yeni birləşmə və bərk məhlul almaq mümkündür. Bu birləşmələrdə halkogen atomlarının xarici elektron təbəqəsi Tl -un $6p^1$, indiumun $5s^2 5p^1$ və lantanoidlərin $5d^1 5s^2$ - elektronları hesabına neytral arqon, kripton və ksenon kimi tamamlanır. Alınan birləşmələrin struktur formalaşmasının xüsusiyyətləri müəyyənləşdirilmiş, onların elektrik keçiriciliyi zəif və güclü elektrik sahələrində öyrənilmişdir.

Güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyini təyin etmək məqsədilə işdə müxtəlif tərkibli ($x=0,01; 0,02; 0,04; 0,06; 0,08$) $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_2$ sistem birləşmələri alınmış, onların əsasında buxarlanma üsulu ilə qrafit əsas üzərində planar və nazik təbəqəli strukturlar hazırlanmışdır. Kontakt materialı olaraq mis, alüminium, indium və dəmirdən istifadə olunmuşdur. Tədqiq olunan $\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul sisteminin sintezi üçün təmizlik dərəcəsi 99,99-99,98 %-dən aşağı olmayan ilkin materiallardan istifadə olunmuşdur. Sintezdən əvvəl komponentlər ayrı-ayrılıqda zona təmizləmə üsulu ilə oksid və kənar qarışıqdan təmizlənmişdir.

$\text{TlIn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarının qüvvətli elektrik sahələrində elektrik keçiricilərinin tədqiqi 77-300 K temperatur intervalında impuls rejimində tədqiq olunmuşdur.

Müxtəlif tərkibli bərk məhlullar əsasında hazırlanmış sistemlərin Volt-ampere xarakteristikaları tədqiq olunaraq çevirmə effekti müşahidə olunmuşdur. Çevirmə effekti müşahidə olunan belə mənfi müqavimətli cihazlar elementar funksional sxemlər olub elektronikada gücləndirici, generator, müxtəlif təyinatlı çevircilər kimi istifadə olunur. Müəyyən edilmişdir ki, tərkibdə yevropiumun artması ilə astana gərginliyinin qiyməti kiçilir. Müşahidə olunan çevirmə hadisələri elektron, elektrotermik və istilik mexanizmləri əsasında izah olunur. Çevirmə hadisəsi başlamazdan əvvəl Om qanunundan kənarə çıxma müşahidə olunan geniş oblast müşahidə olunur. Bu oblastda cərəyan gərginlikdən asılı olaraq eksponensial qanunla artır. Bu oblastda istilik effektini nəzərə almamaq olar. Burada çevirmənin elektron mexanizmi əsas rol oynayır. İş prinsipi çevirmə hadisəsinə əsaslanan mənfi müqavimətli cihazlar geniş praktik tətbiqə malikdir.

Üçqat və dördqat yarımkeçirici materiallar əsasında hazırlanmış çeviricilərin parametrləri birləşmənin tərkibindən kəskin asılıdır. Müəyyən olunmuşdur ki, bütün sistemlərdə \ln atomlarının qismən Eu atomları ilə əvəz etdikdə astana gərginliyi tədricən azalır. Bu azalmanın səbəbi \ln atomlarının qismən Eu atomları ilə əvəz etdikdə kristallik qəfəsdə kimyəvi rabitənin tədricən metallik rabitə ilə əvəz olunmasıdır.

ARQON MÜHİTİNDƏ TERMİK EMALIN $n\text{-Si}/\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

**Ə.Ş.Abdinov, H.M.Məmmədov, V.U.Məmmədov,
Q.İ.Qəribov, R.F.Mehdiyev, R.M.Rzayev, N.Ə.Rəhimova**

Bakı Dövlət Universiteti, Fiziki elektronika kafedrası

E-mail: mhhuseyng@yahoo.co.uk

İşdə məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə $n\text{-Si}$ altlıqlar üzərində müxtəlif ($0 \leq x \leq 0.8$) tərkili $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ nazik təbəqələrini çökdürməklə izotip $n\text{-Si}/\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ heteroqəçidləri hazırlanıb, onların volt-ampere (VAX) xarakteristikaları təbəqələrin tərkibindən və arqon mühitində termik emal rejimindən asılı olaraq tədqiq edilmişdir. Arqon mühitində termik emal TQA-50 termogravimetrində aparılmışdır.

$\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ nazik təbəqələrinin alınmasında $\text{CdCl}_2 + \text{ZnCl}_2 + \text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ tərkibli sulu məhlullardan istifadə olunmuşdur. $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ nazik təbəqələrinin müxtəlif tərkibdə alınması üçün məhlulda ZnCl_2 -nin miqdarı dəyişdirilmişdir [1-2].

Öyrənilən strukturlarda altlıq kimi (100) istiqamətində monokristallik modifikasiyaya malik $n\text{-Si}$ lövhələrindən istifadə olunmuşdur. Altlıqların qalınlığı $0.4 \div 0.6$ mm, otaq temperaturunda xüsusi müqavimətləri $9 \div 12$ Om-sm, elektronların konsentrasiyası isə $(5 \div 8) \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ olmuşdur. Altlıqlar üzərində alınmış $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ nazik təbəqələrinin qalınlığı $0.2 \div 0.5$ mkm, bilavasitə çökdürmədən sonra xüsusi müqavimətləri $200 \div 1100$ Om-sm intervalında dəyişmişdir.

Müxtəlif tərkibli $n\text{-Si}/\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ heteroqəçidləri bilavasitə çökdürmədən sonra otaq temperaturunda düzləndirmə xassəsinə malikdir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu halda tədqiq olunan müxtəlif tərkibli strukturların hamısında düzləndirmə istiqaməti $n\text{-Si}$ - da mənfi potensiala uyğundur.

Düzünə istiqamətdə nisbətən kiçik xarici gərginliklərdə heteroqəçidlərin VAX- sı

$$I = I_0 \exp(eU / \beta kT) \quad (1)$$

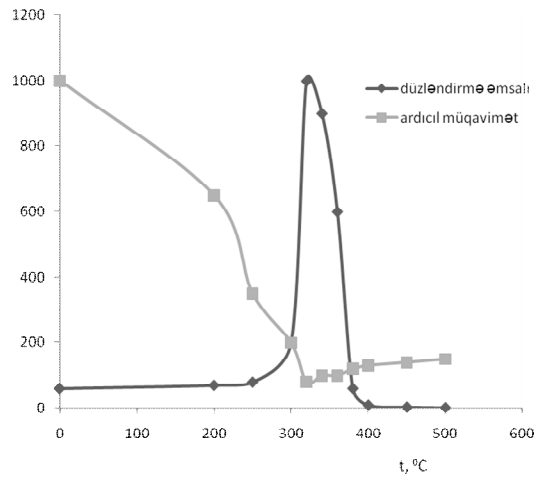
ifadəsinə uyğun eksponensial qanuna tabedir. Burada, I_0 – əksinə istiqamətdə doyma cərəyanı, e – elektronun yükü, k - Bolsman sabiti, T - temperatur, β - öyrənilən struktura məxsus sabitdir. Otaq temperaturunda β sabitinin qiyməti (1) ifadəsini loqarifmləməklə qurulmuş $\ln I = f(U)$ qrafikindən hesablanmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, müxtəlif tərkibli

təbəqələr əsasında hazırlanmış strukturlar üçün $\beta = 1 \div 3.5$. Strukturların VAX- da eksponensial hissənin müşahidə olunması heteroqəçidlərdə cərəyanın daşınmasının rekombinasiya-tunel mexanizminə tabe olduğunu göstərir [3].

Xarici gərginliyin sonrakı artımında ($U \geq 0.68 \div 0.8$ V) $Cd_{1-x}Zn_xS$ nazik təbəqələrinin tərkibindən asılı olaraq strukturların VAX- nın düzünə hissəsində xətti asılılıq ($I \sim U$) müşahidə olunur. Həmin bu xətti hissəyə əsasən tədqiq olunan heteroqəçidlər üçün V_d -kontakt potensialları fərqi hesablanmışdır. Müəyyənləşdirilmişdir ki, $x = 0$ tərkibli heteroqəçidlər üçün $V_d = 0.45$ V qiymətini alır. Nazik təbəqədə sinkin miqdarı artdıqca isə kontakt potensialları fərqi (V_d) qiyməti artır və $x = 0.6$ tərkibli strukturlar üçün $V_d = 0.55$ V olur. Sinkin miqdarından asılı olaraq xarici gərginliyin $U \geq 0.95 \div 1.2$ V qiymətlərində strukturların VAX- nın düzünə hissəsində $I \sim U^m$ (burada $m \geq 2$) üstlü qanuna tabe olan hissələr müşahidə olunur ki, bu da yükdaşıyıcıların silisiumun həcminə injeksiyası ilə izah edilir [3].

Tədqiq olunan $n-Si/Cd_{1-x}Zn_xS$ izotip heteroqəçidlərinin əksinə istiqamətdə VAX-sı gərginliyin kiçik qiymətlərində xətti ($I \sim U$), nisbətən böyük gərginliklərdə isə üstlü qanuna ($I \sim U^m$) tabe olur. Bilavasitə çökdürmədən sonra izotip heteroqəçidlərin düzləndirmə əmsalı $k = 40 \div 300$ (nazik təbəqələrin x - tərkibindən asılı olaraq) intervalında dəyişir. Sinkin miqdarının artması ilə heteroqəçidlərin düzləndirmə əmsalının qiyməti kiçilir (şəkil 1).

Aparılmış tədqiqatlar göstərir ki, $n-Si/Cd_{1-x}Zn_xS$ izotip heteroqəçidlərinin VAX- nın forması, eləcə də k - düzləndirmə əmsalının qiyməti arqon mühitində termik emalın temperatur və davam etmə müddətindən kəskin asılıdır. Termik emal müddətini və temperaturunu artdıqca strukturların ardıcıl müqavimətləri kəskin olaraq azalır, düzləndirmə əmsalı isə böyüyür.



Şəkil 1. $n-Si/Cd_{1-x}Zn_xS$ izotip heteroqəçidlərinin k - düzləndirmə əmsalının və ardıcıl müqavimətinin arqon mühitində termik emalın temperaturundan asılılığı

Arqonda $t = 320^{\circ}C$ və $\tau = 13$ dəq ərzində termik emal olunmuş strukturlarda maksimal düzləndirmə müşahidə olunur. Belə ki, göstərilən rejimdə termik emal olunmuş $n-Si/Cd_{0.3}Zn_{0.7}S$ heteroqəçidləri üçün $k = 1000$ qiymətinə çatır. Termik emal temperaturunun $t = 380^{\circ}C$ -yə qədər artırılması ilə heteroqəçidlərin ardıcıl müqavimətinin qiyməti 5 \div 6 dəfə kiçilir. Məsələn, $n-Si/Cd_{0.3}Zn_{0.7}S$ heteroqəçidlərinin termik emaldan əvvəl ardıcıl müqavimətləri 1000 Om-sm təşkil edirdisə, göstərilən optimal termik emal rejimindən sonra 80 Om-sm-ə qədər azalır (şəkil 1).

Onu da qeyd etmək lazımdır ki, termik emal heteroqəçidlərin VAX- nı nəinki formaca dəyişir, həm də əksinə istiqamətdə pilləli tunel-rekombinasiya cərəyanlarının qiymətini azaldır.

ƏDƏBİYYAT

1. Abdinov A.Sh., Mamedov H.M., Hasanov H.A., Amirova S.I. Thin Solid Films, 2005, v.480 – 481, p.388-391.
2. Мамедов Г.М., Гасанов Г.А., Амирова С.И. Неорганические материалы, 2005, т.41, № 3, с.276-280.
3. Мильнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / Москва: Мир, 1975, 432 с.

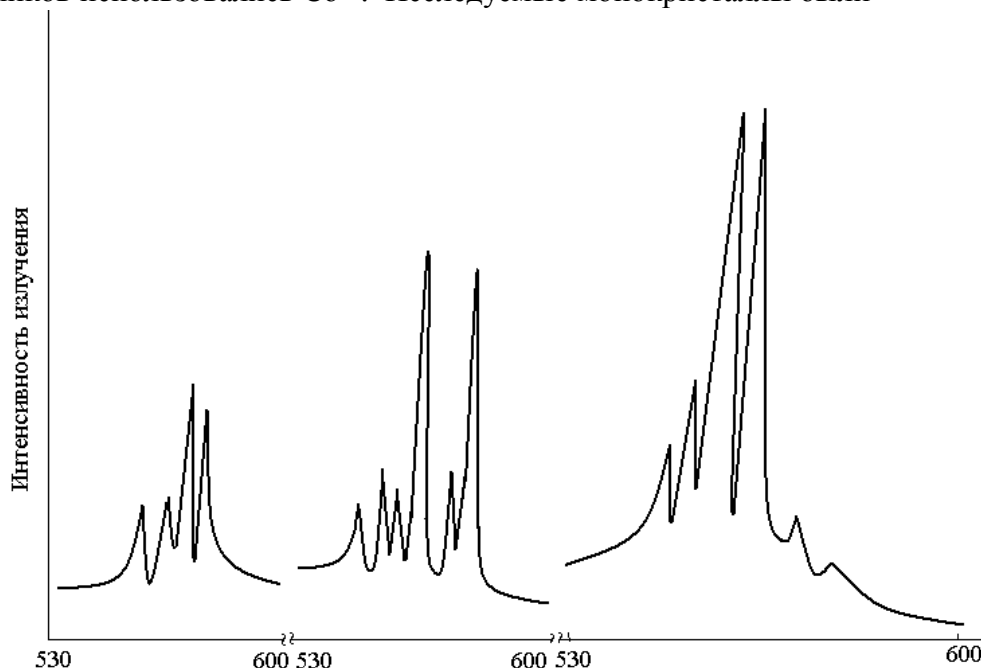
СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ $GaS_{0,90}Se_{0,10}<Er>$ ОБЛУЧЕННЫХ ГАММА-КВАНТАМИ

**Р.С. Мадатов, Т.Б. Тагиев, Т.М. Аббасова, Ф.П. Абасов, Г.М. Гасумов*,
В.Г. Гасумова***

*Институт Радиационных Проблем НАНА
Университет Кооперации**

Исследование люминесцентных свойств полупроводников дает важные сведения о зонной структуре, о природе и механизма свечения. Эти сведения в частности, необходимы также при создании преобразователей источников света.

Исследовалось влияние гамма-квантов с энергией - 1,30 Мэв. На фотолюминесценции монокристаллов $GaS_{0,90}Se_{0,10}$ легированных эрбием. В качестве источников использовались Co^{60} . Исследуемые монокристаллы были



Спектры фотолюминесценции кристаллов $GaS_{0,90}Se_{0,10}<Er>$ до и после гамма – облучения при 77 К.
1-до облучения, 2- $D_\gamma=30$ крад., 3- $D_\gamma=100$ крад.

выращены по методу Бриджмена и имели р-тип проводимости с удельным сопротивлением $\sim 10^9$ ом см. Спектры фотолюминесценции монокристаллов снимались на электрометре СДЛ-1.

Для возбуждения люминесценции служит ртутная лампа высокого давления ДРШ-250-3 и ДРШ-500М. Образец помещается в держатель и освещается мощным монохроматическим потоком и выделенным при помощи светофильтра (377,1 нм.) из спектра ртутной лампы. Приемником энергии в спектрометре служил

фотоэлектретной умножитель ФЭУ-39А и ФЭУ 62. Кривые излучения регистрировались электронным самопишущим потенциометром КСП-4.

На рис. люминесценции кристаллов $\text{GaS}_{0,90}\text{Se}_{0,10}<\text{Er}$ до и после гамма – облучения приведены спектры при 77 К. Спектр люминесценции необлученных монокристаллах исследуемых длин волн состоит из нескольких полос с максимумами $\lambda_1=541$ нм., $\lambda_2=546$ нм., $\lambda_3=551$ нм., $\lambda_4=556$ нм.. После облучения $D_\gamma=30$ крад. и $D_\gamma=100$ крад. интенсивность полосы $\lambda_3=551$ нм и $\lambda_4=556$ нм.увеличивается и появляется полоса 550 нм. и 548 нм, 555 нм.

Увеличение интенсивности этой полосы люминесценции можно объяснить распадом ассоциированных (связанных) пар Френкеля в S(Se) подрешетке, которые вместе с разделенными парами образуются при γ -облучении монокристаллов $\text{GaS}_{0,90}\text{Se}_{0,10}$. Связанные пары Френкеля вследствие взаимного экранирование полей $V_S^+(V_{Se}^+)$ и

$S_i^-(Se_i^-)$ по видимому, не проявляются в излучении, а скорее играют роль «быстрых» безызлучательных центров рекомбинации.

(TlInSe₂)_{1-x}(TlGaTe₂)_x MONOKRİSTALLARIN ELEKTRİK VƏ TERMÖELEKTRİK XASSƏLƏRİ

S.N. Mustafayeva, E.M.Kərimova, S.Q. Cəfərova. A.İ. Cabbarov, L.A.İsmayılzadə
AMEA, Fizika institutu

Tetraqonal struktura malik $\text{TlA}^{\text{III}}\text{B}_2^{\text{VI}}$ birləşməsində eyni zamanda anion–kation əvəzləməsi aparılması və onların əsasında alınan bərk məhlulların fiziki xassələrinin öyrənilməsi maraq kəsb edir. Bu tədqiqatlar üçün obyekt olaraq TlInSe₂-TlGaTe₂ sistemi götürülmüşdür.

Differensial-termik, rentgenfaza, mikrostruktur analizləri, həmçinin mikrobərkliyin və sıxlığın ölçülməsi əsasında TlInSe₂-TlGaTe₂ sisteminin hal diaqramı qurulmuş və bu sistemin kvazibinar xarakteri təyin edilmişdir. Sistemdə kəsilməz sıraya malik bərk məhlullar əmələ gəlir; TlGaTe₂-nin 45 mol.%-də minimumu müşahidə olunur.

Tədqiq olunan TlInSe₂-TlGaTe₂ sisteminin fazalarının identifikasiyası üçün hər tərkibdən eyni termodinamik şərtlər daxilində sintez edilmiş nümunələrin Debay-Şerer metodu əsasında paraşqoqramması alınmışdır. Rentgenoqrafik analizlərin nəticəsi TlInSe₂-TlGaTe₂ üçün göstərdi ki, alınmış ilkin nümunələr eynifazalıdır, hər iki birləşmə və onlar əsasında alınan bərk məhlullar tetraqonal singoniyada kristallaşırlar. Alınan nəticələr göstərir ki, TlInSe₂-TlGaTe₂ sisteminin bərk məhlulları məhdudiyətsiz həllə məruz qalır, nəticədə ardıcıl olaraq TlInSe₂-nin TlGaTe₂-də həll olması hesabına qəfəs sabitinin böyüməsi müşahidə olunur (Cədvəl).

Cədvəl. (TlInSe₂)_{1-x}(TlGaTe₂)_x sisteminin kristal qəfəs sabitləri.

Tərkib	Sinqoniya	a, Å	c, Å	Z	Fəza qrupu
TlInSe ₂	Tetraqonal.	8.0230	6.7614	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,9} (TlGaTe ₂) _{0,1}	Tetraqonal.	8.0973	6.7713	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,8} (TlGaTe ₂) _{0,2}	Tetraqonal.	8.1223	6.7886	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,7} (TlGaTe ₂) _{0,3}	Tetraqonal.	8.1576	6.8011	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,6} (TlGaTe ₂) _{0,4}	Tetraqonal.	8.2663	6.8260	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,5} (TlGaTe ₂) _{0,5}	Tetraqonal.	8.2350	6.8090	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,4} (TlGaTe ₂) _{0,6}	Tetraqonal.	8.2820	6.8172	4	I4/mcm

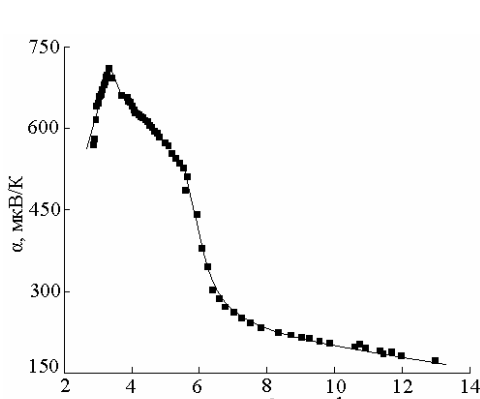
(TlInSe ₂) _{0,3} (TlGaTe ₂) _{0,7}	Tetraqonal.	8.3137	6.8213	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,2} (TlGaTe ₂) _{0,8}	Tetraqonal.	8.3455	6.8254	4	I4/mcm
(TlInSe ₂) _{0,1} (TlGaTe ₂) _{0,9}	Tetraqonal.	8.3669	6.8357	4	I4/mcm
TGaTe ₂	Tetraqonal.	8.3884	6.8459	4	I4/mcm

(TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8} monokristallarının termoelektrik hərəkət qüvvəsinin geniş temperatur intervalında öyrənilməsi göstərilmişdir. Göstərilən monokristalların qəfəs sabitləri uyğun olaraq $a=8,3455\text{Å}$, $c=6,8254\text{Å}$ olmuşdur. Elektrik xassələrini öyrənmək üçün nümunələr paralelopiped şəklində olub, ölçüsü $(11,6 \times 4,31 \times 2,0)\text{mm}$ -dir. Kontaktlar misin elektrolitik çökdürülməsi hesabına vurulmuşdur. Termo-e.h.q.-si $77 \div 347\text{K}$ intervalında 4 zond metodu ilə 1% dəqiqliklə ölçülmüşdür. Şəkil 1-də (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8}-nin termo-e.h.q.-nin temperaturdan asılılığı göstərilmişdir. Şəkil10-dan görüldüyü kimi 77K-dən temperatur artdıqca termo-e.h.q. əvvəlcə zəif artır, sonra isə $T=300\text{K}$ -də kəskin artır və maksimal qiymətinə (710mkV/K) çatır. Temperaturun sonrakı artımı zamanı termoelektrik hərəkət qüvvəsi 347K -ə qədər kəskin azalır. Temperaturun ölçülən bütün intervalında termoelektrik hərəkət qüvvəsinin işarəsi müsbət olmuşdur ki, bu isə onu göstərir ki, (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8}-də əsas yükdaşıyıcılar deşiklərdir.

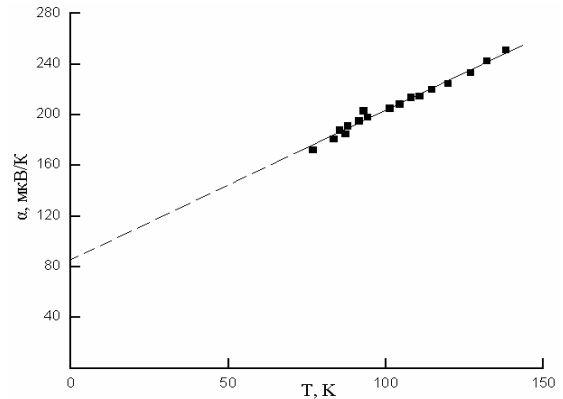
p-tip halkogenid yarımkəçiricilər üçün termoelektrik hərəkət qüvvəsinin formulası

$$\alpha(T) = -\frac{k}{e} \left[\frac{\Delta E}{kT} - \frac{\gamma}{k} + 1 \right] \quad (1) \quad \text{şəkilindədir.}$$

Burada k -Bolsman sabiti, e -elektronun yükü, ΔE - keçiriciliyin aktivləşmə enerjisi, γ - keçiriciliyin aktivləşmə enerjisinin temperatur əmsalındır.



Şəkil 1: (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8} bərk məhlulunun termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı Arrenius koordinatlarında.



Şəkil 2: (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8} bərk məhlulunun termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturdan asılılığı sıçrayışlı keçiriciliyə uyğun gələn oblastda.

Eksperimental nəticələr göstərir ki, (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8} bərk məhlulu üçün formula (1) $(300 \div 347)\text{K}$ intervalında qüvvədədir. Alınan $\alpha(1/T)$ əyrisinin meyindən $\Delta E^{(0)}=0,24\text{eV}$ alınmışdır.

$\alpha(1/T)$ əyrisini yüksək temperaturlu oblastdakı hissəsinin ekstrapolyasiya edilərək ordinat oxu ilə kəsişməsi ($1/T=0$) 100mkV/K -ə uyğundur. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin bu kəsişdiyi qiymətindən (1) formulasına görə keçiriciliyin aktivləşmə enerjisi üçün (γ) $1,86 \cdot 10^{-4}\text{eV/K}$ alınmışdır. Axırıncıdan istifadə edərək (TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8}-in optik yarığın temperatur əmsalını $\beta=2\gamma$ tapırıq. β -nın qiyməti $3,72 \cdot 10^{-4}\text{eV/K}$ olmuşdur.

(TlInSe₂)_{0,2}(TlGaTe₂)_{0,8} bərk məhlulunun sıçrayışlı keçiricilik oblastı üçün termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur əmsalını araşdıraraq. Məlumdur ki, sıçrayışlı keçiricilik oblastında termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığın düsturu

$$\alpha(T)=A+ BT \quad (2)$$

kimi təyin edilir. Burada B - termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur əmsalındır.

Şəkil 2-də α -nın aşağı temperatur oblastında temperatur asılılığı göstərilmişdir, harada ki, bu oblastda $(\text{TlInSe}_2)_{0,2}(\text{TlGaTe}_2)_{0,8}$ kristalı üçün sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Şəkildən görünür ki, α temperaturdan (2) formulasına görə xətti asılı olaraq dəyişir. $T=0$ halına uyğun olaraq termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ordinat oxu kəsmə nöqtəsi (A) 86mkV/K təşkil edir. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur əmsalı $B=1,14\text{mkV/K}^2$ təşkil edir.

Başqa sözlə $(\text{TlInSe}_2)_{0,2}(\text{TlGaTe}_2)_{0,8}$ bərk məhlulunda kiçik temperaturu termoelektrik hərəkət qüvvəsi aşağıdakı formulaya uyğun approksimasiyaya uyğun gəlir.

$$\alpha(T)=(86+1,14T)\text{mkV/K} \quad (3)$$

Müəyyən edilmişdir ki, $(\text{TlInSe}_2)_{0,2}(\text{TlGaTe}_2)_{0,8}$ monokristallarında sabit elektrik sahəsində $100\div 175\text{K}$ temperatur intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokallaşmış səviyyələrdə dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Bu səviyyələrin hal sıxlığı $N_F=3,2\cdot 10^{19}\text{eV}^{-1}\text{sm}^{-3}$, energetik səpilməsi $\Delta W=25\text{meV}$ və sıçrayışların məsafəsinin orta qiyməti $R_{\text{or}}=84\text{Å}$ təyin edilmişdir.

Beləliklə aşağı temperaturalarda sıçrayışlı keçiricilik oblastında $(\text{TlInSe}_2)_{0,2}(\text{TlGaTe}_2)_{0,8}$ kristalında termoelektrik hərəkət qüvvəsi T -ilə proporsionaldır. Temperatur artdıqca keçiricilikdə qadağan olunmamış zonaya həyəcanlaşmış yükdaşıyıcılar əsas rol oynadığından, termoelektrik hərəkət qüvvəsi T -la tərs mütənəşib olaraq dəyişir.

$(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ bərk məhlullarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik parametrlərinin tərkibdən asılılığı göstərdi ki, $x=0,8$ qiymətində keçiricilik, dielektrik nüfuzluğu və dielektrik itkisinin əmsalı maksimumdan keçir.

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА В СТРУКТУРАХ ШОТТКИ НА ПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Гасанов Г.А., Рагимов Р.Ш.

Академия им.Г.А.Алиева МНБ, Бакинский Государственный Университет

В связи с открытием фотолюминесценции пористого кремния к нему проявляется все большее внимание.

В работе исследовались фоточувствительные свойства диодов Шоттки на пористом кремнии, сформированном электрохимическим окислением монокристаллического кремния в переходном режиме [1, 2]. Структуры Al – пористый кремний (Al –PSi) изготавливались электрохимическим анодированием кремниевых пластин n-типа с удельным сопротивлением от 0.1 до 0.01 Ом·см при плотности тока 2-5 мА/см² в 1% растворе плавиковой кислоты. Толщина пленки пористого кремния составляла 1 - 1.5 мкм. Выпрямляющий Al контакт, образующий барьер Шоттки, изготавливался магнетронным распылением. Его площадь составляла 0.25 мм². Рядом с ним анодированием алюминия формировалось прозрачное для света оптическое окно из Al₂O₃. Омический контакт к монокристаллической подложке осуществлялся напылением Al на обратную сторону подложки. Из-за непрозрачности алюминиевого электрода, образующего барьер Шоттки с пористым кремнием, фоточувствительность структуры в видимой области спектра была низка, а максимум спектральной чувствительности смещен в инфракрасную область спектра (0.95–1.0 мкм). Максимальная спектральная чувствительность наблюдалась при падении света на структуру под углом 30-45°. Длинноволновая граница области спектральной чувствительности (1.2 мкм) находилась за пределами фундаментальной полосы поглощения монокристаллического кремния. Оценка спектральной чувствительности на $\lambda=0.93\text{мкм}$, проведенная с учетом площади барьера Шоттки и мощности распределения излучения в световом пятне, попадающем на структуру, дает величину ~

0.1 А/Вт. При увеличении запирающего напряжения на структуре до величины, при которой обратный ток через нее превышает 10^{-7} А (3.5В при $T = 300\text{K}$ и 6В при $T = 77\text{K}$) наблюдалось увеличение фототока во всем диапазоне спектральной чувствительности, которое можно интерпретировать как усиление фототока.

При напряжении обратного смещения 10–12В фототок возрастал в 200 – 250 раз и в максимуме спектральной чувствительности достигал 20 – 25А/Вт при 300К (рис.1, кривая1). При дальнейшем возрастании обратного напряжения наблюдалась электролюминесценция исследуемой структуры. Снижение температуры до 77К приводило к уменьшению максимального усиления и увеличению обратного напряжения, при котором происходило усиление фототока. При увеличении запирающего напряжения свыше 10В начиналась электролюминесценция.

Рассматриваемая структура может быть представлена как фоторезистивный слой, заключенный между барьером Шоттки и гетеропереходом $\text{PSi} - \text{cSi}$, высота которого относительно невелика. При увеличении запирающего напряжения через исследуемую структуру приложенное напряжение распределяется между барьером Шоттки и областью пористого кремния. При освещении сопротивление слоя пористого кремния уменьшается. Возникает положительная обратная связь, результатом которой является наблюдаемое усиление фототока. При использовании более низкоомной кристаллической подложки ($\rho = 0.01$ Ом·см) в качестве исходного материала выпрямляющие свойства барьера Шоттки ухудшаются либо контакт Al-PSi получается омическим [3]. Этим объясняется отсутствие усиления фототока при больших запирающих напряжениях. Динамические параметры исследуемой структуры определяются режимом его работы. В фотогальваническом режиме и при небольших запирающих напряжениях величина фототока определяется временем собирания потенциальным барьером Шоттки неосновных носителей заряда, генерируемых светом.

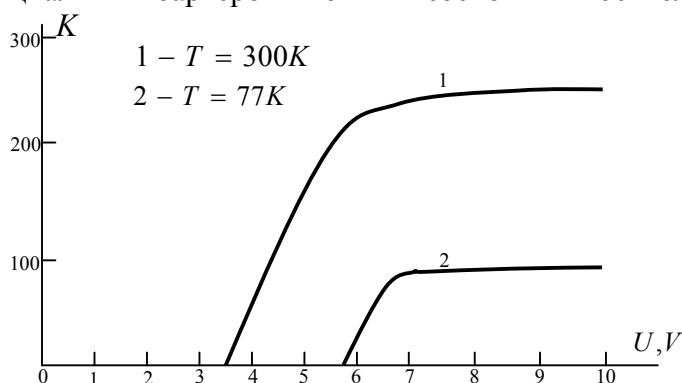


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления структуры от запирающего напряжения при различных температурах. $\rho = 0.1$ Ом·см, $\Phi = 50$.

Свет различной длины волны поглощается на различной глубине в кремнии. При постоянной скорости собирания носителей заряда (определяемой диффузией в монокристаллическом кремнии и дрейфом в пористом кремнии) это приводит к зависимости быстродействия от длины волны света. При этих условиях длительность фронтов нарастания и спада импульсов фототока составляла 0.2 и 1.5 мкс для света с длиной волны 0.66 и 0.93 мкм соответственно.

При запирающих барьер Шоттки напряжениях, соответствующих обратному току через структуру $>10^{-7}$ А, длительность фронта нарастания определяется относительно медленным процессом перераспределения напряжения между барьером Шоттки и пористым кремнием. Поэтому данный параметр не зависит от длины волны света и почти не зависит от температуры. Фронт спада при этом определяется временем жизни электронов на ловушках, присутствующих в пористом кремнии. При уменьшении

температуры их время жизни увеличивается, что приводит к затягиванию фронта спада импульса фототока. В режиме усиления фототока длительности фронтов импульсов увеличивались: фронт нарастания составлял 20 – 30 мкс, спада – 100–150 мкс при $T = 300\text{K}$, причем их длительность не зависела от длины волны света. Длительность фронта импульса нарастания фототока увеличивалась с уменьшением мощности излучения. Уменьшение температуры приводило к затягиванию фронтам спада.

В общем случае импеданс структуры, определяющей длительность переднего фронта фотосвета и максимальное усиление фототока, определяется сопротивлением трех последовательно включенных RC-цепочек: области пространственного заряда барьера Шоттки Al - P-Si, слоя пористого кремния, области пространственного заряда гетероперехода P-Si –c-Si. В режиме усиления фототока сопротивлением прямо смещенного гетероперехода можно пренебречь. Максимальное усиление фототока определяется, в основном, отношением сопротивлений слоя пористого кремния при освещении и в темноте и сопротивлением перехода, образованного барьером Шоттки, в режиме пробоя.

Ограничение усиления, по-видимому, связано и с началом электролюминесценции при запирающих обратных напряжениях на структурах (превышающих 10В), так как в этом случае генерируемые светом носители заряда, участвующие в излучательной рекомбинации, исключаются из процесса образования фототока.

1. Murqzov M.I., Hasanov H.A., Rahimov R.Sh. Volt-ampere characteristic of test structures with thick layers of porous silicon.- Материалы пятой международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы физики» посвященной 85-летию Гейдара Алиева. Баку, 2008, с.244-246.
2. Hasanov H.A. Hall Effect and Conductivity in Porous Silicon on the Base of Si<As> With Low Porosity- Bakı, «Elm», «Fizika», 2008, XIV cild, №4, səh.31-333.
3. Həsənov H.Ə., Kərimova A.Y. Məsələli silisiumun qalın təbəqəsinə malik olan strukturların vakuum şəraitində, $10 \div 10^6$ Hz tezlik intervalında dinamik keçiriciliyi- Milli Aviasiya Akademiyasının Elmi Əsərləri, Bakı, 2008, №1, səh.51-61.

РЕАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ И ГЕРМАНИЕВЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

Э.А. Джафарова, З.А. Искендерзаде*, Л.А. Алиева, Э.С. Таптыгов, П.А. Аскерова

Институт физики Национальной Академии Наук Азербайджана,

AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

**Азербайджанский Технический Университет*

Изучение реактивных свойств р-п структур служит методом определения основных их физических параметров и позволяет конструировать новые управляемые емкостные и индуктивные элементы. Величину эффективной емкости р-п структур можно регулировать внешним электрическим полем, частотой переменного сигнала, температурой, освещением, легированием полупроводника. При определенных условиях возможно также управлением знаком эффективной емкости.

Инверсия эффективной емкости р-п структур в индуктивность (отрицательную емкость) наблюдалась в диодах, светодиодах, фотоэлементах, эмиттерных и коллекторных переходах транзисторов. Отрицательная емкость наблюдалась также в халькогенидных пленках, многослойных гетероструктурах, в однородных образцах с инерционно-релаксационным характером реактивности, а также в кремниевых p^+-n переходах, облученных быстрыми электронами. Интерес к исследованию

отрицательной емкости переходов полупроводник- полупроводник и контактов металл-полупроводник определяется возможностью использования их индуктивных свойств в интегральных микросхемах.

Неравновесные носители в пределах слоя объемного заряда (СОЗ) можно создать также с помощью соседнего р-п перехода, используя так называемый « транзисторный эффект».

Были исследованы Si n-p-n транзисторные структуры, имеющие сильно легированную базовую область по сравнению с коллекторной и Ge n-p-n структуры со слабой легированной базовой областью.

Измерения емкости коллекторного перехода указанных Si и Ge структур при различных значениях эмиттерного тока ($I_3=0\div 150\text{mA}$) проводились на мосте полных проводимостей МПП-300 и измерителе емкости Л2-7 в интервале частот $f=5\div 465\text{кГц}$ при амплитуде тестирующего сигнала 25мВ.

Исследования показали, что диффузионная емкость коллекторного перехода почти не зависит от эмиттерного тока при малых его величинах ($I_3 \leq 10\text{mA}$). С увеличением I_3 при низких частотах ($\omega\tau \ll 1$) емкость монотонно возрастает, при высоких частотах ($\omega\tau \geq 1$) проявляется индуктивный характер реактивности и при $U_{пр} > U_{инв}$ ($U_{инв}$ - напряжение инверсии) емкость проходит через нуль и становится отрицательной.

Показано, что неравновесные носители в коллекторном переходе обуславливают как появление дополнительной емкости, так и облегчают инверсию суммарной емкости коллекторного перехода в индуктивность.

Таким образом, посредством изменения эмиттерного тока, можно управлять как величиной, так и знаком емкости коллекторного тока.

В литературе отсутствуют как теоретические, так и экспериментальные исследования влияния эмиттерного тока на барьерную емкость сплавно-диффузионного коллекторного перехода. Для упрощения решения уравнения Пуассона в сплавно-диффузионном р-п переходе распределение примесей лучше представить кусочно-линейной функцией, имеющей различный градиент в дырочной и электронной областях. Такое представление достаточно близко к истинному профилю распределения примесей и позволяет максимально упростить трудные математические выкладки, появляющиеся при Гауссовской функции распределения концентрации примесей и дополнительной функции ошибок. При этом полученные выражения для ширины СОЗ легко поддаются физической интерпретации.

Экспериментально показано, что в Si транзисторных структурах, полученных сплавно-диффузионным методом и имеющих сильно легированную базовую область, барьерная емкость коллекторного перехода (C_K) уменьшается с ростом эмиттерного тока (I_3) (рис. 1а).

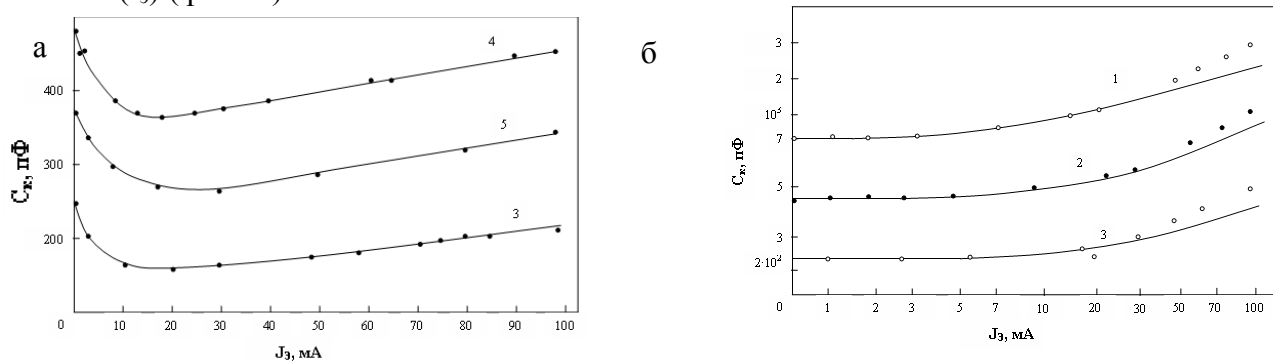


Рис 1. Зависимость барьерной емкости коллекторного перехода кремниевых (а) и германиевых транзисторов (б) от эмиттерного тока при различных $U_{обр}$ (300К, $f=100\text{кГц}$): 1-1В; 2-6В; 3- 50В; 4-4В; 5-10В; точки – экспериментальные данные , кривые -расчетные.

Это уменьшение происходит до тех пор, пока не уравнивается концентрации примесей на обеих границах слоя объемного заряда коллекторного перехода, после чего изменение $C_k(I_3)$ замедляется. Для Ge же структур, имеющих слаболегированную базовую область, при малых I_3 емкость остается постоянной и начинает возрастать с $I_3 = 5$ мА (рис.1б). Начиная с $I_3 \approx 30$ мА, наблюдается резкое возрастание C_k (при малых $U_{обр.}$), что, по-видимому, обусловлено влиянием емкости подвижных носителей заряда. Таким образом, наблюдается как увеличение, так и уменьшение барьерной емкости транзисторов в зависимости от характера переходов и степени легирования базовой и коллекторной областей. Экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с расчетными.

ДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ В НЕОНЕ В КОНИЧЕСКОЙ ТРУБКЕ

А.Х.Мурадов, Т. Х. Гусейнов

Бакинский Государственный Университет

Использование конических разрядных трубок с весьма небольшими углами раствора взамен цилиндрических позволяет заметно сократить область параметров существования самовозбуждающихся бегущих страт по силе разрядного тока и давлению [1]. Переход к коническим трубкам открывает широкие возможности по стабилизации работы газовых лазеров [2]. Поэтому изучение природы различных типов колебаний в конических трубках с помощью динамического сопротивления (или импеданса) представляет значительный интерес.

В данной работе измерено динамическое сопротивление разряда в неоне в конической трубке для разных направлений протекания тока и получены различающиеся по форме динамические характеристики. С целью объяснения этих отличий проведено комплексное изучение разряда в конической трубке в обоих направлениях протекания разрядного тока. Измерены концентрации и функции распределения электронов по энергиям а также заселенности четырех нижних возбужденных уровней атома неона по поглощению спектральных линий. На основании полученных распределений и измеренных заселенностей вычислены некоторые характеристики плазмы, оценены числа прямых и ступенчатых ионизаций. Установлено, что в случае сужения разряда в сторону анода основным механизмом образования заряженных частиц является прямая ионизация атомов неона электронным ударом с основного состояния. При противоположном протекании тока преобладает ступенчатая ионизация с метастабильного $1s_5$ уровня. Дана интерпретация расхождения кривых динамического сопротивления исходя из выявленных отличий характера ионизации в зависимости от направления протекания тока, с использованием результатов вычислений для цилиндрических трубок.

Измерения проводились в спектрально чистом неоне в интервале давлений от $P = 6,65$ до $1,333 \cdot 10^2$ Па и силах разрядного тока от 0,015 до 0,5А. Разрядная трубка имела форму усеченного конуса с малым диаметром 0,02м, с большим диаметром 0,045м и длиной 0,5м. Для измерения электрокинетических параметров плазмы в трубку были впаяны два поперечных цилиндрических зонда, расположенных на оси трубки на расстоянии 0,01м друг от друга. Эти же зонды использовались для измерения импеданса единицы длины газоразрядной плазмы.

На рис. 1 приведены примеры измеренных кривых импеданса при $P = 0,267 \cdot 10^2$ Па, $J_p = 2 \cdot 10^{-1}$ А. Как следует из рисунка, в случае разряда,

сужающегося в сторону анода (кривая 1), диаграмма проходит через начало координат при низких частотах. Импеданс носит индуктивный характер; с ростом частоты реактивная составляющая увеличивается, проходит через максимум, а затем спадает до нуля. Модуль импеданса монотонно возрастает и при частотах выше $2 \cdot 10^4 \text{ Гц}$ реактивная часть быстро уменьшается, а импеданс приобретает преимущественно активный характер.

В случае расширяющегося в анодную сторону разряда (кривая 2), согласно вольтамперной характеристике вида плато диаграмма также начинается с начала координат. При низких частотах активная составляющая принимает отрицательные значения. С ростом частоты активная составляющая уменьшается, проходит через нуль при частоте $\nu = 5 \cdot 10^3 \text{ Гц}$, затем приобретает положительные значения и монотонно возрастает. Реактивная составляющая так же имеет индуктивный характер, с ростом частоты увеличивается, достигает своего максимального значения при частоте $8 \cdot 10^3 \text{ Гц}$, затем уменьшается до нуля. Модуль импеданса проходит через максимум при частоте порядка 10^4 Гц , затем уменьшается, приобретая при высоких частотах преимущественно активный характер.

Измерения функции распределения электронов по энергиям показало, что в том случае, когда трубка сужается в сторону анода, функция распределения более обогащена быстрыми электронами по сравнению с тем случаем, когда трубка расширяется в сторону анода.

Расчитанные числа прямых и ступенчатых ионизаций с использованием измеренных функций распределений показали, что в случае анода в узком конце преобладает прямая ионизация, поэтому ступенчатой ионизацией можно пренебречь.

Расчет чисел ионизаций когда катод находится в узком конце, ступенчатая ионизация с $1s_5$ уровня составляет около 80% от общего числа ионизаций. Поэтому можно считать, что основным механизмом образования заряженных частиц является ступенчатая ионизация.

Метод расчета импеданса основанный на решении системы уравнений баланса, использованный для цилиндрических трубок [3], был применен к обоим этим условиям.

Сопоставление расчитанных кривых импеданса для условий чисто прямой и чисто ступенчатой ионизаций с экспериментально измеренными динамическими характеристиками в соответствующих условиях, подтвердило их качественно одинаковые характеры.

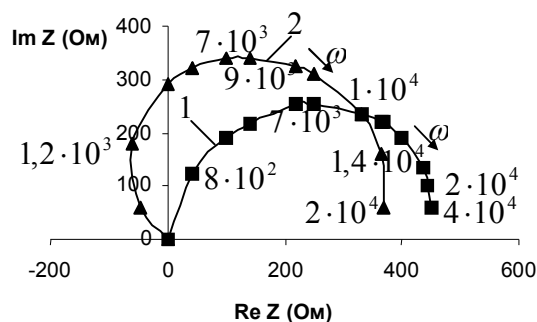


Рис. 1. Кривые импеданса, измеренные в конической трубке: 1. сужающейся, 2. расширяющейся в сторону анода. Ne , $P = 0,267 \cdot 10^2 \text{ Па}$, $J_p = 2 \cdot 10^{-1} \text{ А}$

ЛИТЕРАТУРА

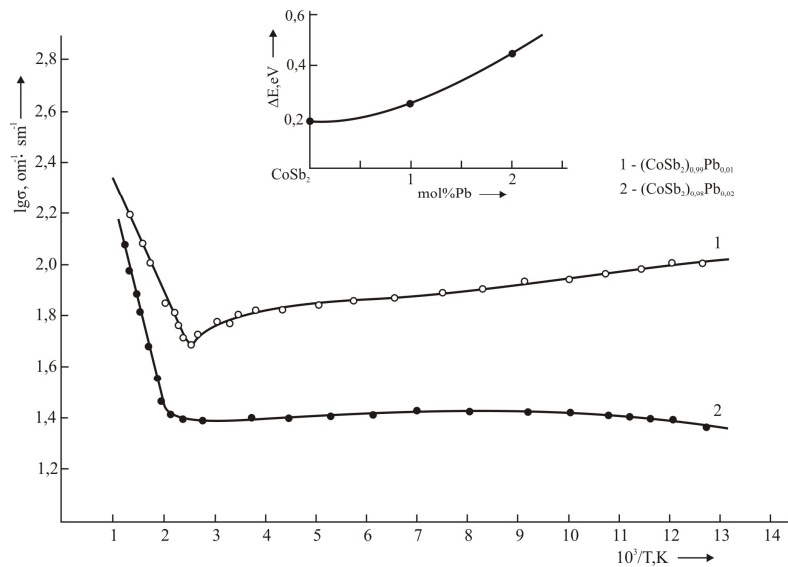
- [1] Маслова Л.И., Савченко И.А., Швилкин Б.Н. // Физика Плазмы. 1984. Т. 10. № 4. С. 808 – 814.
 [2] Привалов В.Е. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 10. С. 2085 – 2119.
 [3] Абдуллаев Р.А., Гусейнов Т.Х. “Изв. вузов Радиоэлектроника”. 2008. Т. 7. № 4. С. 85-94.

(CoSb₂)_{1-x}Pb_x ƏRİNTİLƏRİNİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Ç.İ.Əbilov, Ş.S.İsmaylov, M.F.Ağayeva
Azərbaycan Texniki Universiteti

(CoSb₂)_{1-x}Pb_x sistemində fiziki-kimyəvi qarşılıqlı təsirin təbiəti aydınlaşdırılarkən (CoSb₂) birləşməsi əsasında bərk məhlul sahəsinin mövcudluğu aşkar edilmişdir [1] ki, onun da sərhəddi ~ 300K-də ~2 mol% Pb tərkibinə qədərdir. Əgər, nəzərə alınsa ki, 3d-elementlərinin antimonidləri termoelektrik enerji çeviriciləri üçün etibarlı materiallar sayırlar [2], o zaman aşkar edilən (CoSb₂)_{1-x}Pb_x bərk məhlul ərintilərinin termoelektrik xassələrinin tədqiqi çeviricilər texnikası üçün aktualıq kəsb edə bilər. Bu məqsədlə, tərəfimizdən (CoSb₂)_{0,99}Pb_{0,01} və (CoSb₂)_{0,98}Pb_{0,02} tərkibli ərintilər sintez edilmiş, onların geniş intervalda xüsusi elektrikkeçiriciliyinin (σ) termo-e.h.q. əmsalının (α) və ümumi istilikkeçiriciliyinin $\alpha_{\text{üm}}$ temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir. Alınan nəticələrdən istifadə edərək hər iki tərkib üçün termoelektrik səmərəlik əmsalı hesablanmış, onun da temperatur asılılığı qurulmuşdur.

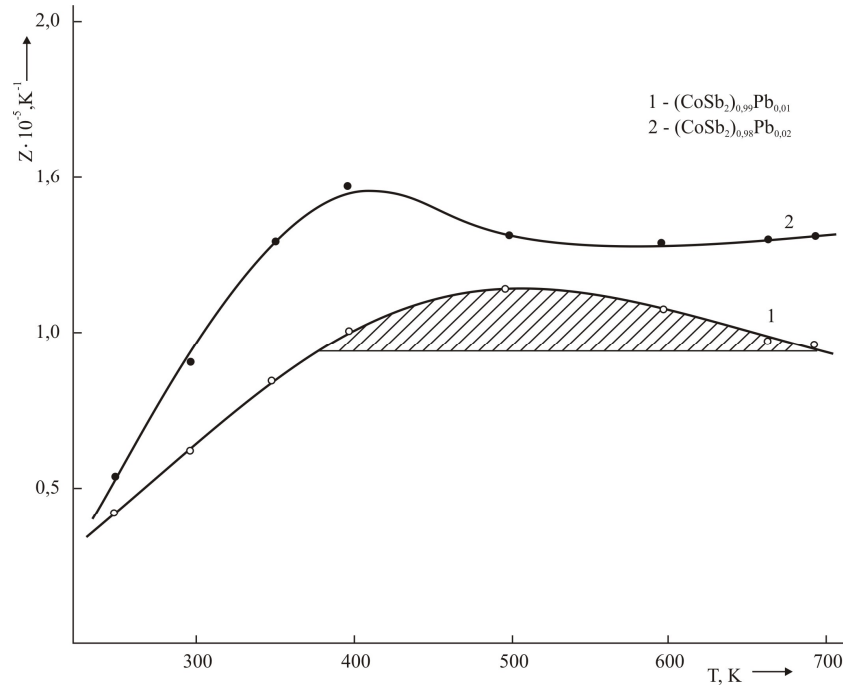
Şəkil 1-də (CoSb₂)_{1-x}Pb_x ərintilərinin xüsusi elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Hər iki tərkibə geniş aşqar keçiriciliyi sahəsi xasdır və burada, əgər (CoSb₂)_{0,99}Pb_{0,01} nümunəsi üçün belə keçiricilik yarımetallik təbiətlidirsə, (CoSb₂)_{0,98}Pb_{0,02} tərkibində aşqar keçiriciliyi yarıkeçirici təbiətli olmağa meyllidir. Temperaturun yüksək qiymətlərində hər iki tərkibdə elektrikkeçiriciliyinin kəskin artımı müşahidə edilir ki, bu da məxsusi keçiricilik sahəsinin yaranmasının göstəricisidir. Elektrik-keçiriciliyinin bu sahədəki dəyişməsinə görə nümunələrin qadağan zolağının eni hesablanmış və onun da qiymətlərinin tərkibdən asılılığı qrafiki qurularaq, şəkil 1-in üst hissəsində verilmişdir. Aydınlaşdırılmışdır ki, tərkibdə qurğusunun miqdarı artdıqca, termiki qadağan zolağının da genişlənməsi (böyüməsi) prosesi baş verir. Nümunələrdə termo-e.h.q. əmsalı temperaturun artması ilə əvvəl düzxətli yüksəlişə malik olur, sonra isə maksimumdan keçərək azalır.



Şəkil 1. (CoSb₂)_{1-x}Pb_x ərintilərinin xüsusi elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqları və termiki qadağan zolağının eninin tərkibdən asılılığı (üst hissədəki qrafik)

Belə mürəkkəb asılılıq adətən mürəkkəb zona quruluşuna malik olan yarıkeçiricilər üçün xarakterikdir [3]. Amma bu fərziyyəni (CoSb₂)_{1-x}Pb_x ərintiləri haqqında söyləmək bir qədər inandırıcı deyil, çünki bunun üçün əlavə zona tədqiqatları aparılmalıdır. Bütün temperatur intervalında nümunələr n-tip keçiriciliyə malik

olmuşlar. İstilik keçiriciliyinin də qiymətləri nəzərə alınaraq hər iki tərkibin termoelektrik səmərəlik əmsalının qiymətləri hesablanmış və onun temperatur asılılığı qurulmuşdur (şəkil 2).



Şəkil 2. $(\text{CoSb}_2)_{1-x}\text{Pb}_x$ ərintilərində termoelektrik effektivliyinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi

Hər iki tərkib üçün Z-in qiymətləri çox da yüksək olmamışdır. Lakin onun yüksək temperaturalarda sabit qalması və geniş işçi temperaturuna malik olması (ştrixlənmiş sahə) nümunələri termoelektrik enerji çeviriciləri üçün perspektivli edir.

Ədəbiyyat.

1. Ağayeva M.F., Babayev Y.N., Əbilov Ç.İ. $\text{CoSb}_2\text{-Pb}$ sistemində kimyəvi tarazlığın təbiəti və yeni fazaların bəzi termodinamik xassələri//Azərbaycan Kimya jurnalı, 2008, №1, s.38-40.
2. Заргарова М.И., Кахраманов К.Ш., Магеррамов А.А., Рошаль Р.М. Физико химические основы выбора контактных материалов. Баку, Элм, 1990, 168 с.
3. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л.,Наука, 1970, 304 с.

$TlInS_2 - TlDyS_2$ SİSTEMİ BƏRK MƏHLULLARININ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNDƏ ANOMALIYA

H.İ.Zeynalov

Sumqayıt Dövlət Universiteti

$TlInX_2(X = S, Se, Te)$ üçqat birləşmələr perspektivli yarımkəçirici materiallardan hesab edilir. Belə ki, çevirici xassələri ilə yanaşı olaraq onlar, həm də yüksək tenro və ftohəssaslıq əmsallarına malikdir.

Ərimə temperaturunun yüksək olması, termiki möhkəm, istilik keçirmə əmsalının kiçik, termo-e.h.q.-nin böyük olması bu tip yarımkəçiricilərinin termo-elektrik xassələrinin tədqiqinə marağın yaranmasına səbəb olur.

Təqdim olunan bu işdə $TlDyS_2$ üçqat birləşməsinin və $TlDyS_2$ üçqat birləşməsinin və $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ ($x = 0,02; 0,04; 0,08$) bərk məhlulların elektrik keçiriciliyinin (σ), Holl əmsalının (R_H), termo-e.h.q.-nin (α) və yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir.

$TlDyS_2$ birləşməsi üçün elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığından məlum olur ki, bu asılılıq sırf yarımkeçirici xarakterə malikdir və məxsusi keçiricilik oblastının başlanğıcı ~ 780 K temperatur uyğun gəlir. Bu asılılıqdan yüksək temperatur oblastının meyllərinə görə təyin edilmiş qadağan olunmuş zaman eni $\sim 1,62$ ev alınmışdır. Bu isə Holl əmsalının temperatur asılılığından alınmış qiymətlə eyni olmuşdur. Yükdaşıyanların yürüklüyünün temperatur asılılığı $\mu = f(T^{-3/2})$ asılılığı ilə yaxşı təsvir olunur. Bu isə onu təsdiq edir ki, yüksək temperaturalarda ($T > 300$ K) səpilmə əsas etibarilə akustik fononlardan baş verir.

Müəyyən olunmuşdur ki, bərk məhlulda In atomlarını hissə-hissə Dy atomları ilə əvəz etdikdə qadağan olunmuş zonanın eni kiçilir. Onu belə izah etmək olar: $TlInS_2$ -də valent zona əsasən kükürdün 3p, qismən indium ionlarının 5p5s- və talliumun 6p - səviyyələrindən, keçirici zona isə indium ionlarının 5p5s- də talliumun 6p - səviyyələrindən yaranmışdır. In atomlarını hissə-hissə Dy atomları ilə əvəz etdikdə, Dy -un valent elektronları qismən kollektivləşmiş hala keçirlər, bu isə güclü elektron qarşılıqlı təsiri yaradaraq qəfəsin “yumşalmasına” başqa sözlə kimyəvi rabitənin zəifləməsinə gətirib çıxarır.

$TlInS_2$ -dən onun əsasında bərk məhlullara keçdikdə valent zonanın daha yüksək enerji səviyyəsinə yerdəyişməsi baş verir. Bu yerdəyişmə kükürdün 3p səviyyəsinin, disproziumun daha yüksək enerjili 4f - səviyyəsilə örtülməsi hesabına yaranır.

Bərk məhlulların $ln\sigma \sim f\left(\frac{10^3}{T}\right)$ və $lgR_H T^{\frac{3}{2}} \sim f\left(\frac{10^3}{\gamma}\right)$ asılılıqları $TlDyS_2$ birləşməsinə

nisbətən mürəkkəb alınmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, elektrik keçiriciliyinin maksimumları $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ ($x = 0,02; 0,04; 0,08$) bərk məhlulları üçün uyğun olaraq $\sim 720, 730, 750$ K temperaturalarda alınmışdır. Temperaturun sonrakı artmasında σ azalmağa başlayaraq özünün minimum qiymətini alır və yenidən kəskin olaraq qanunauyğun şəkildə artır. Sonuncu artım məxsusi keçiricilik oblastına uyğun gəlir. Bərk məhlulların keçiriciliyinin temperaturdan asılı olaraq anomal surətdə azalmasını aşqar səviyyələrdən olan keçidlərin “tükənməsi” ilə izah etmək olar.

LANTANOİD ATOMLARI İLƏ AŞQARLANMIŞ İNDIUM MONOSELİNİDİ KRİSTALLARINDA OPTİK YORULMA EFEKTİ

Abdinov Ə.Ş., Mehdiyev N.M., Babayeva R.F., Məmmədov H.M., N.Ə.Rəhimova

Bakı Dövlət Universiteti, Fiziki elektronika kafedrası,

e-mail: Abdinov-Axmed@yandex.ru, Abdinov_axmed@yahoo.com,

Babaeva-rena@yandex.ru.

Laylı kristal quruluşa malik yüksəkomlu indium monoselenidi kristalları bircins yarımkeçiri kristallar üçün qeyri-adi olan bir sıra elektrik və fotoelektrik (məsələn, elektrik və optik yaddaş, anomal fotokeçiricilik [1, 2] və s.) xassələrinə malikdir ki, bunlardan maraqlı biri də fotoelektrik (yaxud optik) yorulmadır [3]. Optik yorulma (OY) hadisəsinin təmiz (xüsusi olaraq aşqarlanmamış) n-InSe kristallarında tədqiqi zamanı alınmış təcrübi nəticələrə əsasən bu effektin həmin kristallarda ölçüsünə və kristal daxilində paylanmasına görə xaotik xarakterə malik irimiqyaslı defektlərlə (yüksəkomlu əlavələrlə) yanaşı, sıxlığı həmin əlavələrdə əsas (alçaqomlu) matrisadakına nisbətən əhəmiyyətli dərəcədə böyük olan dərin

(β) tutma səviyyələrinin [4] də mövcud olması ilə bağlılığı güman edilmişdir [3]. Bununla belə, həm laylı quruluşlu n-InSe kristallarında, həm də müşahidə edildiyi digər yarımkeçiricilərdə həmin hadisənin xüsusiyyətlərinin tam üzə çıxarılması və başvermə mexanizminin əsaslandırılmış elmi izahı üçün, eləcə də [3]-də söylənilən fikirlərin təsdiq olunması üçün əlavə tədqiqatların aparılmasına ehtiyac var. Bu baxımdan n-InSe kristallarında OY hadisəsinin müəyyən qrup lantanoid atomları ilə aşqarlanma səviyyəsindən asılılığının tədqiqi maraqlı kəsb edir, çünki [5]-də göstərilmişdir ki, bəzi lantanoid (Ld) atomları ilə (Gd, Ho və ya Dy) zəif ($N \leq 10^{-1}$ at.% miqdarında) aşqarlanmış laylı $A^{III}B^{VI}$ monoselenidlərində xaotik xarakterli irimiqyaslı defektlərin mövcudluğu ilə bağlı xüsusiyyətləri məqsədyönlü idarə etmək mümkündür. Qeyd etmək lazımdır ki, həmin bu fikrin özü də təcrübi nəticələrin statistikasına istinad edir və bu səbəbdən də onun təsdiqi üçün mümkün qədər çox sayda müxtəlif xarakterli tədqiqatların aparılması zəruridir.

Təqdim olunan işdə müxtəlif texnoloji üsullarla (Bricmen və külçə boyunca sabit temperatur qradienti şəraitində asta soyutma üsulu ilə) göyərdilmiş təmiz və sintez prosesindən əvvəl stexiometrik tərkibdəki qarışığa bərk fazadan uyğun miqdarda lantanoid daxil etməklə 10^{-5} , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} at.% miqdarında Gd, Ho və ya Dy atomları ilə aşqarlanmış indium selen (n-InSe<Gd>, n-InSe<Ho>, n-InSe<Dy>) kristallarında OY hadisəsinin təcrübi tədqiqi zamanı alınmış nəticələr və həmin nəticələrin keyfiyyətcə izahı şərh olunur.

Əvvəlcə müxtəlif ilkin qaranlıq xüsusi müqavimətə (ρ_{TO}) malik təmiz n-InSe monokristallarında müxtəlif temperaturalarda (T), işıqlanmalarda (Φ_m), ekspozisiya müddətlərində (τ_0) məxsusi fotokeçiriciliyin kinetikasi ölçülmüşdür.

Aparılan ölçmələr zamanı aşkar edilmişdir ki, yüksəkəmlü (ρ_{TO} böyük olan) n-InSe kristallarını aşağı temperaturalarda ($T \leq 200K$) müəyyən sərhəd qiymətindən (Φ_{ms}) kiçik olmayan intensivlikli ($\Phi_m \geq \Phi_{ms}$) məxsusi işıqla işıqlandırıldıqda məxsusi fotokeçiricilik əvvəlcə öz stasionar qiymətini (i_{fs}) alır və həmin intensivlikli işıqla işıqlandırılma davam etdirildikdə müəyyən (kifayət qədər böyük) zaman müddətindən sonra asta relaksasiya etməklə yeni bir kvazistasionar qiymətə (i'_{fs}) qədər azalır – nümunənin optik yorulması hadisəsi baş verir. Bundan sonra, nümunənin üzərinə düşən işığın intensivliyini $\Phi_m < \Phi_{ms}$ qiymətinə qədər azaldıqda, yaxud işıqlandırmanı tamamilə kəsib, müəyyən fasilədən sonra yenidən davam etdirdikdə digər şərtlər olduğu kimi saxlanıldıqda onun fotokeçiriciliyi yalnız müəyyən zaman müddətindən (τ_{sy}) sonra özünün optik yorulma hadisəsinin başladığı andan əvvəlki qiymətini alır. Daha doğrusu, müşahidə olunan optik yorulma yaddaş xassəsinə malikdir. Optik yorulma hadisəsi baş verdikdən və i_{fs} qiyməti qərarlaşdıqdan sonra nümunəni dərhal (sürətlə) əvvəlki halına qaytarmaq, yəni «yorulma yaddaşını» silmək üçün onu $T > 350K$ –nə qədər qızdırıb, sonra maye azotun içərisinə salmaqla sürətlə soyutmaq, yaxud da böyük intensivlikli infraqırmızı işıqla bir müddət işıqlandırmaq kifayətdir.

Temperaturun yüksəlməsi ilə təmiz n-InSe kristallarında optik yorulma hadisəsinin başvermə sürəti böyüyür (fotocərəyanın i_{fs} -dən i'_{fs} -ə düşmə müddəti kiçilir), yorulma hesabına fotokeçiriciliyin dəyişməsinin qiyməti ($\Delta i_{fs} = i_{fs} - i'_{fs}$) isə kiçilir və nəhayət, $T > 200K$ olduqda effekt daha müşahidə olunmur. Nümunə kiçik fasilələrlə uzunmüddət işıqlandırıldıqda OY-nin ($\Delta i_{fs} - in$) ayrı-ayrı ardıcıl işıqlandırılmalarda aldığı qiymətlər demək olar ki, toplanır və bu proses məxsusi fotokeçiriciliyin i'_{fs} -kvazistasionar qiyməti qərarlaşanaqədər davam edir.

Lantanoid atomları ilə aşqarlanmış n-InSe kristallarında da tamamilə oxşar rejimdə OY hadisəsi müşahidə olunur. Bununla belə, daxil edilən lantanoid (Gd, Ho və ya Dy) atomlarının miqdarı $N_{La} \approx 10^{-5}$ at.%-dən 10^{-1} at.%-ə qədər artdıqda effekti xarakterizə edən əsas parametrlərin ($\Delta i_f = i_{fs} - i'_{fs}$ kəmiyyətinin, yorulma hadisəsi başlanan andan fotocərəyanın i'_{fs}

qiymətinin qərarlaşdığı anadək lazım olan τ_y – zaman müddətinin və Φ_{ms} -in qiyməti, yorulmanın infraqırmızı işıqla sönməsinin spektral paylanmasının eninin qiymətləri) qeyri-monoton dəyişir. Belə ki, N_{Ld} - artdıqca əvvəlcə ($N_{Ld} \leq 10^{-3}$ at.% olduqda) həm Δi_{fs} -in, həm də Φ_{ms} və τ_y -nin qiymətləri böyüyür. Sonra isə ($N_{Ld} > 10^{-3}$ at.% olduqda) bu kəmiyyətlərin qiyməti kiçilir. Nəhayət, $N_{Ld} \approx 10^{-1}$ at.% olduqda baxılan şəraitdə n-InSe<Ld> kristallarında OY hadisəsi müşahidə olunmur. n-InSe<Ld> kristallarında OY hadisəsi lantanoid atomlarının kimyəvi təbiətindən (aşqarın maddəsindən) asılı deyil.

Alınmış təcrübi nəticələrin müqayisəli təhlili n-InSe kristallarında OY-hadisəsinin mexanizmini və müşahidə olunan xüsusiyyətlərini izah etməyə imkan vermişdir. Göstərilmişdir ki, qonşu laylar arasındakı əlaqənin zəif olması nəticəsində ölçüsünə və nümunənin həcmində paylanmasının xarakterinə görə xaotik olan, lakin əsas (AO-əlçaqomlu) matrisa ilə eyni kristal quruluşa və eyni kimyəvi tərkibə malik yüksəkəomlu (YO) əlavələr var. Alçaqomlu matrisada S-sürətli rekombinasiya və α -dayaz tutma səviyyələrinin, yüksəkəomlu əlavələrdə isə r-asta rekombinasiya və β -dərin tutma səviyyələrinin sıxlığı əhəmiyyətli dərəcədə böyükdür. AO-matrisa və YO-əlavələrin sərhədində yaranmış rekombinasiya çəpəri məxsusi işığın təsiri ilə yaranmış elektron-deşik cütünü fəzaca ayırır. Sərbəst yükdaşıyıcıların yaranan artıq konsentrasiyası (Δn və Δp) böyüdükcə rekombinasiya çəpəri tədricən silinir. Nəhayət, elə bir hal gəlib çatır ki, yaranmış tarazlıqda olmayan əsas yükdaşıyıcıların bir qismi rekombinasiya çəpərini aşaraq YO-əlavədə sıxlığı daha çox olan β -səviyələr tərəfindən tutulur. Bunun nəticəsində məxsusi fotocərəyanın i_{fs} -dən i'_{fs} -ə qədər azalması baş verir və bu prosesdə çəpərin hündürlüyü də dəyişdiyindən o, asta xarakter daşıyır. Eyni zamanda keçirici və valent zona arasında sərbəst yükdaşıyıcıların sıxlığının balansını pozduğundan S-rekombinasiya kanalından baş verən proseslər işə düşərək yeni balans halını (kvazistasionar halı) təmin edir. Optik yorulmanı yaradan məxsusi işığın təsirini kəsdikdə və ya intensivliyini $\Phi_m < \Phi_{ms}$ -ə qədər kiçiltildikdə β -səviyələrdə tutulmuş yükdaşıyıcıların yenidən sərbəst zonaya qayıtması baş verir, lakin bu proses uzun müddət tələb etdiyindən, OY halının yaddaş xassəsi müşahidə olunur. OY-halında olan nümunəni $T \geq 350K$ -ə qədər qızdırdıqda, yaxud da $1.60 \leq \lambda \leq 2.10 \mu m$ (ən effektiv isə $\lambda = 2.00 \mu m$) dalğa uzunluqlu intensiv infraqırmızı işıqla işıqlandırdıqda β -səviyələrin boşalması nəticəsində OY-halının uyğun olaraq temperaturla və infraqırmızı işıqla söndürülməsi baş verir. Bu hadisənin spektral paylanmasına görə n-InSe kristallarında β -səviyələrin enerji dərinliyinin $\epsilon_\beta = \epsilon_c - 0.55$ eV olduğu göstərilmişdir.

n-InSe kristallarını Gd, Ho, Dy kimi lantanoid atomları ilə $N_{La} \leq 10^{-1}$ at.% miqdarında aşqarladıqda əvvəlcə ($N_{La} \leq 10^{-3}$ at.% olduqda) aşqar ionları YO əlavələrin ətrafında toplaşaraq həmin əlavələrin və uyğun olaraq rekombinasiya çəpərlərinin ölçülərini böyüdür. Bu səbəbdən də N_{Ld} -artdıqca OY hadisəsinin əsas parametrlərinin (τ_0 , Φ_{ms} , Δi_{fm} , τ_y , τ_{sy} -nin) qiymətləri böyüyür – hadisə özünü daha qabarıq şəkildə göstərir. Aşqarlama səviyyəsinin sonrakı yüksəlməsində ($N_{La} > 10^{-3}$ at.% olduqda) isə lantanoid ionlarının nümunənin həcmində paylanmasının tədricən bircinsliyə yaxınlaşması, eləcə də qonşu laylara daxil olmuş lantanoid atomları arasındakı kovalent rabitə hesabına laylararası əlaqənin güclənməsi nəticəsində nümunə tədricən kvazibircins yarımkeçirici kristal halına yaxınlaşır. Buna görə də bir sıra qeyri-adi elektron hadisələri kimi, optik yorulma hadisəsi də N_{Ld} artdıqca daha zəif təzahür edir və nəhayət, $N_{Ld} \approx 10^{-1}$ at.% olduqda müşahidə olunmur.

Alınmış təcrübi nəticələr laylı n-InSe kristallarında OY hadisəsinin mexanizmi haqqında fikirlərə aydınlıq gətirməklə yanaşı, həm də optimal səviyyədə ($N_{Ld} \approx 10^{-1}$ at.% miqdarında) bəzi lantanoid (Gd, Ho və ya Dy) atomları ilə aşqarlamaqla həmin kristallarda OY hadisəsinin aradan qaldırmağın mümkünlüyünü göstərir. Bu nəticə n-InSe kristalları əsasında optoelektronika üçün cihazların düzəldilməsində mühüm əhəmiyyətə malikdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г. ФТП, 1975, Т.9, В.11, с. 1960-1965.
2. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г. ФТП, 1975, Т.9, В.11, с. 1970-1976
3. Абдинов А.Ш., Аббасова П.Г., Гасанов Я.Г. ФТП, 1983, Т.17, В.4, с. 761-765
4. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М-Л. Изд. «Наука». 1963, -494 с.
5. Бабаева Р.Ф. Автореферат доктор. дисс. Баку, 2009, - 38 с.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ПРОВОДИМОСТЬ $FeGa_2Se_4$ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Н.Н.Нифтиев, А.М.Аллахвердиев, Е.А.Дадашзаде, Ф.М.Мамедов*

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет, Аз-1000, Баку

**Институт Химических Проблем НАН Азербайджана, Аз-1143.Баку.*

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований диэлектрической проницаемости и проводимости $FeGa_2Se_4$ на переменном токе.

Образцы $FeGa_2Se_4$ получены прямым сплавлением элементов высокой чистоты (99,999%) в стехиометрических количествах. Рентгенографическим методом установлено, что $FeGa_2Se_4$ обладает кубической структурой с параметром кристаллической решетки $c=5,54 \text{ \AA}$ [1]. Некоторые физические свойства $FeGa_2Se_4$ приведены в работах [2-3]. Для измерения электрических свойств из образцов кристаллов $FeGa_2Se_4$ изготавливались пластинки толщиной $\sim 0,5 \text{ мм}$, на которые наносились обкладки из серебряной пасты. Конденсаторы помещались в криостат регулируемый в интервале температур от 293 до 400 К. Точность измерения температуры составляла $\pm 0,5 \text{ К}$. Измерения емкости и сопротивления проводились с помощью цифровых измерителей импеданса Е7-20 (частоты $25 \div 10^6 \text{ Гц}$). На образец подавалось измерительное напряжение 1V.

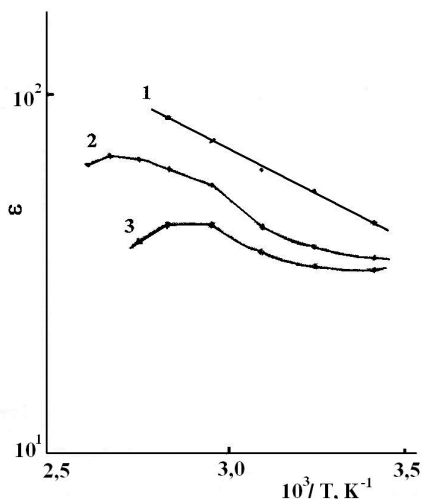


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристаллов $FeGa_2Se_4$ для частот измерений: 1 – 10^3 Гц , 2 – 10^4 Гц , 3 – 10^5 Гц

На рис.1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ) соединений $FeGa_2Se_4$ на различных частотах (f). Из рисунка следует, что в изученных материалах в основном наблюдается термически активируемый рост диэлектрической проницаемости. Это связано с ростом концентрации носителей тока при возрастании температуры. Температурном интервале $294 \div 380 \text{ К}$ на частотах $10^3 \div 10^5 \text{ Гц}$ значение диэлектрической проницаемости изменяется в пределах $30 \div 90$. С ростом частоты диэлектрическая проницаемость уменьшается.

На рис. 2 приведены температурные зависимости электропроводности кристаллов $FeGa_2Se_4$ на переменном токе при различных значениях частоты. В исследуемой температурной области

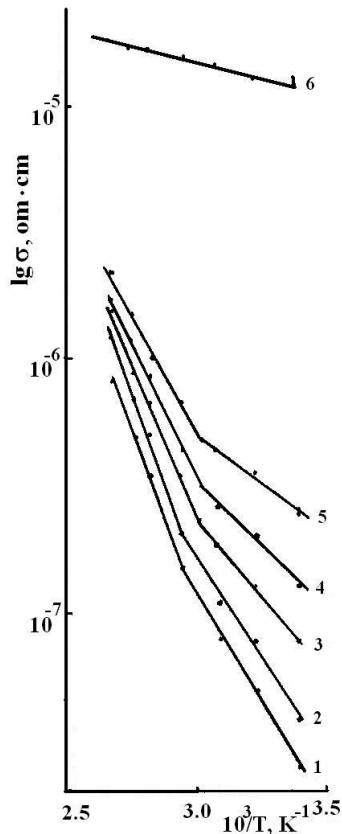


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности для кристаллов $FeGa_2Se_4$ на переменном токе при различных значениях частоты f , Гц 1- 10^3 , 2- 10^4 , 3 – $5 \cdot 10^5$, 4 – $5 \cdot 10^5$, 5 – $2 \cdot 10^5$, 6 – $5 \cdot 10^5$

электропроводность обусловлена активационным механизмом проводимости описываемым соотношением [4]:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E / kT) \quad (1)$$

При частотах $10^3 \div 2 \cdot 10^5$ Гц зависимость $\lg \sigma \sim 10^3/T$ состоит из двух прямых с различными наклонами. По наклонам этих зависимостей определены энергии активации (ΔE), значения которых в низкотемпературной области изменяются в интервале $0,34 \div 0,12$ eV, а в высокотемпературной $0,59 \div 0,36$ eV. Видно, что величина энергии активации есть функция частоты. Такую зависимость можно объяснить использованием барьерной модели [5]. Суть этой модели следующая: кроме высокоомных прослоек между зернами локальных барьеров могут быть запирающие низкоомные слои, локализованные на различных неоднородностях типа дислокаций, электрических доменов и т.д. Запирающие слои являются активными элементами, ибо их толщина и степен обеднения зависят от напряженности и частоты электрического

поля. В таких материалах подвижность носителей низкая, так что формирование запирающих слоев относится к релаксационным процессам. Для запирающих слоев время релаксации (τ) может различно зависеть от частоты. Если эта зависимость сильная, тогда энергия активации проводимости зависит от частоты. По формуле из [5]

$$\tau = \frac{1}{2f} \exp(\Delta E / kT) \quad (2)$$

рассчитано время релаксации. Мы видим что ΔE и f зависят от времени релаксации. С ростом частоты в интервале $10^3 \div 2 \cdot 10^5$ Гц время релаксации уменьшается в интервале $10^2 \div 10^4$ сек. и происходит уменьшение ΔE . А при частоте $5 \cdot 10^5$ Гц выявляется одна прямая (рис.3 кривая 6), энергия активации которой равна 0,050 eV.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.А.Панахзаде. Тез.доклд. Всесоюз. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев, «Штиница», 1976, с.187
2. М.Р.Аллазов, П.К.Бабаева, П.Г.Рустамов. Изв.АН СССР Неорган. Материалы, N. 15, с.1177 (1979)
3. Н.Н.Нифтиев. Укр.физ.журн. 48, с.585 (2003)
4. Н.Мотт, Э.Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., Мир (1982), т.1, 368 с.
5. П.Г.Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков. Высшая школа 1977, 448 с.

InAs və In_xGa_xAs KRİSTALLARINDA ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ ŞÜALANMANIN TƏSİRİ

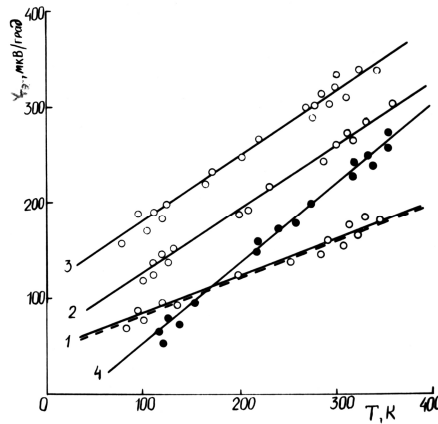
Rzayeva Sitarə Murtuz qızı

Bakı Dövlət Universiteti

A³B⁵ Kristalların və onların əsasında bərk məhlullarda termoelektrik xassələrinin öyrənilməsi böyük maraq və elmi-praktiki cəhətdən mühüm rol oynayır. Bu materiallar elektron texnikasında optoelektronikada, mikroelektronikada vacib yer tuturlar.

Bizim işdə InAs və onun əsasında bərk məhlullarda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin sürətli elektronlarla şüalanmış temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir.

Nümunələr otaq temperaturunda, 6MeV enerjili və ilə $2 \cdot 10^{17} \text{ el/sm}^2$ doza ilə şüalanmışdırlar. Bu kristallarda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı 90-400K inteqralında şüalanmadan əvvəl və şüalanmadan sonra ölçülmüşdür.



Şəkil 1. In_{0,96}Ga_{0,04}As (əyri 1) və In_{0,99}Ga_{0,01}As (əyri 2) bərk məhlullarının şüalanmadan əvvəl termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılıqları. InAs kristalının şüalanmadan əvvəl (əyri 3) və sonra (əyri 4) temperature asılılığı.

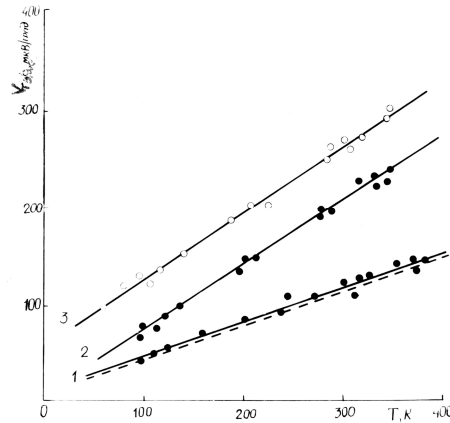
Şəkil 1-də müxtəlif elektron konsentrasiyalı və tərkibli bərk məhlulların termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturdan asılılığı göstərilmişdir. Yükdaşıyıcıların aşağı konsentrasiyalı bərk məhlulun termoelektrik (əyri 2), yüksək konsentrasiyalı məhluldan daha böyükdür. (əyri 1), və göründüyü kimi həm də kəskin temperatur asılılığı ilə xarakterizə olunur. Bundan əlavə olaraq şüalanmadan əvvəl və sonra başlanğıc InAs termoelektrik hərəkət qüvvəsinin dəyişməsinin temperaturundan asılılığı göstərilmişdir (əyri 3 və 4). Aydındır ki, Zeyeben əmsali şüalanmanın təsiri nəticəsində azalır.

In_{0,96}Ga_{0,04}As bərk məhlul üzərində aparılan nəzəri hesablamalar (qırıq xətt) termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı təcrübəsinin nəticələrinə tamamilə uyğundur.

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığını hesablamaq üçün aşağıdakı düsturdan istifadə olunur.

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left(A_m + \frac{E_F}{K_T} \right)$$

Burada A_m - verilmiş tərkibli bərk məhlulun yükdaşıyıcı konsentrasiyasından asılı olan sabitdir.



Şəkil 2. $\text{In}_{0,96}\text{Ga}_{0,04}\text{As}$ bərk məhlulunun termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı: şüalanmadan əvvəl (əyri 1) və sonar (əyri 2). $\text{In}_{0,99}\text{Ga}_{0,01}\text{As}$ bərk məhlulunun termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı: şüalanmadan əvvəl (əyri 3).

Şəkil 2-də, bərk məhlulların termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturdan asılılığı göstərilir. Göründüyü kimi şüalanmadan əvvəlki nəticələrdən (əyri 3) fərqli olaraq. Şüalanmadan sonra, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti (əyri 2) azalmışdır, əyriyənin meylisi isə eynidir.

Yük daşıyıcıların aşağı konsentrasiyalı bərk məhlulunun şüalanmadan sonra termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur ilə artımı yüksək konsentrasiyalı məhluldan daha kəskinidir.

Şəkillərdən göründüyü kimi, bütün kristallarda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiymətləri şüalanmanın təsiri nəticəsində azalır. Yüksək InAs tərkibli bərk məhlullarda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturla artımı həm şüalanmadan əvvəl, həm də sonra daha kəskinidir. Bizim təcrübələri nəzərə alaraq belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, şüalanmanın təsiri altında yükdaşıyıcıların aşağı konsentrasiyalı yüksək tərkibli InAs bərk məhlullarında elektrik keçiricilik artır. Bu da öz növbəsində bərk məhlulların kristallarının termoelektrik xassələrinə böyük maraq yaradır. Həmçinin başlanğıc InAs və $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bərk məhlullarının otaq temperaturunda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin analizi əsasında yükdaşıyıcıların qarşılıqlı əlaqə mexanizmlərinin öyrənilməsi çox böyük maraq yaratmışdır. Beləliklə, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ölçülməsinin nəticələrinə əsasən demək olar ki, şüalanma səpilmə mexanizmlərinə təsir eləmir və yükdaşıyıcılar qəfəsin optik rəqslərindən səpilir.

О ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В КРИСТАЛЛЕ AgCuSe

Ш.К. Казымов

Нахчиванский Государственный Университет

Соединение AgCuSe образуется при соотношении $\text{Ag}_2\text{Se}:\text{Cu}_2\text{Se}=1:1$ по перитектической реакции при температуре 1033 К. Структура низкотемпературной модификации AgCuSe определена как тетрагональная с параметрами решетки: $a=4,083 \text{ \AA}$, $c=6,30 \text{ \AA}$, $Z=2$, пр.гр. $P4/nmm$ и $\rho_x=7,91 \text{ г/см}^3$. Позднее кристаллическая структура AgCuSe определена как орторомбическая с параметрами решетки: $a=4,105 \text{ \AA}$, $b=20,35 \text{ \AA}$, $c=6,31 \text{ \AA}$, $Z=10$, $\rho_x=7,91 \text{ г/см}^3$. Последняя является сверхструктурой тетрагональной решетки.

Кристаллы бинарных соединений Ag_2Se и Cu_2Se при повышении температуры претерпевают структурные превращения. Монокристаллы Ag_2Se при комнатной температуре имеют орторомбическую структуру с параметрами решетки: $a=7,05 \text{ \AA}$,

$b=7,85 \text{ \AA}$, $c=4,33 \text{ \AA}$, $Z=4$ и при 430 К орторомбическая решетка превращается в ОЦК решетку с параметром решетки $a=4,98 \text{ \AA}$, $Z=2$. Монокристаллы Cu_2Se при комнатной температуре также имеют орторомбическую структуру с параметрами решетки: $a=4,118 \text{ \AA}$, $b=7,028 \text{ \AA}$, $c=20,36 \text{ \AA}$, $Z=12$, которая при 407 К превращается в ГЦК модификацию с параметром решетки $a=5,840 \text{ \AA}$, $Z=4$.

В данной работе рассматриваются структурные аспекты полиморфных превращений в AgCuSe . Для решения поставленной задачи были синтезированы и методом Бриджмена выращены монокристаллы AgCuSe . Температурные исследования проводились на дифрактометре ДРОН-3М с температурной приставкой УРВТ-2000. При комнатной температуре от кристалла AgCuSe размером $4 \times 4 \times 2$ мм в интервале углов $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ зафиксированы 11 четких дифракционных отражения, которые точно индицируются на основе параметров орторомбической решетки. После этого включали печь и через каждые 50 К проводили контрольные записи. Зафиксированные при комнатной температуре 11 дифракционных отражения до температуры 495 К остаются постоянными. При 545 К все 11 дифракционных отражений исчезают и в прежнем интервале углов фиксируются четыре новые отражения от плоскостей с индексами (111), (200), (220) и (311) высокотемпературной ГЦК модификации с параметрами элементарной ячейки $a=6,0823 \text{ \AA}$, $Z=4$, пр.гр. $Fm\bar{3}m$ и $\rho_x=7,389 \text{ г/см}^3$. Температура равновесия между низко- и высокотемпературными модификациями равна $504 \pm 1 \text{ К}$.

Из температурной зависимости параметров кристаллической решетки орторомбической и ГЦК модификации в интервале температур 295-595 К рассчитаны коэффициенты теплового расширения (табл.1).

Таблица 1.

Коэффициенты теплового расширения низкотемпературной орторомбической и высокотемпературной ГЦК модификаций AgCuSe ($\times 10^{-6} \text{ К}^{-1}$)

Температура, К	$\alpha_{[100]}$	$\alpha_{[010]}$	$\alpha_{[001]}$	$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}}{3}$	$\bar{\beta} = \alpha_{[100]} + \alpha_{[010]} + \alpha_{[001]}$
295-345	34.115	61.721	35.184	43.673	131,02
295-395	31.678	81.378	43.584	52.213	156,64
295-445	33.790	70.173	42.052	48.672	146,015
295-495	32.165	65.063	44.534	44.534	141,762
504-545	51.839			51.839	155,517
504-595	50.696			50.696	152,088

Как видно из таблицы 1, коэффициенты линейного расширения орторомбической модификации по кристаллографическому направлению [010] сильно отличаются от [100] и [001]. Отсюда следует, что одной из причин температурной нестабильности низкотемпературной модификации AgCuSe является существование анизотропного теплового расширения. Другой причиной можно считать то, что полиморфные превращения в соединениях Ag_2Se и Cu_2Se отразились и на тройном соединении.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Сафарова Г.А.

БГУ, Институт Физических Проблем

Одной из перспективных схем компенсации фазовой расстройки является геометрия последовательно расположенных кристаллов [1, 2]. При такой геометрии возможны варианты. Например, подавление процесса обратной перекачки энергии от второй гармоники в волну накачки может быть достигнуто, во-первых, в регулярных доменных структурах с инвертированными слоями-доменами. Во-вторых, подавления можно добиться при изменении знака линейной фазовой расстройки между взаимодействующими волнами при переходе от слоя к слою.

В настоящей работе в приближении заданной интенсивности проанализирован процесс частотного преобразования в конечной многослойной структуре, состоящей из различных сред с квадратичной нелинейностью.

Рассмотрим взаимодействие волн при ГВГ в среде с периодической структурой. Структура состоит из последовательно расположенных различных нелинейных слоев. Будем использовать стандартные укороченные уравнения, описывающие генерацию второй гармоники в нелинейной среде, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 &= -i\gamma_1 A_2 A_1^* \exp(-i\Delta_1 z), \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 &= -i\gamma_2 A_1^2 \exp(i\Delta_1 z), \end{aligned} \quad (1)$$

где $A_{1,2}$ - комплексные амплитуды волны накачки и второй гармоники соответственно на частотах ω_1 и ω_2 ($\omega_2 = 2\omega_1$), δ_j и γ_j коэффициенты поглощения и нелинейной связи взаимодействующих волн на частотах ω_j ($j=1, 2$), $\Delta_1 = k_2 - 2k_1$ - фазовая расстройка волн в первом слое. Полагаем, что на входе в первый слой ($z=0$) присутствует только волна накачки, т.е. $A_1(z=0) = A_{10} \exp(i\varphi_{10})$, $A_2(z=0) = 0$, где φ_{10} - начальная фаза волны накачки на входе в первый слой. Как известно, в приближении заданной интенсивности выражение для комплексной амплитуды второй гармоники на выходе из первого слоя ($z=l_1$) имеет вид [3]

$$A_2(l_1) = -i\gamma_2 A_{10}^2 l_1 \text{sinc} \lambda_1' l_1 \exp\left[2i\varphi_{10} - (\delta_2 + 2\delta_1 - i\Delta_1) l_1 / 2\right], \quad (2)$$

где $\lambda_1'^2 = 2\Gamma_1^2 - (\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta_1)^2 / 4$, $\Gamma_1^2 = \gamma_1 \gamma_2 I_{10}$, $\text{sinc} x = \sin x / x$, $I_j = A_j A_j^*$.

При преобразовании частоты во втором слое необходимо учитывать, что кроме фазовой расстройки Δ_2 коэффициенты нелинейной связи волн γ_j' и параметры потерь δ_j' различаются от таковых в первом слое. Граничные условия при этом имеют вид $A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_1) \exp(i\varphi_{1,2}(l_1))$. При решении укороченных уравнений (1) в приближении заданной интенсивности, для комплексной амплитуды второй гармоники на выходе второго слоя ($z=l_2$) получается [4]

$$\begin{aligned} A_2(l_2) = A_2(l_1) \left\{ \cos \lambda_2' l_2 - \left[\frac{\delta_2' - 2\delta_1' + i\Delta_2}{2\lambda_2'} - \left(\frac{\lambda_1'}{\lambda_2'} \text{ctg} \lambda_1' l_1 + \frac{\delta_2 - 2\delta_1 + i\Delta_1}{2\lambda_2'} \right) \frac{\gamma_2'}{\gamma_2} e^{i\psi} \right] \sin \lambda_2' l_2 \right\} \times \\ \exp\left[i\varphi_2(l_1) - (\delta_2' + 2\delta_1' - i\Delta_2) l_2 / 2\right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\psi = 2\varphi_1(l_1) - \varphi_2(l_1) - \Delta_1 l_1$ определяет набег фазы волн основного излучения и гармоники как в нелинейном слое, так и на переходе от первого слоя ко второму слою,

$$\lambda_2'^2 = 2\Gamma_2^2 - (\delta_2' - 2\delta_1' + i\Delta_2)^2 / 4, \quad \Gamma_2^2 = \gamma_1' \gamma_2' I_1(l_1).$$

Верхний знак (плюс в первой скобке и минус во второй скобке) соответствует случаю $\psi = 2\pi n$, а нижний (минус в первой скобке и плюс во второй скобке) соответствует $\psi = (2n + 1)\pi$, $n = \pm 1, \pm 2, \dots$. При нарушении оптимального условия $\lambda_{1,2} \ell_{1,2,opt} = \pi/2$ случай разных знаков $\Delta_{1,2}$ отличается большим значением эффективности преобразования по сравнению со случаем, реализуемым в РДС. Данное отличие связано с величиной второго слагаемого в первой скобке, т.е. $\frac{\gamma_2'}{\gamma_2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \text{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \lambda_2 l_2$. Действительно, в РДС варианте эта величина вычитается, так как

дает отрицательный вклад в выражение для эффективности преобразования. А в случае изменения знака волновых расстройек все три слагаемые дают положительный вклад в интенсивность ВГ. Рассмотрим преобразование частоты в следующем слое. При этом граничные условия на входе в третий слой имеют вид $A_{1,2}(z=0) = A_{1,2}(l_2)$ $z=0$ соответствует входу но уже в третий слой. Анализ взаимодействия в третьем слое для комплексной амплитуды второй гармоники на выходе из слоя дается выражением ($\delta_2'' = 2\delta_1''$):

$$A_2(l_3) = A_2(l_2) \left\{ \cos \lambda_3 l_3 - i \left(\gamma_2'' \frac{A_1^2(l_2)}{A_2(l_2)} + \frac{\Delta_3}{2} \right) \frac{\sin \lambda_3 l_3}{\lambda_3} \right\} \exp(-\delta_2'' + i \frac{\Delta_3}{2}) l_3, \quad (4)$$

где

$$\lambda_3^2 = 2\Gamma_3^2 + \Delta_3^2 / 4, \quad \Gamma_3^2 = \gamma_1'' \gamma_2'' I_1(l_2),$$

$$c_1 = \lambda_1 \frac{\gamma_2'}{\gamma_2} \text{ctg} \lambda_1 l_1 \cos \psi + \frac{\Delta_1}{2} \frac{\gamma_2'}{\gamma_2} \sin \psi, \quad b = \frac{\Delta_1}{2} \frac{\gamma_2'}{\gamma_2} \cos \psi - \lambda_1 \frac{\gamma_2'}{\gamma_2} \text{ctg} \lambda_1 l_1 \sin \psi - \frac{\Delta_2}{2}.$$

В четвертом слое можно получить следующее выражение для комплексной амплитуды второй гармоники на выходе из слоя

$$A_2(l_4) = A_2(l_3) \left\{ \cos \lambda_4 l_4 - i \left(\gamma_2''' \frac{A_1^2(l_3)}{A_2(l_3)} + \frac{\Delta_4}{2} \right) \frac{\sin \lambda_4 l_4}{\lambda_4} \right\} \exp(-\delta_2''' + i \frac{\Delta_4}{2}) l_4, \quad (5)$$

где $\lambda_4^2 = 2\Gamma_4^2 + \Delta_4^2 / 4$, $\Gamma_4^2 = \gamma_1''' \gamma_2''' I_1(l_3)$.

На рисунке в приближении заданной интенсивности представлены зависимости эффективности преобразования во вторую гармонику в четырех последовательно расположенных слоях от длин слоев при одинаковых нелинейных коэффициентах слоев. По мере распространения волны гармоники в слоистой структуре происходит постепенный рост η_2 от 0 на входе до максимального значения на выходе. Здесь же для сравнения приведены результаты для случая РДС [5] при одинаковых соответствующих параметрах задачи. Наблюдается схожая динамика процесса преобразования во вторую гармонику.

Проведенный метод исследования процессов преобразования частоты в последовательно расположенных слоях применим и для различных схем внутриврезонаторного преобразования частоты.

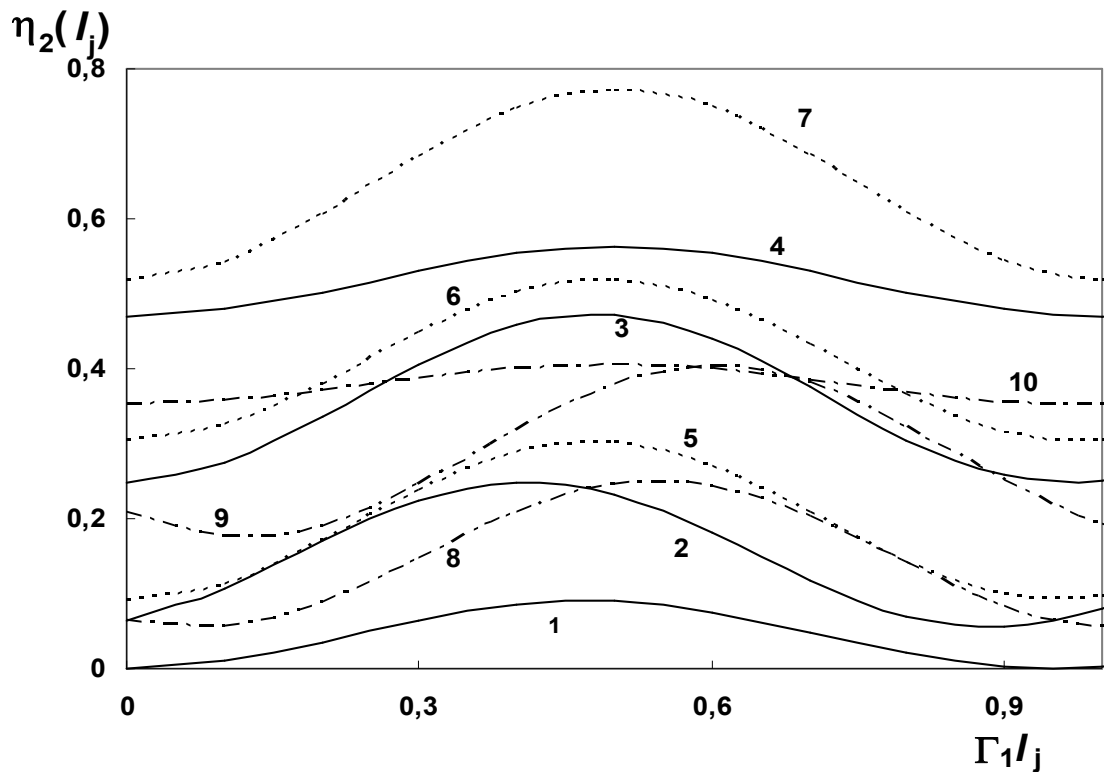


Рис. Зависимость эффективности преобразования во ВГ в четырех слоях $\eta_2(\ell_{1,2,3,4})$ от приведенных длин слоев $\Gamma_1 \ell_j$, $j=1 \div 4$ для случая $\delta_j = 0$, $\gamma_{1,2} = \gamma'_{1,2} = \gamma''_{1,2} = \gamma'''_{1,2}$, $\tilde{\Delta}_1 = -\tilde{\Delta}_2 = \tilde{\Delta}_3 = -\tilde{\Delta}_4 = 3$ при $\tilde{\ell}_1 = 0.3, \tilde{\ell}_2 = 0.4, \tilde{\ell}_3 = 0.45$ (сплошные кривые 1-4) и $\tilde{\ell}_{1,coh} = 0.473613, \tilde{\ell}_{2,coh} = 0.47778, \tilde{\ell}_{3,coh} = 0.4889927$ (сплошная кривая 1 и точечные кривые 5-7) и для РДС случая $\tilde{\Delta}_1 = \tilde{\Delta}_2 = \tilde{\Delta}_3 = \tilde{\Delta}_4 = 3$ при $\tilde{\ell}_1 = 0.3, \tilde{\ell}_2 = 0.4, \tilde{\ell}_3 = 0.45$ (сплошная кривая 1 и пунктирные кривые 8-10) и при $\tilde{\ell}_{1,coh} = 0.473613, \tilde{\ell}_{2,coh} = 0.47778, \tilde{\ell}_{3,coh} = 0.4889927$ (сплошная кривая 1 и точечные кривые 5-7). $\eta_2(\ell_1)$ -кривая 1, $\eta_2(\ell_2)$ -кривые 2, 5 и 8, $\eta_2(\ell_3)$ -кривые 3, 6 и 9, $\eta_2(\ell_4)$ -кривые 4, 7 и 10.

Литература

1. Н. Бломберген, **Нелинейная оптика**, М., Мир, 1966, 424 с.
2. В.Д.Волосов, А.Г.Калинцев, В.Н.Крылов Вырожденные параметрические процессы при трёхволновых взаимодействиях в последовательно расположенных кристаллах. **Письма в ЖТФ**, 1976, т.2, вып.2, с.85-90.
3. Тагиев З.А., Чиркин А.С. Приближение заданной интенсивности в теории нелинейных волн. **ЖЭТФ**, 1977, т.73, вып.4, с.1271-1282.; Tagiev Z.A., Kasumova R.J., Salmanova R.A., Kerimova N.V. Constant intensity approximation in the theory of nonlinear waves. **J.Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.**, 2001, v.3, p.84-87.
4. З.А.Тагиев К теории генерации второй гармоники в последовательно расположенных кристаллах. **ЖПС**, 1990, т.53, вып.1, с.136-139.
5. Z.H.Tagiev, R.J.Kasumova Phase effects at second harmonic generation in the layer media. **Opt.Commun.** 218, 2008, p.814-823.

ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ СИСТЕМ TIS – FeS, TlSe – FeSe И НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ TlFeS₂, TlFeSe₂

Р.Г.Велиев, Э.М.Керимова, Ф.М.Сеидов, Р.З.Садыхов, Н.З.Гасанов

Институт Физики им. Г.М.Абдуллаева Национальной Академии Наук Азербайджана, AZ-1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33, e-mail: ekerimova@physics.ab.az

Низкосимметричность кристаллической структуры магнитных соединений типа TlMeX₂, (где Me = 3d-металл; X = S, Se, Te) [1-5], предопределяет зависимость их магнитных свойств от основных кристаллографических направлений, в некоторых случаях – вплоть до возникновения низкоразмерного эффекта, когда спиновая система (магнитная структура) магнетика в парамагнитной области, в определенном температурном интервале, находится в квазидвумерном или квазиодномерном магнитном упорядочении (модель Изинга-Гейзенберга) [6,7]. По этой модели поведение низкоразмерных спиновых систем в области высоких температур (парамагнитная область) и в окрестности фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние имеет специфические особенности, резко отличающие их от поведения трехмерных спиновых систем. Например, температурная зависимость магнитной восприимчивости в парамагнитной области низкомерного антиферромагнетика характеризуется наличием широкого максимума, который связан с сильно развитым ближним магнитным порядком при $T \gg T_{N3D}$, а на температурной зависимости теплоемкости низкомерных магнетиков наблюдается аномалия с явным отклонением от λ -типа [6–9]. Величина экспериментального эффективного магнитного момента низкомерных магнетиков должна отличаться от теоретического значения.

Теоретические предположения, выдвинутые в работе [6], хорошо подтверждаются в [10], где в интервале температур 1,5÷400K методом Фарадея была исследована магнитная восприимчивость соединений TlFeS₂ и TlFeSe₂, обладающих цепочечной кристаллической структурой [1-5]. Из температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости TlFeS₂ и TlFeSe₂ [10], исследованной в произвольном кристаллографическом направлении, видно, что при температурах ~8K и ~10K наблюдаются аномалии, соответствующие трехмерному антиферромагнитному переходу (дальний магнитный порядок). Однако это обстоятельство осталось незамеченным авторами работы [10]. Трехмерные температуры Нееля (T_{N3D}), определенные ранее в [7], для TlFeS₂ и TlFeSe₂ оказались равными соответственно ~10K и ~12K. Что касается широких минимумов на зависимости $\chi^{-1}(T)$ [10] при $T_{N1D}=196K$ (TlFeS₂) и $T_{N1D}=290K$ (TlFeSe₂), то, как отмечается в работе [6], магнитная восприимчивость в парамагнитной области сильноанизотропного антиферромагнетика характеризуется наличием широкого максимума в случае $\chi(T)$ или широкого минимума – случай $\chi^{-1}(T)$, которые характеризуют сильно развитый ближний магнитный порядок при $T \gg T_{N3D}$, т.е. исходя из этого утверждения можно сделать вывод, что в парамагнитной области TlFeS₂ [10] выше температуры 8K формируется квазиодномерное магнитное упорядочение, которое сохраняется до 196K. Выше этой температуры наступает разупорядочение магнитной структуры сильноцепочечного антиферромагнетика TlFeS₂, а для TlFeSe₂ квазиодномерное магнитное упорядочение формируется выше температуры 10K и сохраняется до 290K. Выше этой температуры наступает разупорядочение магнитной структуры сильноцепочечного антиферромагнетика TlFeSe₂ [10].

На температурной зависимости теплоемкости TlFeS₂ и TlFeSe₂, исследованной при постоянном давлении на адиабатической калориметрической установке КУ-300 в

интервале температур $4\text{K} \leq T \leq 300\text{K}$, имеется аномалия с явным отклонением от λ -типа [7]. Это обстоятельство также говорит в пользу того, что TlFeS_2 и TlFeSe_2 являются квазиодномерными антиферромагнетиками с двумя точками Нееля (T_{N3D} , T_{N1D}), характеризующими, соответственно, дальний и ближний магнитный порядок.

Однако чтобы однозначно быть уверенными в своих суждениях о природе магнитного фазового перехода в соединениях TlFeS_2 и TlFeSe_2 , надо было убедиться в конгруэнтном (устойчивом) характере плавления TlFeS_2 и TlFeSe_2 , ибо в случае химической неустойчивости этих соединений оставались бы сомнения в правильности проделанного нами анализа о магнитном обменном взаимодействии в TlFeS_2 и TlFeSe_2 .

На установке НТР-64 методом дифференциально-термического анализа (ДТА) были исследованы системы TlS-FeS и TlSe-FeSe . Эти исследования показали, что TlFeS_2 и TlFeSe_2 химически устойчивы, т.е. являются конгруэнтно плавящимися соединениями.

Рентгенографический анализ образцов TlFeS_2 и TlFeSe_2 , специально подготовленных после отжига, проводили при комнатной температуре ($\sim 300\text{K}$) на дифрактометре ДРОН-3М (CuK_α -излучение, Ni-фильтр, длина волны $\lambda = 1,5418\text{Å}$, режим - 35кВ, 10мА). Угловое разрешение съемки составляло $\sim 0,01^\circ$. Углы дифракции определяли по максимуму интенсивности. В экспериментах ошибка определения углов отражений не превышала $\Delta\theta = \pm 0,02^\circ$. В интервале углов $10^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ были зафиксированы дифракционные отражения от образцов TlFeS_2 и TlFeSe_2 , которые индицируются на основе моноклинной сингонии, при этом параметры кристаллической решетки оказались равными соответственно: $a = 11,682\text{Å}$, $b = 5,312\text{Å}$, $c = 6,815\text{Å}$, $\beta = 116,77^\circ$ и $a = 12,081\text{Å}$, $b = 5,483\text{Å}$, $c = 7,136\text{Å}$, $\beta = 118,54^\circ$. Наши структурные исследования удовлетворительно согласуются с [5].

Температурная зависимость электропроводности TlFeS_2 и TlFeSe_2 , исследованной компенсационным методом, выявила, что эти соединения имеют полупроводниковый характер проводимости.

Авторы весьма признательны д.ф.-м.н. проф. Ю.Г.Асадову за помощь в проведении структурных исследований и индицировке полученных результатов.

- [1] A.Kutoglu. *Naturwissenschaften* В **61**, 3, 125 (1974).
- [2] K.Klepp, H.Boller. *Monatsh. Chem.* В **110**, 5, 1045 (1979).
- [3] M.Zabel, K.J.Range. *Z.Naturforsch.* В **34**, 1, 1 (1979).
- [4] M.Rosenberg, A.Knulle, H.Sabrowsky, C.Platte. *Phys. Chem. Solids*, **43**, 2, 87 (1982).
- [5] Г.И.Маковецкий, Е.И. Касинский. *Неорган. материалы*, **20**, 10, 1752 (1984).
- [6] К.С.Александров, Н.В.Федосеева, И.П.Спевакова. *Магнитные фазовые переходы в галлоидных кристаллах.* Новосибирск, Наука, 1983, 192с.
- [7] М.А. Aldzhanov, N.G.Guseinov, G.D.Sultanov, M.D.Nadzafzade. *Phys.Stat.Sol.(b)*, **159**, 2, K107(1990).
- [8] М.А.Алджанов, А.А.Абдуррагимов, С.Г.Султанова, М.Д.Наджафзаде. *ФТТ*, **49**, 2, 309 (2007).
- [9] М.Алжанов, М.Наджафзаде, З.Сеидов, М.Газумов. *Tr. J. Physics*, **20**, 9, 1071 (1996).
- [10] Z.Seidov, H.Krug von Nidda, J.Hemberger, A.Loidl, G.Sultanov, E.Kerimova, A.Panfilov. *Phys. Rev.B* **65**, 014433 (2001).

КИНЕТИКА ПОЛИМОРФНОГО IV→III ПРЕВРАЩЕНИЯ В $Rb_{0,95}Cs_{0,05}NO_3$

А.Ф. Хазиева, Ю.Г. Асадов, В.И. Насиров

Институт Физики НАН Азербайджана

Методом оптической микроскопии измерена скорость роста кристаллов III-модификации в зависимости от температуры при превращении IV→III в монокристаллах $Rb_{0,95}Cs_{0,05}NO_3$.

Эксперименты были проведены по методике, предложенной в [1]. Полученные от трех кристаллов экспериментальные данные, обработанные при помощи наименьших квадратов, дают функциональную зависимость роста кристаллов III-модификации внутри матричного от температуры превращения IV→III в виде

$$v = (-0,49\Delta T + 0,563\Delta T^2 - 0,0018\Delta T^3) \cdot 10^{-2} \text{ см/сек},$$

где $\Delta T = T_{пр} + T_0$ (здесь $T_{пр}$ - температура превращения, T_0 - температура равновесия). Полученные экспериментальные данные хорошо описываются формулой, полученной М.Фольмером [2] в предположении, что рост двумерных зародышей, возникших на грани кристалла, происходит путем последовательного присоединения отдельных атомов и молекул:

$$v = k_1 \exp\left(-\frac{k_2}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{k_3}{T_0 \Delta T}\right)$$

Зависимость $\ln v$ от $\frac{1}{T_0 \Delta T}$ представляет собой линейную функцию, т.е.

экспериментальные точки укладываются на прямую линию. Из прямых установлены значения k_2 и k_3 , вычислена энергия активации процесса IV→III превращения для $Rb_{0,95}Cs_{0,05}NO_3$, которая равна 20,8 ккал/моль.

Для сравнения отметим, что энергия активации IV→III превращения в нитрате рубидия $E = 23,72$ ккал/моль, т.е. частичное замещение ионов Rb^{1+} в нитрате рубидия ионами Cs^{1+} приводит к уменьшению энергии активации IV→III полиморфного превращения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Г. Асадов, В.И. Насиров, // Кристаллография, 1972, Т.17, №5 с.991
2. M.G.Folmer, Kinetik der phasenbildung. Drezden und Leipzig, 1939.

PB_{1-x}TB_xSE SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN TERMÖELEKTRİK EFFEKTİVLİYİ

А.С.Нәсibli, А.М.Қурбанов

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

İşdə $Pb_{1-x}Tb_xSe$ sistem ərintilərinin ($0,00 \leq x \leq 0,075$) $T = 300K$ temperaturunda termoelektrik xassələrin tərkib asılılığının öyrənilməsindən alınan nəticələr verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $x = 0,01; 0,05$ tərkibli ərintilərin istilikkeçiriciliyi PbSe birləşməsinin istilikkeçiriciliyinə nisbətən 25% azalır, z-termoelektrik effektivliyi isə 33% artır. Bu artım əsasən istilikkeçiriciliyin azalması hesabına baş verir. Tərkiblərdə istilikkeçiriciliyin azalması, yükdaşıyıcıların əlavə nöqtəvi defektlərdən səpilməsi hesabına olduğu ehtimal olunur.

Son zamanlar nadir torpaq metalların (NTM) iştirakı ilə olan yarımkəçirici materialların öyrənilməsinə maraq xeyli artmışdır. Buna səbəb NTM-nın atom quruluşunda tam dolmamış 4f səviyyələrinin olmasıdır {1,2}. Bu səviyyə La elementindən başlayaraq Lu elementinə qədər elektronlarla dolması davam edir. Bu səviyyə xaricdən $5s^25p^6$ həyəcanlanma səviyyələri ilə əhatə olunur. Ərintilərdə bu f səviyyələri bir-birinə qapanır(4f səviyyəsinin radiusu $\sim 0,3 \text{ \AA}$ tərtibindədir və atomlar arası məsafənin $\sim 0,1$ -ni təşkil edir), ancaq konsentrasiyası $\sim 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ olan lokallaşmış səviyyələr yaradır. Enerjisinə görə bu səviyyələr qadaşan olunmuş zona daxilində yerləşir və “özlərini” aşqar səviyyələri kimi aparır. Bu faktın özü çox qeyri adidir. Çünki sadə yarımkəçiricilərdə heç vaxt belə yüksək səviyyəli aşqar mərkəzləri yaratmaq mümkün olmur. Ona görə NTM-nın iştirakı ilə olan müxtəlif növlü yarımkəçirici materiallarda bu 4f-elektronlarının rolu bir çox hallarda həlledici amilə çevrilir. Bu faktorları nəzərə alaraq NTM-dan olan $\text{Pb}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Se}$ ərintilərinin termoelektrik xassələrindən; termo e.h.q- α ; elektrik keçiriciliyi- σ ; istilikkeçirmə əmsalının tərkib asılılığı öyrənilmişdir. $x=0,00; 0,005; 0,010; 0,050$ və $0,075$ tərkibli nümunələr alınmış və tədqiq edilmişdir. Nümunələr adi sintez yolu ilə alınmışdır. Nümunələrdə homogenlik yaratmaq üçün sintezdən sonra $t=240$ saat müddətində, $T=620\text{K}$ temperaturunda tablama aparılmış, rentgen, DTA-i aparılmışdır. Alınan nümunələrin stexiometrik tərkiblərə uyğun olduğu müəyyən olunmuşdur. Ölçmələr mütləq stasionar rejimdə kompensasiya üsulu ilə aparılmışdır. Ölçmələr zamanı buraxılan xətlər: elektrik keçiriciliyin və termo e.h.q-nin təyininə $2,7\%$, istilik keçirmə əmsalının təyininə isə $5,4\%$ -dən çox olmamışdır.

Təcrübədən alınan nəticələr cədvəldə verilmişdir. Cədvəldən göründüyü kimi tərkiblərdə Tb-element aşqarlarının miqdarı artdıqca istilikkeçirmə əmsalı azalır. $x=0,010$ və $x=0,050$ tərkibli nümunələrin termo e.h.q- α çox zəif azalır və elektrik keçiriciliyi- σ isə əksinə qismən artmışdır. Uyğun olaraq χ -istilik keçirmə əmsalı 25% azalır. Nəticədə nümunələrin $z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi}$ -termoelektrik effektivliyi qiymətləndirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $x=0,050$ tərkibli nümunənin z-termoelektrik effektivliyi $2,010^3 \text{ K}^{-1}$ tərtibindədir. Təcrübələrdən aşağıdakılar müəyyən olunmuşdur.

$\text{Pb}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Se}$	$\alpha \left(\frac{mkv}{der} \right)$	$\sigma \text{ om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$	$\chi, 10^{-3} \frac{Vt}{smK}$	$Z \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
$x=0,0$	263	410	19,2	1,5
$x=0,005$	233	438	16,7	1,4
$x=0,010$	234	487	15,6	1,7
$x=0,050$	228	540	14,2	2,0
$x=0,075$	236	397	14,3	1,6

- 1)Tərkiblərdə Tb-element atomlarının miqdarı artdıqca $\text{Pb}_{1-x}\text{Tb}_x\text{Se}$ ərintilərinin istilik keçiriciliyi mütənasib azalır.
- 2)Ümumi istilikkeçiriciliyin azalması tərkiblərdə yükdaşıyıcıların əlavə nöqtəvi deffektlərdən səpilməsi hesabına olduğu ehtimal olunur.

Ədəbiyyat

- 1) Murqzov M.İ. Atom fizikası. Bakı 2000
- 2) Самсонов Т.В.,Прядко М.Ф, Прядко Л.Ф “Конфигурационная модель вещества”. К.Наукова Думка. 1971 с.204

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР Ag_2S

Г.С.Оруджев, Н.Н.Абдулзаде, Н.Н.Мурсакулов

Институт Физики НАН Азербайджана

Будучи классическим полупроводником, Ag_2S проявляет уникальные физические и физико-химические свойства. Это обуславливает их широкое практическое применение. Сульфид серебра является материалом для записи оптической информации, является интересным материалом и потому, что имеет заметную ионную проводимость при комнатной температуре, а при высокотемпературной α -фазе проявляет еще и электронную проводимость. В последние годы Ag_2S применяется и при создании нано переключателей. Следовательно, исследование электронной структуры Ag_2S является актуальной задачей и настоящая работа посвящена изучению электронной энергетической структуры сульфида серебра методом ABINIT.

Бинарному соединению сульфида серебра относящемуся к полупроводникам с общей формулой $\text{A}_2\text{B}^{\text{VI}}$, свойственно полиморфное превращение низкотемпературной модификации (α - Ag_2S) в высокотемпературную кубическую (β - Ag_2S). При температуре выше 600°C происходит превращение в гранецентрированную кубическую модификацию (γ - Ag_2S). Низкотемпературная модификация сульфида серебра кристаллизуется в простую моноклинную решетку с пространственной группой симметрии C_{2h}^5 . Элементарная ячейка кристалла содержит четыре формульные единицы с параметрами решетки: $a=4.231\text{Å}$; $b=6.930\text{Å}$; $c=9.526$; $\beta=125^\circ 29'$.

Монокристаллы сульфида серебра, размером $1 \times 1 \times 0,6\text{ см}^3$ были выращены нами рекристаллизацией из поликристаллической твердой фазы. Из спектральной зависимости коэффициента поглощения определено значение ширины запрещенной зоны – 0.93 эВ . Относительно высокие коэффициенты поглощения и крутой рост кривой поглощения позволяет предполагать, что край собственного поглощения Ag_2S обусловлен прямыми переходами. Кривая зависимости $\alpha^2 = f(h\nu)$ для монокристалла сульфида серебра имеет участок резкого возрастания, начинающийся при $h\nu \sim 0.93\text{ эВ}$ и соответствующий прямым разрешенным переходам (рис.1).

В области $0.4 \div 6.2\text{ эВ}$ исследован спектр отражения от полированной грани монокристалла сульфида серебра (рис.2). Исследование спектров отражения в области собственного поглощения дает возможность установить характер строения энергетических зон в \vec{k} -пространстве. В спектрах отражения от полированной грани монокристалла сульфида серебра наблюдаются пики при энергиях фотонов: 0.97 ; 1.52 ; 2.9 ; 3.14 ; 3.45 ; 4.2 ; 5.2 ; 6.0 эВ . На основе общих выводов теории зон и межзонных переходов можно утверждать, что эти полосы обусловлены прямыми межзонами

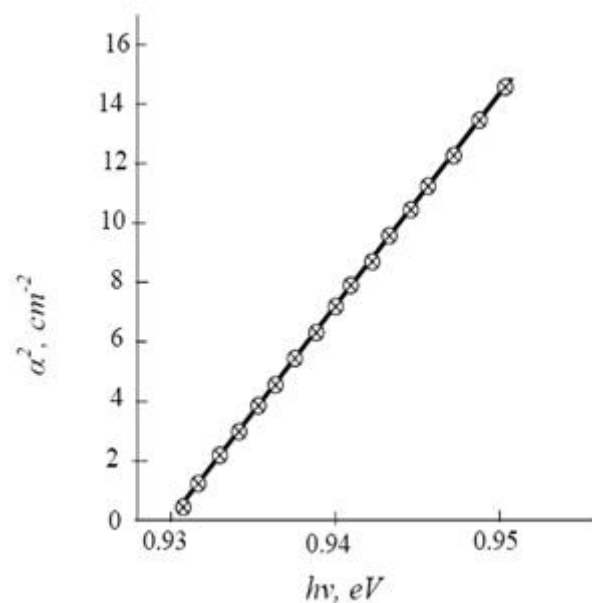


Рис.1. Край поглощения света в монокристалле сульфида серебра при комнатной температуре

переходами и непосредственно дают сведения о величине межзонных расстояний в точках нулевого наклона зоны Бриллюэна.

Интерпретация структур оптических спектров отражения и поглощения проведена на основе рассчитанной зонной структуры. Расчет зонной структуры Ag_2S с учетом d-состояний Ag проводился с применением пакет программ ABINIT, в рамках теории функционала плотности с использованием нелокальных

нормосохраняющих ионных псевдопотенциалов для Ag и S. Следует отметить, пакет программ ABINIT является одним из наиболее популярных и доступных инструментов для расчёта электронного спектра, пространственной структуры и макроскопических свойств различных систем с использованием теории функционала плотности. Для понимания и описания свойств кристаллических систем, молекул и нанобъектов необходимо проводить корректное моделирование их электронного спектра, а также рассматривать задачи оптимизации структуры этих систем.

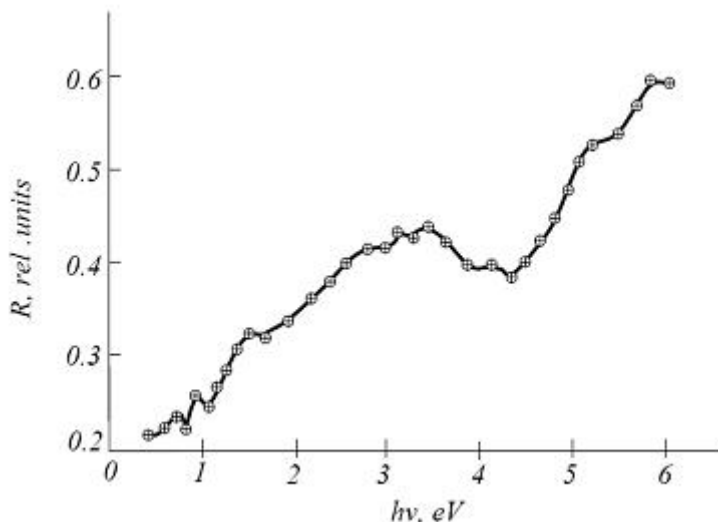
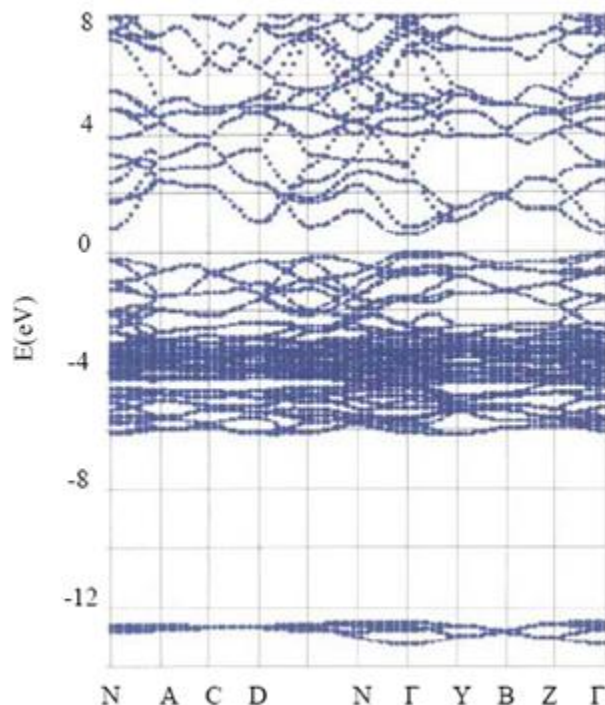


Рис.2. Спектр отражения монокристалла сульфида серебра при комнатной температуре

Рис.3. Зонная структура Ag_2S с учетом d-состояний Ag.

При рассмотрении достаточно больших систем, таких как органические молекулы и наночастицы, наиболее удобным расчётно-теоретическим подходом для исследования их микроскопических свойств является та или иная реализация теории функционала плотности. Программная среда ABINIT и является представителем класса программ, с помощью которых решается эта задача. Для того, чтобы пользоваться этим мощным инструментом теоретического исследования электронных свойств различных систем, необходимо получить первичный навык подобных расчётов.

И в заключении следует отметить, что полученная зонная картина позволяет идентифицировать вышеуказанные энергетические переходы в Ag_2S (рис.3).



ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ УПРУГИХ ПОЛЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ZnS И ZnSe

Джафаров Сейфаддин Адиль оглы
Нахичеванский Государственный Университет

В этой работе изучение влияния внешних упругих полей, созданных макроскопическими дефектами кристаллической структуры, на характеристические параметры центров с глубокими уровнями в соединениях ZnS и ZnSe. Проводимые в различных лабораториях мира, исследования по изучению электрических, фотоэлектрических и люминесцентных свойств соединений A^2B^6 в условиях одноосного давления, или возбуждения в кристаллах ультразвуковых колебаний, в основном сводились к выяснению влияния деформации на зарождение новых дислокаций и точечных дефектов, приводящих к изменению выше перечисленных свойств. Исследование упругой деформаций кристаллической решетки, как фактора способного изменить параметры внутренних упругих и электрических полей, оказывающих влияние на генерационно-рекомбинационные процессы, протекающие с участием глубоких центров, не проводилось. Подобного рода исследования способствуют раскрытию механизмов взаимодействия макроскопических дефектов, ответственных за генерацию внутренних электрических и упругих полей кристалла, с точечными дефектами – центрами с глубокими уровнями. В настоящее время установлено, что люминесцентные свойства полупроводников типа ZnS, ZnSe, ZnO в значительной мере определяется эффектами межцентрового взаимодействия, которое проявляется при образовании донорно-акцепторных пар (ДАП). Поэтому исследования направленные на установление физико-химической природы и структуры ассоциированных центров излучательной рекомбинации в соединениях ZnS, ZnSe носят актуальный характер. Проведенные нами комплексные исследования фото- и термостимулированной проводимости, фото- и термостимулированной люминесценции позволили прийти к выводу, что в самоактивированных кристаллах ZnS могут реализоваться комплексы типа $\left[\left(V_{Zn}^{2-} - D^+ \right)^- - V_S^{2+} \right]^+$, в состав которых входит донор – вакансия серы и акцептор – г-центр рекомбинации $\left(V_{Zn}^{2-} - D^+ \right)^-$. Комплексы распределены по межатомному расстоянию r_m .

Люминесцентное излучение $\lambda_m \cong 520 - 540$ нм самоактивированных кристаллов ZnS является результатом межцентрового электронного перехода с уровня I ($E_c - 0.65$ эВ) вакансии серы, находящейся в неравновесных условиях в зарядовом состоянии V_S^+ , на уровень акцептора $E_v + 1.1$ эВ. Энергия фотона, излучаемого в результате такого перехода, определяется выражением

$$E_i = E_g - (E_D + E_A) + \Delta E_K, \quad (6)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны люминофора, E_D – глубина залегания изолированного донорного и акцепторного центра, $\Delta E_K = e^2 / (\epsilon \cdot r_m)$ – энергия кулоновского взаимодействия между донором и акцептором. Здесь e – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала, r_m – межатомное расстояние между дефектами в ассоциате. Так как точечные дефекты занимают в решетке вполне определенные места, то величины r_m , ΔE_K и E_i принимают дискретный ряд значений. Расчет показывает, что для комплексов второго порядка $E_i \cong 2.3$ эВ, что соответствует энергии излучения $\lambda_m \cong 540$ нм. Пары первого порядка на наш взгляд могут обуславливать коротковолновые полосы излучения ($\lambda_m \cong 460$ нм) в самоактивированных кристаллах ZnS.

Комплексы $\left[\left(V_{Zn}^{2-} - D^+ \right)^- - V_S^{2+} \right]^+$ обладают дуализмом. В зависимости от положения электронных и дырочных квазиуровней Ферми, они контролируют не только процессы излучательной рекомбинации, но и термостимулированные процессы, обуславливая термостимулированную люминесценцию монокристаллов ZnS. Роль электронных ЦП играют доноры - V_S^{2+} , входящие в состав комплексов. Вследствие распределения комплексов по межатомному расстоянию r_m ЦП имеют квазидискретную систему уровней в интервале энергий $E_c - (0.65 - 0.18)$ эВ.

С целью выяснения пространственной ориентации комплексов $\left[\left(V_{Zn}^{2-} - D^+ \right)^- - V_S^{2+} \right]^+$ в кристаллической решетке гексагонального сульфида цинка и выявления влияния внешних упругих давлений на энергетический спектр электронных состояний нами выполнены исследования фотолюминесценции в условиях действия на кристаллы одноосного давления. Для проведения исследований использовалась специальная приставка. Образец, вырезанный из крупного монокристалла в виде прямоугольного параллелепипеда размером 2 x 3 x 6 миллиметров (кристаллографическая ось С располагалась параллельно наибольшей грани образца), помещался между наковальной и рабочим поршнем в виде металлического стержня. Давление на кристалл создавалось путем нагружения подвижного поршня калиброванными свинцовыми дисками массой 0.5 кг. Данная конструкция позволяет достичь давления, оказываемого на образец порядка 10^7 Па. В отсутствие давления максимум полосы излучения в исследованных кристаллах приходится на $\lambda_m \cong 520$ нм ($h\nu_i \cong 2.38$ эВ). При приложении давления ($p = 10^5 - 10^7$ Па) вдоль оси С наблюдается сдвиг спектральной полосы ФЛ в длинноволновую область спектра. Величина сдвига равна $\Delta h\nu \cong 0.02$ эВ. При обратной линейной дисперсии установки 1.3 нанометра на миллиметр величина $\Delta h\nu \cong 0.02$ эВ превосходит предел чувствительности на порядок.

При смене направления давления на перпендикулярное оси С, спектральная полоса ФЛ смещается в коротковолновую часть спектра. Величина $\Delta h\nu$ не изменяется и составляет 0.02 эВ. Во всех экспериментах интенсивность ФЛ меняется незначительно.

Предполагается, что наличие спектральных сдвигов полосы ФЛ с $\lambda_m \cong 520$ нм ($h\nu_i \cong 2.38$ эВ) в самоактивированных кристаллах ZnS при одноосном давлении связано с изменением межатомного расстояния r_m между D^+ - и A^- -центрами. Величина изменения межатомного расстояния r_m по данным спектрального сдвига полос ФЛ составляет 0.2 Å. Наличие «красного» сдвига полосы при давлении вдоль оси С и «фиолетового» сдвига при давлении направленном перпендикулярно оси С свидетельствует о том, что D^+ - и A^- -центры располагаются в анионных и катионных узлах решетки лежащих в основании гексагона. Локализация точечных и ассоциированных дефектов в области электрического и упругого поля макроскопического дефекта кристаллической структуры полупроводника формирует кинетические и энергетические параметры глубоких центров прилипания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вертопрахов В.Н., Сальман Е.Г. Термостимулированные токи в неорганических веществах.// Новосибирск: изд-во "Наука".- 1979, 333 С.
2. Овсяк В.Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. // Новосибирск: «Наука».- 1984.- 253 С.
3. Георгобиани А.Н., Пипинис П.А.. Туннельные явления в люминесценции полупроводников.// М.: Мир. – 1994. - 220 С.

YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ MÜXTƏLİF TƏBİƏTLİ DEFEKTŁƏRİN YARANMA MEXANİZMİ

Nurullayev Y.Q., Səfərov V.H., Novruzova S.K.

Bakı Dövlət Universiteti

Bərk cisim elektronikasısı üçün perspektivli olan $A^{III}B^{VI}$ tipli yarımkeçiricilər və $CdHg_{1-x}Te_x$ bərk məhlul kristalları qismən nizamsız quruluşa malik defektli yarımkeçiricilərdir. Bu yarımkeçirici materiallarda mövcud olan həm məxsusi və həm də müəyyən üsullarla yaradılan defektlərin yaranma mexanizminin öyrənilməsi həm elmi və həm də praktik əhəmiyyətə malikdir.

Yarımkeçirici materiallarda yarana bilən defektləri aşağıdakı kimi təsnifləşdirmək olar: struktur defektləri, idarə olunmayan aşqar defektləri, xüsusi olaraq daxil edilmiş aşqar defektləri, radiasiya defektləri, termik defektlər.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, *InSe*, *GaSe* kristalları laylı quruluşa malik defektli kristallardır. Bu kristalların qadağan olunmuş zonalarında müxtəlif tipli lokal səviyyələr: dayaz α – və dərin β –yapışma səviyyələri, asta r –və sürətli S –rekombinasiya mərkəzləri mövcuddur. Alınan təcrübi nəticələr və ədəbiyyat məlumatlarından istifadə edərək əvvəlcədən aşqarlanmamış *InSe* kristalının qadağan olunmuş zonasında olan α , β səviyyələri, həmçinin r , S - rekombinasiya mərkəzlərinin enerji dərinliyi hesablanaraq aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $E_{\alpha_1} = E_c - 0,05 \text{ eV}$; $E_{\alpha_2} = E_c - 0,34 \text{ eV}$; $E_{\beta} = E_c - 0,56 \text{ eV}$; $E_S = E_0 - 0,40 \text{ eV}$; $E_r = E_v + 0,50 \text{ eV}$. Hesablamalardan bu mərkəzlərin konsentrasiyası üçün $N_{\alpha_1} \approx 9,7 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$; $N_{\alpha_2} \approx 2,4 \cdot 10^{14} \text{ sm}^{-3}$; $N_r \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ qiymətləri, əsas və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların r - və S - mərkəzləri tərəfindən zəbt olunma əmsalları üçün isə maye azot temperaturunda uyğun olaraq $\gamma_{ns} = 10^{-18} \text{ sm}^2$, $\gamma_{nr} = 3 \cdot 10^{-19} \text{ sm}^2$, $\gamma_{ps} = 10^{-17} \text{ sm}^2$, $\gamma_{pr} = 3 \cdot 10^{16} \text{ sm}^2$ qiymətləri alınmışdır.

Laylı quruluşa malik kristallarda mövcud olan bu mərkəzlər qəfəsin məxsusi defektləri (vakansiya, düyünlərarası atomlar və s.) və idarə olunmayan müxtəlif aşqarlarla əlaqədardır. Məhz $n - InSe$ kristallarında elektron keçiriciliyinin üstünlük təşkil etməsi tərkibdə indiumun artılığı ilə əlaqədardır. Indiumun bu artıqlığı $n - InSe$ kristalının sintez və göyərilmə prosesində selenin tez uçuculuğu ilə bağlıdır. Bu atomların bir qismi düyünlərarası aralıqda yerləşərək donor səviyyələr, digər qismi isə materialda selen vakansiyaları yaradır. Eyni zamanda $n - InSe$ kristallarında az da olsa In vakansiyaları mövcuddur. Həm indium, həm də selen vakansiyaları akseptor xarakterlidir. Ona görə də adi halda xüsusi aşqarlanmamış $n - InSe$ kristalları öz-özünə qismən kompensə olunmuş olur. Bu fakt laylı A^3B^6 kristalında öyrənilən müxtəlif elektron proseslərinin tədqiqi zamanı bir daha təsdiq olunur.

Müxtəlif mexaniki təsirlərlə yaranan kristal daxili sahələrin varlığı hesabına, həm düyünlər arası atomlar, həm də vakansiyalar kristal daxilində fəzaca qeyri-bircins paylandığından ayrı-ayrı oblastlarda onların lokallaşması müəyyən üstünlük təşkil edir. Bu halda kristalda düyünlərarası atomun lokallaşdığı hissələr özlərini alçaqomlu matrisa (AO), indium və selenin (akseptor) üstünlük təşkil etdiyi lokal hissələr isə özlərini yüksəkəomlu fazalar (YO) kimi aparır. Bu zaman oblastların sərhəddində rekombinasiya çəpəri yaranır. Bu halda alçaqomlu oblastlarda qonşu rekombinasiya çəpərlərinin fəza yükləri oblastının “quyruqlarının” bir-birini qismən örtməsi nəticəsində nisbətən kiçik hündürlüklü dreyf çəpərləri yaranır. Dreyf çəpərlərinin varlığı alçaqomlu matrisada yükdaşıyıcıların diffuziya

dərinliyinin kiçilməsinə səbəb olur və yaranan belə hissələr özlərinin bir-birinə ardıcıl qoşulmuş müxtəlif müqavimətli keçirici kimi aparır.

Bu kristalların qadağan olunmuş zonasında cəld S - və asta r - kombinasiya mərkəzlərinin varlığı məxsusi fotokeçiricinin lüks-ampere xarakteristikasının subxətti oblastı ilə, fotocərəyanın infraqırmızı və temperatur sönməsi ilə; dayaz yapışma səviyyələrinin varlığı – fəza yükləri ilə məhdudlaşmış cərəyan, termostimullaşmış keçiricilik, induksiyanmış aşqar fotokeçiricilik hadisəsinin tədqiqində müşahidə olunur.

A^3B^6 tipli laylı kristallarda aşqar atomların nisbətən aşağı miqdarlarında aşqar ionları kristala daxil olaraq qəfəsdə düyünlər arasında nöqtəsi defekt (daxil olma) şəklində toplanır və sonradan temperaturun dəyişməsi ilə bu defektlər kristal daxilində öz yerini dəyişir. Nəticədə, bir tərəfdən həm kristalın struktur defektliyi çoxalır, digər tərəfdən isə makroskopik qeyri-bircinsliyin ölçüləri artır. Təbii ki, bu mexanizm öz növbəsində, uyğun araşdırmada fəzaca qeyri-bircins kristallarda müşahidə olunan struktur-defekt xarakterli effektlərin güclənməsinə səbəb olur.

Aşqar atomların sonrakı artımı zamanı onlar kristaldakı üçüncü qrup element komponentlərinin (In və Ga) vakant yerləri tərəfindən tutulur. Nəticədə, ilk halda kristalda laylar arası nizamlılıq tədricən bərpa olunur və birləşmədə ionun nadir torpaq element ionu ilə əvəz olunması hesabına laylar arası əlaqə güclənir, bu isə öz növbəsində kristalın defektlik dərəcəsinin, həmçinin onun fəzaca qeyri-bircinsliyinin azalmasına səbəb olur. Kristalda nisbətən böyük konsentrasiyalı nadir torpaq element aşqar atomları daxil edildikdə yaranan yeni elektron xassələri, qadağan olunmuş zonasında uyğun lokal səviyyələri olan fəzaca bircins kristalların elektron xassələrinə güclü təsir edir. Bu mülahizələr kristala daxil edilən uyğun aşqarların ion radiusları, atomlar arası məsafə, təbii layların qalınlığı, birləşmədə komponentlərin ion və kovalent radiuslarından asılıdır.

Laylı kristallarda α - və S - mərkəzləri alçaqomlu matrisada, β - və r - mərkəzləri isə yüksəkumlu fazalarda lokallaşır. Lokal səviyyələrin kristal daxilində belə paylanması (lokallaşması) kristalları alçaqomlu və yüksəkumlu edir. Təklif olunan bu model aşqarlanmamış A^3B^6 tipli qeyri-bircins yarımkəçirici birləşmələrdə baş verən elektron hadisələrini keyfiyyətcə kifayət qədər yaxşı izah edə bilər.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında ilkin lokal mərkəzlər və fəzaca qeyribircinslilik çox güman ki, tərkibdə cıvə, kadmium və düyünlər arası (akseptor tipli), Te - atomlarının, düyünlər arası kadmium və cıvə, həmçinin Hg (donor tipli) defektlərinin varlığı ilə bağlıdır. Belə nöqtəvi defektlərin əmələ gəlməsi hər şeydən əvvəl cıvənin daha tez uçucu olması ilə əlaqədardır.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında γ - şüalanma kristalda həm donor və həm də akseptor tipli radiasiya defektləri yaranır, lakin akseptor səviyyələr üstünlük təşkil etdiyindən n - tip $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında kompensə dərəcəsi artır.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalının müxtəlif dozalı γ - kvantlar və sürətli elektron seli ilə şüalandırılması onun kinetik parametrlərinə müxtəlif cür təsir göstərir. Bu təsir şüalanma nəticəsində $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında həm donor, həm də akseptor tipli nöqtəvi radiasiya defektlərinin yaranması ilə əlaqədardır. Bu defektlər kristal qəfəsdə cıvə atomlarının vakansiyaları və düyünlər arası cıvə atomları ilə bağlı nöqtəvi Frenkel defektləridir. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında şüalanmaya qədər məxsusi defektlərin klasterləri mövcuddur və bu klasterlər hesabına kristal daxilində lokal elektrik sahələri təsir göstərir. Kiçik şüalanma dozalarında yaranan nöqtəvi defektlər kristal daxilində miqrasiya edərək kristal daxilində iriölçülü qeyri-bircinslilik yaradır. Təbii ki, yürüklüyü kifayət qədər yüksək olan donor tipli nöqtəvi defektlər kristal daxilində daha effektiv və intensiv miqrasiya edir. Çox güman ki, γ -şüalandırılmış kristallarda müxtəlif nizamsızlıqların ətrafında donor tipli radiasiya defektlərinin toplanması da məhz bununla əlaqədardır.

ОТРАЖЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ In_6S_7

В.Т.Аббасов

Бакинский Государственный Университет

В известной нам литературе отсутствуют сведения об оптических свойствах In_6S_7 в инфракрасной (ИК) области спектра.

В настоящей работе приведены результаты измерения спектров отражения кристаллов In_6S_7 , имеющих ромбическую структуру с параметрами решетки $a = 3.94 \text{ \AA}$, $b = 4.45 \text{ \AA}$, $c = 10.65 \text{ \AA}$. Монокристаллы In_6S_7 получены видоизмененным методом Бриджмена. ИК спектры отражения регистрировались в интервале длин волн $2 \div 100 \text{ мкм}$ при комнатной температуре. Образцы, размером примерно $8 \times 12 \text{ мм}^2$, тщательно шлифовались и полировались на алмазных пастах до получения зеркальной поверхности. Для исключения возможных многократных отражений им придавалась клиновидная форма.

Как известно, коэффициент зеркального отражения света R при нормальном падении на образец определяется действительной (ε_1) и (ε_2) мнимой составляющими диэлектрической проницаемости (ε) вещества

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \sqrt{2[\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1]} + 1}{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \sqrt{2[\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1]} + 1}, \quad (1)$$

Если ограничиться ИК областью спектра, то, исходя из классических соображений [1], ε_1 , и ε_2 в длинноволновом пределе (волновой вектор $\vec{k} \cong 0$) могут быть записаны в виде

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi\rho \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right)^2 \right]}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{\omega_{TO}} \right)^2}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{4\pi\rho \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right) \left(\frac{\gamma}{\omega_{TO}} \right)}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{TO}} \right)^2 \left(\frac{\gamma}{\omega_{TO}} \right)^2} \quad (3)$$

где ω_{TO} - частота поперечных оптических фононов, $4\pi\rho = (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)$ - сила осциллятора, γ - коэффициент затухания, ε_0 и ε_∞ - статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости кристалла соответственно.

На рис.1 представлены спектры решеточного отражения образца In_6S_7 . Сплошной линией показаны результаты вычисления R по формулам (1), (2) и (3) для одноосцилляторной модели при $\gamma/\omega_{TO} = 0.042$. Из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных спектров отражения определена $\omega_{TO} = 2\pi\nu_{TO}$, откуда

$\nu_{TO} = 196 \text{ см}^{-1}$. Для времени жизни оптических фононов получено значение $1/\gamma = 6.5 \cdot 10^{-13}$ сек.

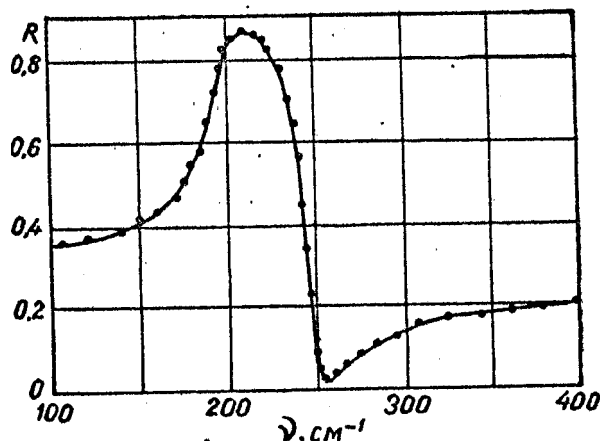


Рис. 1. Сопоставление расчетного (сплошная кривая) и экспериментального спектров отражения In_6S_7 .

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Борн, Х.Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток, ИЛ, М., 1958.
2. I.F.Chang, S.S.Mitra, J.N.Plenl, L.C.Mansur. Phys. Stat. Sol., 28, 663, 1968.
3. İ.M.İsmailov, V.T.Abbasov, E.M.Qurbanov. monokristalının alınması və birləşməsi. "Xəbərlər". BDU. 2002.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФОСЕЛЕНИДА ЦИНКА ИЗ РАСТВОРА С ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ

М.А. ДЖАФАРОВ, Т.О. БАГИРОВ, Э.Ф. НАСИРОВ

Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем

В последние десятилетия резко возрос интерес к нано-объектам самой различной природы. Это связано с тем, что частицы таких размеров обладают уникальными свойствами, отличающими их от соответствующей макрофазы. Изучение свойств наночастиц является одной из основных целей нового направления физикохимии наночастиц. Интерес к синтезу малых частиц, кластеров, нанокристаллов различных веществ существенно вырос, когда обнаружилось, что уменьшение размеров кристаллитов ниже некоторой пороговой величины может приводить к значительному изменению кристаллической структуры и появлению квантовых свойств. Квантовые эффекты наблюдаются наиболее отчетливо, когда размер частиц составляет менее 10 нм.

Благодаря квантовым свойствам наночастиц появилась новая важная область их применения — производство современных микроэлектронных устройств с нанометровым размером элементов.

Образование наноструктур в реальных условиях протекает вдали от равновесия. То есть, между системой, в которой образуются наномасштабные элементы, и

окружающей ее средой развиваются потоки вещества, энергии и информации. Направленность и интенсивность этих потоков определяет размер, форму, свойства и дальнейшую эволюцию наноструктуры. Кроме того, при определенном уровне неравновесности в системе возможно образование высокоупорядоченных структур, монодисперсных порошков, бездефектных частиц, а также возможен процесс самоорганизации. При получении нанообъектов существенное влияние оказывают даже незначительные флуктуации. С учетом того, что наносистема может иметь несколько энергетически выгодных состояний, существует проблема точного массового воспроизведения наноструктур. Увеличить воспроизводимость наносистем можно путем оптимизации воздействий, вид и интенсивность которых определяется при изучении конкретного процесса синтеза наноструктур. При получении наночастиц необходимо учитывать их неустойчивость и высокую реакционную способность, которые могут привести к их агрегации, потери необходимых свойств при взаимодействии с окружающей средой, изменить их структуру. Это может нарушить эволюционный переход к наноматериалу и в конечном итоге определить низкий уровень эксплуатационных характеристик. Более того, метод получения наноструктуры оказывает сильное влияние на эволюцию свойств материалов в период эксплуатации. То есть, наноструктура, как неравновесная система, будет стремиться приобрести энергетически более выгодное состояние, при этом свойства материала будут значительно изменяться. Поэтому метод получения наночастиц или наноматериалов должен не только снабдить материал требуемыми свойствами, но и обеспечить стабильность этих свойств или заданное изменение их во времени при воздействии внешних факторов.

Развитие этого направления тесно связано с разработкой простых и доступных методов синтеза, позволяющих получать наночастицы заданного размера с достаточно узким распределением по размерам. Для этих целей в последнее время начинают использоваться дисперсные системы, полимерные матрицы, везикулы, обратные микроэмульсионные системы (м/э).

Обратные м/э представляют собой термодинамически устойчивые двухфазные системы, состоящие из микрокапель полярной фазы (воды), распределенных в неполярной среде (углеводород). Для стабилизации таких систем используют поверхностно-активные вещества (ПАВ) различной природы. Поскольку размер капель не превышает обычно 100 нм, они активно участвуют в тепловом броуновском движении, в процессе которого непрерывно сталкиваются, коалесцируют и снова распадаются, т.е. происходит непрерывный обмен веществом, содержащимся в каплях. Это делает возможным проведение химических реакций между веществами, содержащимися в полярной фазе и образующими труднорастворимое соединение. Преимущество такого способа получения наночастиц состоит в относительной простоте, а также возможности одновременного синтеза и стабилизации получаемых частиц. В данной работе исследовано получение наночастиц сульфоселенида цинка в м/э системе, стабилизированной неионогенным ПАВ (нПАВ), и влияние объема микроэмульсионных капель и пересыщения на размер образующихся частиц. В качестве нПАВ был использован п-трет-октилфениловый эфир полиэтиленгликоля – со средней длиной оксиэтильной цепи, в качестве со-ПАВ использовали н-гексилловый спирт «х.ч.». Неполярной фазой служил циклогексан. В качестве полярной фазы использовали воду, водные растворы $ZnSO_4$ и сульфоселенида натрия, предварительно перекристаллизованного. Все растворы были приготовлены на бидистиллированной воде. Обратные м/э системы получали солюбилизацией воды, водных растворов соответствующих солей, в которой концентрация Тх-100 составляла 0,3 М, а соотношение со-ПАВ/ПАВ – 4,3:1. К определенному объему этого раствора прибавляли по каплям воду или водные растворы соответствующих солей в таком количестве, чтобы соотношение $W = [H_2O]/[ПАВ]$ изменялось в интервале от 7 до 15.

Для получения сульфида кадмия смешивали равные объемы м/э идентичного состава, содержащие в водной фазе ионы реагирующих веществ. Размеры частиц сульфоселенида цинка, полученных в процессе реакции, определялись спектрофотометрическим методом. Возможность использования подобного метода обусловлена уникальной особенностью наночастиц – зависимостью оптических свойств от размера частиц.

ПЕРСПЕКТИВНОСТЬ МЕТОДА ОСАЖДЕНИЯ ИЗ РАСТВОРА В СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

М.А. ДЖАФАРОВ, Р.Ф. МЕХТИЕВ, Э.Ф. НАСИРОВ, Р.М. РЗАЙЕВ

*Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный
Университет, Институт Физических Проблем*

В последнее время во всем мире наблюдается растущий интерес к нетрадиционным возобновляемым источникам энергии, обусловленный двумя негативными тенденциями развития традиционной энергетики: быстрым истощением природных топливно-энергетических ресурсов и загрязнением окружающей среды.

Преимуществом нетрадиционных и возобновляемых источников энергии является их экологическая безопасность и возможность локального использования. Особое место среди альтернативных, возобновляемых экологически чистых источников энергии занимают полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи (ФЭП), с помощью которых происходит прямое превращение солнечной энергии в электрическую энергию. Фотоэлектрические преобразователи имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными источниками энергии – практически неограниченный ресурс сырья в виде солнечного излучения, сравнительно просты в изготовлении и обслуживании, долговечны, т. к. не имеют движущихся и трущихся частей, не содержат механических элементов приводящих к механическим потерям при передаче энергии. Они являются практически чистыми энергетическими устройствами, не загрязняющими окружающую среду.

Поэтому разработка и внедрение нетрадиционных источников энергии является актуальным и перспективным. Но проблема использования и запуска в масштабное производство ФЭП – высокая цена. Изготовление преобразователей из доступных и недорогих материалов, а также использование простых конструкций будет способствовать снижению цены.

В литературе описаны разнообразные конструкции и материалы, применяемые при создании ФЭП. Однако, чем сложнее сама конструкция ФЭП и дефицитнее реагенты, использующиеся для его изготовления, тем выше цена такого модуля, что существенно отражается на цене энергии полученной таким преобразователем. В настоящее время большая часть ФЭП изготавливаются на основе монокристаллического кремния, имеющего высокую стоимость. При таком производстве затрачивается большое количество энергии и труда, которое не окупается в течение срока их эксплуатации. Поэтому они используются преимущественно для аппаратов космического назначения, где их невозможно заменить ФЭП на основе других материалов в силу технических и эксплуатационных характеристик.

Альтернативой ФЭП на основе монокристаллического кремния выступили ФЭП на основе пленок полупроводниковых поликристаллических соединений Cu(InGa)Se_2 , CdTe , GaAs и пленок гидрогенизированного аморфного кремния aSi:H . Относительно низкая стоимость которых при массовом производстве и при достаточной

эффективности, делает их более привлекательными. Типичные конструкции ФЭП на их основе состоят более чем из трех разнокомпонентных слоев, что усложняет технологический процесс изготовления и процесс утилизации по окончании срока службы, а это приводит к удорожанию электроэнергии, полученной с помощью таких фотоэлектрических модулей, и экономически невыгодному их использованию.

Для того чтобы ФЭП стали более доступными, а электрическая энергия, полученная с их помощью могла конкурировать с электроэнергией традиционных источников, необходима простая и доступная технология их изготовления, не требующая высоких температур, давлений и дефицитных дорогостоящих материалов и реагентов. В литературе последнее время появляется все больше сведений о том, что широкозонные проводники соединений A^2B^6 и твердые растворы на их основе является альтернативой применяемым на сегодняшний день материалам, который по своим физико-химическим характеристикам не уступает вышеупомянутым, но при этом имеет ряд преимуществ.

При этом метод химического осаждения пленок из раствора имеет преимущества перед другими известными методами синтеза – позволяет получить полупроводниковые нанокристаллы намного меньшего размера, чем методы молекулярно-лучевой эпитаксии или литографии. Зарождение зародышей и их рост в растворе при химическом осаждении приводит к форме нанокристаллитов, по форме близких к сферической, в то время как нанесение пленок методами молекулярно-лучевой эпитаксии или электрохимическим осаждением – к несферической. С точки зрения структурных, электрических и оптических характеристик пленки CdS, полученные этим методом, не уступают по качеству пленкам полученным другими методами, а оборудование, которое используется, является более доступным и простым, не требует больших материальных затрат в отличие, например, от методов эпитаксиального осаждения или вакуумного испарения. Для этого метода не нужна высокая температура и давление, как для метода вакуумного испарения и ионного распыления, что снижает уровень требований к материалу оборудования и подложки. Метод не взрывоопасен и не имеет повышенной токсичности, как, например, метод осаждения из паровой фазы. Осаждение пленки из раствора дает возможность контролировать и наблюдать за процессом роста пленки, а также управлять процессом осаждения. В зависимости от условий проведения процесса можно получить поликристаллические или гладкие плотные пленки.

Рекомендованная методика образования пленки сульфида кадмия с получением заданных свойств покрытия заключается в осаждении из водного раствора хлорида кадмия, тиомочевины, гидроксида натрия и аммиака на стеклянную подложку CdS р типа. При температурах 23 – 80 °С и времени нанесения одного слоя 40 минут.

В результате проведенных исследований было установлено, что оптимальные концентрации составляют для хлорида кадмия 1,8 г/л, для тиомочевины 15,2 г/л и для гидроксида натрия 1,6 г/л, которые позволили получить пленку сульфида кадмия толщиной 700 – 900 Å. Для получения пленки более 900 Å необходимо проводить многократное нанесение. При исследовании процесса осаждения CdS в виде тонкой пленки на стеклянную подложку было установлено, что при однократном нанесении на подложку CdS покрытие имело вид тонкой ровной пленки с зернами размером 0,5 – 1 мкм. При двукратном нанесении наблюдалось утолщение пленки с одновременным увеличением количества и размера зерен. При пятикратном нанесении пленка CdS представляла собой равномерный слой, состоящий из поликристаллов размером до 5 мкм. Из этого был сделан вывод, что при получении пленки CdS химическим осаждением из раствора с увеличением толщины пленки увеличивается размер зерен CdS.

**(SnTe)_{1-x}(PrTe)_x SİSTEM ƏRİNTİLƏRİNİN TERMO E.H.Q.-NİN
TEMPERATUR ASILILIĞI**

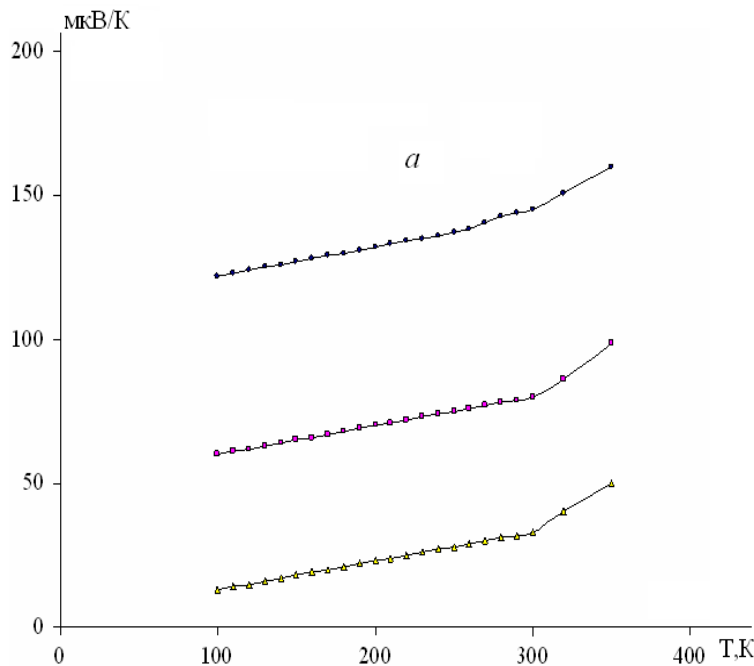
İ.Məmmədov Ş.F.Sərdarov
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Bu işdə biz SnTe-PrTe sisteminin aşağıdakı tərkiblər ($x=0,01; 0,02; 0,03$) seçilmiş və sintez edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, bu sistemdə SnTe əsasında PrTe həllolması tədqiq edilmiş və 4 mol% həllolma müşahidə edilir. Məlum olmuşdur ki, bunlar praktiki olaraq, qiymətli termoelektrik çevirici, yüksək təzyiqli ötürücü və digər xassələrə malik olduğuna görə yarımkeçiricilər sənayesində geniş yol açmışdır.

Bu işdə müxtəlif tərkibli ərintilərin termo e.h.q.-nin temperatur asılılığı tədqiqatı aparılmışdır. Tədqiqatın nəticələri şəkildə verilib. Şəkildən görüldüyü kimi, ($x=0,01; 0,02; 0,03$) ərintilərinin bütün tədqiqləri üçün, α -(termo. e.h.q.) xarakterik olaraq, temperatur (100-450 K) intervalında artır.

Beləliklə, temperatur (100-300 K) intervalında tədricən artır, yuxarı temperatur oblastında (300-450 K) intervalında kəskin artır. Bu isə SnTe əsasında kristallarda Sn atomlarının Pr atomları ilə əvəz olunması hesabına baş verir. Bu isə həmin sistemin gələcəkdə bizə termoelektrik material olmasının göstəricisi ola bilər.



(SnTe)_{1-x}(PrTe)_x sistem ərintilərinin termo e.h.q.-nin temperatur asılılığı

**ФРЕНКЕЛЕВСКАЯ Понижения Барьера в Органических
Полупроводниках**

С.А.Садррадинов, Э.С.Гараев
Бакинский Государственный Университет

Выбирая соответствующий материал электродов, известным способом можно сформировать как омические [1-3], так и выпрямляющие электроконтакты к поверхности полупроводниковых органических соединений ряда фталоцианина.

Исследование различными методами токовых характеристик тонкопленочных структур на основе органических полупроводников, дает возможность созданию активных элементов микроэлектроники.

В данной работе приводятся результаты процесса генерации носителей заряда и их транспорта в структурах на основе пленок H_2Pc (безметалльного фталоцианина). Для интерпретации сверх линейных токовых характеристик в структурах $Ag/H_2Pc/Ag$ привлекается теория токов термополевой эмиссия носителей заряда из ловушек (эффект Франкеля-Пула).

Зависимость тока в структуре от напряжения показали, что при малых напряжениях с повышением U ток возрастает линейно, при больших - нелинейно. Оказалось, что при больших напряжениях отношение I к U меняется экспоненциально в зависимости от корня квадратного из величины U ($I/U \sim \exp U^{1/2}$).

При отсутствии в структуре высокоомных приэлектродных барьеров линейная зависимость $\lg \frac{I}{U}$ от $U^{1/2}$ может быть связана с эмиссией Френкеля-Пула [4], когда процесс термического возбуждения носителей из ловушек облегчается приложенным электрическим полем. Подтверждение этой версии было проверено путем изучения I от T при различных ($U = 4B, 8B, 12B, 16B$) напряжениях на образце и установлением характерных постоянных.

В слабом поле ($F < 6 \cdot 10^6 B/M$) зависимость I от T экспоненциальная и описывается двумя энергиями активации: 0,5 эВ и 0,7 эВ (в расчете на КТ). Величина 0,5 эВ является глубиной доминантных уровней захвата. Вторая величина характеризуется собственную проводимость H_2Pc (1,4 эВ в расчете на 2 кТ) и хорошо согласуется с литературными данными [5]. В сильном поле когда ($F \geq 1,5 \cdot 10^7 B/M$) экспоненциальное возрастание тока с ростом F величина E_F уменьшается в соответствии с теорией Френкелевской ионизации ловушек:

$$E_F = E_0 - e\beta F^{1/2}, \quad (1)$$

где β - постоянная Френкеля-Пула и установлено по зависимости Френкелевского понижение барьера ловушек, $\Delta E = E_0 - E_F$ от $F^{1/2}$.

$$\beta = \frac{\Delta E}{eU^{1/2}} \sqrt{d} \quad (2)$$

где d - толщина пленки H_2Pc равным 0,72 мкм. Определенная из наклона прямой величина $\beta = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot B^{1/2} \cdot M^{1/2}$. Эта величина β соответствует значению теоретической β , определенная по значением $\varepsilon = 3,5$ и постоянных по формуле:

$$\beta = \left(\frac{e^3}{\pi \varepsilon \varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

и имеет значение $\beta = 4,24 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot B^{1/2} \cdot M^{1/2}$, что хорошо согласуется с значениями найденными из эксперимента.

Зависимость проводимости σ от F в Френкелевских координатах для двух температур показывает, что в слабом поле σ не зависит от F и при 298 К $\sigma = 4 \cdot 10^0 \text{ Ом}^{-1} \cdot M^{-1}$. В дальнейшем повышением F проводимость возрастает и в интервале нескольких порядков $\sigma \sim F^{1/2}$, а наклоны прямых с ростом температуры

уменьшается. На этом участке σ изменяется в соответствии с выражением:

$$\sigma = \exp\left(-\frac{E_0 - e\beta F^{1/2}}{kT}\right) \quad (4)$$

По наклону прямых находим, что величина $\beta = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \text{В}^{1/2} \cdot \text{м}^{1/2}$ (при температуре 298 K) и $4,7 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \text{В}^{1/2} \cdot \text{м}^{1/2}$ (при 423 K).

Из вышеизложенного видно, что согласие между экспериментальными результатами и расчетными достаточно хорошее.

Таким образом, в структуре метал - H_2Pc -металл при отсутствие скачков потенциала в сильном поле происходит термополевая опустошение ловушек.

Литература

- [1]. С.Наманн, Phys. Stat. Sol. 26, 311 (1968)
- [2]. A. Sussman, J. Appl. Phys. 38, 2738 (1967)
- [3]. А.П. Мартыненко. Фталоцианины перспективные материалы микроэлектроники. М., ЦНИИ «Электроника» 1982 (деп).
- [4]. Симмонс Д.Г. «Прохождение тока сквозь тонкие диэлектрические пленки» . В кн. Технология тонких пленок, М., Советское радио, с. 377, (1977)
- [5]. Гутман Ф., Лауонс Л; «Органические полупроводники». М., с. 537 (1970)

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

С.А.Садрадинов, Э.С.Гараев

Бакинский Государственный Университет

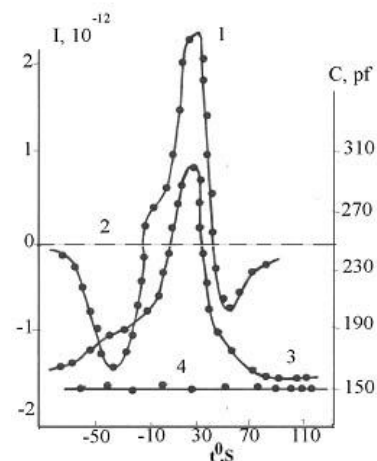
В ранних работах было обнаружено, что в органических полупроводнике фталоцианине без металла имеет место энантиотропное фазовое превращение в состояние, в котором проявляются свойства, подобные свойства, сегнетоэлектриков [1]. В настоящей работе мы приводим результаты исследований пироэлектрического эффекта во фталоцианина ванадила ($PcVo$). Фазовый переход приводит к новым характеристикам проводимости, измеряемой на постоянном и переменном токах – в сегнетоэлектрическом состоянии полупроводниковые свойства фталоцианина коренным образом изменяются [2]. Используемый в исследованиях $VoPc$ нами дополнительно очищался путем двукратной вакуумной сублимации. Структура $Al/VoPc/Ag$ ура получили термическим напылением в вакууме ($\approx 10^{-6}$ тор) $VoPc$ и второго электрода Ag на керамическую подложку. Толщина слоя $VoPc$ $0,4 \div 2,0$ $мкм$. Удельное сопротивление при комнатной температуре фталоцианина в полярной форме было $10^{10} - 10^{12}$ $Ом.см$.

На кварцевой подложке готовились сразу два образца, совершенно одинаковые по геометрии, которые затем, при проведении опыта, находились всегда при одинаковых температурах. При нагревании со скоростью $1-5 \frac{град}{мин}$ с одного из образцов снимался пироток в динамическом режиме, а на другом одновременно измерялись диэлектрические характеристики (3). Это позволяло проводить сопоставление наблюдаемых пиротоков с проявлением сегнетоэлектрических свойств вещества. Все измерение проводились в вакууме 10^{-5} тор на образцах, в которых отсутствовали контактные явления.

Экспериментальные результаты представлены на рисунке. Видно, что кривая

протока имеет сложный характер (1), причем ток в области фазового перехода несколько раз меняет свое направление. Максимальное значение пиротока достигается при $+20 \div 23^{\circ}\text{C}$, что соответствует положению максимума диэлектрической проницаемости образца (3) такого рода фазовые переходы, сопровождающиеся лямбда – явлениями, т.е. прохождением через максимум физико-химических характеристик (теплоемкости, энтропии и др), известны для многих органических и неорганических твердых

систем [3]. Проводимость образца в сегнетоэлектрическом состоянии в области перехода намного больше проводимости исходного состояния и имеет максимум. Такого же характера изменения наблюдается и на переменном токе, однако, при этом от более высокого уровня проводимости в исходном состоянии. Энантиоропное фазовое превращение во фталоцианина ванадилье протекает весьма замедленно. Эта особенность проявляется и при измерениях пирозлектрического эффекта. Если охлаждение образцов проводить достаточно быстро, так чтобы превращение не успевало произойти, то при последующем нагревании, как изменение емкости, так и пиросигнал не



Кривые протока (1) и температурные зависимости емкости (3) $VoPc$. 3-6 пирозлектрическом состоянии, 2,4-6 полупроводниковом состоянии (после охлаждения с высокой скоростью)

При охлаждении со скоростью $5 \frac{\text{град}}{\text{мин}}$ происходит частичное превращение

вещества, что выявляется при последующем нагревании по росту ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь. Одновременно в этой же области температур появляется и небольшой пироток. При длительном (в течение 10-15 час.) выдерживании образца в интервале температур $0-17^{\circ}\text{C}$, происходит полный переход $VoPc$ в новое устойчивое состояние и пироток, как и ϵ , максимальны.

Экспериментально была обнаружена, что величина пирозлектрического эффекта при заданной степени превращения вещества возрастает с ростом поляризующего напряжения и в максимуме увеличивается также при повышении скорости нагревания. Внешним электрическим полем можно изменить полярности пиротока.

Совпадение максимумов диэлектрической проницаемости и пиросигнала позволяет предположить, что по максимуму пиротока можно определить температуру фазового перехода во фталоцианине, как это предлагается для обычных сегнетоэлектриков [4].

Таким образом, полученные результаты показывают, что фталоцианин ванадий в определенных условиях является пирозлектриком, причем пирозлектрический эффект аналогичен пироэффекту, наблюдаемому в сегнетоэлектриках [5].

Литература

- [1]. Ю.А.Видади, Е.А.Чистяков, А.Д.Розенштейн. ФТТ, т.11, с. 2408, 1969.
- [2]. Ю.А.Видади, А.Д.Розенштейн, Е.А.Чистяков. ФТТ, т.12, 634, 1970.
- [3]. А.Уббелодде. Плавление и кристаллическая структура. Изд. «Мир», М.,1969.
- [4].А.Г.Сhynoweth. J.Appl. Phys., t.27, с.78, 1956.
- [5]. Б.П.Григас. ФТТ, т.9, 2430, 2998, 1967