

I BÖLMƏ

OPTO-, NANOELEKTRONİKA

МЕХАНИЗМЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

**А.Г. Кязым-заде, В.М. Салманов, А.А. Салманова, И.М. Алиев,
А.М. Алиева**

*Бакинский Государственный Университет
vagif_salmanov@yahoo.com*

Экспериментально исследованы механизмы поглощения лазерного излучения в полупроводниках и прозрачных диэлектриках. Показано, что если в диэлектриках наблюдаются различного рода нелинейные и резонансные эффекты, такие как гиперзвук, кумуляция упругой волны, поглощение на неоднородностях структуры, многофотонные процессы, то в полупроводниках основным механизмом перехода поглощаемой световой энергии в тепло будет безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар, генерированных лазерным светом.

При взаимодействии мощного лазерного излучения с твердым телом заметную роль начинают играть различного рода нелинейные эффекты, а обычные механизмы поглощения и рассеяния света приобретают специфическую окраску из-за высокого энерговыделения. В настоящее время эти явления привлекают большое внимание исследователей, причем рассматривается как специфика взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом, так и вопросы прикладного характера в связи с разработкой новых технологических операций и усовершенствования лазерной техники.

В данной работе рассматриваются механизмы поглощения лазерного излучения в прозрачных диэлектриках и полупроводниках.

В качестве источника возбуждения были использованы твердотельные неодимовые ($\lambda = 1064nm$) и рубиновые лазеры ($\lambda = 694nm$), работающие в режиме модуляции добротности. Длительность импульса составляла $\sim 3нс$, а максимальная мощность $10 МВт/см^2$. Объектами исследования являлись монокристаллы кремния р-типа, с различными концентрациями дырок ($10^{12} \div 10^{19} см^{-3}$), а также прозрачные диэлектрики (полиметилметакрилат, полистрол, органическое стекло и щелочно-галоидные кристаллы). Экспериментально исследовались зависимости величины пропускания света от интенсивности падающего света, стимулированное бриллюэновское рассеяние света, спектральные зависимости теплового излучения и т.д.

Анализ теоретических и экспериментальных исследований показал, что в диэлектриках наблюдаются различного рода нелинейные и резонансные эффекты, такие как гиперзвук, рождаемый в результате «вынужденного рассеяния света на частоте компонент Мандельштама - Бриллюэна (ВРМБ)», кумуляция упругой волны, многофотонные процессы, а в обычных доступных в настоящее время материалах, содержащих оптические неоднородности, напротив преобладают процессы тепловыделения на неоднородностях структуры, приводящие к возникновению значительных термоупругих напряжений.

Было показано, что в прозрачных материалах гиперзвуковой механизм поглощения света является доминирующим при мощном лазерном возбуждении. Молекулярное рассеяние света или рассеяние света вообще может возникнуть только в результате появления оптических неоднородностей в рассеивающей среде или на рассеивающей поверхности вещества. Физические причины возникновения оптических неоднородностей многочисленны и разнообразны. Среда может стать оптически неоднородной вследствие грубых включений одного вещества в другое, например, в результате посторонних

включений в кристаллах. С другой стороны, рассеяние света может наблюдаться и в веществах, совершенно свободных от каких бы то ни было посторонних включений, вследствие статического характера теплового движения частиц вещества. В этом случае причиной оптических неоднородностей становятся флуктуации оптической диэлектрической проницаемости, вызванные в свою очередь флуктуациями ориентации молекул. Рассеяние света, вызванное такими различными случайными флуктуациями, носит название молекулярного рассеяния света. Флуктуации давления, температуры или энтропии, ориентации анизотропных молекул или флуктуации концентраций возникают и «рассасываются» во времени. Характер процесса возникновения и «рассасывания» флуктуаций для разных флуктуаций не одинаков. С использованием мощных источников света было открыто новое явление ВРМБ. В отличие от обычного рассеяния света, когда интенсивность света молекулярного рассеяния на различных тепловых флуктуациях (размеры которых много меньше длины волны) растет линейно с ростом интенсивности возбуждения, явление ВРМБ состоит в том, что интенсивность смещенных компонент тонкой структуры растет нелинейно с ростом возбуждающего излучения. Это нелинейное возрастание интенсивности компонент Мандельштама - Бриллюэна наступает после того, как интенсивность возбуждающего света превышает определенное пороговое значение. Физическая причина ВРМБ заключается в том, что при больших интенсивностях возбуждающего света начинает играть существенную роль взаимодействие возбуждающей и рассеянной световых волн на характер движения среды, возникает упругая волна большой интенсивности. Если на тело действует электрическое поле, то в таком теле возникает электрострикция, вызывающая изменение объема тела. Стрикционные силы создают гиперзвуковую волну, по частоте в точности совпадающей с частотой тепловой гиперзвуковой волны, породившей компоненту Мандельштама - Бриллюэна. Возникает ситуация, при которой энергия световой волны импульса лазера перекачивается в энергию гиперзвуковой волны и энергию света компоненты Мандельштама - Бриллюэна. Более интенсивная тепловая компонента Мандельштама – Бриллюэна вместе с первоначальной световой волной создает еще более интенсивную гиперзвуковую волну и т.д. Таким образом, происходит как бы резонансный процесс, в котором амплитуда возникающих гиперзвуковых волн может достигнуть очень высоких значений.

Нами также обнаружено, что после превышения некоторого порогового, характерного для каждого вещества значения плотности энергии, наблюдается появление четко выраженного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Изучен характер ЭПР в этих веществах и кинетика образования и исчезновения обуславливающих его парамагнитных центров. Предполагается, что наблюдаемые парамагнитные центры являются продуктами своеобразного разложения веществ под действием мощного лазерного излучения.

Однако, в достаточно чистых полупроводниках с шириной запрещенной зоны E_g порядка энергии кванта света $h\nu$, может иметь место чисто полупроводниковый механизм перехода световой энергии в тепло. В рассматриваемом случае, свет генерирует электронно-дырочные пары, которые при наличии безызлучательных переходов, рекомбинируя выделяют энергию в виде тепла. Если время жизни пары по отношению к безызлучательному переходу достаточно мало, так что поглощение света свободными (равновесными и неравновесными) носителями тока меньше собственного поглощения полупроводника, то основным механизмом перехода поглощаемой световой энергии в тепло будет безызлучательная рекомбинация электронно-дырочных пар.

Очевидно, что в полупроводниках в зависимости от соотношения между шириной запрещенной зоны и величиной кванта лазерного света, а также от концентрации свободных носителей тока и времени безызлучательных переходов может осуществляться

любой из описанных выше механизмов поглощения как в чистом виде, так и в различных комбинациях. Таким образом, в полупроводниках наибольший интерес представляют следующие четыре типа механизмов поглощения:

1. «Диэлектрический», $h\nu \ll E_g$, поглощение на примесных атомах несущественно, свободные носители в зоне проводимости и валентной зоне отсутствуют. В этом случае имеют место взаимодействие с решеткой (например, ВРМБ), непосредственное поглощение света на неоднородностях и многофотонные процессы.

2. «Металлический», $h\nu < E_g$, многофотонные процессы и поглощение на примесях и неоднородностях несущественны, имеются свободные носители в разрешенной зоне. Поглощение определяется взаимодействием свободными носителями тока.

3. «Индукцированный металлический», $h\nu > E_g$, время безызлучательных переходов велико. Поглощение на неравновесных свободных носителях тока превышает собственное поглощение.

4. «Полупроводниковый», $h\nu > E_g$, время безызлучательных переходов мало. Низкая равновесная концентрация носителей тока.

В заключении отметим, что проведенные нами экспериментальные и теоретические исследования подтвердили наличие указанных выше механизмов поглощения в рассмотренных прозрачных диэлектриках и полупроводниках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заботков С.В. Ежов А.А., Головань Л.А. Формирование наночастиц на поверхности кремния под действием фемтосекундных лазерных импульсов. ФТП, 2007, т.41, в. 8, с.1018-1020.
2. Володин В.А., Гацкевич У.И., Двуреченский А.В. Модифицирование нанокластеров германия в кремнии под действием импульсного лазерного излучения. ФТП, 2003, т.37, в.11, с.1352-1357.
3. А.Г. Кязым-заде, В.М. Салманов, А.А. Салманова, А.М. Алиева. Вестник БГУ, 2011, №2, с.99-106.

**PREPARATION AND INVESTIGATION OF
HETEROJUNCTION SOLAR CELLS p-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y**

A.Sh.Abdinov, H.M.Mamedov, V.U.Mamedov, N.A.Rahimova

*Department of Physical Electronics, Faculty of Physics,
Baku State University, 370148, Z.Khalilov str., 23, Baku, Azerbaijan*

Heterojunctions have been fabricated of n-type Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y (x=0.7; y=0.2) thin films onto p-Si single crystal wafers using an electrochemical deposition method. The J-V measurements have been carried out for explanation of current passage mechanism through the junctions

Heterojunction solar cells based cadmium and zinc chalcogenide systems are known shows respectable efficiencies [1-5]. Solar cells from cadmium and zinc chalcogenide single crystals are very expensive; therefore the use of polycrystalline metal chalcogenide thin film is a desirable alternative for cost reduction. If the transparent conductive layers is rough (nano-granular), according to recent information in scientific literature [6], light scattering at rough interfaces in the solar cell in combination with a highly reflective back contact leads to an increase in optical path length of the light. Total internal reflectance leads to virtual 'trapping' of the light in the solar cell structure, allowing a further decrease in absorber thickness and series resistance. Thus it is results in manufacture of thin-film solar cell devices with higher and more stable efficiency. Our primary investigations shows that it is possible to prepare thin films with different size (6-8 cm²) and surface morphology (granular or homogeneous) by controlling the electrochemical depositing environment (air or nitrogen) [7].

Heterojunctions have been fabricated of n-type Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y (x=0.7; y=0.2) thin films onto p-Si single crystal wafers using an electrochemical deposition method. The J-V measurements have been carried out for explanation of current passage mechanism through the junctions. In the field of low voltages (U<0.3 V at room temperature) the basic contribution to current brings recombination currents which are described by expression:

$$J = J_0 \exp(eU / akT),$$

Where $\beta=1-1.5$. Thermal annealing at $t = 350^{\circ}\text{C}$ during $t=11$ min results to minimum values of a and J_0 . Obviously, it is due to the decrease of defect states on the junction region (formation of heterojunctions), and also recrystallization of films Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y at thermal annealing in argon atmosphere.

However in the field of high voltages (U>0.35 V at room temperature) the current is caused by tunneling through the junction.

We studied the voltammetric behavior of the Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y thin films on silicon substrate from aqueous solutions. The thin films of Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y were prepared by electrodeposition at different deposition potentials. We investigated the influence of the deposition potential on the electrical and morphological characteristics of electrodeposited thin films. It is established that thermal annealing at $t = 350^{\circ}\text{C}$ during $t=11-13$ min in argon atmosphere reduces the concentration of defects, results in formation of heterojunctions and minimum values of non-ideality factor of J-V characteristics.

Electrochemical deposition of the Cd_{0.3}Zn_{0.7}S_{0.8}Te_{0.2} films onto the p-Si substrates was carried out at room temperature from aqueous solution containing cadmium (CdCl₂), zinc (ZnCl₂), sodium (Na₂S₂O₃) and selenium (Na₂Te₂O₃) salts. The thickness and resistivity of the monocrystalline p-Si substrates were 0.4 mm and $\rho = 2-4 \Omega\cdot\text{cm}$, respectively. Before the electrochemical deposition process, the surfaces of silicon substrates were etched in an aqueous

solution of hydrochloric acid (HCl) and KOH-KNO₃ (1:3) composition for 3 min. After etching the silicon wafers were washed for 2 min in pure alcohol and distilled water, which it was maintained at high temperatures ($\geq 300^\circ\text{C}$). Quantum efficiency, light $J-V$ and $P-V$ characteristics of p-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y heterojunctions were measured by the standard technique (Figure 1). The values of all photoelectrical parameters of the cells strongly depend on the annealing regime. At illumination, as-deposited cells have the following photoelectrical parameters: $J_{sc} = 6.23 \text{ mA/cm}^2$, $U_{oc} = 530 \text{ mV}$.

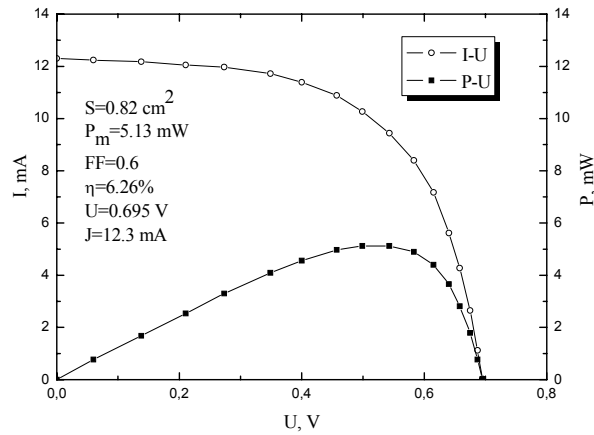


Figure 5. Light $J-V$ and $P-V$ characteristics of p-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y heterojunction solar cells

After the heat treatment the photosensitivity spectrum considerably changes - the spectral contour extends and strongly pronounced maximums are observed. After the heat treatment at temperature 350°C for 11 min, the photosensitivity of cells reaches a maximum value (Figure 1). The further increase of annealing temperature and duration (400°C and 17 min) results in sharp decrease of photosensitivity in all spectral range.

REFERENCES

1. A. Abdinov, H. Mamedov, S. Amirova, *Japanese Journal of applied physics*, 46 (2007) 7359.
2. A. Abdinov, H. Mamedov, and S. Amirova, *Thin Solid Films*, 511-512 (2006) 140.
3. A. Abdinov, H. Mamedov, G. Garibov, S. Amirova, N. Ragimova, *Optoelectronics and advanced materials*, 1 (2007) 480.
4. Y. Caglar and M. Zor, *Anad. Uni. J. Sci. and Tech.*, 4 (2003) 53.
5. Y. Feng, K. Teo, M. Li, H. Poon, C. Ong and J. Xia, *Journal of Applied Physics*, 74 (1993) 3948.
6. O. Goncharova, V. Gremenok, *Moldavian Journal of the Physical Sciences*, 5 (2006) 342.
7. A. Abdinov, H. Mamedov, V. Mamedov, *Investigation of p-Si/Cd_{0.3}Zn_{0.7}S_{0.8}Se_{0.2} heterostructures with intermediate nano-granular layer of CdTe*, European Materials Research Society Spring Meeting, Strasbourg, France, p. 55, 2009.

ИССЛЕДОВАНИЕ АСМ МЕТОДИКОЙ ДЕЙСТВУЮЩЕЙ РОЛИ ДЭП В ОБРАЗОВАНИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА ДИОДОВ ШОТТКИ

Р.К. Мамедов

Бакинский Государственный Университет

Новое явление возникновения дополнительного электрического поля (ДЭП) в реальных контактах металл – полупроводник (КМП) и электронные процессы происходящие на его основе в макро-, микро- и наноконтактах [1] имеют важное место в развитии современной микроэлектроники и нанотехнологии. Возможности [2] однозначной интерпретации множества разногласий между электрофизическими параметрами и характеристиками реальных КМП (с неоднородной и ограниченной контактной поверхностью) и соответствующими данными идеальных КМП (с однородной и неограниченной контактной поверхностью) с помощью энергетическими моделями и механизмами токопрохождения, разработанных на основе суперпозиции ДЭП и электрического поля объемных пространственных зарядов (ОПЗ) вызывает особый интерес. ДЭП возникает из-за установления контактной разностью потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника без исключения во всех реальных КМП. Вполне научно обоснованное и экспериментальными методиками подтвержденное ДЭП в КМП в последние годы уже было непосредственно измерено с помощью современной методики атомно-силовой микроскопии (АСМ) и выявлены его важнейшие специфические особенности [3-6].

Согласно известной модели Шоттки [2], если определенная поверхность металла с работой выхода Φ_M непосредственно контактируется с поверхностью n – типа полупроводника с электронным сродством χ и $\Phi_M > \chi$, тогда в приконтактной области полупроводника образуются потенциальный барьер с высотой Φ_{BO} (где $\Phi_{BO} = \Phi_M - \chi$) и обедненная область с глубиной d_0 (рис.1а).

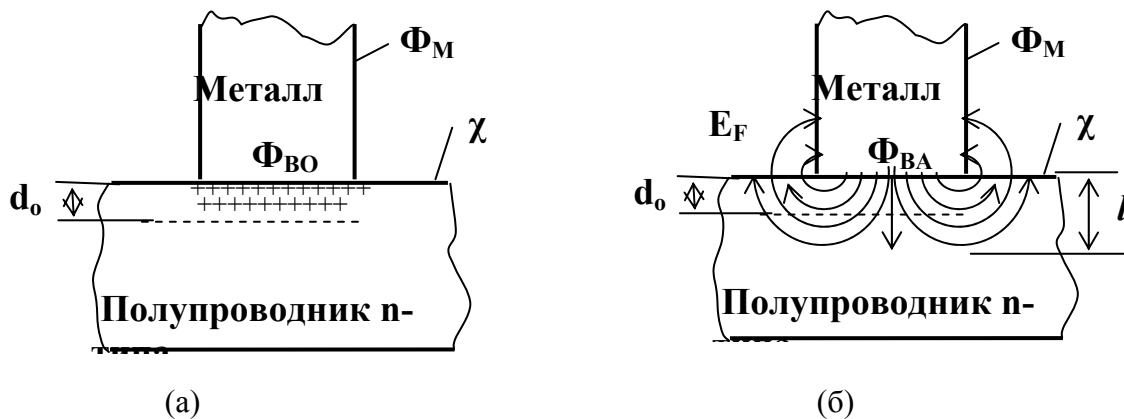


Рис.1.

В действительности, при непосредственном контакте металла с полупроводником работа выхода ($\sim 4-5$ eV) их свободных поверхностей, примыкающих контактной поверхности остаются неизменными, а высота потенциального барьера контактной поверхности становится порядка 1 eV. Возникновение контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника образует ДЭП с интенсивностью E_F вокруг боковой области металла, которое при низкоразмерных КМП полностью охватывает приконтактную область полупроводника с глубиной l , как это схематично представлено на рис.1б. В ре-

зультате суперпозиции ДЭП и поля объемных зарядов в приконтактной области полупроводника образуется потенциальный барьер с действующей высотой Φ_{BA} , являющейся определяющим параметром работы КМП.

В работе [3] проведено АСМ исследований свободной поверхности Au-nGaAs диода Шоттки рельеф, фазовая контрастности и распределение поверхностного потенциала. Установлено, что вокруг тонкой пленки металлического контакта в регионе ДЭП образуется переходная область (ореол) поверхности GaAs, где потенциал плавно изменяется между значениями потенциалов металлического контакта и свободной поверхности полупроводника. При этом на потенциал контакта влияют его геометрические размеры (диаметр и толщина) и свойства материала подложки (GaAs). Ширина ореола с ростом диаметра контакта от 5 до 50 мкм ширина ореола увеличивается от 2 до 20 мкм, а до 500 мкм еще больше около 30-35 мкм.. Потенциал ореола на расстоянии больше 10 мкм от периферии контакта меняется более 2 раза, а по периферии контакта с шириной меньше 2 мкм – более 10 раз.

Многочисленные особенности ДЭП в зависимости от конфигурации и геометрических размеров контактной поверхности, природы и толщины металлической пленки, типы проводимости и свойства поверхности полупроводника, предсказанные в работе [2], экспериментально подтвердились в АСМ исследованиях в диссертационной работе [4], где впервые непосредственно измерено ДЭП в ДШ на основе GaAs. Установлено закономерности распределения ДЭП на поверхности ДШ: поверхностный потенциал меняется в регионе ореола линейно, на границе более резко в пределах ширины 1-2 мкм и на поверхности металла экспоненциально.

На рис.2а представлены профили поперечных сечений рельефа (h , нм) и контактной разности потенциалов (КРП, мВ) согласно АСМ изображениям Au – nGaAs диодов Шоттки с диаметром 15 мкм. Видно, что распределение КРП между острием иглы кантилевера (зонда) и поверхностью Au – nGaAs диода Шоттки в области

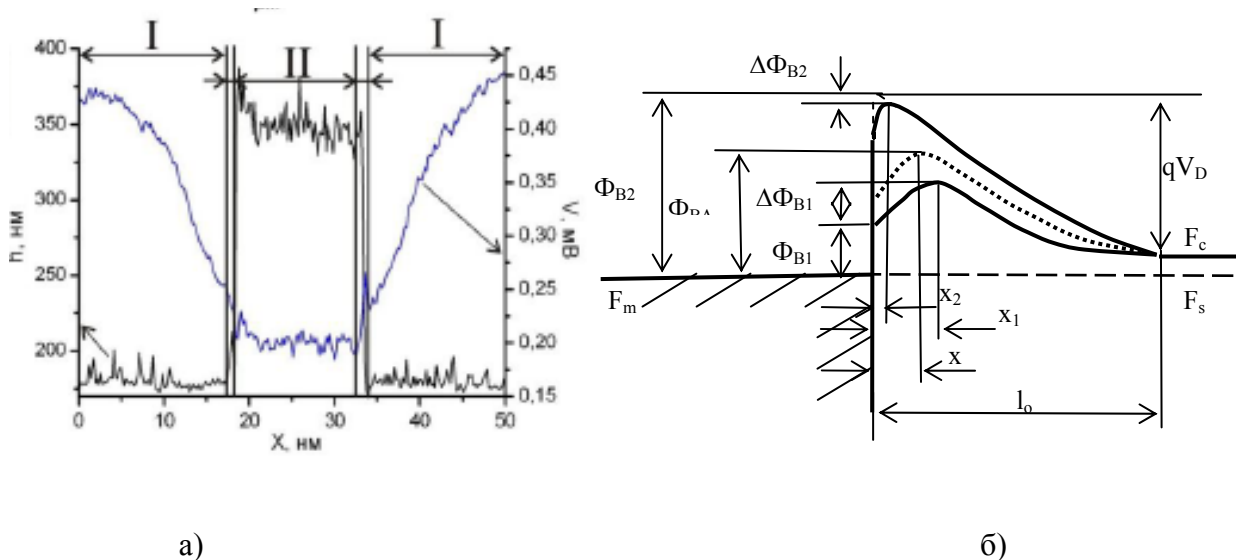


Рис. 2.

металла значительно меньше КРП свободной поверхности эпитаксиального слоя nGaAs за пределами контакта. По мере удаления от периметра контакта значение КРП постепенно увеличивается от минимального, равного КРП поверхности металла, до максимального, равного КРП свободной поверхности полупроводника. При этом под действием ДЭП вокруг круглого контакта наблюдается осесимметричная протяженная переходная область (ореол) шириной около 15 мкм с КРП, отличной от КРП свободной по-

верхности полупроводника. В области ореола (I) КПП уменьшается почти линейно и в узкой области (II) - более резко.

В нормальных плоских ДШ фактор идеальности (n) имеет значение порядка 1,01-1,02 и максимум потенциального барьера от контактной поверхности металла ДШ находится на расстоянии около $x_{ма} \approx 1-2$ нм в области пространственных зарядов с глубиной d_o (рис. 1а) [2]. Фактор идеальности (n) узких ДШ имеет значение намного больше единицы. Это означает, что расстояние $x_{ма}$ от контактной поверхности металла узкого ДШ становится больше, чем того же расстояния для плоского ДШ, т.е. $x_{ма} > x_m$. Энергетическая диаграмма узкого ДШ на основе полупроводника с электронной проводимостью при отсутствии внешнего напряжения ($U=0$) изображается так, как это схематично показано на рис.2б. При этом Φ_{BA} узкого ДШ образуется суперпозицией дополнительного электрического поля и поля области пространственных зарядов с глубиной l_o , если $l_o > d_o$. Потенциальный барьер узкого ДШ (Φ_{BA}) содержится из суммы локального потенциала Φ_{BO} на контактной поверхности металла и потенциала $\Delta\Phi_{BO}$, обусловленная ДЭП на расстоянии $x_{ма}$:

$$\Phi_{BA} = \Phi_{BO} + \Delta\Phi_{BO}$$

В тоже время, под действием ДЭП свободные электроны в области полупроводника с толщиной $\Delta l = l_o - d_o$ накапливаются на границе раздела и область пространственных зарядов расширяется от d_o до l_o .

Таким образом возникновение ДЭП в реальных ДШ приводит к смещению максимума потенциального барьера в глубь полупроводника и следовательно изменяет характер зависимостей высоты барьера от приложенного напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов Р. К., Вестник Бакинского Университета: сер.физ.-мат. наук. 2001, № 2, 84
2. Мамедов Р. К. Контакты металл - полупроводник с электрическим полем пятен. Баку, БГУ, 2003, 231
3. Torkhov N. A., Bozhkov V. G., Ivonin I.V. and Novikov V.A., Surface Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2009, 3, 888
4. Новиков В А Исследование морфологии и электронных свойств поверхности пленок $A^{III}B^V$ и контактов металл/ $A^{III}B^V$ методом атомно-силовой микроскопии, Автореферат кандидатской диссертации, Томск, ТГУ, 2010, 18
5. Торхов Н.А., ФТП, 2010г., 44, в.5, с. 767
6. Торхов Н.А., Новиков В. А., ФТП, 2011, т. 45, в.1, с. 70

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ В КРИСТАЛЛЕ $TiFeS_2$

Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, Р.С. Агаева
 Институт радиационных проблем НАН Азербайджана, AZ1143, Баку
sardarli@yahoo.com

На основе исследований зависимости $\sigma \sim (E^{1/2})$ показано, что ток в нелинейной области (с учетом термополевого эффекта Пула-Френкеля) обусловлен слабым полевым эффектом, как при измерениях параллельно, так и перпендикулярно кристаллографической оси кристалла $TiFeS_2$. Определены рассчитанные значения концентрации ионизованных центров N_v , длина свободного пробега λ , значения коэффициент Френкеля β , форма потенциальной ямы в кристаллах $TiFeS_2$.

Одномерный (1D) характер структуры кристаллов $TiFeS_2$ является одной из привлекательных особенностей кристаллов этого семейства. Соединение кристаллизуется в моноклинной пространственной группе $C2/m$ с параметрами ячейки $a=11.64 \text{ \AA}$, $b=5.31 \text{ \AA}$, $c=10.51 \text{ \AA}$ и $\beta=144.6^\circ$. В нестандартных обозначениях ($I 11 2/m$) параметры решетки записываются как $a=6.83 \text{ \AA}$, $b=10.51 \text{ \AA}$, $c=5.31 \text{ \AA}$ и $\gamma=98.6^\circ$ при этом цепочки представляют собой FeS_4 тетраэдры с общими гранями расположенные вдоль оси c [1, 2, 3, 4]. Подробно исследованы магнитные свойства кристалла $TiFeS_2$, в этих работах установлено наличие одномерного антиферромагнитного упорядочения, а также установлено наличие прыжковой проводимости [5, 6, 7, 8, 9].

Целью настоящей работы является установление механизма проводимости в омической области ВАХ и особенности термополевого эффекта Пула-Френкеля в нелинейной области ВАХ кристаллов $TiFeS_2$.

Измерения ВАХ проведены при прямом ходе, с увеличением прикладываемого постоянного напряжения вдоль оси c . Измерения проводились при фиксированных температурах в интервале 80 – 300К.

На рис.1 представлены вольтамперные характеристики кристаллов $TiFeS_2$ при различных температурах эксперимента, параллельно по оси c . На ВАХ выявляются два участка: омический ($J \propto U$) и область более резкого роста напряжения ($J \propto U^n$, $n > 1$). Линейный участок с ростом температуры расширяется, а напряжение перехода увеличивается. С ростом напряжения квадратичная область зависимости ($J \propto U$) перемещается к большим значениям, а с ростом температуры пороговое напряжение, с которого начинается квадратичная область, перемещается в сторону низких значений напряжений и n уменьшается. Это показывает, что резкое возрастание тока обусловлено в основном ионизацией локальных уровней в поле.

В сильном электрическом поле, когда перепад потенциальной энергии электрона $eER(T)$ на длине характерного прыжка $R(T)$ сравнивается с шириной полосы энергий вокруг уровня Ферми $\Delta\varepsilon(T)$, в которой происходят прыжки, электрон может двигаться в направлении поля, испуская фононы при каждом перескоке. Согласно Мотту [10], ток в этом случае не зависит от температуры и растет с увеличением поля по закону

$$I(E) \sim \exp\{- (E_0/E)^{1/2}\}$$

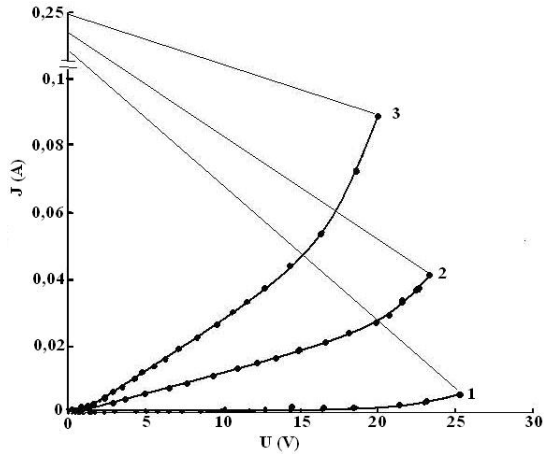


Рис.1. ВАХ кристалла TIFeS₂ измерение параллельно оси *c* при температурах: 1-90, 2-200, 3-300К.

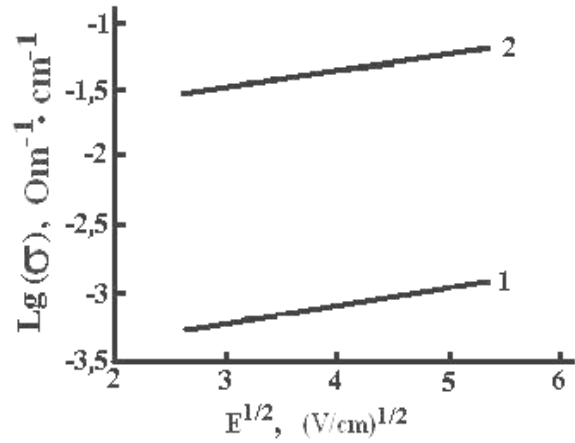


Рис.2. Зависимость электропроводности монокристаллов TIFeS₂ от напряженности поля *E* при температурах *T*, К: 1-90, 2-300.

На рис. 2 для области резкого роста тока представлены зависимости электропроводности от электрического поля при температурах 90К и 300К в координатах $\text{Ln } \sigma \sim \sqrt{E}$. Как известно, теория экспоненциального роста электропроводности впервые выдвинута Френкелем [11] $\sigma = \sigma_0 \exp(\beta \sqrt{E})$ где β - коэффициент Френкеля:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}}$$

e – заряд электрона, ϵ - диэлектрическая проницаемость вакуума, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Из наклона прямых (рис.2) определены значения β . Температурная зависимость β , определенная из зависимости $\sigma(E^{1/2})$ при различных температурах, приведена на рис.3.

Как видно из рисунка 3, наблюдается рост β с уменьшением температуры, при этом хорошо выполняется зависимость $\beta \sim 10^3/T$. Температурная зависимость β согласуется с теорией Френкеля и экстраполяция прямой $\beta \sim 10^3/T$, согласно формуле (3), приводит в начало координат. В работе [11] показано что, минимальное значение электрического поля, соответствующего нелинейной зависимости $\sigma \sim f(E)$, содержит информацию о концентрации дефектов, ответственных за термополевою ионизацию и

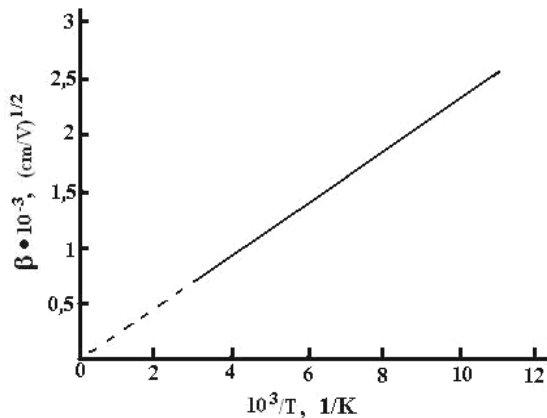


Рис.3. Температурная зависимость коэффициент Френкеля β .

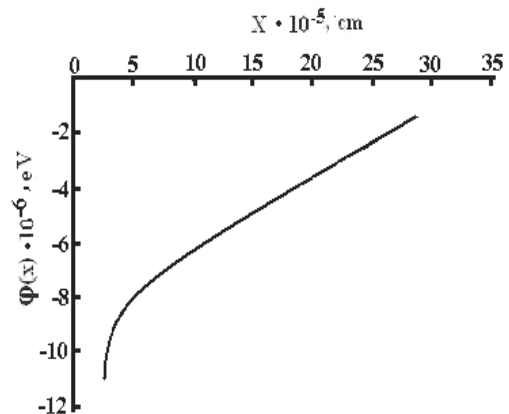


Рис.4. Форма потенциальной ямы кристалла TIFeS₂.

проводимость кристалла TlFeS_2 . Согласно выражению $N_f = \left(\frac{2e}{kT\beta} \sqrt{E_c} \right)^3$, располагая значениями минимального электрического поля E_c , при котором начинается нелинейная зависимость σ от E , оценена концентрация ионизованных центров N_f которая оказалась равной $N_f = 1,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Большое значение имеет определение формы потенциальной ямы. Функция $\varphi(x)$ - потенциальная энергия, зависящая от расстояния до примесного центра или же ловушки (x – расстояние вдоль направления приложенного поля), под действием электрического поля она изменяется [12]. Из работ [12, 13] следует, что $\varphi(x) = -\frac{kT\beta}{2} \sqrt{E} = eEx$ и

$$x = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}}$$

С использованием экспериментальных данных, определена форма потенциальной ямы в TlFeS_2 , которая изображена на рис.4. Если известна форма кривой потенциальной энергии для взаимодействия с конкретным центром, то можно получить информацию о структуре центров захвата. Как показана в работе [4], чтобы электрон покинул центр, должно выполняться условие $\epsilon_e > E_0 - \Delta U_0$. Необходимо, чтобы электрон сохранил энергию до того момента, когда он минует точку перевала, и, при этом, не потерял бы ее при тепловых соударениях. Это имеет место лишь в тех случаях, когда длина свободного пробега электрона больше эффективных размеров потенциальной ямы. Длина свободного пробега электрона в кристаллах TlFeS_2 , оказалась равной $\lambda \sim 41 \cdot 10^6 \text{ см}$.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2011-1(3)-82/13/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zabel M. and Range K.J. *Naturforsch.* B 34, 1 (1979).
2. Kutoglu A. *Naturwissenschaften* B61, 125 (1974).
3. Klepp K., Boller H. *Monatsh. Chem.* B110, 5, 1045 (1979).
4. Маковецкий Г.И., Касинский Е.И. *Неорганич. Мат.* 20, 10, 1752 (1984).
5. Керимова Э.М., Сеидов Ф.М., Мустафаева С.Н., Абдинбеков С.С. *Неорганические материалы.* 35, 2 157 (1999).
6. Мустафаева С.Н., Керимова Э.М. и Джаббарлы А.М. *Физика твердого тела.* 2000, т. 42, в. 12, с. 2131-2135.
7. Seidov Z., Krug H.-A. von Nidda, Hemberger J., Loidl A., Sultanov G., Kerimova E., Panfilov A. *Physical Review B*, v. 65(1), 014433 (2001).
8. Welz D., Depper P., Schaefer W., Sabrowsky H., Rosenberg M. *J. Phys. Chem. Solids* v. 50 (3), 297 (1989).
9. Велиев Р.Г. *ФТП*, т. 45, в. 2, (2011).
10. Мотт Н., Девис Э. *Электронные процессы в некристаллических веществах.* Мир, М. (1974), 472 с.
11. Френкель Я.И. *Сбор. избр. тр. (Наука, 1975) т. 2, с. 217.*
12. Hill R.H. *Phil. Mag.* 23, 59 (1971).
13. Волков Н.Г., Ляпидевский В.К. *ФТТ*, 14, 1337 (1972).

К ВОПРОСУ О СПЕЦИФИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ ПРИМЕСНЫХ ФОТОЭФФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ

А.Ш. Абдинов, Р. Ф. Бабаева, С. И. Амирова, Н.А.Рагимова, Р. М. Рзаев,
Я. Г. Гасанов***

*Бакинский Государственный Университет,
Азербайджанский Государственный Экономический Университет,
НИИ «Проблемы физики» при БГУ,
Азербайджанский Медицинский Университет*

В кристаллах моноселенида галлия (p -GaSe) с различным исходным темновым удельным сопротивлением экспериментально проводилось комплексное исследование «необычных» примесных фотоэффектов. В частности, исследованы все характеристики отрицательной фотопроводимости, ИК-гашения собственной фотопроводимости, а также индуцированной электрическим полем отрицательной примесной фотопроводимости. Выявлены их основные, в том числе специфические особенности. Предложена энергетическая модель для кристаллов p -GaSe, которая в сила объяснить комплекс вышеуказанных фотоэффектов в этом полупроводнике.

Ключевые слова: монокристалл, отрицательная фотопроводимость, инфракрасное гашение (ИК-гашение), остаточная фотопроводимость, центры рекомбинации, уровни прилипания.

Моноселенид галлия ($GaSe$) по своим разнообразным электронным свойствам, степени освоения технологии получения наиболее крупных и совершенных монокристаллов, а также сравнительно большими возможностями для прикладных целей, является самым интересным представителем широкого класса слоистых соединений $A^{III}B^{VI}$ [1].

Хотя в этом полупроводниковом материале к настоящему времени уже обнаружены и довольно подробно исследованы разнообразные оптические, люминесцентные, электрические и фотоэлектрические явления, должного внимания исследованию примесных фотоэффектов в них не уделялось. По-видимому, это прежде всего связано с тем, что не смотря на высокую фоточувствительность в области собственного поглощения (в этом материале в видимой области оптического спектра в широком диапазоне температуры – вплоть до 350К имеет место собственная фотопроводимость), обычная примесная фотопроводимость в этом материале почти не наблюдается. Но есть данные, свидетельствующие о наблюдении в кристаллах моноселенида галлия ярко выраженных «необычных» примесных фотоэффектов, таких как отрицательная фотопроводимость (ОФП), инфракрасное (ИК) гашение собственной фотопроводимости (ФП), индуцированная инжекцией отрицательная фотопроводимость (ИОФП), а также индуцированная примесная фотопроводимость (ИПФ) различного происхождения (индуцированная фоновой подсветкой и индуцированная электрическим полем примесная фотопроводимость) [2].

К настоящему времени общие свойства и специфические особенности собственной фотопроводимости (основные характеристики собственной, аномальной и остаточной фотопроводимостей, а также спектральной памяти) в кристаллах $GaSe$ исследованы на необходимом уровне, однако специфическим особенностям вышеперечисленных необычных примесных фотоэффектов в этом полупроводнике не уделено должного внимания.

Учитывая большую перспективу кристаллов моноселенида галлия для опто-

электроники, а также возможности расширения спектра их фоточувствительности в сторону более длинных волн в ближней ИК-области спектра (почти до 3.0 мкм), а также легкоуправляемости основных параметров и характеристик этих явлений различными внешними воздействиями (самое главное внешним электрическим полем), в данной работе ставилась цель подробного исследования специфических особенностей необычных примесных фотоэффектов (таких как отрицательная фотопроводимость, индуцированная примесная фотопроводимость, индуцированная электрическим полем отрицательная примесная фотопроводимость) в кристаллах моноселенида галлия с различным исходным темновым удельным сопротивлением (ρ_{TO}), при различных внешних условиях.

В связи с тем, что монокристаллы *GaSe* в основном выращиваются с *p*-типом проводимости (лишь в нескольких работах сообщается также о получении *n-GaSe*), в качестве объекта исследований нами брались образцы, срезанные из различных участков одного и того же монокристаллического слитка *p-GaSe*. Исходное удельное темновое сопротивление этих образцов значительно отличалось, составляя $\sim 10^3 \div 10^8$ Ом·см при 300 К (для различных образцов в зависимости от того, из какой части слитка они скалывались).

Измерения проводились двухлучевым методом в интервале температур 77÷300 К. Имелась возможность варьировать длиной волны и интенсивностью падающих на образец обоих (индуцирующего и зондирующего) пучков света в диапазоне 0.30÷3.00 мкм и вплоть до $\sim 5 \cdot 10^2$ Лк, а напряженность приложенного к образцу внешнего электрического поля - начиная от предельно слабого вплоть до $E \approx 5 \cdot 10^3$ В/см, так как при более высоких *E* в изучаемых образцах наблюдался эффект переключения [3].

Экспериментально на одном и том же образце, имеющий различные значения ρ_{TO} при различных внешних условиях, измерялись спектральное распределение, световая характеристика и кинетика отрицательной фотопроводимости (ОФП), ИК гашения собственной фотопроводимости (ФП), а также индуцированные электрическим полем отрицательная (ИОПФ) фотопроводимость и индуцированная инжекцией примесная фотопроводимость (ИИПФ).

Оказалось, что в изучаемых образцах в области примесного поглощения наблюдаются ОФП и ИК гашение ФП, а также ИОПФ и ИИПФ. Хотя по общим чертам все эти явления, кроме ИК гашения не отличаются от имеющих место в классических полупроводниках, таких как, легированные различными примесями германия и кремния [4], однако при этом наблюдаются и значительные отличия (специфика). В частности, при низких температурах ($T \leq 100-120$ К для различных образцов в зависимости от ρ_{TO}) в высокоомных кристаллах *p-GaSe* (в образцах с $\rho_{TO} \geq 10^5$ Ом·см) имеет место зависимость длины волны света, соответствующих максимуму и красной границе спектра. При этом меняется также ширина спектра, время (скорость) релаксации изучаемых явлений как, в зависимости от уровня возбуждения (от величины внешнего электрического напряжения и интенсивности фонового светового пучка из области собственного поглощения), так и от величины ρ_{TO} образца и температуры, при которой проводятся измерения. Причем эти зависимости и изменения наблюдаются лишь при малых уровнях возбуждения и с ростом последнего (интенсивности фоновой подсветки или инжектирующего внешнего электрического напряжения) ослабляясь, наконец, совсем исчезают. Проведенные сравнения показывают, что степень зависимости основных параметров различных эффектов от уровня возбуждения отличаются: самое большое изменение наблюдается для характеристик и параметров отрицательной фотопроводимости, ИК гашения собственной фотопроводимости и индуцированной электрическим полем отрицательной фотопроводимости. Процесс релаксации этих эффектов тоже оказывается

более долговременным, чем релаксация ИИПФ. Кроме того, максимум и красная граница спектров отрицательной фотопроводимости, ИК гашения ФП и индуцированной электрическим полем ОФП, тоже почти совпадают, а максимум и красная граница спектра ИИПФ оказываются сравнительно длинноволновыми. По-видимому это, прежде всего, вызвано тем, что ОФП, ИК гашение ФП и индуцированная электрическим полем ОФП непосредственно связаны с индуцированным опустошением r -центров рекомбинации, а ИИПФ – с индуцированным опустошением сравнительно мелких уровней прилипания [7]. Исходя из этого соображения по экспериментально измеренным нами спектрам ОФП, ИК гашения ФП и ИОФП определялось значение энергетической глубины залегания r -центров рекомбинации, а по спектру ИИФП – значение энергетической глубины залегания мелких уровней прилипания, которые составляют ~ 0.45 эВ и 0.25 эВ, соответственно. Предполагается, что первые, из этих локальных уровней (r -центры) связаны с вакансией селена (Se_V), а вторые (мелкие уровни прилипания) – с вакансией галлия (Ga_V) [5].

Обнаруженные в эксперименте зависимости спектров и скорости процессов релаксаций, изучаемых явлений от уровня возбуждения, ρ_{TO} и температуры можно объяснить на основе двухбарьерной энергетической модели [6], вызванной с наличием крупномасштабных хаотических дефектов в изучаемых кристаллах [7]. Эта модель удовлетворительно объясняет также экспериментально обнаруженные большие величины ОФП, ИК гашения ФП, индуцированной инжекцией ОФП и ИИПФ в высокоомных кристаллах p -*GaSe*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, Л.В.Порецкая, Е.В.Скуднова, С.Н.Чижевская. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. М., Наука, 1975, -220 с.
2. А.Ш.Абдинов, Р.М.Рзаев, Ш.А.Аллахвердиев. Эффекты, обусловленные перестройкой локальных уровней в легированных редкоземельными элементами монокристаллов A^3B^6 со слоистой структурой. - Материалы IV Республиканской научной конференции «Актуальные проблемы физики», Баку, 2006, с. 54.
3. G.A.Akhundov, A.Sh.Abdinov, N.M.Mekhtiyev. S-elements based in GaSe type laminar semiconductors. – Phys. Stat. Sol. (a). 1973. 15. k33-35.
4. С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М. «Наука». 1963. -404 с.
5. В.Н.Брудный, А.В.Кособуцкий. Уровень локальной электронейтральности и электронные свойства *GaSe* под давлением. - ФТП, 2010, т.44, в.9, с.1194-1202.
6. М.К.Шейнкман, А.Я.Щик. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. - ФТП, 1976, т.10, в.2, с.209-232.
7. Р.Ф.Бабаева. Об электрической утомляемости кристаллов селенида галлия. -Изв. НАН Азербайджана, сер. физ.-мат. и техн. наук, физика и астрономия. Баку. 2009. Т. XXIX. №5. с. 202-205.

**ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ
Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x}.**

**Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т. Салманов,
Н.А.Алиева, Р.Ш. Агаева, М.М. Сеидов**
*Институт Радиационных Проблем НАНА
Высшая Военная Школа им. Г.Алиева
sardarli@yahoo.com*

Исследованы температурные и концентрационные зависимости электропроводности $\sigma(T)$ кристаллов твердых растворов Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x}. Установлена температурная область существования прыжковой электропроводности. В приближении Мота рассчитаны значения плотности локализованных состояний N_F , энергии активаций E_a , длины прыжков R , разность между энергиями состояний вблизи уровня Ферми ΔE и концентрации глубоких ловушек N_t .

Полупроводниковые кристаллы TlGaTe₂ и TlInSe₂ принадлежат к классу соединений группы A³B³C⁶₂, кристаллизующихся в тетрагональной пространственной группе D_{4h}¹⁸ (структурный тип TlSe). В работах [1-4] изучены температурные зависимости электропроводности $\sigma(T)$, и эффект переключения и памяти в кристаллах TlInSe₂ и TlInTe₂.

Представляло интерес выяснить, как изменяются физические свойства кристаллов в системе Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x}, где имеет место как катион-катионное In-Ga, так и анион-анионное Se-Te замещение.

В настоящей работе исследованы закономерность изменения электрических характеристик (при низких температурах) в кристаллах твердых растворов Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x} в зависимости от температуры и состава. Образцы соединения твердого раствора Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x} синтезировались сплавлением исходных компонентов в вакуумированных кварцевых ампулах, а их монокристаллы выращивались модифицированным методом Бриджмена. Приготовленные для исследования свежесколотые образцы, в которых ось “с” кристалла ориентирована в плоскости скола, имели прямоугольный вид, толщиной порядка 0,5 мм. К образцам наносились индиевые контакты, омичность которых контролировалась перед каждым измерением.

Температурные зависимости удельной электропроводности твердых растворов Tl(GaTe₂)_x (InSe₂)_{1-x}, в координатах Аррениуса, приведены на рис.1. Высокотемпературные ветви приведенных зависимостей носили экспоненциальный характер (300 – 220К). В этом температурном интервале доминирует проводимость термовозбужденных примесных носителей заряда в разрешенной зоне. Уменьшение температуры сопровождается быстрым убыванием концентрации примесных носителей заряда, то есть при температурах ниже 200К происходит вымораживание примесных носителей заряда из разрешенной зоны. При дальнейшем понижении температуры наблюдается безактивационная прыжковая проводимость, при которой средняя длина прыжка носителей заряда составляет величину порядка среднего расстояния между примесями и при изменении температуры не меняется [5].

В кристаллах TlGaTe₂ и TlInSe₂ концентрация дефектов превышают 10¹⁸см⁻³. Наличию таких дефектов приписывается высокая плотность состояний вблизи уровня Ферми. Причиной дефектности структуры может быть наличие широкой области гомогенности кристаллов группы A³B³C⁶₂, доходящей до 6-8 мол.%. Коэффициент сегрега-

ции в области гомогенности меньше единицы, поэтому при выращивании монокристаллов существует большая вероятность отклонения состава от стехиометрии. Это, в свою очередь, будет способствовать возникновению большого количества дефектов стыковки слоев, вакансий, дислокаций. В твердых растворах же, нарушается трансляционная инвариантность кристаллической решетки и, как следствие, дополнительно возникнут локализованные состояния с энергиями, попадающими в интервал значений, запрещенных в идеальном кристалле. Ловушки, порожденные разнообразными дефектами в кристаллах, играют основную роль в явлениях переноса заряда. Энергия активации, которая определяет ширину полосы энергий вблизи уровня Ферми, по которым, происходят прыжки носителей заряда, представит практически всю электропроводность твердого раствора.

Таким образом, в твердом растворе $\text{Tl}(\text{GaTe}_2)_x (\text{InSe}_2)_{1-x}$ перенос заряда осуществляется посредством прыжков носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми энергетически более выгодным, хотя пространственно более удаленным, что является характерным для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.

Как видно из рисунка 2 экспериментальные точки хорошо спрямляются в координатах Мота. Этот факт, свидетельствует в пользу того, что в указанной области температур перенос заряда в твердых растворах $\text{Tl}(\text{GaTe}_2)_x (\text{InSe}_2)_{1-x}$ осуществляется посредством прыжков носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми. Рассчитанные значения плотности локализованных состояний N_F , энергий активаций E_a , длины прыжков R , разностей между энергиями состояний вблизи уровня Ферми ΔE и концентрации глубоких ловушек N_t сведены в таблицу.

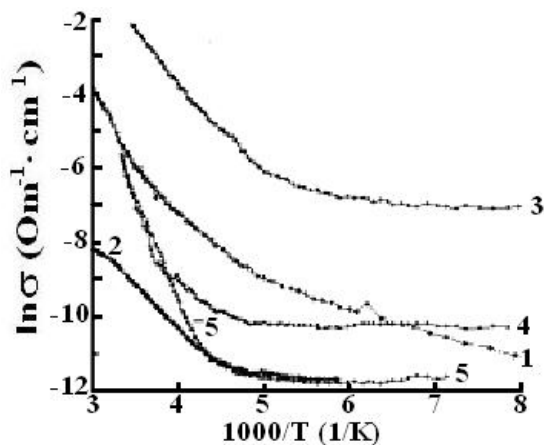


Рис.1. Температурные зависимости удельной проводимости твердых растворов $\text{Tl}(\text{GaTe}_2)_x (\text{InSe}_2)_{1-x}$ в координатах Аррениуса. 1-TlInSe₂; 2-TlGaTe₂; 3-(TlInSe₂)_{0.2} (TlGaTe₂)_{0.8}; 4-(TlInSe₂)_{0.4} (TlGaTe₂)_{0.6}; 5-(TlInSe₂)_{0.9} (TlGaTe₂)_{0.1}.

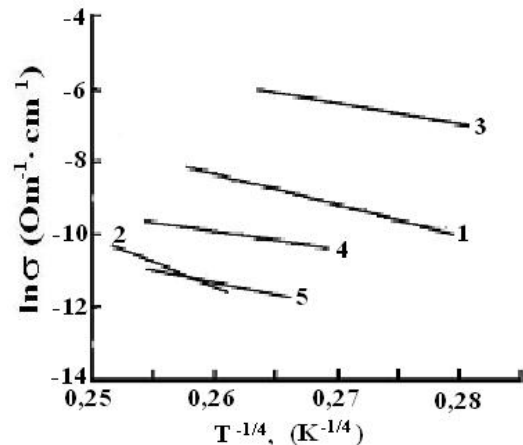


Рис.2. Температурные зависимости удельной проводимости твердых растворов $\text{Tl}(\text{GaTe}_2)_x (\text{InSe}_2)_{1-x}$ в координатах Мота. 1-TlInSe₂; 2-TlGaTe₂; 3-(TlInSe₂)_{0.2} (TlGaTe₂)_{0.8}; 4-(TlInSe₂)_{0.4} (TlGaTe₂)_{0.6}; 5-(TlInSe₂)_{0.9} (TlGaTe₂)_{0.1}.

Параметры локализованных состояний в системе $\text{Tl}(\text{GaTe}_2)_x (\text{InSe}_2)_{1-x}$.

Состав	$N_f (\text{эВ}^{-1} \text{см}^{-3})$	$E_0 (\text{эВ})$	$R (\text{Å})$	$\Delta E (\text{эВ})$	$N_t (\text{см}^{-3})$
TlInSe_2	$3,67 \cdot 10^{18}$	0,094	114,5	0,0432	$3,45 \cdot 10^{17}$
$(\text{TlInSe})_{0,2}-(\text{TlGaTe}_2)_{0,8}$	$1,12 \cdot 10^{20}$	0,05	45,4	0,023	$5,49 \cdot 10^{18}$
$(\text{TlInSe})_{0,4}-(\text{TlGaTe}_2)_{0,6}$	$1,39 \cdot 10^{19}$	0,08	76,4	0,038	$1,15 \cdot 10^{18}$
$(\text{TlInSe})_{0,9}-(\text{TlGaTe}_2)_{0,1}$	$9,28 \cdot 10^{18}$	0,09	84,6	0,042	$8,5 \cdot 10^{17}$
TlGaTe_2	$8,35 \cdot 10^{18}$	0,095	86,46	0,0442	$7,93 \cdot 10^{17}$

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2011-1(3)-82/13/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. ФТП, **44**, 610 (2010).
2. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева ФТП, **45**, 1441 (2011).
3. Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Э.М. Годжаев, Ф.Т. Салманов ФТП, **45**, 1009 (2011).
4. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т. Салманов ФТТ, **53**, в. 8, 1488 (2011).
5. Мотт Н.Ф., Девис Э.А. Электронные процессы в некристаллических веществах // М., Мир, 1974, 472 с.

ПРИЧИНА РАСХОЖДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Ш. Г. Аскеров

Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем

РЕЗЮМЕ

В данной работе сделана попытка объяснить причину расхождения результатов различных авторов, полученных при определении высоты барьера КМП и работы выхода металлов. Причина расхождения значений высоты барьера КМП и работы выхода металлов объяснены структурной предысторией (разнообразии) границы раздела.

Высота энергетического барьера Φ_B , постоянная Ричардсона A являются важными эмиссионными параметрами контакта металл-полупроводник и поэтому их определению уделяется большое внимание. Экспериментальные значения этих параметров для одного и того же контакта определены многими авторами [1] и показано, что их значения меняются в широком интервале.

Широкий диапазон изменения экспериментальных значений A и Φ создает трудности для выявления среди них более или менее надежных (или истинных) значений. В данном сообщении сделана попытка объяснить причину расхождения резуль-

татов различных авторов, полученных при определении высоты барьера КПМ. Все сказанное справедливо и для значений работы выхода контакте металл-вакуум.

Анализ экспериментальных значений работы выхода и постоянной Ричардсона, определенных методом прямой Ричардсона для одного и того же эмиттера, показал, что между величинами $\ln A/A_i$ и Φ_i (где A_i и Φ_i параметры данного эмиттера, определенные различными авторами) имеется линейная зависимость.

Взаимосвязь между A_i и Φ_i выражается формулой [2]:

$$A_i \cdot e^{-\frac{\Phi_i}{kT}} = B = const \quad (1)$$

Из формулы (1) следует, что полными характеристиками границы раздела (ГР) являются как работа выхода (высота барьера), так и постоянная Ричардсона. Эти параметры взаимно коррелированы для ГР данного металла как с вакуумом, так и с полупроводником и могут меняться и в широком интервале в зависимости от микроструктурного разнообразия. Не зная экспериментальных значений постоянной Ричардсона, сопоставление работ выхода (или высоты барьера) одного и того же металла (или контактов), измеренных различными авторами не имеет смысла.

Хорошо известно, что температурная зависимость высоты барьера выражается формулой:

$$\Phi_B(T) = \Phi_B(0) + \alpha T \quad (2)$$

где $\Phi_B(0)$ высота барьера контакта при $T = 0$, α - температурный коэффициент высоты барьера.

В случае двухдиодной модели КМП было показано, что α выражается формулой [3]

$$\alpha = -k \ln \left[\omega + (1 - \omega) \exp \frac{\Delta F}{kt} \right] \quad (3)$$

где ω и $(1 - \omega)$ относительные площади элементарных диодов. ΔF - разность высот потенциальных диодов.

Поскольку, согласно формулы (3) α является функцией от микроструктуры то, согласно формулы (2) высота барьера также должна зависеть от микроструктуры.

На рис.1 представлены типичные температурные зависимости ВАХ одного и того же диода Шоттки, измерение до и после отжига. Как видно после теплового воздействия температурная зависимость ВАХ отличается от первичной, в результате чего отличаются и токи насыщения ($I_{S1} \neq I_{S2}$). Следовательно, значения высот барьера, найденные методом ВАХ при постоянной температуре ($T = 300K$) не совпадают.

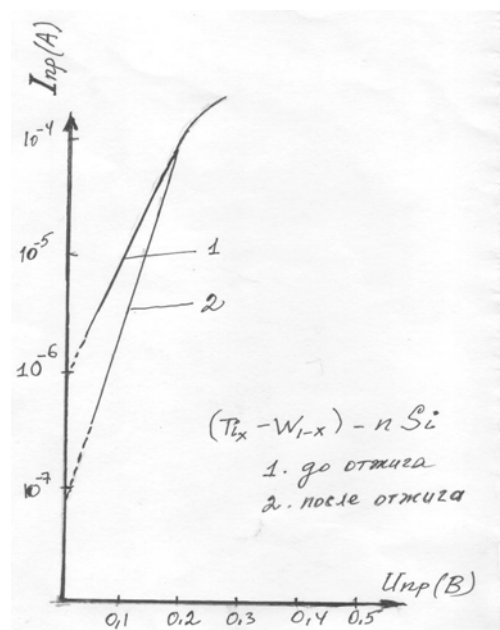


Рис. 1.

Токи насыщения КМП, определенных до и после термоотжига с учетом формул (1) и (2), можно выразить формулами:

$$I_{S1} = ST^2 A_1 e^{\frac{\Phi_{B1}^{(0)} + \alpha_1 T}{kT}} = ST^2 B e^{\frac{\alpha_1}{k}}$$

$$I_{S2} = ST^2 A_2 e^{\frac{\Phi_{B2}^{(0)} + \alpha_2 T}{kT}} = ST^2 B e^{\frac{\alpha_2}{k}}$$

Поскольку $\alpha_1 \neq \alpha_2$, то не равны и токи насыщения $I_{S1} \neq I_{S2}$. Поэтому как следствие этого значения высот барьеров, определенные методом тока насыщения не должны равняться друг другу. $\Phi_{B1} \neq \Phi_{B2}$

Таким образом причина расхождения значений высоты барьера КМП и работы выхода металлов объяснены структурной предысторией (разнообразии) границы раздела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зи. С. М. Физика полупроводниковых приборов I. М. Мир 1984
2. Аскеров Ш. Г., Радиотехника и электроника том XXXI, ст.2296, 1986
3. Аскеров Ш. Г., Кадимов Г.Г., ДАН. Азерб. ССР №2, стр. 21-23, 1986

ŞOTTKI DİODUNUN (Ag-nSi) POTENSİAL CƏPƏRİNİN TEMPERATUR ASILILIĞININ VƏ EMİSSİYA QEYRİ - BİRCİNSLİİYİNİN AQM İLƏ TƏDQIQI

Ə.R.Aslanova, M.A.Yeganeh

Bakı dövlət universiteti

Müasir elektron texnikasının inkişafında mühüm yer tutan Şottki diodları (ŞD) bir tərəfdən həm diskret yarımkeçirici cihazlar, həm də integral cəmlərin tərkib elementləri kimi geniş istifadə olunur, digər tərəfdən isə onlarda baş verən elektron prosesləri, xüsusilə əsas parametr olan potensial çəpərin hündürlüyünün formalaşmasının özəllikləri geniş tədqiq olunur. Tam əsasla demək olar ki, kontakt materiallarının təbiətindən və ənənəvi hazırlanma texnologiyalarının seçimindən asılı olmayaraq real metal-yarımkeçirici kontaktlar bir qayda olaraq kontakt səthi boyunca elektron emissiyası baxımından qeyri-bircins olur. Kontakt səthi bircins olsa belə, kontakt səthi ilə onu əhatə edən metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında yaranan potensiallar fərqi hesabına real ŞD qeyri-bircins olur. Bu səbəbdən real SD-lərdə kontaktaltı hissədə əlavə elektrik sahəsi yaranır [1,2], bu isə potensial çəpərin formalaşmasına və cərəyan axınına fəal təsir edir. Bununla yanaşı olaraq, real ŞD – lərin kontakt səthindən yüklü zərrəciklərin düz və əks istiqamətlərdə daşınması termoelektron emissiyası mexanizmi ilə səciyyələnir. Son illər real DŞ-lərdə baş verən elektron proseslərdə kontaktın emissiya qeyri-bircinsliyinin rolunun tədqiqinə böyük maraq göstərilir. Bu baxımdan real DŞ-lərin potensial çəpərinin temperatur asılılığının tədqiqinə və kontakt səthinin lateral qeyri-bircinsliyinin Atom qüvvə mikroskopu (AQM) vasitəsilə öyrənilməsinə ciddi ehtiyac duyulur.

Standart fotolitoqrafiya texnologiyasından istifadə edərək Ag metalı ilə n- tip Si kontaktları əsasında hazırlanmış 350 mkm diametrlı ŞD tədqiq edilmişdir. Nümunələrin hazırlanması üçün xüsusi müqaviməti 4 Om sm və qalınlığı 300 mkm olan n-tip silisium lövhəsinin (100) kristalloqrafik orientasiyalı səthində 0,3 mkm qalınlıqlı nazik oksid (SiO₂) təbəqəsində açılmış yuvalara ~ 10⁻⁶ Torr vakuumda termik tozlandırma üsulu ilə qalınlığı 0,2 mkm olan nazik gümüş təbəqə çəkilmişdir. Məlum kənar (periferiya) effektlərin elektrik deşilməsinə təsirini aradan qaldırmaq üçün metal nazik təbəqənin konfigurasiyası elə

seçilmişdir ki, o yavaların periferiya boyunca ətraf oksid təbəqəsini 100 mkm enində örtür. Ölçmələr nümunələrin temperaturunun 300 – 400 K intervalında aparılmışdır. ŞD-lərin struktur və elektrom emissiyası baxımından tədqiqi SPM–DS 950 modelli AQM ilə aparılmışdır.

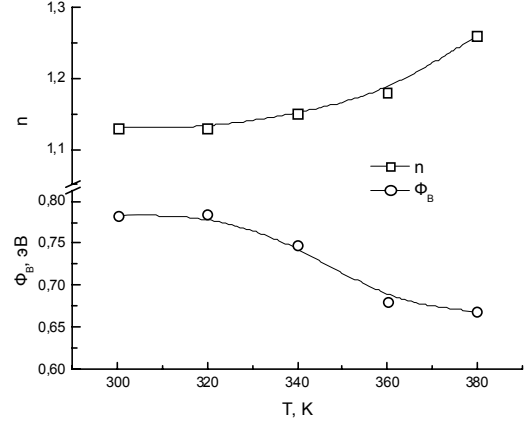
Tədqiq olunan nümunələrin voltamper xarakteristikalarının tədqiqi nəticəsində müəyən edilmişdir ki, SD – lərdə temperaturun 300 – 400 K intervalında cərəyan axını termoelectron emissiyası mexanizmi ilə müəyyən edilir. Onların

VAX-1 termoelektron emissiya nəzəriyyəsinə görə aşağıdakı məlum düstur ilə təsvir olunur [3]:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} \pm \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\pm \frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

Real SD-lərdə $\Delta\Phi_B$ əsasən əlavə elektrik sahəsinin təsiri ilə təyin edilir və $\Delta\Phi_B = \pm\beta qU$ olur və $qU \gg kT$ ödəndikdə onların düz istiqamətdə ($U>0$) I-V asılılığı

$$I_F \approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) \quad (2)$$

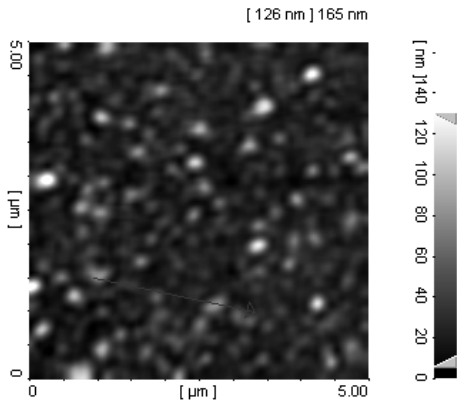


Şəkil 1

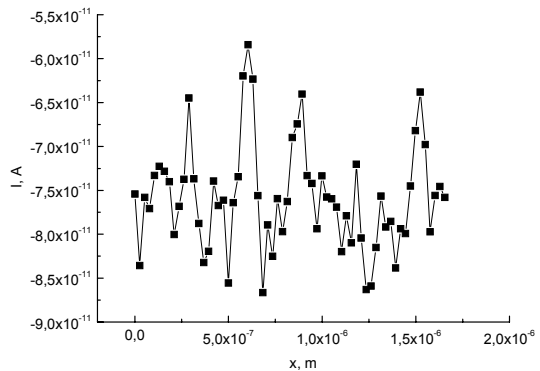
olur. Bu düsturlardakı işarələr ədəbiyyatda ümumən qəbul edilmiş işarələrdir.

SD-lərin potensial çəpərinin hündürlüyü (Φ_B) və ideallıq əmsalı (n) məlum (2) düsturu ilə təyin edilmişdir. Onların temperatur asılılıqları şəkil-1-də göstərilmişdir. Göründüyü kimi temperatur artdıqca Φ_B azalır, lakin n əmsalı artır. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, bu mühüm parametrlərin temperatur asılılıqları və onlar arasındakı korrelyasiya kontakt səthinin emissiya qeyri-bircinsliyi ilə izah oluna bilər.

SD-nin kontakt səthinin AQM ilə tədqiqinin nəticələri şəkil-2-də göstərilmişdir. Şəkil-2a-da gümüş səthinin morfolojiyasının AQM təsvirindən alınır ki, gümüş nazik təbəqə xətti ölçüləri 100-200 nm olan və pərakəndə vəziyyətdə yerləşmiş kristal dənəciklərindən təşkil olunub. Şəkil-2b-də isə nanometrik uzunluq boyunca müxtəlif nanoməsafələrdə yerləşən nanocontactlardan keçən cərəyan şiddətlərinin müxtəlifliyi aydın təsvir olunmuşdur. Buradan aydın görünür ki, tədqiq edilən SD-lərin kontakt səthi qeyri-bircinsdir.



a)



b)

Şəkil - 2

Qeyri-bircins contact səthinə malik ŞD-lərin ikiçəpərli energetik modelinə görə işlək potensial cəpərin hündürlüyü kontaktın qeyri-bircinslik dərəcəsiindən asılı olaraq təyin edilir. Belə ki, işlək potensial cəpərin hündürlüyü kontakt səthi boyunca potensial cəpərin hündürlüyünün orta qiymətindən kiçik olduqda ideallıq əmsalı 1-dən çox böyük olur, böyük olduqda isə 1-ə yaxın olur. Təcrübədən görünür ki, ideallıq əvsalı 1-dən çox böyükdür və temperaturun artması ilə o artır. Bu isə o deməkdir ki, potensial cəpərin maksimum qiymətinin metalın kontakt səthindən daha uzaq məsafədə yerləşir. Ona görə də SD-nin işlək potensial cəpərinin hündürlüyü temperaturun artması ilə cəpərin hündürlüyünün orta qiymətinə nəzərən kiçilir. Bu səbəbdən temperaturun artması ilə SD-nin ideallıq əvsalı artır.

[1] Мамедов Р.К., Контакты металл – полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, БГУ, 2003, 231 с.

[2] Торхов Н. А, Новиков В. А. Влияние периферии контактов металл – полупроводник с барьером Шоттки на их электрофизические характеристики // ФТП. 2011. т.45. в.1. с.70 - 81

[3] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Т.1, М.: Мир, 1984. 550 с.

О НЕГАТРОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ СИСТЕМЫ

$TlInS_2$ - $TeSmS_2$

М.М.Зарбалиев, У.М.Агаева, Э.Г.Мамедов, А.Б.Нагиев

Сумгаитский государственный университет

Открытие эффекта переключения в халькогенидов и разработка на их основе быстродействующих приборов послужило толчком к их целенаправленному изучению. Применение приборов с отрицательным сопротивлением дает возможность значительно повысить надежность, при одновременном существенном сокращении габаритов, массы и себестоимости радиоэлектронной аппаратуры и снижения потребляемой мощности. Симметричность вольтамперной характеристики, что позволяет производить переключение независимо от полярности сигналов, эффект памяти, нечувствительность к уровням радиации, при которых биполярные приборы выходят из строя, простота конструкции и возможность совмещать технологию созданию переключателей с технологией гибридных и монолитных интегральных схем вызывает большой интерес к таким материалам.

Настоящий доклад посвящен исследованию эффекта переключения в твердых растворах системы $TlInS_2$ - $TlSmS_2$ в области растворимости 0 – 9 мол. %

В работах [1.2] исследованы взаимодействия, электро и теплофизическая свойства в этой системе. Все исследованные образцы имеют р-тип проводимости вплоть до 1000 К. С увеличением относительного количества атомов самария в составах электрические и теплофизические свойства их резко меняются, что дает возможность изменением процентного содержания атомов самария управлять электрическими и тепловыми свойствами этих фаз.

Экспериментальные ВАХ в статическом и динамическом режимах снимались по стандартной методике. В качестве исследуемых образцов применялись планарные и пленочно-торцевые диодные структуры представляющие собой слой исследуемых материалов, нанесенный на полированную графитовую подложку методом термического испарения в вакууме 10^{-2} Па. В качестве материала для контактов в планарных структу-

рах применялись медь или железо, нанесенные методом конденсации металлической плазмы на поверхность полупроводника. Сопротивления полученных переключающих приборов в закрытом состоянии изменялись в широком интервале для различных образцов в зависимости от их чистоты.

Исследованием зависимости напряжения порогового переключения (V_{nn}) от толщины образцов установлено, что в них проявляется как электронная так и тепловая природа механизма переключения. Процесс проводимости можно характеризовать некоторой электронно-термической моделью с незначительной полевой зависимостью электропроводимости σ для толстых образцов и слабой температурной зависимостью σ в случае тонких пленок. Выявлено, что с ростом содержания атомов самария в твердых растворах $Tl_{1-x}Sm_xS_2$ значение напряжения порогового переключения постепенно уменьшается, ВАХ с различными контактами образцов по отношению к полярности приложенного направления, являются полностью симметричными, пороговое напряжение практически не зависит от числа переключения и от толщины активной области.

Переключающие элементы с памятью, изготовленные из твердых растворов $Tl_{1-x}Sm_xS_2$ с выше описанными свойствами, представляют большой практический интерес для создания активной области запоминающихся ячеек и устройств со стабильными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарбалиев М.М. Твердые растворы $Tl_{1-x}Yb_xS_2$. Российская АН. Неорганические материалы. 2000. т. 36, №5. с. 619-625
2. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. Теплопроводность твердых растворов $Tl_{1-x}Dy_xTe_2$. Российская АН. Неорганические материалы. Т. 43, №12, 2007. с.1432-1435

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ФТАЛОЦИАНИНЕ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

С.А. Садрадинов.

Бакинский Государственный Университет

Различными методами исследованы фотодиэлектрические и электрические эффекты во фталоцианине в сегнетоэлектрическом состоянии. Эквивалентными по информативности методами исследованы тонкопленочные структуры Ag-безметалльный фталоцианин- Ag установлено, что освещение пленки фталоцианина вблизи температур фазового перехода сильно влияет на диэлектрическую проницаемость и высокие значения ε связано с тепловой переориентацией полярных образований во внешнем поле. Вследствие во фталоцианине в сегнетоэлектрическом состоянии при температурах вблизи фазового перехода мы наблюдаем обратимый отрицательный фотодиэлектрический эффект 1-го рода.

Кроме этого в новом состоянии фталоцианин увеличивает свою электропроводность и проявляет нелинейные характеристики.

Фталоцианины органические пигменты интенсивной окраски, выделяющиеся своей высокой химической стабильностью, термо-и светостойкостью и благодаря этому широко исследуемые и используемые на практике. Они обладают сравнительно высокой фотодиэлектрической чувствительностью с малым временем фотоответа [1]. В них на-

блюдаются инжекционные явления, в зависимости от выбора материала электродов контактные эффекты и эффект Холла. Фталоцианины к тому же технологичны как материалы для получения тонких слоев методом вакуумной сублимации и монокристаллов.

В ходе систематических исследований фталоцианинов мы обнаружили, что при определенных условиях фталоцианины без меалла (H_2Pc) может испытывать фазовый переход с качественным изменением диэлектрических свойств.

Настоящая работа посвящена изучению влияния освещения и поля на диэлектрические свойства фталоцианина в области температур энантиотропного фазового перехода и ниже [2]. Исследовались пленочные образцы ($2 \times 2 \times 10^{-3} \text{ мм}$)³, получаемое последовательной сублимацией в вакууме $5 \cdot 10^{-5}$ Тор на холодную кварцевую подложку электрода (Ag), тонкая пленка фталоцианина и второго электрода. Измерения проводились в вакууме $\sim 10^{-5}$ Тор при $V_{\sim} = 0,2 \text{ В}$ на частоте 1кГц. Образцы освещались монохроматическим светом трехваттной лампы накаливания в полосе поглощения фталоцианина ($\lambda = 590 \text{ нм}$). Температура пленки могла быть определена с точностью $\sim 0,3$ град.

Освещение пленки фталоцианина в переохлажденном полупроводниковом состоянии приводит к значительному росту его проводимости. В то же время изменений диэлектрической проницаемости его не наблюдается. Диэлектрическая проницаемость в этом состоянии показано на рис.1 (на рисунке отложена емкость образца, пропорциональная величине ϵ). После перевода фталоцианина в сегнетоэлектрическое состояние его диэлектрическая проницаемость начинает проявлять чувствительность к свету. Температурная зависимость ϵ в темноте представлена кривой 2. Освещение при низких температурах (приблизительно 253 К) не приводит к заметным изменениям ϵ . При освещении вблизи температуры фазового перехода ϵ падает, причем в наших условиях освещения величина уменьшения ϵ не зависела от интенсивности падающего света при изменении ее на два порядка. Уменьшение ϵ происходила в течение нескольких секунд и было обратимым: в темноте за время порядка нескольких десятков минут (при 289К) ϵ возвращалось к исходному значению. Температурная зависимость ϵ под освещением после включения света в области температур фазового перехода соответствует кривой 3.

Влияние света на диэлектрическую проницаемость можно объяснить следующим образом. Высокие значения ϵ вблизи температуры фазового перехода связаны с тепловой переориентацией полярных образований во внешнем поле. Возникающие при освещении неравновесные носители заряда будут экранировать эти образования, что, естественно, приведет к уменьшению ϵ . Экранирование неравновесными носителями сопровождается, с другой стороны, ослаблением связи между полярными образованиями. Это приводит к тому, что при низких температурах энергия закрепления

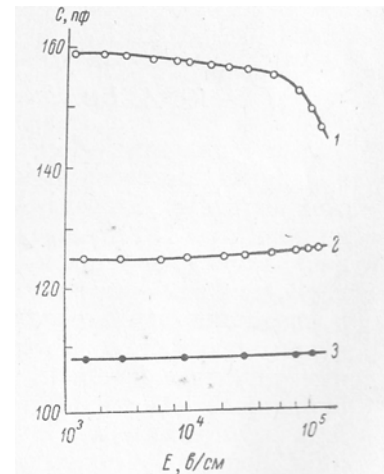


Рис. 2. Зависимость емкости образца от напряженности поля в полярном состоянии при температурах 22 (1) и -60° C (2) и в исходном состоянии (3).

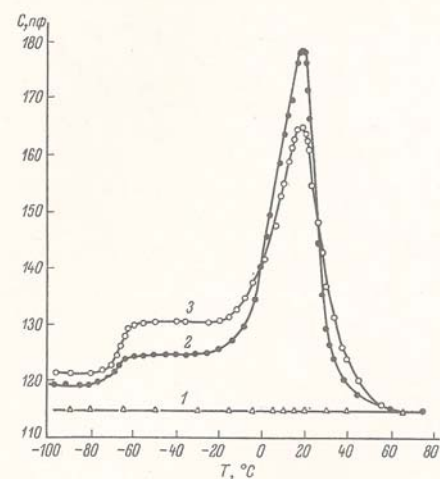


Рис. 1. Температурные зависимости емкости в переохлажденном полупроводниковом состоянии (1) и в сегнетоэлектрическом состоянии в темноте (2) и при освещении, когда свет включался в области температур фазового перехода (3).

их квазиупругими силами U_0 оказывается меньшей, чем в темноте, а диэлектрическая проницаемость – большей, поскольку поляризуемость упругого смещения, которая в этой области температур определяет величину ε , обратно пропорциональна U_0 [2]. Независимость эффекта от интенсивности падающего света показывает, что по-видимому, в наших условиях необходимое экранирование обеспечивалось уже при наименьшей концентрации создаваемых светом неравновесных носителей.

Таким образом, во фталоцианине в сегнетоэлектрическом состоянии при температурах вблизи фазового перехода мы наблюдаем обратимый отрицательный фотоэлектрический эффект 1-го рода

В новом состоянии фталоцианин увеличивает свою электропроводность на 2-3 порядка (от 10^{-13} Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$) и проявляет нелинейные характеристики. В частности, ε за исключением слабых полей вблизи температуры перехода зависит от напряженности поля (рис.2). Таким образом, в этом состоянии фталоцианин обладает качественно новыми для него диэлектрическими свойствами [4]. Следует отметить, что подобные свойства характерны, для сегнетоэлектрических материалов [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А.Видади, А.Д.Розенштейн и Е.А.Чистяков. ФТТ, 11,1969, ст. 2408.
2. Г.И. Сканави. «Физика диэлектриков», ГТТИ, М., 1949.
3. С.А. Садрадинов, Э. С. Гараев. «Пироэлектрический эффект в органических полупроводниках»-Fizikanın müasir problemləri, III Respublika konfransının materialları, 2009, səh.203.
4. С.А.Садрадинов, Н.М.Насруллаев. «Исследование на переменном токе МДМ-структуры на основе магний фталоцианина» Fizikanın müasir problemləri, I V Respublika konfransının materialları, 2010, səh.195.
5. Г.А. Сомоленский, Н.Н. Крайник. «Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики».Изд. «Наука», М., 1968.

ПОГЛАЩЕНИЕ ДЕБАЕВСКОГО ТИПА ВО ФТАЛОЦИАНИНЕ В ПОЛЯРНОЙ ФАЗЕ

С.А.Садрадинов

Бакинский Государственный Университет

Установлено, что во фталоцианине без металла (H_2Pc) α формы при $\sim 20^0C$ имеет место энантиотропный фазовый переход от неупорядоченного состояния в упорядоченное, со значительными изменениями диэлектрических характеристик. Во фталоцианине в обычном состоянии диэлектрическая проницаемость ε в широком температурном интервале постоянно, а $tg \delta$ незначительно возрастает. В упорядоченном состоянии в температурной зависимости как $tg \delta$, так и ε в области фазового перехода наблюдается характерный максимум. В области низких температур ε испытывает дисперсию. С ростом частоты область дисперсии S и максимум $tg \delta$ смещаются к более высоким температурам. Приведенные диэлектрические характеристики фталоцианина в упорядоченном состоянии весьма сходны случая поглащения дебаевского типа.

Так же установлено, что пленки фталоцианина в обычном состоянии в области высоких температур ведут себя так же и при наличии в структуре влокирующих контактов. Установлено, что и в этом случае с ростом частоты область дисперсии S

и максимум $\text{tg } \delta$ смещаются к более высоким температурам. Полученные диаграммы Коле-Кол е в обоих случаях идентичны.

Как было обнаружено [1], во фталоцианине без металла (H_2Pc) α формы при $\sim 20^\circ\text{C}$ имеет место энантиотропный фазовый переход от неупорядоченного состояния в упорядоченное, со значительными изменениями диэлектрических характеристик. В новом состоянии фталоцианин обнаруживает свойства, подобные свойством сегнетоэлектрических материалов. В настоящей работе приводятся результаты исследований диэлектрических релаксации для сублимированных тонких слоев H_2Pc в α -форме в упорядоченном состоянии при низких температурах.

Пленочные образцы типа «сэндвич» получались последовательным напылением на холодную подложку электрода, фталоцианина и второго электрода ($\text{Ag}-\text{H}_2\text{Pc}-\text{Ag}$). Толщина фталоцианинового слоя составляла 2-3 мкм, удельное сопротивление при комнатной температуре фталоцианина в полярной форме было $10^{10}-10^{12}$ Ом·см.

На подложке готовились сразу два образца, совершенно одинаковые по геометрии, которые затем, при проведении опыта, находились всегда при одинаковых температурах. При нагревании с скоростью 1-3 C/мин. с одного из образцов снимался пироток в динамическом режиме [2], а на другом одновременно измерялись диэлектрические характеристики.

Существенной особенностью фазового превращения H_2Pc то, что переход в упорядоченное состояние осуществляется медленно, в течение многих часов, а разупорядочение протекает намного быстрее. Это позволяет думать, что известные ранее результаты исследований α -формы H_2Pc в основном характеризуют неупорядоченное состояние.

Во фталоцианине в обычном состоянии диэлектрическая проницаемость ε в широком температурном интервале постоянно $\text{tg } \delta$ незначительно возрастает (рис. 1, кривая 1). (На рис. 1 отложены значения C , пропорциональные ε). В упорядоченном состоянии в температурной зависимости как $\text{tg } \delta$, так и ε в области фазового перехода наблюдается характерной максимум [1]. Кроме того, при низких температурах для $\text{tg } \delta$ обнаруживается второй максимум, а ε в этой же области температур испытывает дисперсию [3]. С ростом частоты измерения область дисперсии C и максимум $\text{tg } \delta$ смещаются к более высоким температурам (кривые 2-5). Подобное же смещение наблюдается и для частотных зависимостей C и $\text{tg } \delta$, измеряемых при $T = \text{const}$. На кривой частотной зависимости C имеется точка перегиба, соответствующая величине $\frac{1}{2}(C_0 + C_\infty)$, где C_0 - измеренное при низких частотах квазистатическое значение емкости, а C_∞ - ее высокочастотное значение. При частоте, соответствующей точке перегиба, $\text{tg } \delta$ достигает максимума. Высоты максимумов в частотных (или температурных) зависимостях $\text{tg } \delta$ практически не зависят от температу-

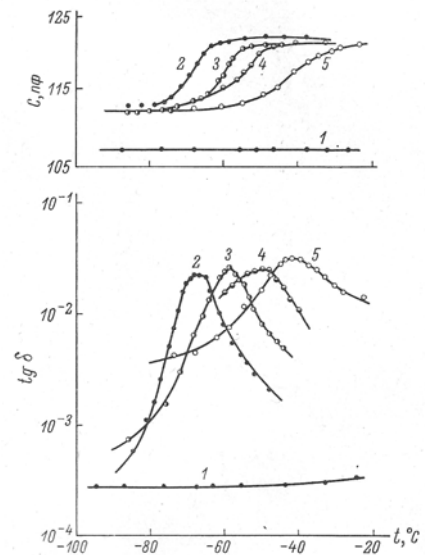


Рис. 1. Температурные зависимости емкости и $\text{tg } \delta$ в исходном состоянии (1) и в упорядоченном состоянии (2-5).
f, гц: 1 - 10^2 , 2 - $4 \cdot 10^2$, 3 - 10^4 , 4 - 10^5 , 5 - 10^6 .

ры(или от частоты) (см.рис 1).Приведенные диэлектрические характеристики фталоцианина в упорядоченном состоянии весьма сходны с поведением C и $\text{tg } \delta$ для случая поглощения дебаевского типа. Как видно из рисунка, для кривой 5, расположенной в области высоких температур, приближающихся к температуре фазового перехода, наблюдается значительное уширение. Такое уширение может быть связано с тем, что при этих температурах возрастает междипольное взаимодействие, которое всегда должно приводить к увеличению полуширины дебаевской кривой поглощения [4]. Экспериментальные значения $\text{tg } \delta$ в максимуме по порядку величины согласуются с расчетными, найденными из выражения для дебаевских потерь:

$$\text{tg } \delta = \frac{1}{2}(C_0 - C_\infty)(C_0 C_\infty)^{-1/2} \quad (1)$$

На рис.2 приведены диаграмма Коле-Коле [5], связывающие между собой величины

$\varepsilon'' \sim C \text{tg } \delta$ и $\varepsilon' \sim C$ в частотной области релаксационных потерь. Характер фазового перехода во фталоцианине позволил провести измерения C и $\text{tg } \delta$ для разных степеней упорядочения (кривые 1-4), мерой которого служила увеличение емкости образца в процессе фазового превращения. Видно, что диаграммы Коле-Коле представляют собой дуги окружностей центры которых лежат несколько ниже действительной оси. Углом,

характеризующий отклонение от классической дебаевской релаксации и связанный с наличием более чем одного времени релаксации, мало зависит от степени перехода вещества в упорядоченное состояние. В то же время наблюдаются значительные изменения величин C_0 и C_∞ .

Отметим, что во фталоцианине в обычном состоянии при наличие в структуре ротационных барьеров на контакте с электродами максимумы емкости C и $\text{tg } \delta$, так же не зависят от температуры и частоты и определяется формулой:

$$\text{tg } \delta_{\max} = C_s / 4 [C_b (C_s / 2 + C_b)]^{-1/2}, \quad (2)$$

где C_s -емкость барьера, C_b -емкость объема, т.е. область свободной от пространственного заряда. Эта область обладает сопротивлением R_b , зависящим от температуры как $R_b = R_0 \exp(E_t/kT)$. При высоких температурах (400-425K) в частотных зависимостях $\text{tg } \delta$ обнаруживаются максимумы, которые с ростом температуры смещаются в стороны более высоких частот. Однако, значение $\text{tg } \delta_{\max}$ не зависит ни от температуры, ни от частоты [6].

Температурно-частотные зависимость C и $\text{tg } \delta$ внешне сходны с характеристиками диэлектрической релаксации. Во фталоцианине в обычном состоянии построение диаграммы $C \cdot \text{tg } \delta \sim C$ показало, что она также представляет собой полукруг с центром несколько ниже оси абсцисс.

В упорядоченном состоянии при наблюдении диэлектрической релаксации температура, при которой $\text{tg } \delta$ достигает максимума при заданной частоте, связано с этой частотой

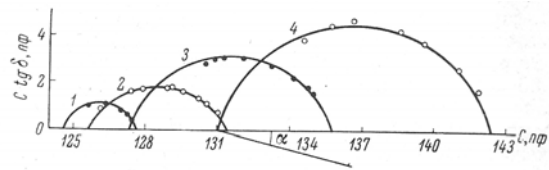


Рис. 2. Диаграммы Коле—Коле для упорядоченного состояния фталоцианина.

Переход от 1 к 4 соответствует возрастанию степени упорядоченности.

той соотношением:

$$f=f_0 \exp(-\Delta U/kT), \quad (3)$$

где ΔU - энергия активации.Результаты измерений показали,что зависимость $\lg f-1/T$ выра- жается прямой, причем наклон прямой не зависит от степени перехода вещества в упор- ядоченное состояние.

При нагреве выше температуры, соответствующей максимуму ε и $\operatorname{tg} \delta$, происхо- дит разрушение состояния с высокой поляризуемостью и фталоцианин переходит в ис- ход- ную форму. Переход из одной формы в другой могут быть воспроизведены многократ- но.

Литература

1. Ю.А.Видади, А.Д.Розенштейн и Е.А.Чистяков. ФТТ, 11,1969, ст. 2408
2. С.А. Садраддинов, Э. С. Гараев. «Пироэлектрический эффект в органических полу- проводниках»-Fizikanın müasir problemləri, III Respublika konfransının materialları,
3. 2009, səh.203.
4. М.М. Panahov, S.A.Sadraddinov, J.H.Jabbarov, B.SH. Barkhalov.-«Photoelemnt With Schottky Barrier on the Base of the Magnesium Phtalocyanine Organic Semiconductor».-
5. Fizika 2, cild 9, 2003, səh.10-11.
6. Г.Ферлих.-теория диэлектриков. ИЛ, М.,1960.
7. K.S. Kolr, R.H. Kole. J. Chem. Phys., 9, 1941,p.341.
8. YU.A.Vidadi, K.SH. Kocharli, B.SH.Barkhalov, S.A. Sadraddinov.-«Alternating Current Investigation of Copper Phtalocyanine Films in the Presence of Bloking Kontakts».-Phys.

Cu₃In₅S₉ MONOKRİSTALINDA TƏBİİ POLYARİZASIYA

L.H.Нәсәнова, Ә.Z.Мәһәммədov, S.Ә.Сahangirova, R.S.Сәфәрли

Bakı Dövlət Universiteti

physics@bsu.az

Cu₃In₅S₉ monokristalında təbii polyarizasiya tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, temperaturu dəyişməklə xarici sahə tətbiq edilmədikdə tədqiq olunan nümunələrdə pirocərəyan yaranır.Bu polyarizasiyanın dəyişməsi ilə izah olunur. Təbii polyarizasiyaya xarici amillərin təsir etdiyi göstərilmişdir.

Аçар сөзләр: *Cu₃In₅S₉, yarımkeçirici, təbii polyarizasiya, pirocərəyan, seqnetoelektrik.*

Cu₃In₅S₉ yeni üçqat yarımkeçirici birləşməsi CuInS₂-In₂S₃ sisteminin öyrənilməsi nəticəsində alınmışdır.O,layvari quruluşa malik olub monoklin strukturda kristallaşır və parametrləri a=6.60; b=6.9; c=8.12Å⁰ ; β=89; z=1 [1] Göründüyü kimi elementar özəyin parametrləri elədirki,bu kristal kvazitetroqanal sinqoniyaya da aid etmək olar.Aparılan tədqiqatlar bu kristalın tətbiqi cəhətdən böyük maraq kəsb etdiyini göstərmişdir [2].

Baxılan işdə Cu₃In₅S₉ monokristalında təbii polyarizasiya öyrənilmişdir. Cu₃In₅S₉ monokristal layvari quruluşa malik olduğundan pirocərəyanı tədqiq etmək üçün lazımi ölçüdə nümunələr böyük monokristaldan ülgüclə kəsilmişdir, bu zaman kəsilmiş nümunənin səthi təbii güzgü səthinə malik olur və onu əlavə mexaniki işləməyə ehtiyac qalmır. Laylara perpendikulyar istiqamətdə nümunənin səthinə omik kontaktlar qoyulur. Omik kontakt yaratmaq üçün müxtəlif kontakt materiallarından istifadə edərək, volt-ampere xarakteristikaları

çıxarılmış və gümüş pastasının bu məqsədlə ən uyğun olduğu göstərilmişdir. Aydın ki, baxılan nümunələrdə polyarizasiya baş verirsə, polyarizasiya yüklərinin səth sıxlığı səthin baxılan nöqtəsində polyarizasiya vektorunun normal toplananına bərabərdir. Polyarizasiya (P) dəyişən zaman səthi yük dəyişir və bu dəyişmə aşağıdakı cərəyana uyğundur

$$i = \frac{d(\sigma \cdot S)}{dt} = \frac{dP}{dt} \quad (1)$$

Burada σ – yükün səth sıxlığı, S -nümunənin səthinin sahəsidir.

Kristalın temperaturunun dəyişməsi polyarizasiyanın dəyişməsinə, bu isə pirocərəyanın yaranmasına səbəb olur.

$$i_p = \frac{dP}{dT} \cdot \frac{dT}{dt} \quad (2)$$

Burada $dT/dt=b$ -temperaturun dəyişmə sürətidir.

Lakin əksər mürəkkəb layvari yarımqeçirici birləşmələr monodomen olmadığından

$$P = \theta \cdot P_s \quad (3)$$

θ -unipolyarlıq əmsəlidir $0 \leq \theta \leq 1$

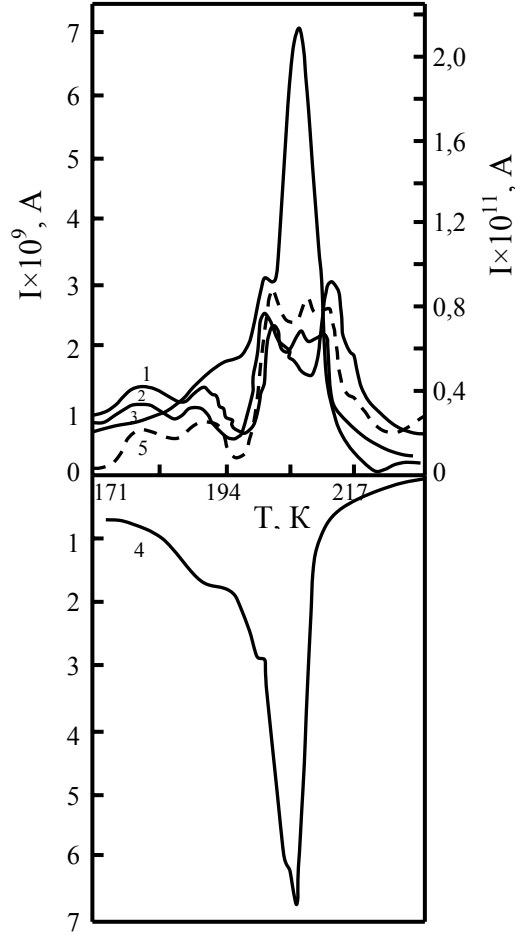
Ölçmələr sabit sürətlə aparıldığından (2) və (3) ifadələrindən pirocərəyan üçün alırıq.

$$i_p = b\theta \frac{dP_s}{dT} + bP_s \frac{d\theta}{dT} \quad (4)$$

Kristal qızan zaman polyarizasiya pozulur və bu zaman pirocərəyan yaranır. Həqiqi faza keçidinin yaratdığı pirocərəyan $b\theta \frac{dP_s}{dT}$ toplananı ilə, domen quruluşunun dəyişməsi, başqa sözlə domenlərin orientasiyasının dəyişməsi ilə əlaqədar pirocərəyan isə $bP_s \frac{d\theta}{dT}$ toplananı ilə əlaqədardır.

Xarici elektrik sahəsi tətbiq etmədikdə kristalın paraelektrik haldan seqnoelektrik hala keçməsi nəticəsində P_0 polyarizasiyası yaranır ki, buna təbii polyarizasiya deyilir. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında pirocərəyanı tədqiq etmək üçün nümunələr qaranlıqda 0.14K/s sürətlə qızdırılır. Bu zaman yaranan pirocərəyanın temperaturdan asılılıq əyrisi çıxarılmışdır. Təbii polyarizasiyanın qiyməti pirocərəyan əyrisinin əhatə etdiyi sahəyə görə hesablanmışdır (şəkil.1).

Şəkildən görüldüyü kimi, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ kristalında təbii pirocərəyan əyriləri mürəkkəb quruluşa malikdir. Temperatur intervalından asılı olaraq təbii polyarizasiyanın istiqaməti, yəni pirocərəyanın işarəsi dəyişir. Təcrübə zamanı pirocərəyan aşağıdakı hallarda çıxarılmışdır: I - kristalda təbii pirocərəyan kontakların qısaqapanma (şəkil 1,1əyrisi) və açıq vəziyyətində alınmışdır. (şəkil 1, 2 əyrisi). II-kristalın seqnet fazasında $E=400\text{V}\cdot\text{sm}^{-1}$ və $E=-400\text{V}\cdot\text{sm}^{-1}$ sahələri olduqda və qızdırıldıqda polyarizələşir. (şəkil 1,3,4 əyriləri). Bu tsikllərdən sonra yenidən qısa qapanma kontaktı halında təbii polyarizələnmiş kristalda pirocərəyan ölçülür (şəkil 1,5əyrisi).



Şəkil.1. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında qızma zamanı yaranan pirocərəyan.
 1-Qısaqapanma kontaktları halında təbii polyarizasiya
 2-Açıq kontaktlar halında təbii polyarizasiya
 3- P_0 istiqamətində 400V/sm sahənin təsiri nəticəsində polyarizasiya
 4- P_0 -ın əks istiqamətində -400V/sm sahənin təsiri nəticəsində polyarizasiya
 5-Təkrar təbii polvarizasiya

Aparılan ölçmələr nəticəsində $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında pirocərəyanın aşağıdakı xüsusiyyətləri meydana çıxmışdır. Təbii polyarizasiyanın qiyməti və pirocərəyanın qiyməti eyni kristal üçün açıq və qısaqapanma kontaktları halında kristalın soyudulmasından asılı deyil: açıq kontakt halında pirocərəyan əyrisində 200K ətrafında maksimum müşahidə olunur (şəkil 1,1 və 2 ayriləri). Pirocərəyanın iki ardıcıl ölçülməsi arasında kristalın seqnetoelektrik fazada elektrik sahəsi ilə polyarizasiya etdirdikdə və sonra 300K-ə qədər qızdıraraq pirocərəyanı (deməli P_0 -1) ölçdükdə P_0 -ın qiyməti bərpa olunur. Lakin pirocərəyan ayriləri fərqlənir (şəkildə 1 və 5 ayriləri). Ölçmələr çox təkrar olunduqda pirocərəyanın maksimumları alçaq temperatur oblastına doğru sürüşür və 200K, 195K, 184K ətrafında yerləşir. Şəkildə 1,2,5 ayrilərinin müqayisəsindən görünür ki, pirocərəyan istiqamətində olan polyarizasiyanın istiqaməti üstünlük təşkil edir, beləki, əks sahənin təsiri növbəti təbii polyarizasiyanın təsiri ilə aradan götürülür. Bu hadisə bir çox seqnetoelektrik maddələrdə müşahidə olunur [3] və onunla izah olunur ki, kristalın səthində daxili və ya xarici yükdaşıyıcılarla kompensasiya olunmuş polyarizasiya yükləri var. Belə kristallarda

domenlərin strukturu kristalı Küri nöqtəsindən yuxarı temperaturalara qədər qızdırmaq nəticəsində depolyarizasiya etdirildikdə, yüklərin səth səviyyələrində paylanması hesabına yaranan əvvəlki domen strukturuna uyğun gəlir. Kristalı yüklərin bu paylanması yox olana qədər yenidən soyutduqda yenidən ilkin domen strukturu bərpa olunacaq [3,4] göstərilmişdir ki, hər bir real kristal qeyri təkildir və bu ilkin domen strukturunun yaranmasına səbəb olur.

Yaxşı öyrənilmiş seqnetoelektrik hesab edilən SbSI kristalında təbii polyarizasiyanın qiyməti səth səviyyələrinin tarazlıqlı dolması ilə müəyyənləşir və $Cu_3In_5S_9$ monokristalında da bu hadisənin böyük rol oynadığı güman edilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Тагиров В.И., Гахраманов Н.Ф., Гусейнов А.Г. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$. Баку-2001 с 303
2. Казым-заде А.Г., Гасанова Л.Г., Магомедов А.З., Джахангирова С.Э. АМЕА Хəбərləri, fiz.riy. və texn.elm.ser., 2008, s. 266-268
3. Фридкин В.М. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М., 1976. 408С.
4. Алиев А.О., Магомедов А.З., Джахангирова С. Э., Асланов М.А. АМЕА хəбərləri, fiz.riy və tex. elm.ser. 2007. s 87-93

$TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ BƏRK MƏHLULLARIN İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏSİ VƏ

FOTOKEÇİRİCİLİYİ.

C. C. Bayramov, R. M. İsmayılov, M. M. Qocayev, Ü. M. Mustafayeva., cjmtn@mail.ru

Sumqayıt Dövlət Universiteti.

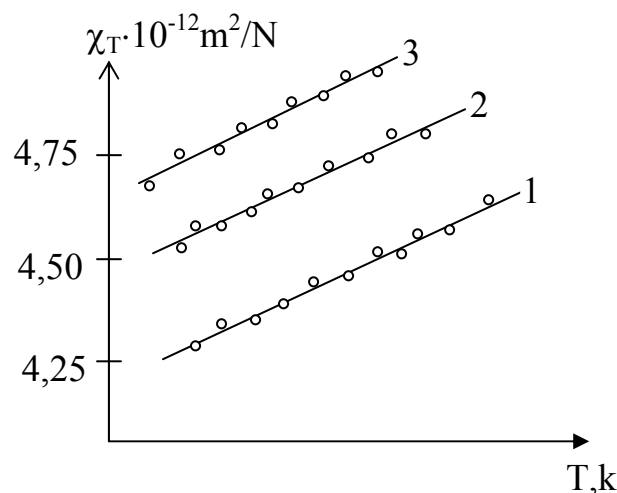
İşdə (80÷310)K temperatur intervalında $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.05$) bərk məhlulların istidən genişlənmə və izotermik sıxılma əmsalının temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $TlInSe_2$ birləşməsində qadalinium atomlarının miqdarı artdıqca istidən xətti genişlənmə və izotermik sıxılma əmsalının qiyməti artır və heç bir anomaliya müşahidə olunmur. Təcrübi qiymətlər əsasında bəzi istilik parametrləri: Debay temperaturu və atomların orta kvadratik yerdəyişməsi, həmçinin elastikiyyət parametrləri: Yunq modulu, Puasson əmsalı və sürüşmə əmsalı hesablanmışdır. Həm istilik, həm də elastikiyyət parametrlərinin nəticələri arasında korrelyasiya yaradılmışdır. Hesablamalar göstərmişdir ki, $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlullarda kimyəvi əlaqənin zəifləməsi istiqamətində istilik və elastikiyyət parametrləri qanunauyğun şəkildə dəyişir.

Həm $TlInSe_2$, həm də $TlGdSe_2$ birləşmələri ayrı-ayrılıqda optoelektronika sahəsində, eləcə də müasir texnikanın digər sahələrində tətbiq olunmaları baxımından perspektivli materiallar hesab edilir. Bu birləşmələrin bütün fiziki xassələrinin tədqiqi ilə yanaşı onların əsasında alınan bərk məhlulların istilik və fotokeçiriciliyinin tədqiqi böyük maraq doğurur.

$TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq X \leq 0.05$) bərk məhlulları stexiometrik çəki nisbətində götürülmüşdür. Komponentlər xüsusi formalı ampulalara doldurularaq iki zonalı soba içərisində sintez edilmişdir. Tədqiq olunan maddələrin monokristalları Bricmen üsulu ilə alınmışdır. Alınan maddələrin rentgen quruluş analizi göstərmişdir ki, $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlulları tetraqonal quruluşda kristallaşır və tərkibdə qadalinium atomlarının miqdarı artdıqca qadağan olunmuş zonanın eni də qanunauyğun şəkildə dəyişir.

Sintez olunmuş tərkiblərdən istidən genişlənməni ölçmək üçün uzunluğu 3 sm, diametri 5 mm olan silindrik formalı nümunələr hazırlanmışdır. İstidən genişlənmə ($77\div 400$)K temperatur intervalında məlum metodika əsasında ölçülmüşdür [1]. Bu halda təcrübənin xətası etalon nümunəyə nisbətən $\sim 0.5\%$ olmuşdur. Təcrübə göstərir ki, $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.05$) bərk məhlulların istidən xətti genişlənmə əmsalının temperatur asılılığında heç bir anomaliya müşahidə edilmir. $TlInSe_2$ birləşməsində indium atomları qadolinium atomları ilə hissə-hissə əvəz olunduqca istidən genişlənmə əmsalının qiyməti də artır. Bu dəyişiklik tərkibdə Gd atomlarının miqdarının artması ilə kristal qəfəsdə deffektliyin artması, həmçinin atomlar arası kimyəvi rabitə qüvvəsinin azalması hesabına baş verir. Bu halda ümumi kimyəvi əlaqədə metallik əlaqənin rolu artır. Bu nəticə $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlullarında metallik pay artdıqca qadağan olunmuş zonanın eninin azalması ilə təsdiq olunur. İstidən genişlənmə əmsalının təcrübi qiymətləri əsasında $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ ($x=0.01; 0.05$) bərk məhlullar üçün Debay temperaturu (D) və atomlararası orta kvadratik yerdəyişmə (\bar{U}^2) hesablanmışdır. Hesablamalar göstərmişdir ki, $TlInSe_2$ birləşməsində In atomları Gd atomları ilə əvəz olunduqca Debay temperaturu azalır, orta kvadratik yerdəyişmə isə azalır. İstilik parametrlərinin belə qanunauyğun dəyişməsi atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin azalması ilə əlaqədardır.

Deffektlərin kimyəvi əlaqəyə təsirini izah etmək üçün $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlulların izotermik sıxılmasına baxılmışdır. $TlInSe_2-TlGdSe_2$ sistem ərintilərinin ($77\div 420$)K temperatur intervalında hərtərəfli sıxılmasının tədqiqi üçün məlum qurğudan istifadə edilmişdir [2]. Qurğu etalon Al və Cu nümunələrin ($10^5 \div 10^7$)Pa təzyiq altında He qazı ilə sıxılması ilə dərəcələnməmişdir. Təcrübi xəta $\sim 5\%$ olmuşdur. Deffektlərin kimyəvi rabitəyə təsirini araşdırmaq üçün $TlIn_{0.99}Gd_{0.01}Se_2$, $TlIn_{0.95}Gd_{0.05}Se_2$ və $TlIn_{0.90}Gd_{0.10}Se_2$ bərk məhlulların izotermik sıxılmasının temperatur asılılığı təcrübi olaraq tədqiq edilmişdir. $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlulların izotermik sıxılmasının temperatur asılılığı şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil 1. $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlulların izotermik sıxılmasının temperatur asılılığı:

1. $x=0.01$; 2. $x=0.05$; 3. $x=0.10$.

Şəkildən göründüyü kimi $TlInSe_2$ - $TlGdSe_2$ sistem ərintilərin elementar qəfəsin həcmnin böyüməsi ilə izotermik sıxılma əmsalının qiyməti də artır. İzotermik sıxılmanın təcrübi qiymətləri əsasında $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$ bərk məhlulların bəzi elastikiyyət parametrləri

hesablanmışdır: Yunq modulu (E) - $\sqrt{E} = \frac{\theta m^{\frac{1}{2}} d^{\frac{2}{3}}}{1.6818 \cdot 10^3}$; sürüşmə əmsalı (μ)- $\mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}$;

hərtərəfli sıxılma modulu (k) - $k = \frac{E}{3(1 - 2\sigma)}$. Burada θ - Debay temperaturu, d-sıxlıq, m-kütlə, σ - Puasson əmsalıdır.

Hesablamanın nəticələri cədvəldə göstərilmişdir. Göründüyü kimi $TlInSe_2$ birləşməsində In atomlarının Gd atomları ilə hissə-hissə əvəz olunması ilə E, θ , μ kəmiyyətləri qanunauyğun şəkildə dəyişir. Bu isə bir daha olaraq $TlInSe_2$ -də Gd -un metallik payı artdıqca kimyəvi rəbitənin zəifləməsi faktını bir daha təsdiq edir.

Cədvəl 1.

T, K	$TlIn_{0.99}Gd_{0.01}Se_2$			$TlIn_{0.97}Gd_{0.03}Se_2$			$TlIn_{0.95}Gd_{0.05}Se_2$		
	E, QPa	σ	μ , QPa	E, QPa	σ	μ , QPa	E, QPa	σ	μ , QPa
80	349	0.470	118	333	0.469	118	331	0.469	112
90	330	0.472	112	321	0.471	112	316	0.468	107
100	313	0.473	106	304	0.472	106	304	0.469	104
120	285	0.475	97	278	0.474	97	221	0.473	92
140	262	0.477	89	258	0.476	89	244	0.475	83
160	244	0.479	83	241	0.477	83	228	0.476	78
180	231	0.480	78	227	0.478	78	214	0.478	73
200	221	0.481	75	215	0.479	75	203	0.479	69
210	217	0.481	74	210	0.480	74	198	0.479	67
220	214	0.481	72	207	0.480	73	194	0.479	66
240	209	0.481	71	200	0.480	70	188	0.480	64
310	204	0.481	69	196	0.480	69	182	0.480	62

Ədəbiyyat

1. Байрамов Д.Д. Электрофизические и упругие свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}Gd_xSe_2$. Дис. на соиск. уч. ст.кон. физ.мат. наук, Баку, 1991, стр.125.
2. Годжаев Э.М., Байрамов Д.Д., Курбанов М.М. Изотермической сжимаемость и некоторые упругие свойства сплавов системы $TlInS_2$ - $TlGdS_2$. Неорганические материалы, Т.26. стр.2033, 1990.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости М: Наука 1965.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ ДИОДОВ ШОТКИ

И.Г. Пашаев, М.Н. Агайев Р.Ф. Мехтиев, М.Г. Гасанов

Бакинский Государственный Университет

e-mail islampashayev@rambler.ru

В данной работе исследовано получение $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ (где $x = 4; 19; 37; 74; 96$). диодов Шоттки (ДШ) и изучено влияние изменения состава и структуры пленки металла на электрофизические свойства $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ ДШ. Определены основные параметры ДШ в зависимости от состава и структуры пленок металла. В результате выявлено, что изменения параметров $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ ДШ связаны с изменением состава и структуры пленки металла.

главные параметры диодов Шоттки, такие как плотность потока насыщенности, высоты барьера, напряжения пробоя, коэффициента неидеальности и другого зависят от размера области контакта и металлической толщины сплава пленки.

Влияние микроструктуры к омическому поведению контакта было исследовано.[2-6] По качеству увеличения диодов Шоттку предлагался для того, чтобы использовать аморфный сплава пленки от металлов. Была развита технология приема сплава пленки с аморфной структурой. Было найдено, что у диодов Шоттки, произведенных с аморфными сплава пленки металлов, есть больше надежности и термо параметров стабильности. Это важно для электроники высокой температуры.

Открытие аморфных металлов внесло большой вклад в науку о металлах, существенно изменив наши представления о них. Аморфные металлы разительно отличаются по своим свойствам от металлических кристаллов, для которых характерно упорядоченное расположение атомов [1- 8]. Среди твердых конденсированных сред особого внимания заслуживают так называемые металлические стекла – аморфные металлические сплавы с неупорядоченным расположением атомов в пространстве. До недавнего времени понятие «металл» связывалось с понятием «кристалл», атомы которого расположены в пространстве строго упорядочено. Металлы и сплавы с беспорядочным расположением атомов стали называть аморфными металлическими стеклами отдавая должное той аналогии, которая существует между неупорядоченной структурой металлического сплава и неорганическим стеклом Приборы на основе полупроводниковых соединений требуют при своем изготовлении нанесения металлических контактов, омических или активных с барьером Шоттки [3 6]. Наиболее подходящим для металлизации является Ni имеющий многие преимущества благодаря своим некоторым качествам: простота и удобство нанесения покрытий, высокая проводимость, хорошая адгезия, широкая доступность и низкая стоимость. Однако большая диффузионная способность Ni приводит к проникновению и образованию в конечном итоге границы Ni-Si, что отрицательно влияет на барьерные свойства ДШ. Понижение же высоты барьера уменьшает эффективность преобразования с ДШ.

Данная работа посвящена получению и изучению электрофизических свойств $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ диодов Шоттки. Никелид титана — наиболее известный из материалов, обладающих свойствами сверхупругости и памяти формы. В никелиде титана при охлаждении исходная структура претерпевает термо- упругое мартенситное превращение с образованием фазы низкой симметрии[5].

Для изготовления ДШ в качестве полупроводника использовали кремниевую пластинку n – типа с ориентацией (111) и удельным сопротивлением n – слоя 0.7 Ом см.

В качестве металла использовали сплав Ni_xTi_{100-x} (где $x = 4; 19; 37; 74; 96$). Пленки сплава Ni_xTi_{100-x} получены методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Структура сплава пленки контролировалась методом рентгенографического анализа на промышленной установке ДРОН-2. Рентгенограмма приведена на рис. 1. Как видно из рисунка пленка сплава $Ni_{35} - Ti_{65}$ имеет аморфную структуру, а остальные пленки поликристаллическую. В литературе, [2-8] посвященной физике и технологии контакта металл-полупроводник экстенсивно, изучил роль процессов полупроводника, происходящих в контакте, и считается, что все эти процессы связаны с полупроводником. Ролью металла в большинстве случаев пренебрегают. Роль металлов и его кристаллической структуры на процессах, имеющих место, не рассмотрели и плохо изучена. Чтобы идентифицировать роль металла были изучены свойства диодов Шоттки, в зависимости от состава и структуры контакта металлов [8].

В области прямого напряжения $v > 3kT/e$ параметры диодов Шоттки определяются из вольт-амперной характеристики (ВАХ), которая выражается формулой:

$$I = SAT^2 \exp\left(\frac{\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{\Phi_b}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

где A - эффективная постоянная Ричардсона, n -коэффициент неидеальности. Φ_b высота барьера. Все другие обозначения имеют обычный смысл. Полученные результаты позволяют заключить, что главные параметры диодов Шоттки, такие как плотность и насыщенности тока, высоты барьера, напряжения пробоя, коэффициента неидеальности зависят от состава и структуры контакта металлической пленке. Экспериментальные результаты были объяснены неоднородной моделью контакта металлического полупроводника. По сравнению с поликристаллической пленкой металла, в случае контакта аморфной пленки металла с кремнием, граница раздела относительно однородна.

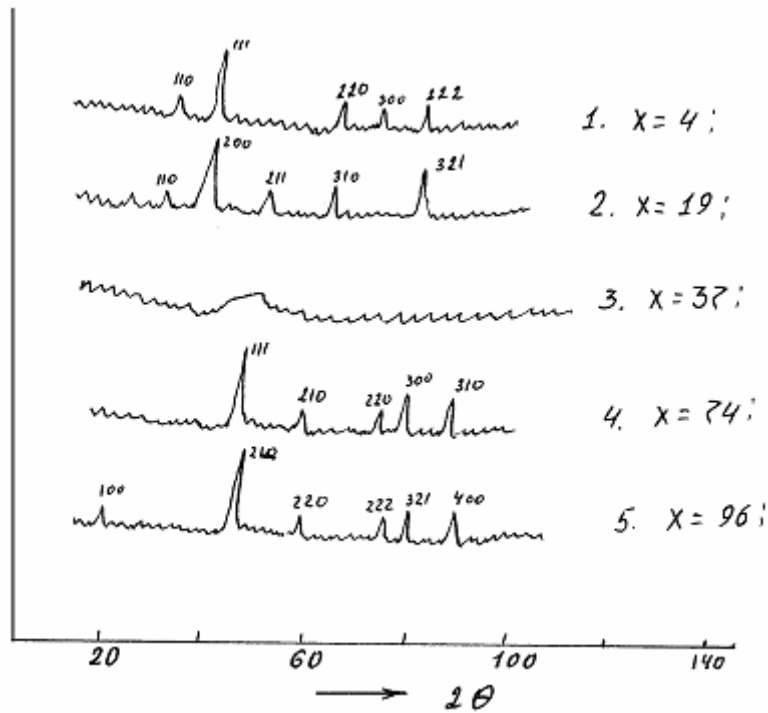


Рис. 1. Рентгенограмма пленок сплава Ni_xTi_{100-x} (где $x = 4; 19; 37; 74; 96$).

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Судзуки, Ф.Хасимов. «Аморфные металлы». М. 1987.
2. П.Н.Крылов. Вестник Удмуртского Университета. Физика. 2006, №4, стр. 125-136.
3. П.Н.Крылов Физика и техника полупроводников. 2000, том 34, вып. 3, стр. 306-309
4. Н.С. Заяц, В.Г. Бойко, П.А.Генцарь, О.С. Литвин, В.П.Папуша, Н.В. Сопинский. Физика и техника полупроводников,2008,том 42, вып.2 с.207 – 211
5. В. Бродовой, С.Г. Бунчук, А.Н. Лукьянов Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 4,с8-11
6. П.А.Пипинис .А.К.Римейка Физика и техника полупроводников. 2001, том 35, вып 2. ст 188-191
7. Ш.Г.Аскеров И.Г. Пашаев Л.В.Гайваронская Э.Г.Шаулова Препринт разрешен АН Азерб.респ. 1989, ст.44
8. Ш.Г. Аскеров. Автореферат докторской диссертации, Баку, 1992.с.41

SnSe KRISTALLARININ ZONA QURULUŞU VƏ ELEKTOFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN ÜMUMİ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

M.İ.Murqzov, C.İ.Hüseynov, Ş.S.İsmayılov, R.F.Məmmədova, G.İ.Kərimzadə
 cih_58@mail.ru

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

SnSe monokristallarının birləşməsinin elektrik keçiriciliyinin (σ), Holl əmsalının (R_x), eninə və uzununa Nernst-Ettingşqauzen effekləri, yükdaşıyıcıların Holl yürüklüyünün (U_x) və termo-e.h.q.-nin temperatur asılılıqları 80÷320 K temperatur intervalında tədqiq olunmuş, müxtəlif temperatur oblastunda səpilmə mexanizmi araşdırılmış, alınan nəticələr iki zonalı metodla zonalararası səpilmə əsasında izah edilmişdir.

$A^{IV}B^{VI}$ tipli yarımkəçirici birləşmələr və onlar əsasında alınmış ərintilər elektronikanın infraqırmızı-şüalanma mənbəyi və detektoru, termoelektrik elementlər, Günəş batareyaları, yaddaş elementləri və s. müxtəlif oblastlarında tətbiq üçün perspektivli materiallar hesab olunur və ya artıq tətbiq olunurlar. Bu birləşmələrin dar qadağan olunmuş zonaya, böyük dielektrik nüfuzluğuna, nisbətən yüksək radiasiya dayanıqlılığına malik olmaları, ion rabitəsinin üstünlük təşkil etməsi kimi fundamental xarakteristikaları onların tətbiq olunma imkanlarını daha da genişləndirir [1].

Bu tipli binar birləşmələrdən olan **p-SnSe**-nin fiziki xassələrinin tədqiqinə bir sıra işlər həsr olunmuşdur. İşdə qadağan olunmuş zonanın eni, optik udulma, elektrofiziki parametrlərin anizotropiyası tədqiq olunmuş, effektiv kütlə qiymətləndirilmişdir. Optik metodlarla zona quruluşunun tədqiqinin nəticələri valent zonanın mürəkkəb quruluşa malik olduğunu göstərir: zonadaxili keçidlərin mövcud olduğu ikizonalı model fərz olunur. Spektrin uzundalğalı oblastında tədqiqatlar aparılmış və qadağan olunmuş zonanın eni ($E_g=0,88 eV$) təyin edilmişdir. Lakin **p-SnSe**-nin zona quruluşu indiyə kimi tam öyrənilməmişdir.

Ortorombik sinqoniyada (fəza qrupu P_{cmn} , qəfəs parametrləri $a=4,46$; $b=4,19$; $c=11,57 \text{ \AA}$, elementar özəyin həcmi 216 \AA^3) kristallaşan [2] **p-SnSe**-monokristallarının

kinetik parametrlərin geniş konsentrasiya intervalında kompleks öyrənilməsi, yeni təcrübə nəticələr əsasında bu birləşmənin zona quruluşu və yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmlərinin araşdırılması xüsusi maraq doğurur. Bu işdə enerji spektrinin formasına və səpilmə mexanizminin xarakterinə çox həssas olan eninə və uzununa Nernst-Ettingşqauzen effekləri ($\Delta\alpha(H)$), həmçinin xüsusi elektrikkeçiriciliyi- σ_0 , termo e.h.q.-si əmsalı $\alpha(0)$, Holl sabiti – R_x tədqiq olunmuşdur.

Termo-e.h.q.-si mütləq stasionar metodla [3], xüsusi elektrikkeçiriciliyi (σ), Holl əmsalı (R) sabit maqnit sahəsində sabit cərəyan rejimində [4] ölçülmüşdür.

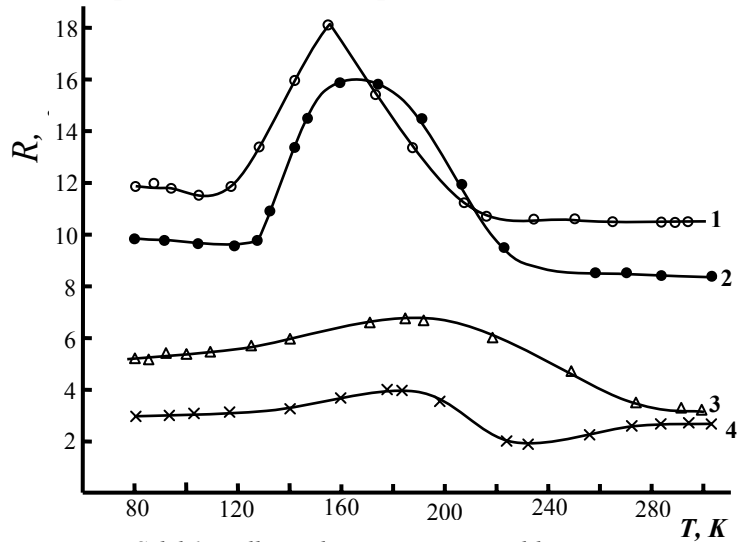
SnSe binar birləşməsi komponentlərin birbabaşa əridilməsi üsulu ilə sintez edilmiş və kompleks fiziki kimyəvi analizləri aparılmışdır. Tədqiqat üçün nümunələr Bricmen metodu, $\mathcal{G} = 1 \text{ mm/saat}$ çəkilmə sürəti ilə yetişdirilmiş monokristallarda homogenliyi təmin etmək üçün uzun müddətli dəmləməyə qoyulmuşdur. Dəmləmə 680 K temperaturda 100 saat müddətində, spektral təmiz arqon mühitində aparılmışdır. Müxtəlif konsentrasiyalı nümunələr almaq üçün onlar bir pəstahın fərqli sahələrindən kəsilib götürülmüşdür. Pəstahın uclarından hazırlanmış nümunələrdə dəşiklərin konsentrasiyası ən yüksək olmuşdur.

Termoelektrik materiallar qurupuna aid olan qalay monoselenidi yüksək termoelektrik hərəkət qüvvəsi əmsalına və böyük elektrikkeçiriciliyinə, lakin kiçik qəfəs istilikkeçiriciliyinə malikdir. Ölçmələr mütləq stasionar metodla, 80÷320 K temperatur intervalında aparılmış, maqnit sahəsində Nernst-Ettingşqauzen effektləri ölçülərkən eninə temperatur düşküsi nəzərə alınmışdır. Maqnit sahəsi kristal laylarına perpendikulyar yönəldilmişdir $H \parallel (001)$.

Müxtəlif konsentrasiyalı nümunələrdə Holl əmsalının $R(T)$ temperatur asılılığı bir sıra xüsusiyyətlərə malikdir (Şəkil 1). 1 №-li və 2 №-li nümunələrdə temperaturun 110 K-dən 160 K-dək artımında nümunədə Holl əmsalı 18,0 və 14,8 sm^3 / Kl -dək artır, temperaturun sonrakı artımında isə uyğun olaraq 9,8 və 8,0 sm^3 / Kl -dək tədricən azalır. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası yüksək olan 3 №-li və 4 №-li nümunələrdə də Holl əmsalının analoji temperatur asılılığı müşahidə olunur, temperaturun 200 K-ə qədər artımı ilə Holl əmsalı da artır, sonra isə hamar azalmağa başlayır, lakin tədqiq olunan temperatur intervalında keçiricilik işarəsini dəyişmir.

Şəkil 1-dən görüldüyü kimi tədqiq olunan bütün nümunələrdə məxsusi və aşqar keçiricilikləri üçün xarakterik olan maksimumlar vardır. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması ilə maksimum böyüyür və nisbətən aşağı temperatur oblastına tərəf sürüşür.

Holl əmsalının maqnit sahəsindən asılılığının tədqiqi göstərir ki, aşağı temperatur oblastında R maqnit sahəsindən asılı olmur, $T > 120 \text{ K}$ də bütün nümunələrdə maqnit sahəsindən asılılıq müşahidə olunur. Aşağı temperatur oblastında Holl əmsalının maqnit sahəsindən və temperaturdan asılı olmaması keçiricilikdə bir növ yükdaşıyıcıların-yüngül dəşiklərin iştirak etdiyini göstərir. Holl əmsalının maqnit sahəsindən və temperaturdan asılı olmaması ($T > 120 \text{ K}$) valent zonasında ikinci alt zonasının mövcudluğu



Şəkil 1. Holl əmsalının temperatur asılılığı:

1- $p_{80} = 5,2 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$; 2 $p_{80} = 6,4 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$;

3- $p_{80} = 1,32 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$; 4- $p_{80} = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$;

ilə izah olunur. Temperaturun artımı ilə ikinci zonan rolu artır, keçiricilikdə yüngül dəşiklərlə yanaşı ağır dəşiklər də iştirak edir.

3 №-li və 4 №-li nümunələrdə 80-320 K temperatur intervalında adsız eninə Nernst-Ettingşqauzen potensial sahəsi (E_y) müsbət olur, 1 №-li və 2 №-li nümunələrdə isə işarəsini mənfiyədən müsbətə dəyişir. Eninə Nernst-Ettingşqauzen effektinin maqnit sahəsindən asılılığı qeyri xəttidir.

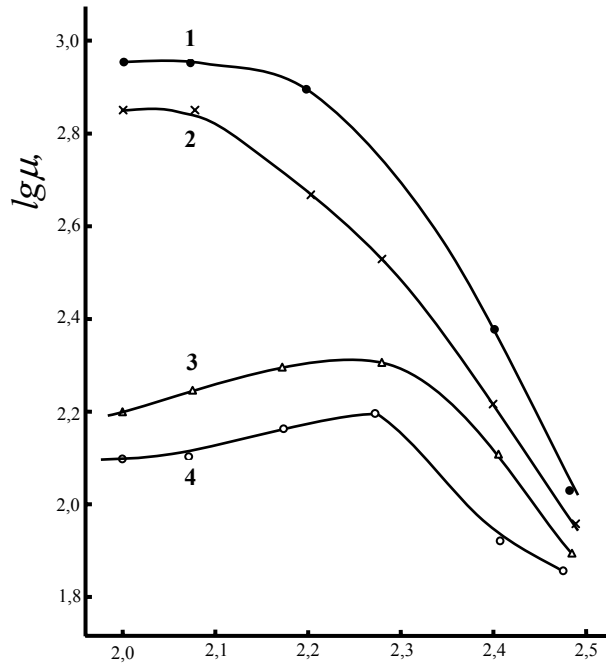
Tədqiq olunan həmin nümunələrdə yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılığı şəkil 2-də təsvir olunmuşdur. Qrafikdən görüldüyü kimi yürüklüyün temperatur asılılığı Holl

əmsalı asılılığına uyğundur. Konsentrasiyası yüksək olan nümunələrdə yürüklük temperaturun artımı ilə artır, 140÷160K temperatur intervalında maksimumdan keçməklə azalır. $T > 200K$ temperatur intervalında temperaturun artımı ilə bütün nümunələrdə yükdaşıyıcıların yürüklüyü azalır. Aşağı temperatur oblastında yükdaşıyıcılar əsasən akustik və pyezoakustik fononlardan səpilir. 190 K dən yuxarı temperaturlarda optik fononlar əmələ gəlir və yükdaşıyıcıların səpilməsi qarışıq xarakter daşıyır. Temperaturun artımı ilə optik fononlardan və qismən aşqar ionlarından səpilmə üstünlük təşkil edir. Holl yürüklüyünün elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı $E = 0,035V/m$ -dən başlayaraq sahə intensivliyinin artımı ilə yürüklük də kəskin artır. Bütün bunlar elektrikkeçiriciliyində dərinlikdə yerləşən kiçik donör səviyyələrinin iştirak etdiyini söyləməyə imkan verir.

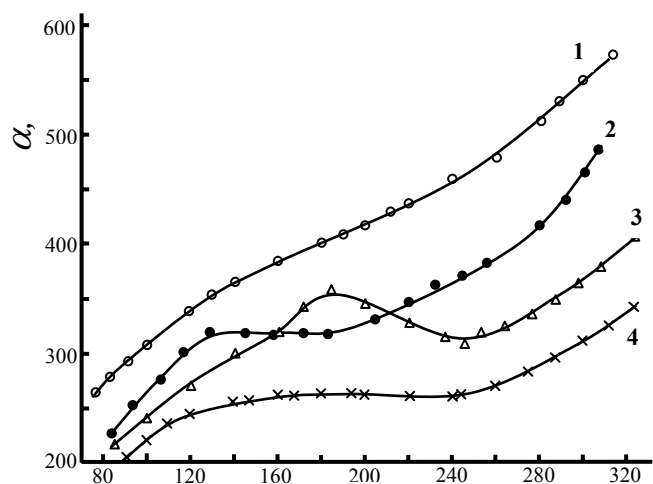
Termo-e.h.q.-nin temperatur asılılığı şəkil 3-də təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, 80÷320K temperatur intervalında konsentrasiyanın artımı ilə termo e.h.q.-si azalır.

Kiçik konsentrasiyalı nümunədə (№ 1) temperaturun artımı ilə α monoton artır, digər nümunələrdə isə (№ 2,3,4) Termo e.h.q.-nin temperaturdan asılı olaraq dəyişmə sürəti sadə birzonalı modelə uzlaşmır. Orta temperatur intervalında 2 №-li nümunədə $\alpha(T)$ asılılıq əyrisində minimum müşahidə olunur, 3 №-li nümunədə bu minimum nisbətən yuxarı temperatur oblastına tərəf sürüşür və yuxarı temperaturlarda monoton artır. Holl əmsalının asılılığı $\alpha(T)$ əyrisi ilə uzlaşır.

80-300 K temperatur oblastında termo-e.h.q.-nin maqnit sahəsindəki dəyişməsi, $\Delta\alpha = \alpha(H) - \alpha(0)$ mənfi işarəyə



Şəkil 2. Holl yürüklüyünün temperatur asılılığı lgT, K



Şəkil 3. Termo e.h.q.-nin (α) temperatur asılılığı; T, K

malikdir. Nisbətən aşağı konsentrasiyalı nümunələrdə (№№ 1 və 2) bu dəyişmə 100 K temperaturda 7%, 300 K də isə 4,5% təşkil edir. Yüksək konsentrasiyalı nümunələrdə azalır, müvafiq temperaturalara uyğun olaraq 4% və 2,5% olur.

ƏDƏBİYYAT

1. Н.Х. Абрикосов, Л.Е.Шелимова Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$. (М., Наука, 1975) с. 21.
2. Асадов Ю.Г., Алыев Ю.И., Бабаев А.Г., и др. Температурно-рентгенографические исследования SnSe. //Azərbaycan MEA-nın xəbərləri, Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2008, № 5, s. 148-153.
3. Охотин А.С., Пушкарский А.С., Боровикова Р.П., Симонов В.А. Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразовательей. М. Наука. 1974, с. 166.
4. Блад П., Ортон Дж.В. Методы измерения электрических свойств полупроводников //Зарубежная радиоэлектроника.1981.№ 1. с.3-50

$TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($0,01 \leq x \leq 0,03$) BƏRK MƏHLULUNUN İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏSİ

M.M. Qurbanov, S.C. Məmmədov, Ə.B. Məhərrəmov, C.C. Bayramov

e-mail.salala78@bk.ru

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Bu işdə $TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($x=0,01 \leq x \leq 0,03$) bərk məhlulunun istidən genişlənməsi ölçülmüşdür. Müxtəlif temperaturalarda istidən genişlənmə əmsalinin qiymətləri əsasında Debay xarakteristik temperaturu və atomlararası orta kvadratik yerdəyişmə hesablanmışdır. Tərkibdə qadaliniumun miqdarı artdıqca Debay temperaturunun azalması və orta kvadratik yerdəyişmənin artması, atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin zəifləməsi ilə əlaqələndirilir.

$A^{III}B^{VI}$ tip kristallardan və onların əsasında alınan bərk məhlullardan infraqırmızı şüalanma oblastının yaxın sərhəddinə uyğun qəbuledicilərin düzəldilməsində yaddaş elementlərinin çevirici cihazlarını hazırlanmasında, lazer şüalanması alınan modulyatorlarda və digər sahələrdə geniş istifadə edilir. Bu baxımdan $TlGaS_2$ birləşməsi daxilində qallium atomlarının qismən qadalinium atomları ilə əvəz olunması və alınan bərk məhlullar da həm nəzəri, həm də praktik baxımdan maraqlıdır. Belə ki, ədəbiyyat [1]-də göstəriləyi kimi $TlInS_2$ birləşməsində indium atomlarının qismən qadaliniumla əvəz edilməsi ilə fotohəssaslığın artdığı müşahidə edilmişdir. Tərkibə qadalinium atomlarının daxil edilməsi qadağan olunmuş zonanın eninə və atomlar arası kimyəvi əlaqə qüvvəsinin qiymətinə təsir göstərir.

$TlGa_{1-x}Gd_xS_2$ ($x=0,01; 0,02; 0,03$) bərk məhlulunun sintezi mövcud metodika əsasında aparılmışdır [2]. Müxtəlif tərkiblərin rentgen quruluş analizi göstərmişdir ki, alınan bütün bərk məhlullar monoklin quruluşda kristallaşırlar və tərkibdə qadaliniumun miqdarı artdıqca qəfəs parametrlərində də qanunauyğun şəkildə artma müşahidə edilir.

Sintez olunmuş tərkiblərdən istidən genişlənməni ölçmək üçün uzunluğu 0,03m və diametri 0,005m olan silindrik formalı nümunələr hazırlanmışdır. İstidən genişlənmə geniş temperatur intervalında ($77 \div 300K$) məlum metodika əsasında ölçülmüşdür [3].

$TlGa_{0,99}Gd_{0,01}S_2$, $TlGa_{0,98}Gd_{0,02}S_2$ və $TlGa_{0,97}Gd_{0,03}S_2$ bərk məhlullarının istidən genişlənmə əmsallarının temperatur asılılıqları şəkil 1-də göstərilmişdir. Bu şəkildə həmçinin

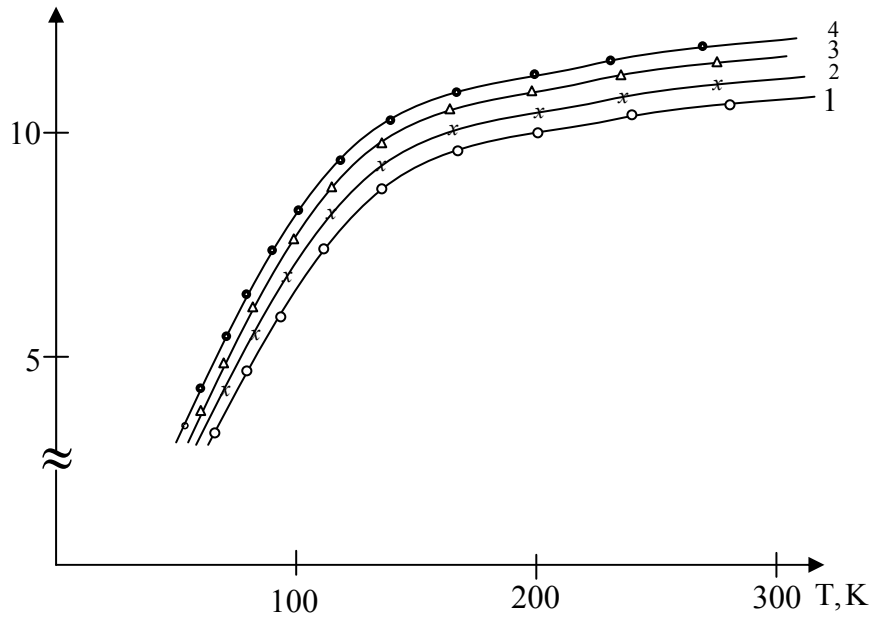
müqayisə üçün TlGaS_2 birləşməsinin istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığı da verilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi bütün tərkiblərin istidən genişlənmə əmsalının temperatur sılılıqlarının xarakteri TlGaS_2 birləşməsinin istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığı ilə tamamilə eyni alınır. Bütün tərkiblərdə istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığında heç bir anomaliya müşahidə edilmir. Tərkibə az miqdarda çəki nisbətində qadalinium atomlarının daxil edilməsi istidən genişlənmə əmsalının artmasına səbəb olur. Bu onunla əlaqələndirilir ki, tərkibə ion radiusu qalliumun ion radiusuna nisbətən böyük olan qadalinium atomlarının daxil edilməsi həm kristal qəfəsində defektliliyin artmasına, həm də atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin azalmasına səbəb olur. Bu halda ümumi kimyəvi əlaqədə metallik rabitənin rolu artır.

İstidən genişlənmə əmsalının təcrübi qiymətləri əsasında, ədəbiyyat [5,6]-da verilən empirik düsturların köməyi ilə $\text{TlGa}_{1,99}\text{Gd}_{0,01}\text{S}_2$, $\text{TlGa}_{1,98}\text{Gd}_{0,02}\text{S}_2$ və $\text{TlGa}_{1,97}\text{Gd}_{0,03}\text{S}_2$ bərk məhlulları üçün Debay xarakteristik temperaturu (θ) və atomlararası orta kvadratik yerdəyişmə ($\sqrt{U^2}$) hesablanmışdır:

$$\theta = \frac{19,37}{\sqrt{A \cdot V^{2/3}} \cdot \alpha} \quad (1)$$

$$\sqrt{U^2} = 4,3 \cdot 10^{-14} \left[\frac{D(\theta/T)}{\theta/T} + \frac{1}{4} \right] / \sqrt{A} \cdot \theta \quad (2)$$



Şəkil 1. $\text{TlGa}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}_2$ bərk məhlulunun istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığı. 1- TlGaS_2 ; 2- $\text{TlGa}_{1,99}\text{Gd}_{0,01}\text{S}_2$, 3- $\text{TlGa}_{1,98}\text{Gd}_{0,02}\text{S}_2$; 4- $\text{TlGa}_{1,97}\text{Gd}_{0,03}\text{S}_2$

Hesablamanın nəticəsi cədvəldə verilmişdir:

Cədvəl

T, K	TlGaS ₂		TlGa _{1,99} Gd _{0,01} S ₂		TlGa _{1,98} Gd _{0,02} S ₂		TlGa _{1,97} Gd _{0,03} S ₂	
	θ, K	$\sqrt{U^2}, A$	θ, K	$\sqrt{U^2}, A$	θ, K	$\sqrt{U^2}, A$	θ, K	$\sqrt{U^2}, A$
80	298	0,138	300	0,136	302	0,135	305	0,134
90	285	0,146	297	0,143	298	0,140	299	0,138
100	271	0,158	283	0,154	284	0,152	286	0,150
120	259	0,169	276	0,162	277	0,160	278	0,157
140	252	0,197	268	0,193	269	0,189	271	0,185
160	234	0,220	259	0,215	261	0,212	262	0,208
180	218	0,251	247	0,246	248	0,244	249	0,241
200	205	0,279	234	0,273	237	0,270	238	0,265
250	171	0,310	221	0,307	224	0,303	225	0,299
300	156	0,343	209	0,340	210	0,336	211	0,331
350	155	0,345	192	0,342	193	0,339	195	0,338

Cədvəldən göründüyü kimi temperaturun artması ilə Debay temperaturu azalır, orta kvadratik yerdəyişmənin qiyməti isə artır. Bu bir daha göstərir ki, tərkibdə qadalininin miqdarı artdıqca kristal qəfəsində atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsi zəifləyir.

ƏDƏBİYYAT

1. Д.Д. Байрамов, М.М. Годжаев, М.М. Курбанов, У.М. Мустафаева Фотопроводимость твердых растворов TlIn_{1-x}Gd_xS₂. SDU "Elmi xəbərlər", cild 9, №3-4, Sumqayıt ş. 2009, səh. 6-9.
2. Э.М. Годжаев, Г.И. Зейналов, С.Д. Мамедов, синтез и рентгенографическое исследование сплавов системы TlInS₂-TlDyS₂//Изв. АН СССР. Неорган. Материалы. 1986, Т. 22, №12, с. 1905-1907.
3. М.М. Курбанов, тепловое расширение и изотермическая сжимаемость TlGaSe₂. Неорган. материалы, том 37, с.1447, 2001 г.

TlIn_{1-x}Sm_xS₂ BƏRK MƏHLULLARI ƏSASINDA TERMOELEMENTLƏR

M. M. Zərbəliyev, Ü. M. Ağayeva, E. H. Məmmədov, N. S. Sərdarova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Məlum olduğu kimi, lantanoidlərdə 4f-elektronları kifayət qədər kompaktdırlar və onlara yaxın yerləşən qapalı 5s5p-örtükləri ilə güclü ekranlanırlar. Ona görə də qonşu ionların 4f-elektronlarının bir-birini örtməsi nəzərə alınmayacaq dərəcədə zəifdir. Məhz bu səbəbdən 6s5p5d-elektronlarının həmçinin qapalı 5s5p-örtüklərindəki elektronların iştirakı ilə dolayı qarışılıqlı təsir baş verir. Ən kənarında olan 6s6p5d-örtüklərindəki elektronlar lantanoidlərin bərk cisimlərdə özlərini əsasən üçvalentli kimi aparmasına və keçiricilik zolağı əmələ gətirməsinə səbəb olur ki, bu xassə də TlIn_{1-x}Sm_xS₂ bərk məhlullarında özünü göstərir. Bu materiallar üçvalentli indium atomlarını tədricən ion radiusları onlarınkına yaxın olan üçvalentli samarium atomları ilə əvəz etməklə alındığından, onların elektrik və istilik xassələri tərkibə samarium atomlarının nisbi miqdarından kəskin asılı olur. Bu materiallarda elektrik və istilik xassələrinin tədqiqi göstərdi ki, TlInS₂ kristalları əsasında alınan bu bərk məhlullarda TlSmS₂ komponentinin cüzi artımı belə elektrik keçiriciliyinin bir neçə tərtib

yüksəlməsi, istilikkeçirmənin isə ciddi azalması ilə müşahidə olunur. Termoelektrik enerji çeviricilərində termoelektrik effektivliyi praktikada $Z=\alpha^2\sigma/\chi$ kimi qiymətləndirilir. (burada α -termo-e.h.q., σ -xüsusi elektrik keçiriciliyi, χ -isə istilikkeçirmə əmsallarıdır). Bu baxımdan $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}_2$ bərk məhlullarında tərkibdə samarium atomlarının nisbi miqdarını dəyişməklə bu materialların termoelektrik effektivliklərini artırmaq və onun qiymətini praktiki əhəmiyyət kəsb edən həddə çatdırmaq real bir məsələ kimi ortaya çıxır. Bu məqsədlə aparılan tədqiqatlar göstərdi ki, 600-1000 K temperatur intervalında $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}_2$ bərk məhlullarının termoeffektivlikləri $\sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ -ə çatır. Bu tərkiblərdə samarium atomlarının nisbi miqdarının artması ilə elektrik keçiriciliyinin kəskin artması, termo-e.h.q. yüksəlməsi, istilikkeçirmə əmsalının isə ciddi azalması hesabına baş verir. Tədqiq olunan bərk məhlullarda elektrik keçiriciliyinin kəskin artımı 6s5p5d-örtüklərindəki elektronların kollektivləşərək keçiricilik zolağı əmələ gətirməsi elektrik keçiriciliyinin kəskin artmasına səbəb olur. Indium atomlarının bir hissəsinin üçvalentli samarium atomları ilə izovalent əvəzləmələrində bu atomlar kütlə cəhətcə ciddi fərqləndiklərindən $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}_2$ bərk məhlullarında böyük miqdarda nöqtəvi defektlər meydana gəlir ki, bunlarda fononlar üçün səpici mərkəzlər rolu oynayırlar, bu da həmin materiallara əlavə istilik müqavimətinin meydana çıxması və istilikkeçirmə əmsallarının ciddi küçülməsinə səbəb olur ki, bu da nəticədə termoeffektivlik əmsalının böyük artımına gətirib çıxarır.

Alınan nəticələr göstərdi ki, $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{S}_2$ bərk məhlulları 600-1000 K temperatur intervalında praktik əhəmiyyət kəsb edən qiymətə malik olurlar ki, bu da onların orta temperatur intervalında işləyən termoelektrik enerji çeviricilərində perspektivli material kimi tətbiqinə imkan yaradır.

ƏDƏBİYYAT

1. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И., Теплопроводность твердого растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Te}_2$ РАН. Неорганические материалы . Т.43.№12.2007.С.1432-1435.
2. Зарбалиев М.М., Гахраманов Н.Ф., Ахмедова А.М., Магеррамов А.Б. Твердые растворы замещения в системе TlInSe_2 - TlYbSe_2 Известия А.Н. Азерб.Респуб.серии физ-мат.и техн.наук. 2010. №5. с.149-155.

$\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ MONOKRİSTALINDA FOTOKEÇİRİCİLİYİ

Qəhrəmanov N.F., Lətifova S.S.

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Açar sözlər: fotokeçiricilik, məxsusi həyəcanlaşma, relaksasiya müddəti, kvant çıxışı..

Tədqiqat işində $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalının fotokeçiriciliyi 100÷400 K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, nümunə işıqlandıqda yükdaşıyıcıların Δn və Δp dəyişmələri zamandan asılı olaraq artır və müəyyən müddətdən sonra doyma halı yaranır. $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalı üçün otaq temperaturunda keçiricilik $\sigma = 4,6 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ yüüklük isə $\mu = 120 \text{sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$ müəyyən olunub. Fotokeçiriciliyin spektral asılılığında müəyyən anomaliya müşahidə olunur. Bu anomaliya 4d səviyyəsinə p-səviyyəsinin təsiri ilə izah olunur.

Optoelektronikanın qarşısında duran vacib məsələlərdən biri praktikada tətbiq oluna bilən yeni yarımkeçirici birləşmələrin alınması, onların fiziki xassələrinin ətraflı öyrənilməsi durur. Bu sahədə ən perspektivli materiallardan biri I, III, VI qrup elementləri əsasında alınan birləşmələdir [1]. Bu birləşmələr bəzi fiziki xassələrinə görə $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ tipli birləşmələrə oxşar

olub, geniş prarktiki tətbiq üçün əlverişlidir. Onlar təkcə yarımkeçirici xassələrə malik olmayıb, bəzi tərkiblərdə, həm də yarım metal və maqnit xassələri də müşahidə olunur.

Ədəbiyyatda [2] $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli yarımkeçiricilər sinfinə mənsub olan $Au_3In_5Se_9$ kristalının elektrik və qalvomomaqnit xassələri ilə bağlı müəyyən məlumat verilmişdir.

Tədqiqat işində $Au_3InSe_2 - In_2Se_3$ kristalının kəsikləri termoqrafik üsulla tədqiq edilmiş hal dioqramları qurulmuş, kristal parametrləri təyin olunmuşdur. Alınan üçqat birləşmələrin kristal quruluşu və Laue- simmetriyası müəyyən edilərək hər bir kristalın parametrləri rentgenoqrafik tədqiqatla müəyyən olunmuşdur.

Tədqiq olunan birləşmələr öz tərkib və xassələrinə görə, özlərinin analoqu olan $A^I B^{III} C_2^{VI}$ tipli birləşmələrə yaxındır. Bu birləşmələr içərisində elələri var ki, onlar ən yaxşı fotoelement olan CdS - ilə müqayisə edilə biləcək fotoelektrik xassələrinə malikdir. Buna misal olaraq $AuInSe_2$ tipli birləşmələri göstərmək olar. Bu məqsəd üçün $Au_3In_5Se_9$ və $Au_3Ga_5Se_9$ birləşmələri daha perspektivlidir.

İşığın təsiri ilə yaranan stasionar fotokeçiricilik dörd parametrdən asılı olur: yükdaşıyıcıların yüüklüyü (μ), yaşama müddəti (τ), kvant çıxışı (η) və mühitin udma əmsalı (α). Tədqiq olunan birləşmədə mühitin udma əmsalı və kvant çıxışı işi işığın mühitlə - kristalla qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Yüüklük və yaşama müddəti isə yükdaşıyıcıların mühitlə qarşılıqlı təsirindən asılı olub və qeyri-tarazlıq yükdaşıyıcıların hərəkətini və rekombinasiya prosesini xarakterizə edir. Ona görə də fotokeçiriciliyin ölçü metodikası bu parametrlərə uyğun seçilir. Ölçü aparmaq üçün kvarts başlığı olan közərmə lampasından istifadə olunmuşdur. Fotokeçiricilik lampasından istifadə olunmuşdur. Fotokeçiricilik nümunənin həm qayısq və Volt-ampere xarakteristikası çıxarılmışdır. Fotokeçiricilik müxtəlif temperaturalarda ölçülmüşdür.

Qaranlıq nümunənin elektrik keçiriciliyi

$$\sigma_0 = e(n_0 \mu_n + p_0 \mu_p)$$

ışığın təsiri ilə onun artımı

$$\Delta\sigma_f = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

Bu halda elektrik keçiriciliyinin nisbi dəyişməsi

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)}{e(n_0 \mu_n + p_0 \mu_p)}$$

burada $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ -dir.

Burdan aydın olurki fotokeçiricilik məhz Δn və Δp faktorları ilə xarakterizə olunur.

İşıqlanma zamanı kristalın vahid həcmində vahid zamanda yaranan qeyri-tarazlıq yükdaşıyıcıların sayı həm kvant çıxışı işindən və həm də mühitin udma əmsalından asılı olur.

$$\Delta n = \Delta p = \eta \alpha I \quad (4)$$

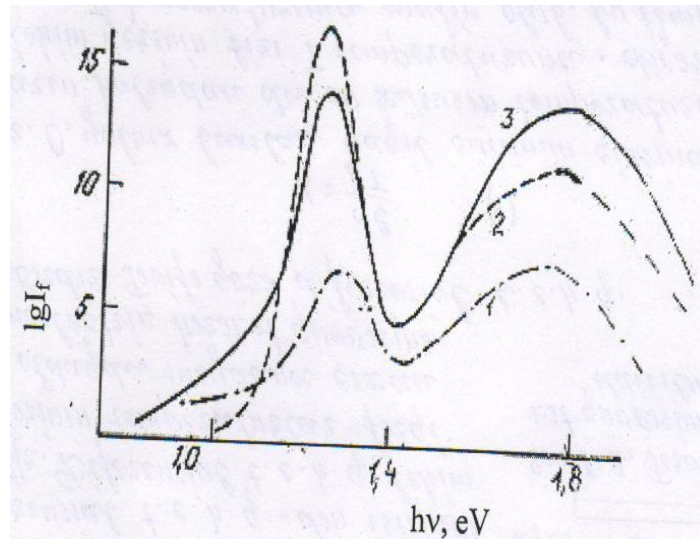
Tədqiq olunan $Au_3In_5Se_9$ yarımkəçiricisi işıqlandırıldıqda Δn və Δp kəmiyyətləri zamandan asılı olaraq artırması və müəyyən andan sonra doyma müşahidə olunması onu göstərir ki, sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası ilə yanaşı onların yox olma prosesi də baş verir. Aydınır ki, rekombinasiya prosesinin intensivliyi qeyri-tarazlıq yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası az olduğu üçün rekombinasiya da zəif olur, ancaq konsentrasiya getdikcə artdığı üçün rekombinasiyanın da intensivliyi artır və nəhayət qərarlaşmış hal yaranır: vahid zamanda generasiya olunan yükdaşıyıcıların sayı rekombinasiya edən yükdaşıyıcıların sayına bərabər olur. Ona görə də fotocərəyanın zamandan asılılığı başlanğıc anda xətti qanunla artır və sonra tədricən doyma halına yaxınlaşır.

Stasionar halda yükdaşıyıcıların əlavə konsentrasiyası işığın mühitlə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən kəmiyyətlərdən asılıdır. Məlumdur ki, hər bir qeyri tarazlıq yükdaşıyıcısı yaranıb, rekombinasiya edənə qədər müəyyən vaxt keçir. Buna yükdaşıyıcının yaşama müddəti deyilir. Lakin bu müddət hər bir yükdaşıyıcısı üçün müxtəlifdir. Ona görə yükdaşıyıcıların orta yaşama müddətindən istifadə olunur.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, kvadratik rekombinasiya mexanizmində qərarlaşmış fotokeçiricilik düşən şuanın intensivliyinin kvadrat kökü ilə mütənasibdir. [3]

$$\Delta n = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta \alpha I}} \cdot \beta \alpha I = \sqrt{\frac{\beta \alpha}{\gamma}} \cdot \sqrt{I} \quad (4)$$

1-ci şəkildə tədqiq olunan $Au_3In_5Se_9$ kristalı üçün $T = 100K$ və $T = 300K$ temperaturda kəsilməz (1) və modulyasiya olunmuş (2,3) işıq şəraitində fotokeçiriciliyin spektral asılılığı göstərilmişdir.

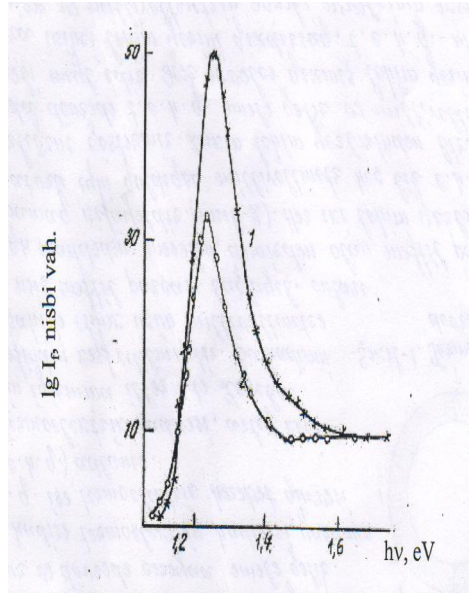


Şəkil 1.

Müəyyən olunmuşdur ki, otaq temperaturunda nümunənin keçiriciliyi $\sigma = 4,6 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ və yürüklüyü isə $\mu = 120 \text{sm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$ tərtibindədir. Şəkildən görünür ki, enerjinin $0,9 \div 1,8$ eV intervalında fotohəssaslıq müşahidə olunur və fotokeçiricilik aşqar oblastdan başlayır. Tədqiq olunan kristalın otaq temperaturunda qadağan olunmuş zonanın eni $\Delta E_g = (1,12 \pm 0,01)$ eV və 100K-də isə $\Delta E_g = (1,16 \pm 0,01)$ eV tərtibindədir. Qadağan olunmuş zonanın temperatur əmsalı $2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$ tərtibindədir. Bu nəticə ədəbiyyatda olan məlumatla uyğunlaşır. Enerjinin $h\nu = 1,4 \text{eV}$ qiymətlərində fotocərəyan maksimuma çatır və enerji artdıqca monoto olaraq azalır. Enerjinin $h\nu = 1,4$ eV qiymətlərində asılılıqda zəif əyilmə müşahidə olunur və minimumdan keçərək yenidən otaq temperaturundan 1,77 eV qiymətinə qədər dəyişir.

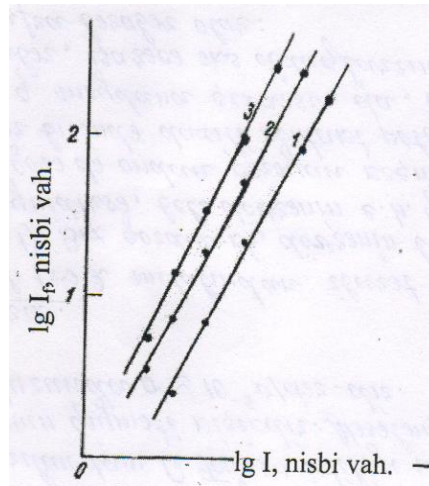
Enerjinin qadağan olunmuş zonanın enindən böyük qiymətlərində $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ birləşməsinin fotokeçiriciliyinin spektrində də əyilmə və minimum müşahidə olunur. Bu anomaliya 4d səviyyəsinin p- səviyyəsi ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir və spin-orbital parçalanma ilə əlaqədardır.

2-ci şəkildə $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalı üçün 100K- temperaturda fotokeçiriciliyin spectral asılılığı verilmişdir. Enerjinin $E = 1,2 \text{eV}$ qiymətində fotocərəyan özünün maksimum qiymətini alır və sonradan azalaraq $E = 1,6 \text{eV}$ -dan yuxarı qiymətlərdə praktik olaraq sabit qalır.



Şəkil 2.

3-cü şəkildə düşən işığın kvant enerjisinin müxtəlif qiymətləri üçün $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalında Lüks-ampere xarakteristikaları göstərilmişdir. Həyəcanlandırıcı şüanın enerjisinin bu cür seçilməsi həcmdə və səthdə aş verən rekombinasiya prosesinin bir-birindən necə fərqlənməsini müəyyən etmək üçündür.



Şəkil 3.

İşdə məxsusi həyəcanlaşma halında fotocərəyanın zamandan asılılığı tədqiq olunaraq fotokeçiricinin kinetikasından yuxdaşıuyıcıların yaşama müddəti təyin olunur. Həyəcanlaşdırıcı işıq kvantlarının enerjisi $h\nu = 1,3eV$, düzbucaqlı işıq impulsunun intensivliyi $9 \cdot 10^2$ Lüks olmuşdur. Hesablamalardan relaksasiya müddəti üçün $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ san. alınmışdır.

Tədqiqatda $Au_3In_5Se_9$ birləşməsinin iki müxtəlif kristalı üçün fotocərəyanın temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, $T < 250$ K-də fotohəssaslıq çox zəifdir və temperatur artması olə artır. Müəyyən olunub ki, fotokeçiriciliyin kvant çıxışı, şualanma intensivliyi, relaksasiya müddəti və udma əmsalından asılıdır.

Beləliklə fotocərəyanın temperatur asılılığından relaksasiya müddəti udma əmsalının temperatur asılılığı ilə müəyyən olunmuşdur. 100; 300; 420 K temperaturda τ artır və fotocərəyanın temperatur asılılığı əsasında udma əmsalının temperatur a asılılığı təyin olunur.

ƏDƏBİYYAT

1. Тагиров В.И., Гахраманов Н.Ф., Гусейнов А.Т. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$, БГУ, Баку 2011, 304 с.
2. Qakhramanov N.F., Samedov S.S., Latifova S.S. Syntheses and Growth of new compound $Au_3In_5Se_9$ and $Au_3Ga_5Se_9$ Infrared Millimetr and Wawes (USA), v.20, №4. 1999, p.635-644
3. Уханов Ю.И. оптические свойства полупроводников / М. Из.во- «Наука», 1977, -336с.

**FeGaInS₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK
NÜFUZLUĞUNUN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN
ASILILIĞI**

N.N. Niftiyev, M.B. Muradov*, F.M. Məmmədov**

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti, Az 1000, Bakı, Ü.Hacıbəyov,34.

**Bakı Dövlət Universiteti, Az 1145, Z. Xəlilov, 23*

***AMEA Kimya Problemləri İnstitutu, Az 1143, H.Cavid pr., 29*

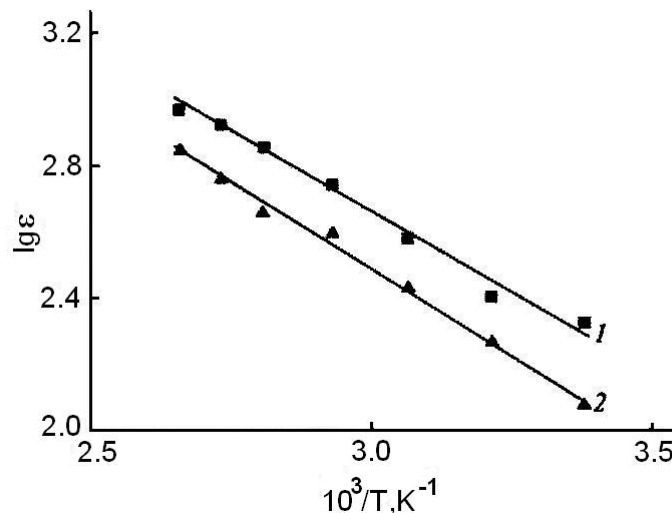
Son illər qeyri-adi fiziki xassələri və praktik tətbiqləri sayəsində d və f təbəqələri tamamilə dolmayan elementlər daxil olan üçlü xalkoqenit birləşmələr intensiv tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr içərisində müasir yarımkəçiricilər elektronikasının funksional imkanlarını genişləndirən əsas mənbələrdən biri kimi AB₂X₄ (A- Mn, Fe, Co, Ni; B-Ga, In; X-S, Se, Te) tipli birləşmələri göstərmək olar. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeGaInS₄ monokristalını Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik tədqiqatlar göstərir ki, FeGaInS₄ monokristalını qəfəs parametrləri a=3,81; c=12,17Å; c/a=4,65; z=1 fəza qrupu P3m olan ZnIn₂S₄ birpaketli yarım tip quruluşuna kristallaşır [1]. FeGaInS₄ monokristalının bəzi fiziki xassələri [2-4] işlərində tədqiq edilmişdir. Elektrik tutumunu ölçmək üçün qalınlığı ~ 0,1mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 (25 ÷ 10⁶ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

Şəkil1.-də FeGaInS₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir.

Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan tezliklərdə lgε' ~ 10³/T asılılığından bir xətti hissə aşkara çıxarılmışdır və temperatur yüksəldikcə ε' - nin artması müşahidə edilir. Bunu belə izah etmək olar: məlumdur ki, dielektrik və yarımkəçiricinin elektrik keçiriciliyi yüksək olarsa paralel dövrə ilə birləşən zaman ε' aşağıdakı düsturla xarakterizə olunur [5]:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega \operatorname{tg} \delta} \quad (1)$$

Burada $\omega = 2\pi f$ - dairəvi tezlik, $\operatorname{tg} \delta$ - dielektrik itki bucağıdır.

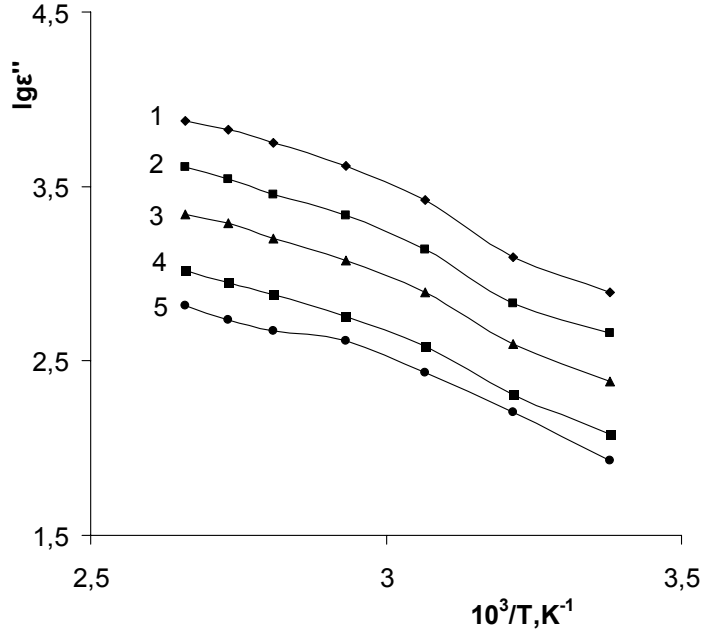


Şəkil 1. FeGaInS₄ monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılığı. f, Hz: 1-10⁵, 2-10⁶.

Yarımqeçiricilərdə elektrik keçiriciliyi temperatur artdıqca əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına artır. Düsturdan görüldüyü kimi dielektrik nüfuzluğu σ ilə düz mütənasibdir və $tg\delta$ temperaturdan asılı olaraq zəif dəyişir. Ona görə də temperatur artdıqca σ artır və ona uyğun ε da artır.

Həmçinin $\lg\varepsilon' \sim 10^3/T$ asılılığından aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $E=0,21\text{eV}$ -a bərabərdir.

Şəkil 2.-də FeGaInS_4 monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir olunmuşdur.



Şəkil 2. FeGaInS_4 monokristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq. f , Hz: 1- $5 \cdot 10^4$, 2- 10^5 , 3- $2 \cdot 10^5$, 4- $5 \cdot 10^5$, 5- 10^6 .

Şəkildən görünür tezlik artdıqca ε'' -in azalması müşahidə olunur. Temperatur artdıqca isə başlanğıcda ε'' daha sürətlə artır və sonra 341K temperaturdan başlayaraq isə ε'' -nin daha zəif artması məlum olur. Yuxarı temperaturlu hissələrdən düz xətlərin aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $E = 0,20 \pm 0,03\text{eV}$ qiyməti alınmışdır.

Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi üçün Debay tənliklərindən istifadə edərək sadə çevrilmələr aparmaqla almaq olar[6]:

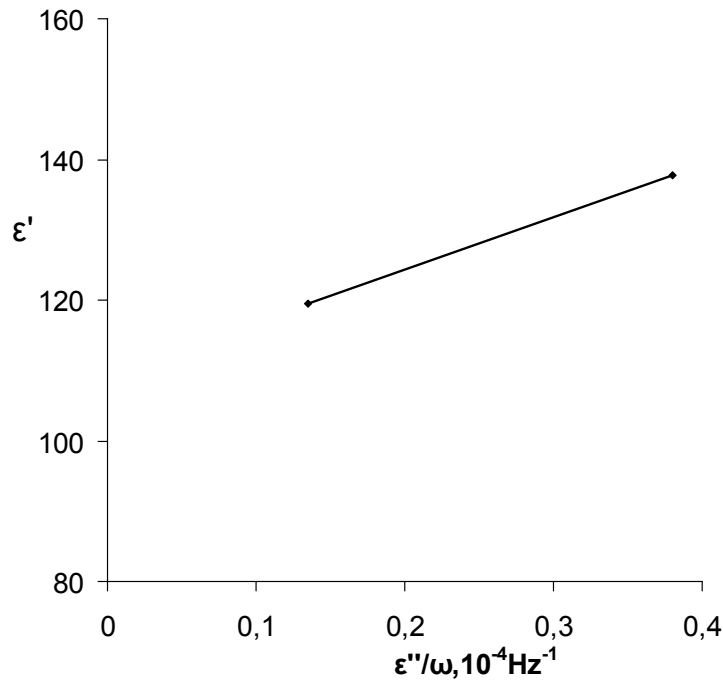
$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon''}{\omega} \quad (2)$$

(2) ifadəsindən görünür ki, ε_{∞} yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğunun qiymətini və τ relaksasiya müddətini $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığından alınan düz xəttin ordinat oxu ilə kəsişməsindən və bu düz xəttin tangens bucağından təyin etmək olar. Otaq temperaturunda $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ təcürbi asılılığı FeGaInS_4 monokristalı üçün şəkil 3 - də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, $\varepsilon' = f(\varepsilon''/\omega)$ asılılığında bütövlükdə xəttlilik müşahidə olunur. Bu asılılıqdan ε_{∞} və τ -nin qiymətləri hesablanmışdır və $\varepsilon_{\infty} = 110$, $\tau = 1,3 \cdot 10^{-6}$ san. bərabər olur.

Relaksasiya müddətini bilməklə bu birləşmədə polyarizasiya mexanizmi haqqında fikir söyləmək olar.

Məlumdur ki, istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyası zamanı relaksasiya müddəti $10^{-2} \div 10^{-7}$ saniyəyə bərabər olur. FeGaInS_4 monokristalında polyarizasiya zamanı relaksasiya müddəti $1,3 \cdot 10^{-6}$ san. qiymətini alır. Bu da istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron

polyarizasiyasına uyğun gəlir. Bu polyarizasiya mexanizmi bərk dielektriklər üçün xarakterikdir [5].



Şəkil 3. FeGaInS₄ monokristalı üçün otaq temperaturunda $\epsilon' \sim f(\epsilon''/\omega)$ asılılığı.

ƏDƏBİYYAT

1. С. Batistony, L. Gastaldi, G. Mattogno and et.al. Solid State Commun., 61, 43 (1987).
2. Н.Н. Нифтиев. ФТП, 38, 522 (2004).
3. N.N. Niftiev, O.B. Tağıyev, F.M. Məmmədov. Fizika, 11, 54 (2005).
4. Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов, Ф.М. Мамедов. ФТП, 43, 1447 (2009)
5. Ю.М. Поплавко, *Физика диэлектриков, Высшая школа*, (1980) 400
6. П.Г. Орешкин, *Физика полупроводников и диэлектриков М., Высшая школа*, (1977) 448.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $(TlGaSe_2)_{0.6}(TlInS_2)_{0.4}$

М. М. Годжаев, Р. М. Исмаилов, В. Д. Шукурова, Х. И. Алиева.

xedice-aliyeva@mail.ru

Сумгайытский Государственный Университет.

В этой работе приведены результаты изучения спектров пропускания и поглощения кристаллов $(TlGaSe_2)_{0.6}(TlInS_2)_{0.4}$. Исследование спектров пропускания в кристаллах $(TlGaSe_2)_{0.6}(TlInS_2)_{0.4}$ позволило определить ширины запрещенной зоны, а так же интегральные и спектральные характеристики этих кристаллов.

Полупроводниковые соединения $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ является представителями класса полупроводников $TlB^3C_2^6$ (где: В-Ga, In; С-S, Se, Te) и обладают сильной анизотропией кристаллической структуры. Высокая фоточувствительность в широком спек-

тральном диапазоне, наличие низкотемпературной сегнетоэлектрической фазы в этих соединениях делают их перспективными материалами для оптоэлектроники.

Электрофизическим и оптическим свойствам кристаллов $TlGaSe_2$, $TlInS_2$ и твердым раствором на их основе посвящено много работ [1 – 3].

В этой работе приведены результаты изучения спектров пропускания и поглощения кристаллов $(TlGaSe_2)_{0,6}(TlInS_2)_{0,4}$. Исследование спектров пропускания в кристаллах $(TlGaSe_2)_{0,6}(TlInS_2)_{0,4}$ позволило определить ширины запрещенной зоны, а так же интегральные и спектральные характеристики этих кристаллов. Образцы для изучения изготовлялись скалыванием кристаллов на плоскопараллельные пластинки. Все исследуемые кристаллы обладали дырочной проводимостью.

Спектры пропускания измеряли на установке, собранной на базе монохроматора МДР-3. Приемникам излучения служил ФЭУ-39. Сигнал от ФЭУ синхронно детектировался усилителем-преобразователем УПИ-1. Разрешение установки было не хуже 3 \AA . Спектр поглощения определился пересчетом спектра пропускания с учетом значений коэффициентов преломления.

Край поглощения в кристаллов $(TlGaSe_2)_{0,6}(TlInS_2)_{0,4}$ при 300 К формируется непрямыми оптическими переходами с испусканием фононов. Спектр поглощения в этой области описывается зависимостью:

$$\alpha^{\frac{1}{2}} \approx A(h\nu - \varepsilon_g + \varepsilon_\phi)$$

где α - коэффициент поглощения, ε_ϕ - энергия фонона.

Длинноволновая часть спектра поглощения имеет тонкую структуру ввиду наличия хвоста плотности состояний в запрещенной зоне.

Спектр поглощения этих кристаллов хорошо описывается выражением для прямых оптических переходов.

$$\alpha \approx A(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}}$$

Ширина запрещенных зон исследуемых кристаллов определялись путем экстраполяции зависимости $(\alpha h\nu)^n \approx f(h\nu)$ до пересечения с линией $\alpha = 0$. Ширина запрещенной зоны кристаллов $(TlGaSe_2)_{0,6}(TlInS_2)_{0,4}$ при температуре 300 К соответствует $\varepsilon_g = 2.26 \text{ eV}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпович И.А., Червова А.А., Демидова Л.И. Ширина запрещенной зоны $TlGa(S, Se)_2$ и $TlIn(S, Se)_2$. Изв.АН СССР, Неорг.матер. 1974, Т.10, №12, с.2216-2219.
2. Аллахвердиев К.Р., Годжаев М.М., Наджафов А.И., Сардарлы Р.М., Оптические фононы системы твердых растворов $TlGa_xIn_{1-x}Se_{2x}S_{2(1-x)}$. ФТТ, 1982, Т.24, в.8, с.2533-2536.
3. М.М.Курбанов, М.М.Годжаев, Д.Д. Байрамов, С.Д.Мамедов, Оптические поглощение, тепловое расширение и изотермическая сжимаемость соединений $(TlGaSe_2)_{0,8}(TlInS_2)_{0,2}$. Научные известия СГУ, 2010, Т.10, №2, стр. 3-7.

ДЕЙСТВИЕ НАНОПРИМЕСИ СЕЛЕНА НА КОЛИЧЕСТВО И РАЗМЕРЫ КРИСТАЛЛИТОВ МИКРОФИБРИЛЛ ФИБРОИНА

Шукюрлу Юсиф Гаджибала оглы
yusifsh@rambler.ru

*Кафедры «Естественные науки и методики их преподавания»
 Шекинского филиала Азербайджанского Института Учителей*

Установлено, что при введении селена в структуру фиброина повышается степень разветвленности его макромолекул и вследствие этого увеличивается доля аморфного участка. Увеличение доли аморфных участков микрофибрилл фиброина сопровождается уменьшением кристаллических частей складчатой структуры.

Согласно [1,2], фиброин натурального шелка состоит из трех фаз – «Фаза-I», «Фаза-II» и «Фаза-III». Первая из них является кристаллической фазой с высокой упорядоченностью и состоит из последовательности глициновых и сериновых остатков. «Фаза-II» состоит, в основном, из остатков глицина, аланина, валина и тирозина. Эта фаза обладает смешанной последовательностью «Фаза-I» с другими последовательностями. Она слабо упорядочена и случайно ориентирована. Наконец, «Фаза-III» - аморфная фаза, состоит из последовательности остатков аминокислот с большими молекулярными массами и полярностями. Из 100 аминокислотных остатков 61 попадают на долю «Фаза-I», 30 – «Фаза-II» и 9 – «Фаза-III».

Несмотря на то, что в работах [1,2] приводятся некоторые ценные сведения о структуре фиброина, многие вопросы до конца не выяснены. Так, в частности, не рассмотрены полиморфная кристаллизация, относительное расположение различных фаз в микрофибрилле и их относительные размеры. Для получения информации по указанным аспектам нами проведены теплофизические и рентгеноструктурные исследования кристаллической части структурного белка фиброина.

Теплофизические свойства фиброина изучены на дериватографе системы ОД-102 (ВНР, фирма МОМ). В качестве эталона использовали окись алюминия, прокаленную при 1270K. Атмосфера в печи – воздух, начальная температура – комнатная, скорость нагрева – 10град/мин, чувствительность прибора: Т (температура) – 773K; ТГА (термогравиметрический анализ) – 200; ДТГА (дифференциально-термогравиметрический анализ) – 1/5; ДТА (дифференциально-термический анализ) – 1/3. Навески кристаллической части фиброина – 250 мг.

На рис. 1 приведены дериватогравиметрические кривые для кристаллической части контрольного и опытного образцов. Эндозффект на кривой ДТА с минимумом около 360K наблюдается для всех образцов и характеризует дегидратацию фиброина [3,4]. Плато с изломом при 490K в области температур 450 – 490K обусловлено аморфными

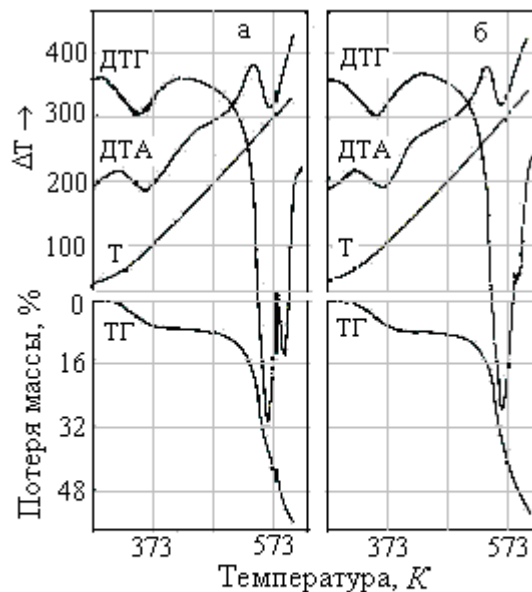


Рис. 1. Дериватогравиметрические кривые кристаллической части фиброина: а – для контрольных; б – для опытных образцов.

участками в структуре и протяженность его для фиброина, обогащенного селеном (рис. 1б) значительно больше, чем для контрольного образца (рис. 1а). Это подтверждает заключение об увеличении доли аморфных частей в опытных образцах фиброина.

Отметим, что введение селена в структуру фиброина производился подкормкой тутового шелкопряда селенитом натрия [5].

Экзотермический пик ДТА в области температур $490 - 560\text{K}$, с максимумом около 550K характеризует кристаллизацию расплавленных аморфных частей полимера. В начальной стадии плавления поликристаллического вещества образуется двухфазное состояние и резко меняется теплоемкость. Поэтому, выявляется экзотермический пик перед эндоэффектом плавления (при разупорядочении) поликристаллического вещества.

Согласно кривым ТГА и ДТГА, в кристаллической части фиброина, обогащенного селеном, потеря его массы происходит медленнее (рис. 1б), чем в контрольном (рис. 1а). Это объясняется стабилизирующим действием селена. На кривых ТГА кристаллической части фиброина для контрольных образцов при 570K наблюдается резкий излом (рис. 1а), причем, на кривых ДТГА это характеризуется двумя минимумами при 560 и 580K .

Наблюдение двух минимумов для полимеров в области плавления свидетельствует, в большинстве случаев, о наличии в них кристаллитов двух типов – с вытянутыми цепями (КВЦ) и со складчатыми цепями (КСЦ) [6]. Исходя из этого, можно предполагать, что при завивке кокона шелкопряда, под действием растяжения струи, давления волочиц гусениц, своеобразного строения шелкоотделительной части и градиента скорости происходит кристаллизация фиброина (ориентационный процесс), сопровождающаяся формированием двух модификаций (бикомпонентная кристаллизация) – КВЦ и КСЦ.

При повышении температуры в камере дериватогравиметра, вначале начинают разрушаться кристаллиты с вытянутыми цепями фиброина, а после этого – кристаллиты со складчатыми цепями. При этом глубина и ширина минимума ДТГА низкотемпературной области, соответствующей разрушению (разупорядочению) КВЦ, значительно больше, чем минимума КСЦ в высокотемпературной области. Следовательно, при введении селена в структуру фиброина уменьшается количество КСЦ и за счет этого происходит преимущественное увеличение доли аморфных частей полимера.

Для рентгеноструктурного анализа белка фиброина использовали метод Дебая-Шеррера (метод «порошка»). Дифрактограммы снимали на дифрактометре ДРОН-1,5. При этом была использована трубка с медным анодом и никелевым фильтром (длина волна $\lambda = 0,1542\text{нм}$ для CuK_α излучения при в.п. 37кВ). В качестве образца использован порошок кристаллической части фиброина.

На рис. 2 видно, что интенсивность рефлексов при 2θ , равных $21,8$; $24,4$ и $28,6$ градусов для образца фиброина, обогащенного селеном (кривая б), значительно меньше. В остальных рефлексах заметные различия не наблюдаются. Рефлекс при $28,8$ градуса совпадает с рефлексом отражения стеклянной кюветы. Отсюда и из сравнения с данными термического анализа можно утверждать, что широкие рефлексы соответствуют кристаллитам с вытянутыми цепями (КВЦ), узкие – кристаллитам со складчатыми цепями (КСЦ).

Известно, что полуширина рефлексов связана с размерами кристаллита по формуле [7]:

$$L = k\lambda / B \cos \theta ,$$

где L – размер кристаллита, k - коэффициент, зависящий от формы кристаллита (если форма кристаллита неизвестна, то обычно, полагают $k = 0,9$), λ - длина

волны рентгеновских лучей (для CuK_{α} – излучения $\lambda = 0,154 \text{ нм}$), θ – угол скольжения, B – полуширина узких линий).

Как видно из рис.

2, полуширина узких рефлексов в несколько раз меньше, чем для широких рефлексов ($B_{\text{КВЦ}} = 0,042 \text{ нм}$; $B_{\text{КСЦ}} = 0,10 \text{ нм}$). Следовательно, размеры КСЦ почти в 4.2 раз больше, чем – КВЦ ($L_{\text{КВЦ}} = 3,5 \text{ нм}$; $L_{\text{КСЦ}} = 14,9 \text{ нм}$).

Обычно полагают, что интегральная интенсивность рефлексов прямо пропорциональна количеству соответствующих областей. Согласно рис. 2, площадь под широким рефлексом в 15 раз больше, чем под узкими рефлексам. Следовательно, количество КВЦ значительно превосходит, примерно, в 15 раз больше, чем КСЦ.

Таким образом, на основании термического и рентгеноструктурного анализа определено, что размеры КСЦ в микрофибрилле в 4,2 раза больше, чем размеры КВЦ, а количество их в 15 раз меньше. При введении селена в структуру фиброина повышается разветвленность макромолекул белка. При этом количество и размеры КВЦ остаются постоянными, и уменьшается количество КСЦ в 2,5 раза (по площади интенсивности узких рефлексов) и вследствие этого увеличивается доля аморфных участков на 10%.

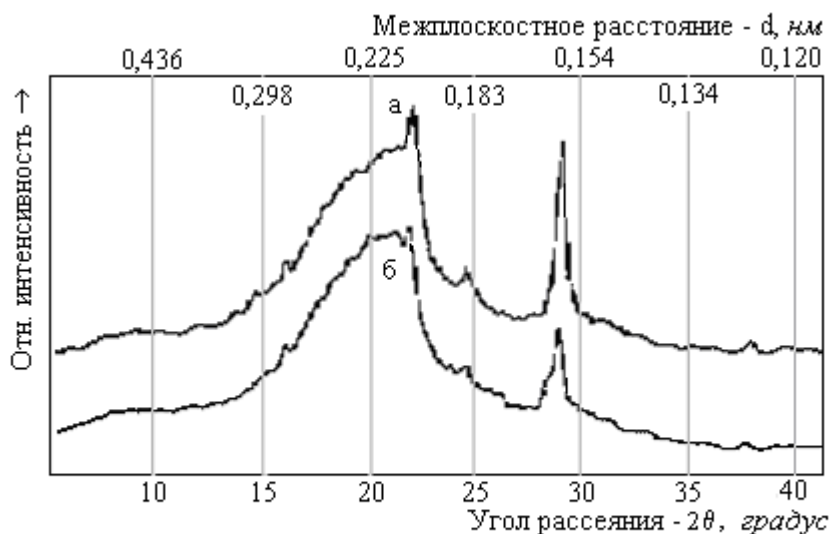


Рис. 2. Рентгенодиффрактограммы кристаллической части фиброина: а – для контрольных; б – для опытных образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Show J. Fractionation of the fibroin of *Bombyx mori* with trypsin and alkali // Biochem. J., 1964, v.93, p.45-61
2. Zuber H. Über den segmentierten aufbau des Seiden-fibroins // Kolloid M., 1961, Bd. 179, Ht. 2, s.100-109
3. Костюк С.Д., Половникова М.В. Исследование термических свойств натурального шелка // Шелк, 1978, № 3, с. 27-28
4. Magoshi J., Nakamura S. Studies of physical properties and structure of silk fibroin // J. Appl. Polymer. Sci., 1975, p.1013-1015
5. Бакиров М.Я., Шукюров Ю.Г. Стимулятор роста тутового шелкопряда // Шелк, 1981, № 2, с.13
6. Тюзде Р., Каваи Т. Физическая химия полимеров. М.: Химия, 1977, 296 с.
7. Перепечко И.И. Введение в физику полимеров. М.: Химия, 1978, 312 с.

TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (x=0,01; 0,02; 0,05; 0,08) BƏRK MƏHLULLARININ İZOTERMİK SIXILMASI VƏ BƏZİ ELASTİKLİK PARAMETRLƏRİ

Zeynalov H. İ., Əmədova A.M., Əzizova G. N.

aarzum@rambler

Sumqayıt Dövlət Universiteti

TlInS₂-TlDyS₂ sistemi ərintilərinin bərk məhlullarının (TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (x=0,01; 0,02; 0,05; 0,08)) izotermik sıxılma əmsalının temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperaturun artması ilə izotermik sıxılma əmsalı artır. İzotermik sıxılma əmsalının qiymətlərinə əsasən: Yunq modulu, sürüşmə modulu, Puasson əmsalı və uzununa ultrasəs dalğasının sürəti hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlullarında disproziyum atomlarının miqdarının artması ilə elastiklik parametrləri artır, buna da səbəb qəfəs daxilində atomlararası kimyəvi rabitənin zəifləməsidir.

Ədəbiyyatda [1-3] TlInS₂ birləşməsində müxtəlif faza keçidləri öyrənilmişdir. Bu işlərin müəllifləri optik və elektrik xassələrindəki dəyişiklikləri uyğun olmayan fazadan-uyğun fazaya keçidlə və ya seqnetoelektrik faza keçidlərilə əlaqələndirirlər. TlInS₂ birləşməsinin istidən genişlənmə əmsalının və izotermik sıxılmasının temperaturdan asılılığının tədqiqində eyni bir temperatur yaxınlığında (~268 K) faza keçidi müşahidə edilmişdir [4]

İstilik xassələri ilə elastiklik parametrləri arasında korrelyasiyanı eləcə də, defektlərin faza keçidinə təsirini aşkara çıxarmaq üçün TlInS₂-TlDyS₂ sistemi bərk məhlullarının istidən genişlənməsi və izotermik sıxılması 80-400 K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir.

TlIn_{1-x}Dy_xS₂ (x=0,01;0,02;0,05;0,08) bərk məhlulları məlum metodika ilə sintez olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, TlInS₂-TlDyS₂ sistemində TlDyS₂ 10 mol% həllolma oblastına malikdir və bərk məhlullar ilkin TlInS₂ birləşməsinin qəfəsi əsasında tetroqonal sinqoniyada kristallaşırlar.

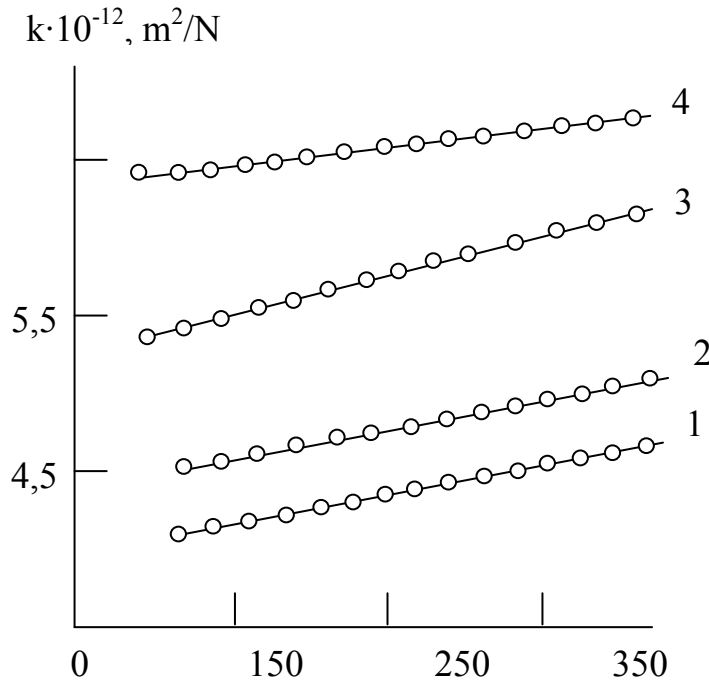
Bərk məhlulların elektrofiziki xassələrinin tədqiqinin nəticələrinə əsasən yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmi, elektrik keçiriciliyinin və Holl əmsalının xarakteri müəyyən edilmişdir. TlInS₂-TlDyS₂ sistemi bərk məhlullarının izotermik sıxılmasını ölçmək üçün məlum qurğudan istifadə edilmişdir [5]. Sinusoidal siqnallarda alınan kənar çıxımlardan azad olmaq məqsədilə və bu siqnalların tezliyinin daha dəqiq ölçülməsini təmin etmək üçün qeydolma sxemində Şmidt triqqerindən istifadə edilmişdir.

Qurğu mis və alüminium etalon nümunələrin sıxılmasına əsasən dərəcələnməmişdir. Nümunələri sıxmaq üçün təzyiqi 0,1-dən 10-dək dəyişə bilən helium qazından istifadə edilmişdir. Ölçmələr zamanı təcrübi xəta 5%-də az olmuşdur.

TlIn_{0,99}Dy_{0,01}S₂, TlIn_{0,98}Dy_{0,02}S₂, TlIn_{0,95}Dy_{0,05}S₂ və TlIn_{0,92}Dy_{0,08}S₂ bərk məhlulların nümunələrinin izotermik sıxılmasının nəticələri şəkində göstərilmişdir.

Şəkildən görünür ki, TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlullarının izotermik sıxılma əmsalının temperatur asılılığında heç bir anomaliya müşahidə olunmur. TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlulun tərkibində disproziyumun miqdarı artdıqca izotermik sıxılma əmsalı (k) artır. Bu çox güman ki, elementar qəfəsin böyüməsilə və TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlulunda kristallik qəfəsin möhkəmliyinin azalması ilə əlaqədardır.

Aldığımız qiymətlərə əsasən TlIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlulları üçün bəzi elastiklik parametrləri hesablanmışdır [5].



Şəkil 1. TIIn_{1-x}Dy_xS₂ bərk məhlulların izotermik sıxılma əmsalının temperatur asılılığı
x=0,01 (1); 0,02 (2); 0,05 (3); 0,08 (4)

Yunq modulu

$$E = \frac{\theta m^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{1}{6}}}{1,6818 \cdot 10^3}$$

θ -Debay temperaturu, ρ -sıxlıq, m-kütlədir.

Sürüşmə modulu

$$\mu = \frac{E}{2 \cdot (1 + \sigma)}$$

σ -Puasson əmsalıdır.

Hərtərəfli sıxılma modulu

$$k = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\sigma)}$$

Uzununa ultrasəs dalğasının sürəti $E = \rho v_e^2$ ifadəsindən hesablanır.

Elastiklik əmsallarının hesablanması analizi göstərdi ki, tərkibdə disproziumun miqdarı artdıqca E, σ, μ, ν elastiklik parametrləri də artır.

Bu bir daha In atomlarını hissə-hissə Dy atomları ilə əvəz etdikcə kimyəvi rəbitənin zəifləməsi faktını təsdiq edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Волков А.А., Гончаров Ю.Т., Козлов Г.В., и др. структурные фазовые переходы в кристалле TIInS₂ // ФТТ. 1983. Т. 25 №12. С. 3583-3585.
2. Аллахвердиев К.Р., Бабаев С.С., Бахышов Н.А., и др. Аномалия температурного поведение электронных спектров TIInS₂ вблизи края их фундаментального поглощения // ФТТ, 1984, Т. 18. №7. С. 1307-1309.
3. Вахрушев С.Б., Жданов В.В., Костковский Б.Е., и др. Несоизмеримый переход в кристалле TIInS₂ // Письма в ЖЭТФ, 1984. Т. 39. №6. С. 245-247.

4. Годжаев Е.М., Байрамов Д.Д., и др. Изотермическая стимаемость и некоторые упругие свойства сплавов система $TlInS_2-TlGdS_2$ // Изв. АН. ССР. Нефгон. Материалы. 1990. Т. 36. №0. С. 2033-2035.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости М. Наука, 1965. С. 56.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $TlSe$ С $ErSe$ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $TlErSe_2$

А.М.Пашаев, Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, А.Б.Магеррамов, П.И.Гасанова

*Институт физики НАН Азербайджана,
AZ-1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33*

Изучение фазовые равновесий в системе $TlSe - ErSe$ показало, что при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlErSe_2$ с инконгруэнтным плавлением, а также твердые со стороны $TlSe$. По результатам рентгенографического анализа установлено, что соединения $TlErSe_2$ кристаллизуется в тетрагональной сингонии. В результате исследованием теплопроводности соединения $TlErSe_2$ в интервале температур $90 \div 600K$ было определено механизма рассеяния фононов.

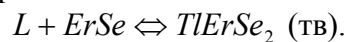
Тройные таллиевые халькогениды редкоземельных элементов являются представителями нового класса полупроводников[1-6]. В настоящей работе исследованы диаграмма состояния системы $TlSe - ErSe$ и тепловые свойства кристаллов $TlErSe_2$.

Образцы системы $TlSe - ErSe$ получены прямым сплавлением элементов высокой чистоты в кварцевых ампулах, вакуумированных до $1,3 \cdot 10^{-2}$ Па. Температура печи при этом поднималась со скоростью 5К/мин до $1590 \pm 70K$. При этой температуре ампула выдерживалась в течение 8-9 часов, а затем медленно охлаждалась до температуры отжига, определенной по кривым дифференциально-термического анализа (ДТА). Сплавы, содержащие в своем составе до 50мол% $ErSe$, отжигали при температуре $690 \pm 10K$ в течение 580 часов, а сплавы с концентрацией $ErSe$ 50-100мол% - при $1410 \pm 20K$ в течение 630 часов.

Низкотемпературную часть диаграммы состояния системы $TlSe - ErSe$ исследовали на приборе НТР-64, а высокотемпературную – на установке ВДТА-8, позволяющей работать до $2470K$ под давлением спектрально чистого гелия.

Построенная по результатам ДТА диаграмма состояния системы $TlSe - ErSe$ (рис.1.) показала, что в системе $TlSe - ErSe$ при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение $TlErSe_2$.

$TlErSe_2$ является инконгруэнтно плавящимся соединением с $T_{пл}=(1580 \pm 20)K$, образующимся по перитектической реакции.



В системе $TlSe - ErSe$ со стороны $TlSe$ образуется неинвариантная эвтектика состава $(TlSe)_{0,85}(ErSe)_{0,15}$, плавящаяся при температуре 550К. для определения состава эвтектика построен треугольник Таммана. При комнатной температуре в $TlSe$ растворяется 3 мол% $ErSe$. А в системе $TlSe - ErSe$ образующая перитектическая точка отвечает составу $(TlSe)_{0,57}(ErSe)_{0,43}$ и температуре 1580К.

По результатам рентгенографического анализа установлено, что $TlErSe_2$ кристаллизуется в тетрагональной сингонии (таблица 1.) с параметрами элементарной ячейки $a=8,022\text{\AA}$; $c=6,952\text{\AA}$; $z=4$.

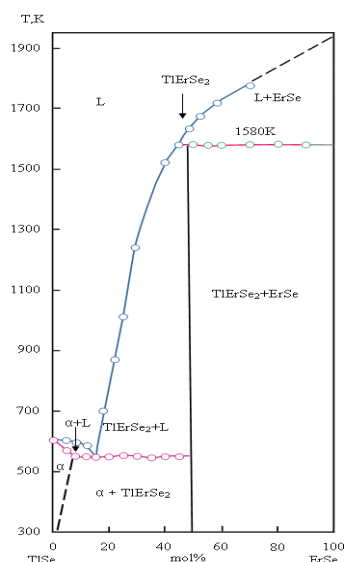


Рис. 1. Диаграмма состояния системы TlSe – ErSe

Таблица 1.

 Расчет рентгенограммы кристалла TlErSe₂

№	l	θ	$\sin \theta$	$d_{\text{эксп}}(\text{Å})$	hkl	$d_{\text{расч}}(\text{Å})$	Параметры элементарной ячейки
1.	7	11 ⁰ 4'	0,1920	4,011	200	4,011	Тетрагональная сингония a=8.022 Å c=6.952 Å z=4
2.	6	12 ⁰ 48'	0,2216	3,474	002	3,476	
3.	7	14 ⁰ 52'	0,2566	3,000	112	2,970	
4.	6	15 ⁰ 41'	0,2699	2,852	220	2,850	
5.	10	17 ⁰ 3'	0,2932	2,626		2,630	
6.	5	18 ⁰ 30'	0,3170	2,429	202	4,40	
7.	4	20 ⁰ 30'	0,3509	2,194	301	2,20	
8.	4	22 ⁰ 33'	0,3833	2,006	222	2,005	
9.	6	24 ⁰	0,4063	1,895	400	1,890	
10.	4	25 ⁰ 24'	0,4289	1,795	330	1,795	
11.	3	26 ⁰ 18'	0,4430	1,738	420	1,740	
12.	10	28 ⁰ 52'	0,4827	1,595	004	1,595	
13.	5	31 ⁰ 18'	0,5192	1,483	204	1,480	
14.	4	32 ⁰ 54'	0,5430	1,418	224	1,415	
15.	4	35 ⁰ 10'	0,5759	1,337	440 600	1,337	

Для исследования тепловых свойств соединения TlErSe₂ были получены его монокристаллы, выращенные видоизмененным методом Бриджмена-Стокваргера в специально изготовленных ампулах из плавленого кварца. Теплопроводность исследуемых образцов измерялись в стационарном режиме сравнительным методом относительно двух идентичных эталонов из плавленого кварца. Выбор плавленого кварца в качестве эталона оправдывается тем, что коэффициент его теплопроводности одного порядка с теплопроводностью исследуемых образцов

Для определения механизма рассеяния фононов в соединении TlErSe₂ исследована теплопроводность в интервале температур 90÷600 К (рис.2). Измеряемая общая теплопроводность соединения TlErSe₂ в интервале температур 90-600 К соответствует чисто решеточной составляющей, так как возможная электронная составляющая теплопроводности в исследованной области температур, рассчитанная по соотношению Виде-м-

на-Франца, незначительно ($\alpha \sim 10^{-6} \div 10^{-7} \frac{W}{mK}$). В соединении $TlErSe_2$ в области $90 \div 600$ К в температурной зависимости коэффициента теплопроводности (рис.2.) наблюдается закон Эйнена ($\alpha \sim T^{-1}$), указывающий на преобладающий роль трехфоновных процессов.

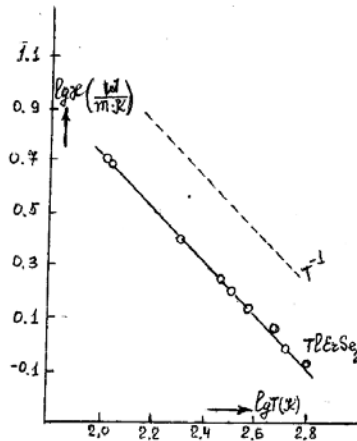


Рис.2. Зависимость теплопроводности кристалла $TlErSe_2$ от температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.D.Guseinov, G.B.Abdullayev, S.M. Budzinova, F.M.Seidov, M.Z.Ismailov and A.M.Pashayev. On new analogs of $TlSe$ type semiconductor compounds. Physics letters, vol.33A,num.7,p.421,1970, Amsterdam.
2. Сеидов Ф.М. Получение и исследование электрофизических и тепловых свойств новых сложных полупроводников типа ABX_2 (где А-Tl;В-Ga,Yb и X=S,Se,Te). Автореф. Канд. Диссер.г. Баку, 1977,18с
3. Э.М.Керимова. Физические основы материаловедение низкоразмерных полупроводников. Автореф. докт. диссер. г. Черновцы, 1922,28с.
4. Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Взаимодействие $TlSe$ с $SmSe$ и некоторые физические свойства кристаллов $TlSmSe_2$, НАН Азерб. Известия, 29 (2009) 103.
5. Ф.М. Сеидов, Е.М.Керимова, Н.З.Гасанов Диаграмма состояния системы $TlSe-SmSe$ и транспортные свойства кристаллов $TlSmX_2$ (X-S,Se,Te,). Неорганические материалы. 2010, том 46.№12,с1433-1437
6. А.М.Пашаев, Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, С.М.Бидзинова, К.М.Гусейнова, Взаимодействие $TlSe$ с $YbSe$ и тепловые свойства тройных монохалькогенидов $TlYbS_2$ (Se_2 , Te_2), Труды Межд. Конф. «Научно-технический прогресс и современная авиация», Баку (2009) 272.

**МЕХАНИЗМ ПРОТЕКАНИЯ ТОКА В СПЛАВНОМ КОНТАКТЕ
(Bi-Sn) / Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}**

**Б.Ш. Бархалов, Т.Д. Алиева, Н.М. Ахундова, Р.Ю. Алиев,
К.И. Магеррамова**

Институт Физики НАН Азербайджана

Представлено экспериментальное исследование сплавного омического контакта (Bi-Sn) / Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}. Показано, что в интервале температур 80-300 К сопротивление контакта возрастает с ростом температуры, что характерно для металлического типа проводимости и не соответствует механизмам протекания тока согласно термоэлектронной, полевой или термополевой эмиссии. Предполагается что омический контакт на границе раздела образуется за счет появления проводящих шунтов в результате осаждения образовавшихся в результате реактивной диффузии промежуточных фаз с металлической проводимостью на дислокациях.

Твердые растворы на основе теллуридов висмута и сурьмы являются основным материалом для термоэлектрических охладителей, предназначенных для работы в области средних температур. Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является легирование примесям, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [1]. Оптимизация параметров термоэлектрических материалов наряду с варьированием состава и количества примесей, может быть проведена также и оптимизацией технологических процессов, одним из которых является отжиг.

Эффективность термоэлементов, изготовленных на основе указанных материалов наряду с параметрами самого термоэлектрического материала существенно зависит также от сопротивления границы раздела контактного сплава с термоэлектрическим материалом – переходного контактного сопротивления R_k .

Целью настоящей работы является выяснение механизма протекания тока в контакте контактного сплава Bi-Sn с термоэлектрическим материалом Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07} р-типа, легированным атомами редкоземельного металла диспрозия.

Образец для исследований состоял из припаянных друг к другу торцами двух одинакового размера кристаллов. Припаянные торцы кристаллов предварительно были обработаны электрохимическим травлением и залужены контактным сплавом Bi-Sn. На боковой поверхности образца вдоль образующей были нанесены контакты диаметром 0,2÷0,3 мм. Расстояние между контактами составляло ~ 2 мм. После сплавления контактов и охлаждения до комнатной температуры измерялись вольт-амперные характеристики в интервале температур 80-300 К между первым и остальными контактами. Полученные линейные вольт-амперные характеристики свидетельствовали о том, что контакты являются омическими.

Для разделения сопротивления омического контакта R_k и сопротивления толщи полупроводника $R_{объем}$ определялась зависимость измеренного сопротивления от расстояния между контактами $R_{изм}$ от расстояния между контактами d . Таким образом,

$$R_{изм} = 2R_k + R_{объем} = 2R_k + \frac{\rho d}{qn\mu_n S}, \quad (1)$$

где ρ - удельное сопротивление толщи полупроводника, S - площадь контакта, μ_n - подвижность. В случае омических контактов зависимость $R_{изм}$ от d должна быть линейной. Отсечка этой прямой на оси ординат должна соответствовать удвоенному со-

противлению контакта, а наклон этой зависимости должен соответствовать удельному сопротивлению толщи полупроводника $\rho = 1/qn\mu_n$.

Контактные сопротивления образцов измеряли в интервале температур 80-300 К.

На рис. 1 представлены температурные зависимости переходного контактного сопротивления на границе раздела контактного сплава Bi-Sn и p-Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}, легированного атомами редкоземельного металла диспрозия.

Из рис. 1 видно, что как для не прошедших отжиг, так и отожженных при ~500 К образцов контактное сопротивление R_k с ростом температуры возрастает.

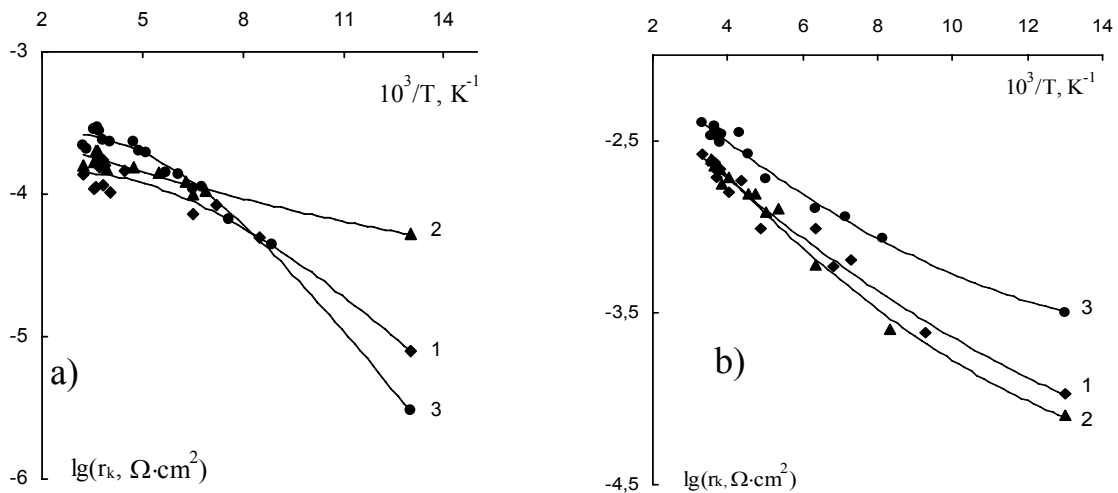


Рис 1. Зависимость сопротивления контактов r_k структур на основе неотожженных (а) и отожженных (б) образцов с различным содержанием диспрозия: 1- 0,001; 2 - 0,0025; 3 - 0,005 ат.%

Как известно [2], основными механизмами протекания тока в омическом контакте являются:

- термоэлектронная эмиссия: при этом приведенное к единице площади сопротивление омического контакта R_k уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металл-полупроводник φ_B :

$$R_k = \left(\frac{k}{qA^*T}\right) \exp\left(\frac{q\varphi_B}{kT}\right) \quad (2)$$

где k - постоянная Больцмана, q - заряд электрона, A^* - эффективная постоянная Ричардсона.

- полевая эмиссия: R_k не зависит от T и возрастает с ростом высоты барьера металл-полупроводник φ_B :

$$R_k \propto \exp\left[\left(\frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{h}\right) \left(\frac{\varphi_B}{N_d^{1/2}}\right)\right], \quad (3)$$

где ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, m^* - эффективная масса электрона в полупроводнике, h - постоянная Планка, N_d - концентрация ионизованных примесей в полупроводнике.

- термополевая эмиссия: сопротивление R_k слабо уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металл-полупроводник φ_B :

$$R_k \propto \exp\left(\frac{\varphi_B}{E_{00} \operatorname{cth}(qE_{00} / jT)}\right), \quad (4)$$

для случая полупроводника n -типа критерий Падовани-Стратона E_{00} равен:

$$E_{00} = \frac{h}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s \epsilon_0 m^*}} = 18,5 \cdot 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_{sr} m_r}}, \quad (5)$$

где $m_r = m^*/m_0$ - относительная эффективная масса электрона в полупроводнике, ϵ_{sr} - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Расчеты показывают [3], что при высоких температурах $kT \gg E_{00}$ основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия, при средних температурах ($kT \approx E$) – термополевая эмиссия, при низких температурах ($kT \ll E_{00}$) – полевая (туннельная эмиссия).

Из рис 1 видно, что контактное сопротивление, приведенное к единице площади, в интервале температур 80-300 К возрастает, что противоречит основным теориям протекания тока в омическом контакте – термоэлектронной, термополевой и полевой эмиссии, согласно которым контактное сопротивление должна либо уменьшаться с ростом температуры, либо оставаться постоянной.

Возрастание контактного сопротивления с ростом температуры характерно для металлов, и поэтому, следуя [4] можно предполагать, что образование омического контакта связано с металлическими шунтами, представляющими собой атомы металла, осажденные по линиям несовершенств, например, дислокаций, и закорачивающие слой объемного заряда. Поэтому, можно считать, что механизм протекания в омическом контакте $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ со сплавом Bi-Sn характеризуется механизмом протекания тока по металлическим шунтам.

В [5] нами было показано, что при нанесении контактного сплава Bi-Sn на поверхность кристаллов систем Bi-Sb-Te-Se происходит растворение полупроводника в контактном сплаве и вследствие реактивной диффузии образуются промежуточные фазы в виде теллуридов и селенидов компонентов этого сплава. Поэтому можно предположить, что шунты образуются из таких промежуточных фаз.

С термообработкой структур шунты с металлических характером проводимости совершенствуются, что приводит к уменьшению значений r_k для структур с различным содержанием легирующей примеси диспрозия (рис. 1, b).

Таким образом, основным механизмом протекания тока в омическом контакте (масс. %: 57 Bi+43Sn)/ $\text{Bi}_{0,7}\text{Sb}_{1,3}\text{Te}_{2,93}\text{Se}_{0,07}$ является протекание тока по шунтам из образовавшихся промежуточных фаз с металлической проводимостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., Наука, 1972, 320 с.
2. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **43** (2009) 1204.
3. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41** (2007) 1281.
4. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов и др. *ФТП*, **40** (2006) 1204.
5. Б.Ш. Бархалов, Т.Д. Алиева, Д.Ш. Абдинов. *Известия АН СССР. Неорганические материалы*. **31** (1995), 194

ПОВЫШЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДОБРОТНОСТИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ ПУТЕМ ЗАМЕЩЕНИЯ АТОМОВ СВИНЦА АТОМАМИ САМАРИЯ

Алиев Ф.Ф., Гасанов Г.А., Рагимов Р.Ш.

*Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджанской Республики
Академия им.Гейдара Алиева МНБ Азербайджанской Республики
Бакинский Государственный Университет*

Замещение атомов свинца атомами самария в твердом растворе позволяет варьировать ширину запрещенной зоны вплоть до 0.4 eV . Подобное замещение приводит к существенным изменениям концентрации носителей заряда, и следовательно, электрических и термоэлектрических свойств материала. С помощью технологических методов варьируя составом, концентрацию носителей заряда удается снизить до 10^{17} см^{-3} . Т.е. существует возможность управления электрическими и термоэлектрическими свойствами материала с помощью регулирования процесса замещения атомов свинца атомами самария. Исследование электрических, термоэлектрических и тепловых свойств твердых растворов $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ с переменным составом $x \geq 0$, полученных на основе теллурида свинца дают основание предположению о перспективности технического применения в целях преобразования энергии в области инфракрасного излучения (ИК-излучение).

По предположению Иоффе [1], увеличение отношения u/K_{ph} (где, u - подвижность носителей заряда, K_{ph} - фононная теплопроводность) приводит к увеличению Z . Это означает, что количественное снижение рассеяния фононов на фононах полностью компенсируется возрастанием рассеяния на дефектах. Поскольку длина волны электронов больше чем длина волны фононов, эта приводит к общему увеличению u/K_{ph} . Аналитические рассуждения дают обоснование в том, что предположение Иоффе также может удовлетворяться для твердых растворов $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ с высокой вероятностью.

В таблице приведены рассчитанные на основании экспериментальных данных K_{tot} , α , σ , термоэлектрические величины δ и Z , а также кинетические коэффициенты и зонные параметры $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ при 300 K .

Как видно из таблицы, рост x в твердом растворе приводит к уменьшению K_{tot} почти в 1.2 раза.

Рассмотрено роль фононного спектра в повышении Z в $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$. Показано что, увеличение количества самария в твердом растворе приводит к уменьшению K_{tot} . Причиной тому является преобладающая роль в теплопроводности дырочной составляющей K_h . Полученные для K_h данные были сопоставлены со значениями, рассчитанными по теории Клеменса[2], учитывающей трехфононные процессы переброса и рассеяние фононов на точечных дефектах при комнатной температуре. При этом рост числа дефектов происходит только за счет замещения атомов Pb атомами Sm. Однако небольшие значения количества атомов самария замещающих в PbTe свинец не приводит к существенному уменьшению фононной доли теплопроводности. Установлено, что повышение Z не только обусловлено повышением дополнительного теплосопротивления, происходящее за счет рассеяния фононов на дефектах. Поэтому становится

необходимым рассмотрение роли электронного спектра в увеличении Z в твердых растворах. С этой целью рассчитано значение эффективной массы дырок в $Sm_xPb_{1-x}Te$.

Таблица

Параметры Образцы	$p \cdot 10^{18},$ cm^{-3}	T, K	$\alpha,$ μVK^{-1}	$\sigma,$ $\Omega^{-1} cm^{-1}$	$K_{tot},$ $W cm^{-1} K^{-1}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	$Z \cdot 10^3,$ K^{-1}	$\alpha^2 \sigma \cdot 10^{-4},$ $W m^{-1} K^2$	$\Gamma \cdot 10^{-2}$	$\Delta W_i,$ $cm KW^{-1}$
PbTe	4.1	100	205	600	18	0.27	1.4	2.52	14	4.8
		200	220	590	17	0.27	1.8	2.85		5.4
		300	240	570	16	0.28	2.1	3.9		5.9
Sm _{0.02} Pb _{0.98} Te	2.1	100	217	543	17	0.31	1.5	2.6	28	5.5
		200	235	530	16	0.32	1.8	2.9		6.7
		300	250	520	15	0.31	2.2	3.3		8.0
Sm _{0.04} Pb _{0.96} Te	1.5	100	230	580	16	0.34	1.9	3.1	32	6.3
		200	245	530	16.5	0.33	1.9	3.2		7.1
		300	260	500	14	0.33	2.5	3.4		9.0
Sm _{0.08} Pb _{0.92} Te	1.2	100	243	520	15	0.35	2.1	3.1	43	7.5
		200	260	505	14	0.35	2.4	3.4		8.6
		300	275	490	13	0.34	2.8	3.7		9.7

Концентрационные зависимости α и σ наглядно показывают (таблица) качественные изменения данных параметров при переходе от PbTe к твердым растворам $Sm_xPb_{1-x}Te$. Рост термоэдс α в зависимости от состава при фиксированной температуре указывает на увеличение плотности состояний-эффективной массы дырок в твердых растворах в сравнении с PbTe. Для определения эффективной массы дырок использовали метод, предложенный в [3]; в случае квадратичного закона дисперсии и при любой степени вырождения термоэдс в классически сильном магнитном поле имеет вид [3]:

$$\alpha_\infty = \frac{k_0}{e} \left[\frac{5}{3} \cdot \frac{F_{3/2}(\eta^*)}{F_{1/2}(\eta^*)} - \eta^* \right], \quad (1)$$

где $\eta^* = \mu/k_0T$, μ – химический потенциал, $F(\eta^*)$ – однопараметрический интеграл Ферми, k_0 – постоянная Больцмана, e – элементарный заряд. Известно, что $\alpha_\infty = \alpha + \Delta\alpha_\infty$, где $\Delta\alpha_\infty$ – магнитотермоэдс в классически сильном магнитном поле. В узкощелевых полупроводниках $\Delta\alpha_\infty$ составляет ~10-15% от величины α [4]. В сильном магнитном поле концентрация носителей заряда определяется только коэффициентом Холла:

$$R_\infty = \frac{1}{epc}. \quad (2)$$

Концентрация дырок выражается формулой:

$$p = 4\pi \cdot (2m_p^*k_0T/h^2)^{3/2} \cdot F_{3/2}(\eta^*). \quad (3)$$

По известным значениям p, T и η^* , согласно формуле (3), определили эффективную массу дырок m_p^* (см. таблицу).

Расчеты показывают, что в твердых растворах $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ эффективная масса дырок больше чем в PbTe . Установлено, что влияние эффективной массы на термоэлектрическую эффективность неочевидно, так как она одновременно влияет и на подвижность дырок u_p : $\sigma = eu_p p$, где для всех механизмов рассеяния $u_p \sim (m_p^*)^{-1}$ и $\alpha \sim m_p^*$. Выявлено, что при $T = 300\text{K}$ коэффициент мощности $\alpha^2 \sigma$ при $p = 4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ благодаря большой σ достигает высокого значения. Эксперимент показывает, что с ростом температуры σ уменьшается, а α линейно увеличивается. Уменьшение $\sigma(T)$ происходит только за счет уменьшения подвижности $u(T)$ с ростом температуры. Причиной уменьшения $u(T)$ является рассеяние дырок на тепловых колебаниях решетки и на дефектах по закону $u_p \sim T^{-1.1}$. Для всех образцов Z с ростом температуры увеличивается. Увеличение Z наблюдается также при уменьшении концентрации дырок. Расчет показывает, что максимальным значением при $T = 300\text{K}$ Z обладает образец с концентрацией дырок $p = 2.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ввиду того, что мы располагали именно такой минимальной концентрацией, не можем утверждать об ее оптимальности для Z в $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$.

Для невырожденных полупроводников с малой K_h (по сравнению с K_{ph}) при заданной температуре и некоторой оптимальной концентрации p , максимальное значение термоэлектрической добротности можно вычислить по формуле [5]:

$$Z_{\max} = (M \cdot (m_p^*)^{3/2} \cdot u) / (K_{ph} \cdot T^{3/2} \cdot \exp(r + 1/2)).$$

где, M – эффективная средняя молекулярная масса, r – параметр механизма рассеяния. Из теоретических расчетов Z_{\max} , проведенных по данной формуле для твердого раствора составом $x = 0.08$ при $T = 300\text{K}$ и $\eta^* \approx 5$, т.е. для частично вырожденного дырочного газа, получили значение, приблизительно равное 2.5.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что рост термоэлектрической добротности Z в твердых растворах $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$ обусловлен, в основном, рассеянием фононов и дырок на дефектах, а также соответствующим возрастанием в них эффективной массы дырок. Характер распространения фононов и дырок в дефектной структуре $\text{Sm}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$, удовлетворяющий условию $Z_{\max} \sim u_p (m_p^*)^{3/2} / K_{ph}$, обеспечивает достижение максимального значения термоэлектрической добротности.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Ф. Иоффе- Полупроводниковые термоэлементы. Издательство АН СССР, М.(1960). 112с.
2. P.G. Klemens. Phys.Rev. **119**, 1906(1963).
3. Е. Патли. Сульфид, селенид и теллурид свинца. В сборнике «Материалы, исследуемые в полупроводниковых приборах», Мир. М. 1968. с.99-143.
4. Ф.Ф.Алиев, К.К. Гусейнов, К.П. Пашаев, К.М. Агамирзоева, А.М. Магеррамов. Неорганические материалы **44**, 115(2008).
5. В.В. Горбачев. Полупроводниковые соединения $\text{A}_2\text{B}^{\text{VI}}$. Металлургия, М.(1980). 132с.

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ШОТТКИ Al-TiW-PtSi/n-Si

И.М.Эфендиева

Бакинский Государственный Университет

Институт Проблем Физики

afandiyeva@mail.ru

Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов Шоттки Al-TiW-PtSi/n-Si в темноте и при различных интенсивностях освещения. Измерения проводились при комнатной температуре при прямом и обратном смещениях. Для выявления влияния освещения на указанные структуры были вычислены основные параметры - высота барьера при нулевом смещении и коэффициент идеальности. На основе полученных данных сделан вывод о преобладании туннельного механизма переноса в данных контактных структурах.

В последние годы задача регистрации и количественной оценки излучения приобрела особую остроту. Все более широкое использование источников излучения в науке и технике, медицине, народном хозяйстве требует адекватного расширения функциональных измерительных приборов, основным элементом которых является фотодетектор. Один из перспективных типов фотоприемников – фотодиод с барьером Шоттки.

В связи с вышеизложенным были исследованы основные параметры диодов Шоттки Al-TiW-PtSi/n-Si и Al-TiW-Pd₂Si/n-Si в темноте и при освещении. Для предотвращения изменения характеристик диода Шоттки в результате реакции Al с Si между PtSi и алюминием располагается аморфный сплав TiW, играющий роль диффузионного барьера [1, 2, 3]

В исследуемых диодных структурах в качестве полупроводниковой подложки использовался кремний n-типа с удельным сопротивлением 0.7 Ом см и ориентацией (111). Диодная матрица содержала 14 диодов, площади которых изменялись от $1 \times 10^{-6} \text{ см}^2$ до $14 \times 10^{-6} \text{ см}^2$.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии зависимость тока от напряжения ($I - V$) диода Шоттки (ДШ), в эквивалентной схеме которого имеется последовательное сопротивление, описывается выражением [4]:

$$I = I_s \exp\left[\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right] \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right] \right\} \quad (1)$$

где q - заряд электрона, k - постоянная Больцмана, T абсолютная температура, V - напряжение смещения, n - коэффициент идеальности, R_s - последовательное сопротивление и I_s - ток насыщения, описываемый как

$$I_s = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right), \quad (2)$$

где A - площадь контакта, A^* - эффективное значение постоянной Ричардсона, Φ_{B0} - высота потенциального барьера при смещении $V = 0$.

В представленной работе проанализированы вольт-амперные ($I - V$) характеристики (ВАХ) диодов Al-TiW-PtSi/n-Si, измеренные при комнатной температуре в рассеянном свете, в темноте и при освещении (диод $S = 8 \times 10^{-6} \text{ см}^2$) [5]. Коэффициент идеальности диода определялся на базе экспериментальных ВАХ:

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (3)$$

Высота барьера была вычислена экстраполяцией линейной части ($I - V$)

$$\Phi_{B0} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{AA^*T^2}{I_0} \right] \quad (4)$$

Прямые ветви ВАХ диодов Шоттки Al-TiW-PtSi/n-Si, полученные при рассеянном свете (I), в темноте (I_d) и при освещении ($P = 100 \text{ мВт/см}^2$) (I_{ill}) совершенно не отличаются (рис.1). То есть высота барьера в зависимости от освещенности практически не меняется (0,72эВ-расс., 0.755эВ – тем., 0.74эВ-освещ). Однако, при этом наблюдается небольшая разница в обратных ветвях ВАХ. Из рис.1. видно, что при малых смещениях обратный ток равен прямому. Как известно, в работе [5] было выявлено ощутимое влияние механизма туннелирования на токоперенос в ДШ Al-TiW-PtSi/n-Si. Поскольку вклад туннелирования особенно ощутим при обратных смещениях, то можно утверждать, что при освещении ($P = 100 \text{ мВт/см}^2$) процесс туннелирования в диодах Al-TiW-PtSi/n-Si усиливается.

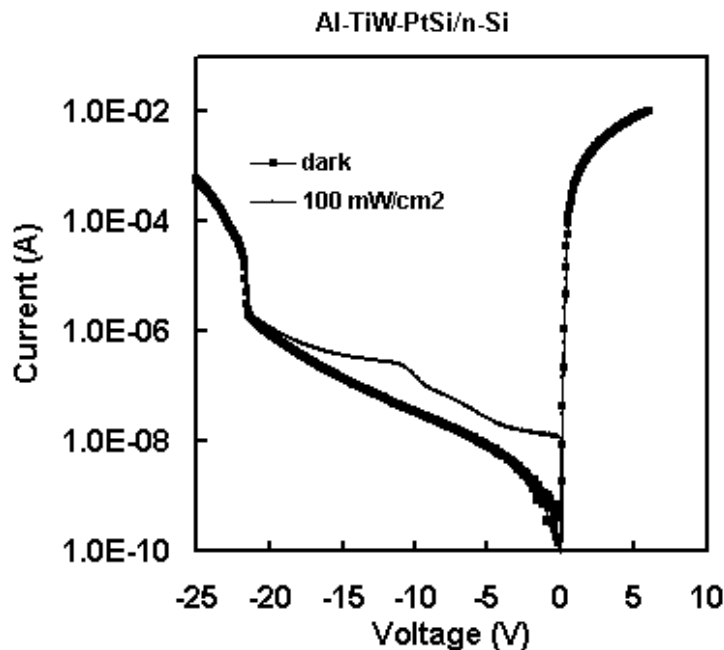


Рис.1. ВАХ диодов Шоттки Al-TiW-PtSi/n-Si, измеренные при комнатной температуре в темноте и при освещении (диод №8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Эфендиева И. Journal of Qafqaz Universit, 2006, 17, p.56.
2. Afandiyeva. I.M., Dökme I, Altındal Ş., Abdullaeva L.K., Askerov Sh.Q. Microelectron. Engineer. **85** (2008) 365.
3. Afandiyeva. I.M., Dökme I, Altındal Ş., Bülbül M., Tataroğlu A, Microelectron. Engineer. **85** (2008) 247.
4. В.И.Стриха, Е.В.Бузанева, И.А. Радзиевский, Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, М.: Сов. Радио, (1974) 250.
5. Uslu H., Dökme I, Afandiyeva. I.M., Altındal Ş. Surf. and Interface Analsis, 2010, 42, 807.

$Cd_xHg_{1-x}Te$ MONOKRİSTALININ FOTOKEÇİRİCİLİYİ**($x=0,82; 0,92$)****Y.Q.Nurullayev*, S.K.Novruzova* B.Ş.Barxalov**, V.H.Səfərov***

* Bakı Dövlət Universiteti,

**AMEA-nın Fizika İnstitutu

Qismən nizamsız quruluşa malik $CdHg_{1-x}Te_x$ bərk məhlul kristalları müxtəlif strukturun yaradılması və ondan baza elementi kimi optoelektronikada istifadə olunması üçün daha aktualdır. $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlul kristallarında dayaz α – və dərin β –yapışma lokal səviyyələri, asta r –və sürətli S –rekombinasiya mərkəzləri mövcuddur. Kristalın qadağan olunmuş zonasındaki α , β səviyyələrini, həmçinin r , S - rekombinasiya mərkəzlərinin enerji dərinliyini müəyyən etmək üçün bu kristalın optik xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. İşdə $x=0,82; 0,92$ tərkibli n - və p - tip $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlul kristalının fotokeçiriciliyinin spektral paylanması, fotocərəyanın kinetikasi tədqiq olunaraq bu xassələrə radiasiya şüalanmasının təsiri müəyyən olunmuşdur.

$CdHg_{1-x}Te_x$ bərk məhlul kristalları qismən nizamsız quruluşa malik defektli kristallar olub bərk cisim elektronikasi üçün perspektivli materiallardır. Onlarda mövcud olan həm məxsusi və həm də xarici amillərlə yaradılan defektlərin əmələ gəlmə mexanizminin öyrənilməsi həm elmi və həm də praktik əhəmiyyətə malikdir. $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlul kristallarında mövcud defektlər aşağıdakı kimi təsnifləşdirilir: struktur defektləri, idarə olunmayan aşqar defektlər, xüsusi daxil edilmiş aşqar defektlər, radiasiya defektlər, termik defektlər. Ədəbiyyatdan [1] məlumdur ki, $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalında: dayaz α – və dərin β –yapışma lokal səviyyələri, asta r –və sürətli S –rekombinasiya mərkəzləri mövcuddur. Kristalın qadağan olunmuş zonasında mövcud olan α , β səviyyələrini, həmçinin r , S - rekombinasiya mərkəzlərinin enerji dərinliyini hesablanması üçün onların optik xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir.

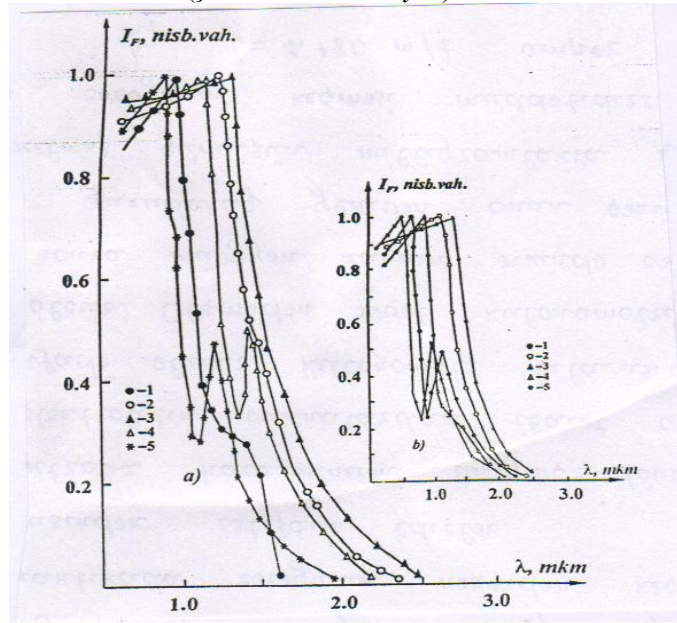
$Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlul kristalını optoelektronikada fotomüqavimət və fotodiod strukturunda yaradılan fotoqəbuledicinin baza materialı kimi xüsusi əhəmiyyətə kəsb edir. Bu tip yarımkeçirici bazasında hazırlanan fotoqəbuledicilər yaxın dalğa uzunluğunun $3-5$ mkm və $6-14$ mkm infraqırmızı dalğa intervalında daha çox tətbiq olunur. Ona görə də bu birləşmə əsasında müxtəlif tupli keçirici qatlı strukturun yaradılması və ondan baza elementi kimi optoelektronikada istifadə olunması hal-hazırda daha aktualdır [2].

İşdə $x=0,82; 0,92$ tərkibli n - və p - tip $Cd_xHg_{1-x}Te$ bərk məhlul kristalının nazik təbəqəsi hazırlanmış və bu kristallar üçün fotokeçiriciliyin spektral paylanması, fotocərəyanın kinetikasi tədqiq olunaraq bu xassələrə radiasiya şüalanmasının təsirinə baxılmışdır

Yüksək tərkibli $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalını tarazlıqda olmayan elektron xassələrinə görə bir-birindən kəskin fərqlənən iki qrupa: alçaq omlu və yüksək omlu qruplarına bölünür [3]. Şəkil 1-də əvvəlcədən qamma kvantlarla şüalandırılmamış n - və p - tip $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalları üçün fotokeçiriciliyin spektral asılılığının xarakterik əyriləri təsvir olunmuşdur. Şəkildən görünür ki, eyni şəraitdə fotokeçiriciliyin spektral paylanmasını xarakterizə edən xarakterik əyrilər öz forma və quruluşuna görə alçaqomlu (birinci qrup) və yüksəkumlu (ikinci qrup) $Cd_xHg_{1-x}Te$ kristalları üçün bir-birindən kəskin fərqlənir.

Birinci qrup (alçaqomlu) kristallar üçün (şəkil 1-də 1-ci əyri) fotokeçiriciliyin spektral paylanması kəskin ifadə olunan maksimumdan və uzundalğa oblastında zəif hiss olunan pikdən ibarətdir. İkinci qrup kristallarda isə müxtəlif nümunələr üçün

fotokeçiriciliyin spektral asılılığında əsas maksimumla uzaq uzundalğa piki arasında fundamental udulma oblastı sərhəddində müxtəlif intensivlikli əlavə pik (və bəzən yayılmış şəkildə) müşahidə olunur (şəkil 1-də 2-ci əyri).



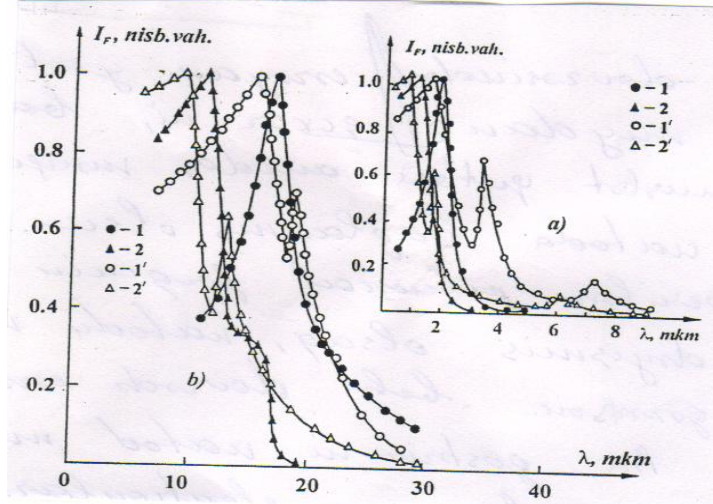
Şəkil.1. Şüalandırılmamış I (1, 2) və II qrup (1', 2') $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (a) və $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (b) monokristallarında fotokeçiriciliyin azot temperaturunda spektral asılılığı. $x: 1,1' - 0,82; 2,2' - 0,92$.

İşdə həm n - və həm də p - tip $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ kristallarında həmçinin qeyri tarazlıq yükdaşıyıcılarının τ -yaşama müddətinin temperatur asılılığı da öyrənilmişdir. Bu halda τ -yükdaşıyıcının yaşama müddəti işıq impulsu kəsildikdə yaranan fotocərəyanın sürətli relaksasiya komponentinə görə təyin olunur. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ kristalları üçün bütün hallarda $\tau = f(T)$ asılılığı təqribən eyni xarakterlidir: əvvəlcə (alçaq temperaturlarda) temperaturun artması ilə τ - zəif artır, sonra isə (daha yüksək temperaturlarda) - kəskin şəkildə azalır (şəkil 2).

Müəyyən olunmuşdur ki, müxtəlif tərkibli nümunələr üçün $\tau = f(T)$ asılılığının yalnız meyl bucağı dəyişir. Bu dəyişmə isə yükdaşıyıcının yaşama müddətinin (τ -nın) dəyişməsinə səbəb olur. Eyni tərkibli, lakin fotokeçiriciliyin spektrinin müxtəlif oblastlarına uyğun dalğa uzunluqlu işıqla ($\lambda = \lambda_0$ və $\lambda = \lambda_a$) işıqlandırılmış $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ nümunələri üçün fotokeçiriciliyin müxtəlif spektral asılılığında qeyri-tarazlıq yükdaşıyıcılarının yaşama müddətlərinin ədədi qiymətləri arasında müəyyən fərq müşahidə olunur.

Təcrübələrdən bir daha aydın olur ki, eyni şəraitdə birinci qrup kristallarda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti üçün alınan qiymət ikinci qrup kristallar üçün alınan qiymətdən hiss olunacaq dərəcədə böyük olur.

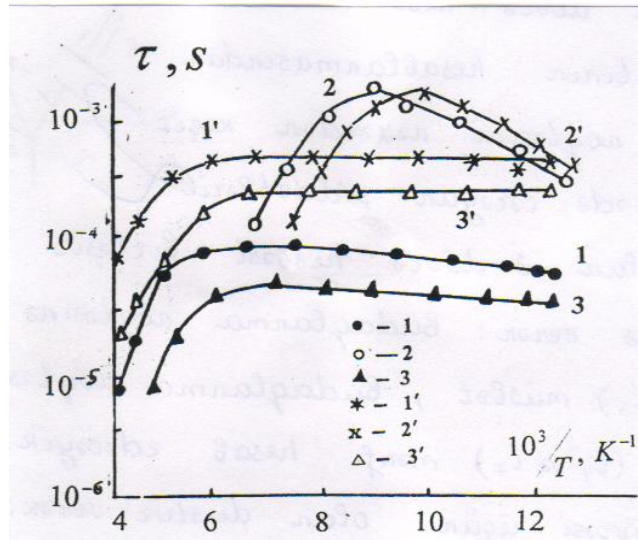
Müəyyən edilmişdir ki, $\tau = f(T)$ asılılığında yüksək temperatur oblastı üçün dalğa uzunluğunun λ_0 qiymətində asılılığın meyl bucağına görə təyin olunmuş enerjinin qiyməti ikinci qrup nümunələr üçün fotokeçiriciliyin spektral asılılığının maksimumuna görə təyin olunmuş qadağan olunmuş zonanın eninin qiymətinə uyğundur gəlir.



Şəkil 2. Şüalandırılmamış $x = 0,82$ tərkibli $n - Cd_xHg_{1-x}Te$ (1-3) və $p - Cd_xHg_{1-x}Te$ (1'-3') monokristallarında müxtəlif şəraitlərdə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin temperaturdan asılılığı. (1,1', 2, 2'-ikinci qrup, 3, 3'-birinci qrup kristallar).

Müəyyən olunmuşdur ki, alçaq temperatur oblastında düz xəttin meyl bucağına görə təyin olunan enerjinin qiyməti elə rekombinasiya mərkəzlərinin yapışma dərinliyinin enerjisinə uyğundur.

Müxtəlif şəraitdə öyrənilən nümunələrin fotokeçiriciliyinin kinetikasının tədqiqindən alınır ki, (şəkil 3) əvvəlcədən şüalandırılmamış birinci qrup alçaq omlu nümunələr üçün aşağı temperaturlarda fotocərəyan ətalətsizdir və işıq kəsildikdən sonra nümunədə böyük olmayan qalıq fotokeçiriciliyi müşahidə olunur.

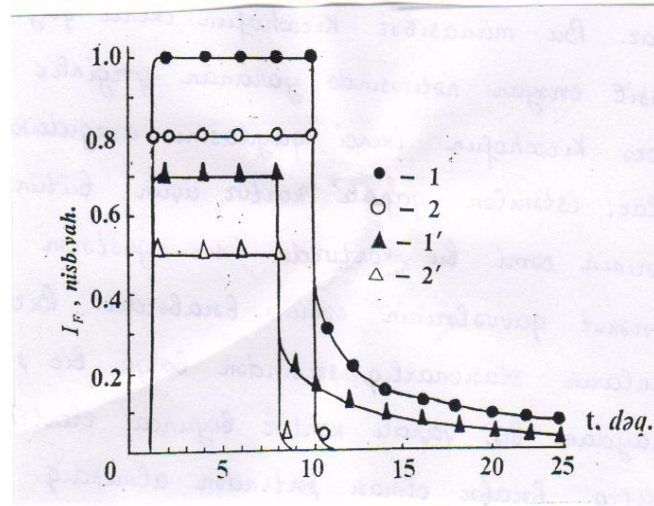


Şəkil 3. Şüalandırılmamış $n - Cd_{0,92}Hg_{0,08}Te$ (1, 2) və $p - Cd_{0,92}Hg_{0,08}Te$ (1', 2') monokristallarında azot temperaturunda fotocərəyanın kinetikasi. (1, 1') – birinci qrup nümunələr üçün, (2, 2') – ikinci qrup nümunələr üçün.

İkinci qrup (yüksək omlu) kristallarda isə fərqli olaraq eyni şəraitdə həm işıqlanma qoşulduqda həm də işıqlanma kəsildikdə yaranan fotocərəyan ətalətsizdir.

Müəyyənləşdirilmişdir ki, yüksək temperaturlu γ – şüalanma da tədqiq olunan

$Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarının fotokeçiriciliyinə hiss olunacaq dərəcədə təsir göstərir [4]. Bu məqsədlə müxtəlif şəraitdə şüalandırılmamış nümunələrin fotoelektrik parametr və xarakteristikaları ölçüldükdən sonra onlar müxtəlif dozalı γ -kvantlarla ($D_\gamma = 10^5 \div 10^6$; $5 \cdot 10^6$; 10^7 ; $5 \cdot 10^7$; 10^8 ; $4 \cdot 10^8$ R) şüalandırılmış və onların fotoelektrik parametrləri və xarakteristikaları yenidən təyin edilmişdir (.şəkil 4).



Şəkil 4. Müxtəlif dozalı γ -kvantlarla şüalandırılmış $x = 0,82$ tərkibli birinci (a) və ikinci (b) qrup $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında azot temperaturunda fotokeçiriciliyin spektral asılılığı.

D_γ , R: 1-0; 2- 10^5 ; 3- 10^6 ; 4- 10^7 ; 5- 10^8 .

Müəyyən olunmuşdur ki, nisbətən aşağı temperaturlarda birinci qrup $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ kristallarında şüalanma dozasının artırılması ilə əvvəlcə ($D_\gamma \leq 10^6$ R qiymətlərində) spektral asılıqda əsas və ikinci əlavə maksimum artır və fotokeçiriciliyin spektral asılılığı daha hamar olur. Bir sıra nümunələrdə isə əsas maksimum uzundalğa oblastına doğru sürüşür. İkinci qrup $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ nümunələrində isə bu halda şüalanma dozasının (D_γ - nın) nisbətən kiçik qiymətlərində şüalanma dozasının artması ilə birinci əlavə maksimum əvvəlcə azalır (bəzi hallarda isə tamam yox olur), əsas maksimum və ikinci əlavə pik isə artır. Bu halda spektrin əsas maksimumu uzun dalğa oblastına doğru bir qədər sürüşür. Daha sonra ($D_\gamma \geq 5 \cdot 10^6$ R qiymətlərində) şüalanma dozasının artması ilə ikinci əlavə pikin intensivliyi artmaqda davam edir, amma əsas maksimum bir qədər azalır. Bu halda spektrin əsas maksimumu qısa dalğa oblastına doğru sürüşür və yenidən zəif birinci maksimum yaranır.

Ədəbiyyat

1. А.Ш. Абдинов, Ю.Г. Нуруллаев // ДАН. Аз. ССР, 1988, Т 44 №4, с. 29-33
2. А.Ш. Абдинов, Ф.И. Исмаилов // Изв. АН Азерб. ССР Т.8, №4 с. 88-92
3. Ю.Г. Сеидов, С.А. Дворецкий // ФТП, 35, 201, с. 1902-1905
4. В.С. Варавин, С.А. Дворецкий // ФТП, 42, 2008, с. 664-666

ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ p -GaSe

Р. М. Рзаев

НИИ «Проблемы физики» при БГУ
rovneqrzayev@yahoo.com

Экспериментально исследованы основные характеристики индуцированной внешним электрическим полем примесной фотопроводимости (ИИПФ) в кристаллах моноселенида галлия (p -GaSe) с различным исходным темновым удельным сопротивлением. Оказалось, что при этом наблюдаемая ситуация значительным образом отличается от имеющей место в полупроводниках типа германия и кремния. Выяснено, что все обнаруженные специфики ИИПФ в кристаллах p -GaSe могут объясняться на основе двухбарьерной энергетической модели этого материала, в запрещенной зоне которого существуют локализованные в высокоомных включениях уровни прилипания.

Ключевые слова: *полупроводниковые соединения, слоистые кристаллы, моноселенид галлия, примесная фотопроводимость, долговременная релаксация, крупномасштабные дефекты, негомогенность.*

Полупроводниковые соединения $A^{III}B^{VI}$ со слоистой кристаллической структурой, о которых впервые было сообщено еще 60-65 лет тому назад [1], вызывали пристальный интерес исследователей различного профиля (физиков, химиков, инженеров, технологов) благодаря своим уникальным свойствам: достаточно большой ширине - от $\sim 1,25$ эВ (для $InSe$), вплоть до 3.0 эВ (для GaS), высокой фоточувствительностью во всей видимой и ближней ИК-области оптического спектра, интенсивной фото- и электролюминесценцией, эффектов бистабильного и порогового переключения, низкочастотными осцилляциями тока различной (пилообразной и прямоугольной) формы и т.д. Кроме того, сочетание на одном и том же образце одновременного осуществления электролюминесценции с «S»-образной ВАХ, а также высокой фоточувствительности с эффектами переключения делают перспективными их (кристаллов соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой) для создания различных многофункциональных элементов для оптоэлектроники.

Среди полупроводниковых соединений $A^{III}B^{VI}$ со слоистой структурой, по своим богатым электронным свойствам, хорошо освоенной технологии получения крупных и совершенных монокристаллических слитков, а также возможностям разнообразных прикладных назначений, особое место занимают кристаллы моноселенида галлия ($GaSe$).

К настоящему времени этот материал хорошо изучен. В частности, определены его основные фундаментальные характеристики: тип и параметры кристаллической решетки, ширина запрещенной зоны и типы межзонных переходов. Оказалось, что это соединение может кристаллизоваться в разных структурных модификациях (ϵ -, β - и γ -), среди которых наиболее стабильной являются ϵ - $GaSe$ - фаза, характеризующаяся наибольшим упорядочением решетки, т.е. наименьшей плотностью дефектов. Чаще всего кристаллы $GaSe$ выращиваются при избытке Ga и предположительно основными дефектами такого материала являются, прежде всего V_{Se} , а также межузельные Ga . Относительно электронной структуры дефектов и их влияния на электронные, особенно неравновесные электронные свойства $GaSe$ известно немного. Кроме того, в кристаллах $GaSe$ обнаружены и крупномасштабные хаотические дефекты в виде высокоомных

включений в низкоомной матрице.

Известно, что объемные нелегированные специально (чистые) кристаллы *GaSe* имеют преимущественно дырочную проводимость с удельным сопротивлением материала в пределах ($10^2 \div 10^9$) Ом·см при 300 К. В настоящее время не ясно, чем определяется *p*-тип проводимости ростового материала (с загрязнением неконтролируемыми химическими примесями, нарушением стехиометрического состава материала при выращивании или же дефектностью материала).

В очень малом количестве работ сообщается также о получении *n-GaSe*. Материал *n*-типа проводимости удается получить преимущественно в виде эпитаксиальных пленок с концентрацией свободных электронов $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Сообщается также об объемных кристаллах [2].

Сравнительный анализ существующих работ по электронным свойствам *GaSe* показывает что, хотя известно наличие в запрещенной зоне этого материала различных локальных уровней, но достоверные сведения о природе, а также точные данные о плотности, глубине залегания, сечении захвата этих уровней не редко оказываются противоречивыми, или же не соглашающимися между собой. По нашему мнению, это, прежде всего, обусловлено тем, что в эффектах, по которым определяются параметры локальных энергетических уровней в запрещенной зоне одновременно с ними, при определенных условиях значительную (иногда даже доминирующую) роль играют и другие внутрикристаллические факторы. Поэтому при изучении подобных эффектов необходимо создать условие, позволяющее оценить вклад каждого компонента в отдельности в них.

По нашему мнению, одним из более информативных и достоверных способов для изучения спектра и параметров локальных уровней в высокофоточувствительных полупроводниках с большой шириной запрещенной зоны, может быть исследование индуцированной внешним электрическим полем примесной фотопроводимости. Так как при этом размазывающее действие фоновой подсветки, которая необходима при изучении индуцированной примесной фотопроводимости двухлучевым методом, исключается.

Хотя в ранних работах [3,4] сообщается о наблюдении индуцированной инжекцией примесной фотопроводимости (ИИПФ) в чистых и легированных кристаллах *p-GaSe*, однако при этом, причина ряда важных моментов остались невыясненными. В частности, не обращалось внимание на зависимость спектра, величины ($\Delta i_{\text{пф}}$), световой характеристики и кинетики ИИПФ от уровня ее возбуждения (от значения приложенного к образцу внешнего электрического напряжения).

В представленной работе сообщается об экспериментальных результатах, полученных нами при исследовании ИИПФ в кристаллах *p-GaSe* с различными исходными темновыми удельными сопротивлениями (величиной темного удельного сопротивления при 77 К). Снимались спектральное распределение $\Delta i_{\text{пф}}$, а также ее кинетика, световая характеристика, зависимость от температуры и внешнего электрического напряжения. Установлено, что в высокоомных кристаллах (в образцах с $\rho_{\text{то}} \geq 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при напряжениях, большего некоторого граничного (при котором завершается заполнение ловушек [5]) начинает проявляться ИИПФ. С ростом U_i - сначала максимум и красная граница спектра ИИПФ смещается в сторону более коротких длин волны, а ширина ее спектра сужается. Далее (при более высоких U_i) влияние внешнего электрического поля на спектр ИИПФ почти исчезает, а величина $\Delta i_{\text{пф}}$ - уменьшается с напряжением. В низкоомных кристаллах ИИПФ имеет быстрый характер, а в высокоомных - наблюдается ее долговременная релаксация (имеет место остаточная ИИПФ).

С повышением температуры зависимость спектра ИИПФ от U_i , а также ее медленно-релаксирующий характер ослабляется. В отличие от этого, при прочих одинаковых условиях в области низких температур (при $T \leq 100 \div 120$ К для различных образцов в зависимости от ρ_{TO}) влияние ρ_{TO} на спектр, кинетику и световую характеристику ИИПФ имеет возрастающий характер.

Все эти специфические особенности ИИПФ не могут объясняться лишь на основе модели индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ), предложенной в ранних работах [6]. При этом, помимо мелких уровней прилипания, необходимо учесть также роль существующих в изучаемых кристаллах крупномасштабных хаотических дефектов, которые непосредственно связаны с их слоистой кристаллической структурой и неомогенностью.

Показано, что с одновременным учетом того и другого фактора можно удовлетворительно объяснить обнаруженные при изучении ИИПФ в кристаллах p -*GaSe* экспериментальные результаты.

С учетом полученных при этом результатов и существующих в научной литературе сведений об электронных свойствах *GaSe* предложена энергетическая модель для этих кристаллов. Согласно предложенной модели, кристаллы p -*GaSe* в целом состоят из низкоомной матрицы с высокоомными включениями, а в запрещенной зоне располагаются локальные энергетические уровни различного типа, в том числе уровни прилипания и захвата с различной энергетической глубиной залегания. В ИПФ в них определяющую роль играют более глубокие уровни прилипания, которые преобладающе локализованы в высокоомных включениях. В рамках этой модели, зависимость спектра и кинетики ИИПФ от уровня возбуждения (величины приложенного к образцу внешнего электрического напряжения) и ρ_{TO} может объясняться наличием рекомбинационных барьеров, а сравнительная большая величина $\Delta i_{пф}$ – существованием дрейфовых барьеров в исследуемом образце [7].

Эта модель качественно удовлетворительно объясняет почти все экспериментально обнаруженные в кристаллах моноселенида галлия особенности ИИПФ, в том числе специфические.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.С.Медведева. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М., Наука, 1968, -215 с.
2. В.Н.Брудный, А.В.Кособуцкий. Уровень локальной электронейтральности и электронные свойства *GaSe* под давлением. ФТП, 2010, т.44, в.9, с.1194-1202.
4. А.Ш.Абдинов, Я.Г.Гасанов, А.З.Магомедов, Эль.Ю.Салаев. Примесная фотопроводимость, индуцированная электрическим полем в монокристаллах селенида галлия. ФТП, 1982, т.16, в.6, с.953-958.
3. А.Ш.Абдинов, Р.Ф.Бабаева, Р.М.Рзаев, Ш.А.Аллахвердиев. Сенситизированные примесные фотопроводимости в монокристаллах p -*GaSe*, легированных редкоземельными элементами. Вестник Бакинского Университета, сер. физико-мат. наук, 2006, № 3, с.156-161.
4. М.Ламперт, П.Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1973, -416 с.
5. С.М.Рывкин «Фотоэлектрические явления в полупроводниках», М., «Наука», 1963, -494 с.
6. М.К.Шейнкман, А.Я.Щик. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. ФТП, 1976, т.10, в.2, с.209-232.

**ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ
В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9}**

**С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова, А.И. Джаббаров,
С.Г. Джафарова, Г.М. Ахмедова, Х.Ш. Велибеков**

solmust@gmail.com

Институт физики НАНА, Баку

Установлено, что в твердом растворе (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9} в температурной области 172–250 К имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по состояниям, локализованным вблизи уровня Ферми. Оценены параметры локализованных состояний в (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9}: плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми $N_F = 5,5 \cdot 10^{18} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, среднее расстояние прыжков $R = 97 \text{ \AA}$, энергетический разброс ловушечных состояний $\Delta E = 96 \text{ мэВ}$ и их концентрация $N_t = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Энергия активации прыжков в твердом растворе (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9} составила 78 мэВ при 172 К и 88 мэВ при 200 К.

Тройные полупроводниковые кристаллы TlInSe₂ и TlGaTe₂ являются предметом многочисленных исследований [1-12]. Материалы этого класса соединений активно исследуются для выявления в них последовательности фазовых переходов в области низких температур, которые контролируют электрические и тепловые процессы [6, 11, 12]. Представляло интерес исследовать возможность одновременного анион – катионного замещения в соединениях TlA^{III}B₂^{VI} (A^{III} = In, Ga; B = Se, Te) с тетрагональной структурой и изучить образующиеся при этом твердые растворы сложного состава. Система TlInSe₂–TlGaTe₂ является удобной для таких исследований и будет рассмотрена в данной работе. Как было показано в [4] диаграмма состояния системы TlInSe₂–TlGaTe₂ является квазибинарной с непрерывным рядом твердых растворов с минимумом при 45 мол.% TlGaTe₂. Полученные в [4] результаты хорошо согласуются с критериями образования твердых растворов и указывают на возможность одновременного анион – катионного замещения в тройных соединениях TlA^{III}B₂^{VI} с тетрагональной структурой.

Были синтезированы образцы состава (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9} тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки $a = 8,3669$, $c = 6,8357 \text{ \AA}$.

На температурной зависимости проводимости твердого раствора (TlInSe₂)_{0,1}(TlGaTe₂)_{0,9} на постоянном токе в координатах $\lg \sigma$ от $10^3/T$ наблюдался длинный экспоненциальный участок в области температур 290–373 К. Наклон этого участка составлял 0,36 эВ. При уменьшении температуры энергия активации проводимости не имела постоянного наклона, т.е. непрерывно уменьшалась с уменьшением температуры вплоть до 172К. Эти значения проводимости, перестроенные в координатах $\lg \sigma$ от $T^{-1/4}$, ложились на прямую с наклоном $T_0 = 2,2 \cdot 10^6 \text{ К}$. Проводимость подобного типа, когда энергия активации монотонно уменьшается с температурой, осуществляется прыжками носителей заряда по состояниям, лежащим вблизи уровня Ферми [13]

$$\sigma \sim \exp \left[- (T_0 / T)^{1/4} \right], \quad (1)$$

$$T_0 = \frac{16}{N_F \cdot k a^3} \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана, a – радиус локализации, N_F – плотность состояний вблизи уровня Ферми.

Из формулы (2) оценили плотность локализованных состояний (N_F) в $(\text{TlInSe}_2)_{0,1}(\text{TlGaTe}_2)_{0,9}$: $N_F = 5,5 \cdot 10^{18} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. При оценке N_F для радиуса локализации взято значение $a = 25 \text{ \AA}$, которое было экспериментально получено для монокристалла TlGaTe_2 [14].

Также были оценены расстояния прыжков R носителей заряда при различных температурах:

$$R = \frac{3}{8} a T_0^{1/4} T^{-1/4} \quad (3)$$

При $T = 172 \text{ К}$ $R = 106 \text{ \AA}$, а при $T = 250 \text{ К}$ $R = 88 \text{ \AA}$, так что среднее расстояние прыжков в $(\text{TlInSe}_2)_{0,1}(\text{TlGaTe}_2)_{0,9}$ в области температур $172\text{--}250 \text{ К}$ составляло $R_{\text{ср}} = 97 \text{ \AA}$. $R_{\text{ср}}$ в 3,5 раза превышало среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда, т.е. $R_{\text{ср}}/a = 3,5$.

Из условия [13]:

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \cdot N_F \cdot \frac{\Delta E}{2} = 1 \quad (4)$$

оценили разброс ловушечных состояний вблизи уровня Ферми: $\Delta E = 96 \text{ мэВ}$. Концентрация глубоких ловушек ($N_t = N_F \cdot \Delta E$) в $(\text{TlInSe}_2)_{0,1}(\text{TlGaTe}_2)_{0,9}$ составляла $N_t = 5,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Согласно [15] температурная зависимость энергии активации в области действия прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка описывается соотношением

$$\Delta W = \frac{(kT)^{3/4}}{(N_F \cdot a^3)^{1/4}} \quad (5)$$

Определенная по формуле (5) энергия активации прыжков в твердом растворе $(\text{TlInSe}_2)_{0,1}(\text{TlGaTe}_2)_{0,9}$ составила 78 мэВ при 172 К и 88 мэВ при 200 К .

Таким образом, в температурной области $172\text{--}250 \text{ К}$ в твердом растворе $(\text{TlInSe}_2)_{0,1}(\text{TlGaTe}_2)_{0,9}$ имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по состояниям, локализованным вблизи уровня Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.N. Mustafaeva, V.A. Ramazanzade, M.M. Asadov. Materials Chemistry and Physics. V. 40. № 2. P. 142-145. 1995.
2. Э.М. Керимова, С.Н. Мустафаева, А.Б. Магеррамов. Неорган. материалы. Т. 33. № 11. С. 1325-1326. 1997.
3. К.К. Mamedov, A.M. Abdullaev, E.M. Kerimova. Phys. Stat. Sol. (a). V. 94. P. 115-119. 1986.
4. S.S. Abdinbekov, G.D. Guseinov. Bulletin de la Societe Chimique. №3. P. 355-357. 1986.
5. R.M. Sardarly, O.A. Samedov, A.P. Abdullaev et al. Journal of Fizika. V. 15. № 2. P. 91-95. 2009.
6. В.А. Алиев, М.А. Алджанов, С.Н. Алиев. Письма в ЖЭТФ. Т. 45. № 9. С. 418-420. 1987.
7. С.Н. Мустафаева, А.И. Джаббарлы, Э.М. Керимова. Труды Межд. Конф. «Актуальные проблемы физики твердого тела». Минск, ФТТ-2009. Т. 2, С. 127-129.
8. S.N. Mustafaeva, A.I. Jabbarov. Abstracts of 17 th Intern. Conf. ICTMC-17, Baku, 27-30 Sept. 2010. P. 189.
9. S.N. Mustafaeva, Sh.G. Gasymov, E.M. Kerimova. Abstracts of 17 th Intern. Conf. ICTMC-17, Baku, 27-30 Sept. 2010. P. 105.

10. M.A. Aldjanov, K.K. Mamedov, A.A. Abdurragimov. Phys. Stat. Sol. (b). V. 131. P. k 35. 1985.
11. O.Z. Alekperov, M.A. Aldjanov, E.M. Kerimova. Turkish J. Phys. V. 22. P. 1053-1055. 1998.
12. А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова. ФТТ. Т. 53. № 3. С. 443-445. 2011.
13. Н. Мотт, Е. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических материалах. М.: Мир. 1974. 472 с.
14. S.N. Mustafaeva, Sh.G. Gasymov, E.M. Kerimova, M.M. Asadov. Journ. of Physics and Chemistry of Solids. V. 72. № 6. P. 657-660. 2011.
15. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука: М. 1979. 351 с.

Gd ATOMLARI ILƏ AŞQARLANMIŞ n -InSe VƏ p -GaSe MONOKRİSTALINDA CƏRƏYANIN ALÇAQ TEZLİK OSSİLYASIYALARI

Y. Q. Nurullayev, S. K. Novruzova
Bakı Dövlət Universiteti

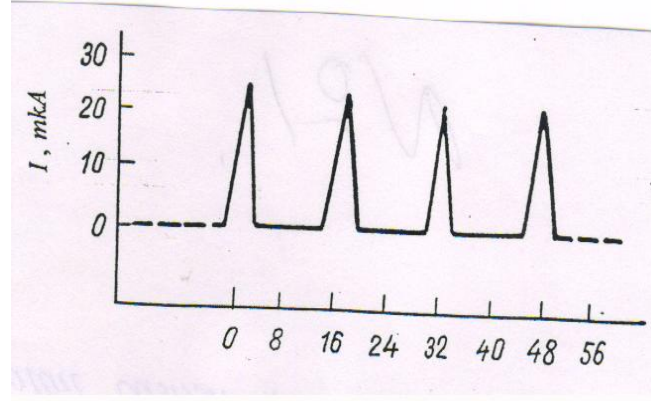
Nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanmış laylı quruluşlu p -GaSe və n -InSe monokristallarında müşahidə olunan elektrik dayanıqsızlığının (çərəyanın alçaq tezlikli ossilyasiyasının) tədqiqi bu tip kristallarda baş verən elektron proseslərinin təbiətinin aşkar olunmasına daha yaxından kömək edə bilər. İşdə p -GaSe və n -InSe monokristalları və qadoliniy atomları ilə aşqarlanmış monokristallarda alçaq tezlikli ossilyasiyası tədqiq olunmuşdur.

Ədəbiyyatda [1, 2] laylı quruluşlu p -GaSe və n -InSe kristallarında alçaq tezlikli çərəyan ossilyasiyası hadisəsi müşahidə olunmuşdur. Bu hadisənin daha ətraflı öyrənilməsi bu tip kristallarda baş verən elektron proseslərinin təbiətinin aşkar olunmasına daha yaxından kömək edə bilər. Bu cəhətdən lantanoidlərlə aşqarlanmış laylı quruluşlu p -GaSe və n -InSe monokristallarında müşahidə olunan elektrik dayanıqsızlığının (çərəyanın alçaq tezlikli ossilyasiyasının) tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir.

p -GaSe və n -InSe kristallarında xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə generasiya olunan çərəyanın alçaq tezlikli müntəzəm rəqslərini tədqiqi $M-J-M$ strukturlarında $77 \div 300 K$ temperatur intervalında çərəyan generatoru rejimində aparılmışdır. Tədqiqat zamanı bu kristallarda daha yaxşı omik kontakt yaratmaq məqsədilə In və gümüş pastasından istifadə olunmuşdur.

Aydın olmuşdur ki, tədqiq olunan kristalda yaranan çərəyan və gərginliyin rəqsləri nümunəyə tətbiq olunan elektrik sahəsinin istiqamətindən asılı olmayıb, sahənin hər iki istiqamətində baş verir. Amma nümunəyə tətbiq olunan elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişdikdə rəqslərin tezliyi və impulsların forması bir qədər fərqlənir. Məyyənlənmişdir ki, gərginlik və çərəyan ossilyasiyalarının periodları eynidir. Müşahidə olunan hadisələrdə konsentrasiya və dreyf yürüklüyünün rolunu aydınlaşdırmaq məqsədilə həm stasionar, həm də impuls rejimində tədqiq olunan nümunələr üçün volt-ampere xarakteristikası (VAX) çıxarılmışdır. Aşkar edilmişdir ki, sürəkliyi $\tau \leq 10^{-6}$ san tərtibində olan birdəfəlik impuls rejimində çıxarılan VAX praktik olaraq xəttidir. Ölçmələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki,

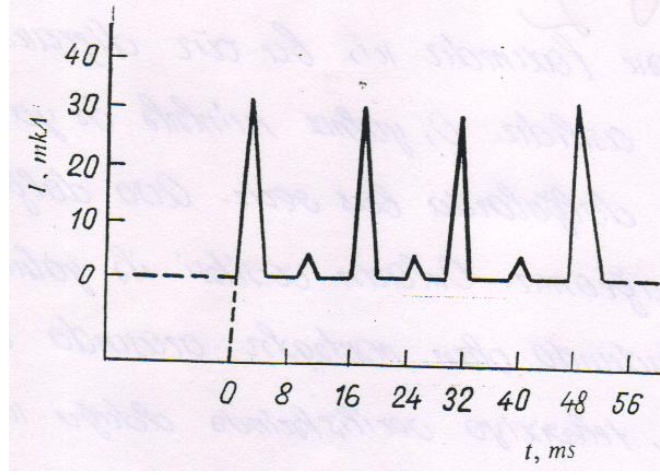
$M-GaSe-M$ strukturuna eyni zaman da sahənin müəyyən kritik qiymətindən böyük (ışığın intensivliyindən asılı olaraq $E_{kr} \approx 50 \div 200$) xariici elektrik sahəsi və dalğa uzunluğu $\lambda = 0.35 \div 0.56 \text{ mkm}$ intervalından olan işıqla təsir etdikdə $M-GaSe-M$ strukturu ilə ardıcıl qoşulmuş yük müqavimətində tezliyi $0.3 \leq f \leq 80 \text{ Hz}$ olan alçaq tezlikli müntəzəm rəqslər generasiya olunur (şəkil 1). Araşdırmalardan aydın olmuşdur ki, nümunəyə tətbiq olunan sahənin işarəsi cərəyan rəqslərinin yaranmasına nəzərə alınacaq dərəcədə təsir göstərmir. Bu zaman proses əsasən nümunədən keçən cərəyanla müəyyən olunur. GaSe kristalında generasiya olunan cərəyan impulsu üçbucaq şəkilli olub kifayət qədər kəskin seçilir. İmpulsda cərəyanın artma və enmə müddətləri $1.0 \div 3.0 \text{ msan}$ tərtibində olur. Müəyyən olunmuşdur ki, bu halda həm rəqsin tezliyi (f), həm də amplitudların yarısına uyğun ayrı-ayrı impulsların davam etmə müddəti (τ) nəzərə çarpacaq dərəcədə işığın intensivliyindən asılıdır.



Şəkil 1.

GaSe monokristallarında $U = 250V$ gərginliyində cərəyan rəqslərinin tipik ossilloqramı. ($T = 80 K$, $\lambda = 0,56 \text{ mkm}$, $\Phi = 100 \text{ Lk}$)

Aparılan təcrübə şəraitində işıq intensivliyinin (Φ) iki oblastına baxılmışdır. Tədqiq olunan kristal intensivliyi $\Phi \leq 5 \text{ Lk}$ tərtibində olan, məxsusi fotokeçiriciliyin spektrinin maksimumuna uyğun gələn $\lambda = 0.56 \text{ mkm}$ dalğa uzunluqlu monoxromatik işıqla işıqlandırıldıqda düşən işığın intensivliyin artması ilə rəqslərin tezliyi $0.3 -$ dən $70 \div 80 \text{ Hz}$ -ə qədər artır, amma intensivlik $5 \leq \Phi \leq 200 \text{ Lk}$ intervalında dəyişdikdə rəqslərin tezliyi praktik olaraq sabit qalır. Daha yüksək səviyyəli (uyğun olaraq $\Phi \geq 150 \text{ Lk}$ və $E = 250 \text{ V/m}$) həyacanlaşmış dövrdə əlavə harmonikalar da yaranır ki, onların həm amplitudları və modalarının sayı gərginliyin artması ilə artır (şəkil 2). Aşkar edilib ki, rəqslərin müşahidə olunduğu gərginliyin minimal qiyməti nümunə üzərinə düşən işığın intensivliyindən asılıdır.



Şəkil 2.

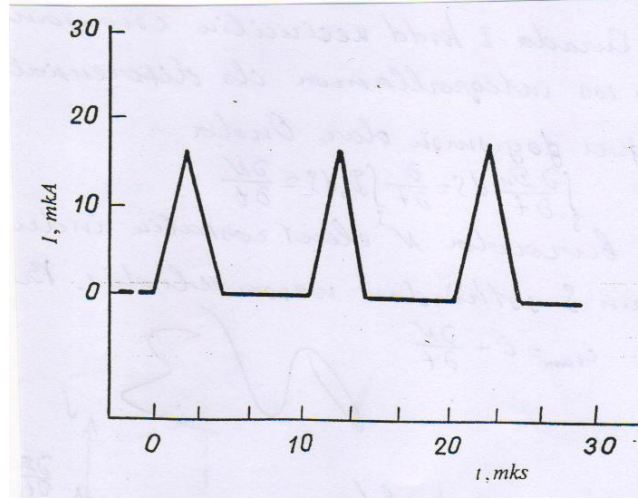
GaSe monokristallarında əlavə harmonikanın generasiyası zamanı yaranan

rəqslərin tipik ossilloqramı. ($T = 80 K$, $\lambda = 0,56 \text{ mkm}$, $\Phi = 150 \text{ Lk}$)

Nümunə üzərinə düşən işığın intensivliyinin $\Phi > 5 \text{ Lk}$ və elektrik sahəsinin $E_{kr} \approx 50 \text{ V/m}$ qiymətlərində, eləcə də $\Phi \leq 5 \text{ Lk}$ və $E_{kr} \geq 150 \text{ V/m}$ qiymətlərində $f(E)$ və $\tau_0(E)$ asılılıqları müşahidə olunmur. Bu halda xarici sahənin intensivliyinin artması ilə ancaq impulsun amplitudu (I_0) artır. Zəif işıqlanma oblastında ($\Phi \leq 5 \text{ Lk}$) rəqsin f – tezliyinin və τ – sürəkliyi xarici sahənin intensivliyindən zəif asılılığı müşahidə olunur. Baxılan şəraitdə cərəyan rəqsləri amplitudunun maksimal qiyməti $\sim 40 \div 50 \text{ mA}$ tərtibində və impulsun davam etmə müddəti isə $\sim 1.0 \div 3.0 \text{ ms}$ arasında dəyişir.

İşıqlanma volt-ampere xarakteristikasının doyma oblastında $\text{InSe}\langle\text{Gd}\rangle$ kristallarında da gərginlik generatoru rejimində işıqlanmış nümunələrdə cərəyanın alçaq tezlikli ($f = 10 \div 100 \text{ Hz}$ və $I_0 \approx 80 \div 100 \text{ mA}$) rəqsləri müşahidə olunur və bu halda rəqslərin tezliyi və amplitudu işığın intensivliyindən, eləcə də tətbiq olunan gərginlikdən asılı olaraq dəyişir (şəkil 3).

Bu halda qadolinium aşqarının (N_{Gd}) dəyişməsi ilə işıqlanma cərəyanının doyma oblastı daralır və alçaq tezlikli cərəyan rəqslərin başlanmasına uyğun olan Φ intensivliyinin qiyməti və rəqsin tezliyi azalır, amma ayrı-ayrı impulslara uyğun rəqslərin amplitudu və onların davam etmə müddəti isə artır. Aşkar olunmuşdur ki, Gd ilə n – InSe kristalını aşqaralamaqla təkrarlanan və stabil generasiya yaratmaq xassəsinə malik olan kristal almaq olar. Bu fakt kristalın mükəmməlliyinin (bircinsliliyinin) yaxşılaşması ilə əlaqədardır.



Şəkil 3.

In–InSe⟨ Gd⟩–In strukturlarında alçaq tezlikli cərəyan rəqsləri generasiyası rejimində işıqlanma cərəyanının zamandan asılılığı.

$$\lambda = 0,56 \text{ mkm}, T = 77 \text{ K}, N_{Gd} = 0,40 \text{ at. \%}.$$

İşdə həmçinin generasiya xassəsinə malik olan p –GaSe kristalı üçün volt-ampere xarakteristikası və məxsusi fotokeçiriciliyin temperatur asılılığı da öyrənilmişdir. Müəyyənləşdirilmişdir ki, xarici elektrik sahəsinin nisbətən kiçik qiymətlərində işıqlanma volt-ampere xarakteristikası xəttidir. Ossilyasiyanın mövcud olduğu həmin işıqlanma intensivliyi və qismən yüksək gərginliklərdə isə volt-ampere xarakteristikasında subxətti oblast yaranır. Cərəyanın ossilyasiyası volt-ampere xarakteristikasının elə oblastında baş verir ki, bu oblastda ossilyasiyanın təsiri ilə VAX asılılığı ikiləşir. Təcrübələrdən aydın olmuşdur ki, $\Phi > 200 \text{ Lk}$ qiymətlərində ossilyasiyanın pozulduğu volt-ampere xarakteristikasında ikiləşmə yox olur.

Aşqarlanmamış n –InSe və p –GaSe monokristalları fəzaca qeyri-bircins materiallardır. Onların qadağan olunmuş zonalarında ilkin halda dolmamış dayaz m_t –yapışma səviyyələri, sürətli S – və asta r –rekombinasiya mərkəzləri vardır. Alınan nəticələr n –InSe və p –GaSe kristallarında müşahidə olunan effektlərin həcmi effekt olmalarını fərz etməyə imkan verir və bu effektlər bilavasitə yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında m_t , S və r mərkəzlərinin varlığı ilə əlaqədardır [3]. Təcrübə olaraq müəyyən olunmuşdur ki, cərəyan rəqslərinin tezliyi temperaturdan qeyri monoton asılıdır. Məsələn, p –GaSe kristalları üçün temperaturun 77 K -dən artması ilə əvvəlcə rəqsin tezliyi artaraq $\sim 100 \text{ K}$ -də maksimum olur, sonra isə temperaturun artması ilə rəqsin tezliyi azalır və $T > 120 \div 130 \text{ K}$ intervalında ossilyasiya kəsilir. Proses zamanı ayrı-ayrı impulsların amplitudu monoton olaraq azalır. Alçaq tezlikli cərəyan rəqslərinin generasiyası həmçinin n –InSe kristalında da nümunənin bütün elektrod aralığının işıqlanması zamanı da müşahidə olunmuşdur.

Nümunə üzərinə düşən müəyyən intensivlikli işıq şüaları kristalın aşqar udulma oblastında m –yapışma səviyyələrini və r –tutma mərkəzlərini boşaldır. Ona görə də belə işığın təsiri ilə volt-ampere xarakteristikasının doyma oblastında cərəyanın alçaq tezlikli rəqslərinin generasiyası müşahidə olunmur.

Ədəbiyyat

1. Кязым-заде А.Г., Тагиров В.И. / ФТП. 1980, Вып. 14. № 10. с.2053-2055.
2. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г., Ахмедов А.А. / ФТП. 1977. Вып. 10. т.11. с. 1026-1029.
3. Nurullaev Y.Q. Qismən nizamsız kristallarda elektron-defekt qarşılıqlı təsiri. Avtoreferat dokt. diss. 2004. Bakı. 30 s.

**О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В
ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $CuInSe_9$**

Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М.

Бакинский Государственный Университет

E-mail: inaype@yahoo.com; rovshan63@rambler.ru

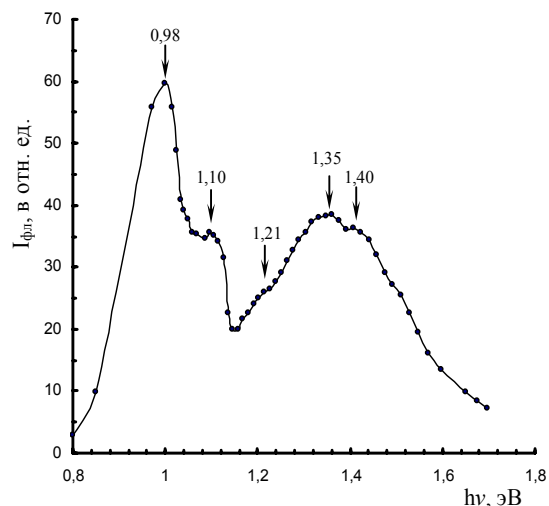
Исследованы кривые термостимулированного тока и спектры фотолюминесценции тонких пленок $CuInSe_9$. На спектре обнаружены пять полос фотолюминесценции. Установлено, что полоса примесного излучения, обусловлена уровнем прилипания, образованный вакансиями селена.

Полупроводниковые кристаллы $CuInSe_9$ являются одним из перспективных материалов для изготовления высокоэффективных преобразователей солнечной энергии [1, 2]. Несмотря на большую практическую потребность в исследовании люминесцентных свойств соединения $CuInSe_9$, природа центров излучательной рекомбинации в них не изучена. В данной работе приводятся экспериментальные результаты исследования спектра фотолюминесценции и кривых термостимулированного тока (ТСТ) в тонких пленках соединения $CuInSe_9$.

Тонкие пленки соединения $CuInSe_9$ получены методом мгновенного испарения микрочастиц соединения в вакуумной камере. В этом методе регулируемый поток микрочастиц соединения, подается в нагретый до температуры 1250 °С стеклографитовый тигель и мгновенно испаряемое вещество осаждается на подложке. С целью получения нужной структуры тонкой пленки, температура подложки контролируется.

Проведенные спектральные и другие физико-химические анализы показали, что химический состав полученных пленок идентичен составу кристаллического соединения $CuInSe_9$. Однако, в кристаллической структуре тонких пленок, по сравнению со структурой монокристаллического слитка вещества, имеется большое количество анион-катионных вакансий.

На кривой ТСТ в тонких пленках обнаружен один пик с максимумом при 265 К. Расчеты показали, что данный пик обусловлен уровнем прилипания с глубиной залегания 0,11 эВ от дна зоны проводимости. Полученные пленки, толщиной $3 \div 15$



мкм, при комнатной температуре имели n -тип проводимости.

Спектр фотолюминесценции пленок, был исследован при температуре 77 К. В качестве возбудителя электронов, использован луч твердотельного лазера с частотой модуляции интенсивности излучения 8,2 кГц, средней мощностью 0,4 Вт и длиной световой волны 0,53 мкм.

На рисунке представлен спектр фотолюминесценции тонкой пленки $CuInSe_9$. Как видно из рисунка, обнаружены пять характеристических участков спектра, соответствующих различным родам излучательного оптического перехода. Пик с максимумом при 1,10 эВ, несомненно обусловлен излучательной рекомбинацией электронов со дна зоны проводимости в валентную зону, т.к. ширина запрещенной зоны $CuInSe_9$ при 77 К, составляет 1,08 эВ. Излучательные оптические переходы электронов с характерными энергиями 1,21; 1,35 и 1,40 эВ, осуществляются из подзоны зоны проводимости в валентную зону. Наиболее интенсивной полосой излучения, является полоса с максимумом пика при 0,98 эВ. Данная полоса излучения обусловлена рекомбинацией электронов на локальном примесном уровне с дырками валентной зоны. Именно этот примесный уровень прилипания обнаружен при исследовании ТСТ. Причиной возникновения данного примесного уровня в энергетической зоне соединения $CuInSe_9$, служат вакансии селена в кристаллической структуре. В процессе получения тонких пленок методом испарения сложного соединения, неизбежно образование вакансий легколетучего компонента в структуре осажденной пленки.

Отжиг тонкой пленки в парах селена показал, увеличение длительности отжига с 0,5 до 3-х часов, приводит к исчезновению полосы излучения около 0,98 эВ и усилению полосы излучения около 1,10 эВ. Таким образом, обоснованно можно считать, что уровни прилипания с глубиной залегания 0,11 эВ, обусловлен вакансиями селена в кристаллической структуре. Полученные результаты можно сравнить с результатами работы [3]. В этой работе исследованы оптические свойства монокристаллов соединения $CuIn_5Se_8$. Сильно люминесцирующее свойство соединений $CuIn_5Se_8$, объясняется наличием в них анион-катионных вакансий кристаллической структуры. Учитывая вышеизложенное и результаты работы [4], можно считать, что анион-катионные вакансии играют очень важную роль в возникновении излучательной рекомбинации во всех тройных халькогенидах.

ЛИТЕРАТУРА

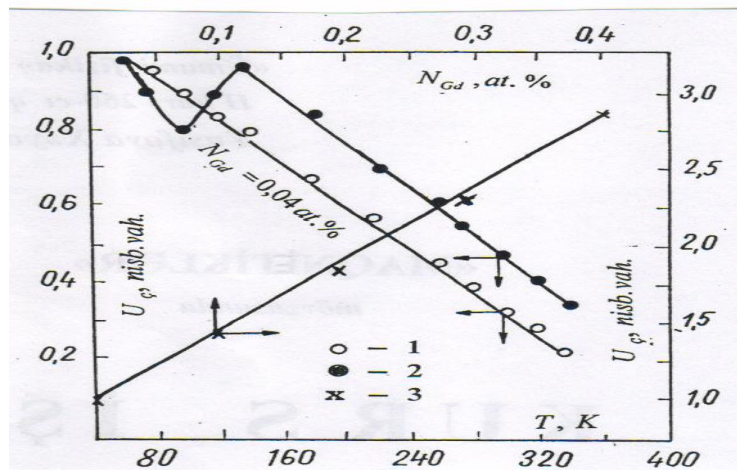
1. N. Romeo. Jap. J. Appl. Phys. 19, 5, 1980.
2. J. Gonzalez, C. Rincon, A. Redondo, P. Negrete, Jap. J. Appl. Phys. 19, 29, 1980.
3. Бондарь И.В. Оптические свойства монокристаллов $CuIn_5Se_8$. ФТП, т.41, вып. 1, 2007, с. 27.
4. Гусейнов А.Г., Мамедов Р.М. О роли собственных дефектов в процессе рекомбинации неравновесных носителей заряда в $Cu_3Ga_5Se_9$. Universitetin xəbərləri, fizika-riyaziyyat seriyası, Bakı, BDU, 2009, №4, s. 145-153

METAL – InSe < Gd > KONTAKTINDA ÇEVİRİCİLİK EFFEKTİ

V.M.Dadaşova*, U.H.Nurullayeva**

*Bakı Dövlət Universiteti, **Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Kolleci

Ədəbiyyatda xüsusi olaraq aşqarlanmamış layvari quruluşlu A^3B^6 birləşmələrinin monokristallarında müşahidə olunan çeviricilik effekti və digər hadisələr həmin materialların fəzaca qeyribircinsliliyi ilə izah olunur. Digər tərəfdən layvari quruluşlu A^3B^6 birləşmələrinin monokristallarını nadir torpaq elementləri ilə aşqarlamaqla onların struktura və fəzaya görə qeyribircinslilik dərəcəsini sistemli şəkildə idarə etmək olar. İşdə tədqiq olunan materiallarda çeviricilik effektinin fəzaca qeyribircinslilik dərəcəsi ilə əlaqəsini müəyyənləşdirmək, eləcə də qismən qeyribircins yarımkeçiricilərdə elektron-defekt qarşılıqlı təsirinin xüsusiyyətlərini aşkar etmək məqsədilə qadoliniumla aşqarlanmış $n - InSe$ kristallarında çeviricilik effektinin xüsusiyyətləri tədqiq olunmuşdur. Bu məqsədlə tərkibində 0,10; 0,20; 0,50 at. % miqdarında qadolinium aşqarı olan $InSe \langle Gd \rangle$ nümunələrindən istifadə olunmuşdur. Nümunələr Bricsmen üsulu ilə göyərtilmiş iri külçələrdən kəsilmişdir. Ölçmələr lay boyunca olan rejimdə aparılmışdır. Kontakt materialı olaraq In və gümüş pastasından istifadə edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan metal- $InSe \langle Gd \rangle$ -metal strukturlarında $77 \leq T \leq 400 K$ temperatur intervalında volt-ampere xarakteristikası əvvəlcə üstlü ($I \approx U^n$) qanuna tabe olur və baxılan şəraitdə asılılıq dərəcəsi ≈ 1 -dən ≈ 7 -yə qədər artır (şəkil 1). Elektrik sahəsi intensivliyi E_k -keçid qiymətinə yaxud gərginlik (U_K) müəyyən qiymətə çatdıqda öyrənilən nümunədə uzunmüddətli yaddaşa malik cəld ($\tau \approx 10^{-8}$ san.) çeviricilik effekti baş verir. Nümunənin temperaturunun yüksəlməsi ilə hər iki struktur üçün keçid gərginliyi (U_K) dəyişir. Bu zaman metal- $InSe$ -metal strukturlarında keçid gərginliyi azalır (şəkil 1-də 1 əyrisi), amma metal- $InSe \langle Gd \rangle$ -metal strukturunda isə mürəkkəb şəkildə dəyişir (şəkil 1-də, 2 əyrisi). Hər iki tip strukturda çevirilmə baş verdikdən sonra müşahidə olunan yaddaşı, başqa sözlə kristalın uzun müddət öz alçaqomlu halını saxlaması, baxılan struktura çeviricilik gərginliyindən yüksək amplitudlu gərginlik impulsu ilə ($U \gg U_K$) təsir etməklə və ya tədqiq olunan strukturu $T \geq 400 K$ temperatura qədər qızdırıb, sonra maye azota salaraq kəskin soyutmaqla silmək olar. Eyni şəraitdə N_{Gd} -in artması ilə U_K böyüyür (şəkil 1-də, 3 əyrisi).



Şəkil 1.

$n - InSe n(1)$ və $n - InSe : Gd (2)$ monokristalında çevirmə gərginliyinin temperatur və N_d -dən asılılığı

Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan strukturlarda çevrilmə gərginliyi U_K nümunəyə təsir edən fotoaktiv işıqdan asılıdır. $T = 77 \div 400 K$ intervalında nümunə məxsusi işıqla ($0.30 \leq \lambda \leq 1.15 \text{ mkm}$) işıqlandırıldıqda işığın Φ_0 -intensivliyinin artması ilə U_K azalır və nəticədə $\Delta U_k = U_k - U_k^*$ (burada U_k – nümunə işıqlandırılmadıqda U_k^* – isə nümunə işıqlandırıldıqda çevrilmə gərginliyinin qiymətidir) artır. Çevrilmə gərginliyinin aşqar udulma oblastında işığın təsirindən asılılığı hər şeydən əvvəl şüalanmanın dalğa uzunluğu ilə təyin olunur. Deyilən bu fikri aydınlaşdırmaq məqsədilə aşağıdakı iki halı nəzərdən keçirək:

1. Qismən qısa dalğa oblastında nümunədə mənfi fotokeçiricilik, injeksiya cərəyanının optik və məxsusi fotokeçiriciliyin optik sönməsini yaradan aşqar işıqla işıqlandırıldıqda müşahidə olunur. Bu halda çevrilmə gərginliyi U_K işıqlanmayan hala nəzərən böyüyür ($U_k^* > U_k$) və işığın intensivliyinin artması ilə ΔU_k kəmiyyəti əvvəlcə artır sonra isə $\Delta U_k = f(I_k)$ asılılığı doyma halına yaxınlaşır, bəzən isə ΔU_k kəmiyyəti azalır.

2. Aşqar işığın daha uzun dalğa müşahidə olunan oblastında tədqiq olunan materiallarda işığın təsiri ilə U_k – kəmiyyəti başlanğıc işıqlanmayan hala nəzərən zəif də olsa azalır. Aşqarlanmamış n -InSe əsasında olan strukturlar üçün aşqar udulma oblastında işığın çevrilicilik gərginliyinə təsiri yalnız müəyyən sərhəd temperaturundan aşağı temperaturlarda ($T_s \approx 200 K$) özünü göstərir. Məsələn n -InSe(Gd) əsaslı strukturlarda qadolinium atomlarının miqdarı 0.40 at. %-ə qədər artması nəticəsində temperaturun sərhəd qiyməti $\sim 120 K$ -ə qədər azalır.

Araşdırmalar göstərir ki, N_{Gd} – in artması ilə aşqar udulma oblastında ΔU_k -nin işığın dalğa uzunluğundan asılılığının maksimumu uzun dalğalar oblastına doğru sürüşür. Həmçinin müəyyənləşdirilmişdir ki, həm n -InSe və həm də n -InSe(Gd) kristallarında məxsusi udulma oblastında ΔU_k -nin spektral paylanması məxsusi fotokeçiriciliyin (I_F) spektral paylanması ilə üst-üstə düşür. Çevrilmə gərginliyinin (ΔU_k -nin) spektral paylanması, aşqar udulma oblastının nisbətən qısa dalğalar hissəsində isə mənfi fotokeçiriciliyin (I_F^-), məxsusi fotokeçiriciliyin və fotokeçiriciliyin infraqırmızı sönməsinin, injeksiya cərəyanının infraqırmızı sönməsinin və aşqar udulmanın uzun dalğalar hissəsində induksiyanlanmış fotokeçiriciliyin spektri ilə üst-üstə düşür.

Ədəbiyyat

1. Нуруллаев Ю.Г. /Вестник Бакинського Университета Сер. Физ.мат.1998. №3. с 47-50
2. Nurullaev Y. Q. /J. Fizika. Baku. 1999.v. 5. p.64-65
3. Годжаев Э.М., Аллахъяров Э.А./Ж. Неорг. Матер. 2009.т.45.№7. с.668-672.

OKSIDLƏŞDİRİCİNİN ÇATIŞMAZLIĞI REJİMİNDƏ SİRKƏ TURŞUSUNUN BİRCİNS MƏSAMƏLİ SILISIUM TƏBƏQƏLƏRİNİN ALINMASINA TƏSİRİ

Rüstəmov F.A., Məmmədov M.Z., Dərvişov N.H., Bobrova Y.Y.,

H.O. Qafarova, V.X. Şərbətov

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri ETİ, Yarımkeçiricilər Fizikası şöbəsi

Oksidləşdiricinin çatışmazlığı rejimində sirkə turşusunun bircinsli məsaməli silisium təbəqələrinin məhdud səthdə alınmasına təsiri tədqiq edilmişdir. Aşılama müddətindən asılı olaraq, fotolüminessensiyanın şüalanma və həyəcandırma spektrləri tədqiq edilmişdir.

Hal-hazırda kimyəvi aşılama üsulu ilə məsaməli silisium almaq üçün HF çatışmazlığı [1,2] və oksidləşdirici çatışmazlığı [2,3,4] kimi iki növ məhlullardan istifadə edilir. HF çatışmazlığı rejimində reaksiyanın sürəti HF molekullarının lövhənin səthinə diffuziyası ilə, oksidləşdiricinin çatışmazlığı rejimində isə silisiumun oksidləşmə sürəti ilə idarə olunur.

Oksidləşdiricinin çatışmazlığı rejimində kimyəvi aşılama metodu ilə məsaməli silisiumun alınması təkrar olunma baxımından üstünlüyə malikdir. Buna baxmayaraq, aşılama uzun müddət (bir dəqiqədən çox) davam etdikdə nümunənin səthində qabarcıqlar əmələ gəlir ki, bu da alınan nümunənin bircinsliyini pozur. Bundan başqa məsaməli silisiumun məhdud oblastda alınması zamanı sərhəd effektlərinin təsiri özünü göstərir. Məhdud səthdə aşılama interferensiya həlqələrini əmələ gətirir ki, bu da qeyri-bərabər qalınlıqlı məsaməli silisium təbəqələrinin alınmasına dəlalət edir.

Bu işdə məqsəd kimyəvi aşılama metodunda oksidləşdiricinin çatışmazlığı rejimində HF/HNO₃ məhluluna sirkə turşusu əlavə etməklə bircins və lüminessensiya xassəsinə malik məsaməli silisiumun alınması və onun tədqiqidir.

Məsaməli silisium kimyəvi aşılama metodu ilə p-tip keçiriciliyə malik Si-monokristal lövhələrində alınmışdır. İşçi səthin sahəsi 1 sm² –dir. Aşılama zamanı əvvəl lövhələr üzvü həlledicilərdə yuyulmuş və bidistillə suyu ilə təmizlənib, azotla qurudulmuşdur. Kimyəvi aşılama metodu ilə məhdud səthdə 1200:1:0 məhlulunda alınmış məsaməli silisiumun səthi qabarcıqlarla örtülür və interferensiya həlqələri alınır. Bu halda reaksiya həmişə oblastın sərhəddindən başlayıb mərkəzə doğru yayılır. 1200:1:600 konsentrasiyasında reaksiyanın gedişi kəskin olaraq dəyişir. Reaksiya bütün səthdə eyni zamanda başlayır və heç bir interferensiya həlqələri müşahidə edilmir. Məsaməli silisiumun qalınlığı artdıqca səthin rəngi dəyişir. İnterferensiya mənzərəsinin olmaması və səthin bir rəngə malik olması məsaməli silisiumun bircins və eyni qalınlıqlı olmasına dəlalət edir. Lakin aşılama müddəti artdıqca yaranan qabarcıqlar səthə yapışaraq bircinsliyi pozur. Sirkə turşusunun konsentrasiyasının artması ilə inkubasiya müddətinin artmasına baxmayaraq, tədricən səthə yapışan qabarcıqların miqdarı azalır. Reaksiya bütün səthdə eyni zamanda başlayır və hətta reaksiya 30 dəqiqədən də uzun müddət davam etdik də belə heç bir qabarcıq yaranması müşahidə edilmir. Vizual müşahidələr göstərir ki, məsaməli silisiumun səthində rənglənmənin dəyişməsi heç bir interferensiya həlqələri olmadan baş verir. Aşılama qurtardıqdan sonra nümunə qurudulur və lateral bircins, bərabər rənglənmiş nümunələr alınır. Beləliklə, 300 nm qalınlığa qədər yüksək keyfiyyətli nümunələr alınır.

Bütün alınan məsaməli silisium nümunələrində otaq temperaturunda görünən oblastda fotolüminessensiya müşahidə olunur. Bütün hallarda həyəcandırma 320 nm dalğa uzunluğunda aparılmışdır. Müxtəlif aşılama müddətlərində alınmış nümunələrin fotolüminessensiya spektrlərinin tədqiqi göstərir ki, spektrin maksimumu aşılama müddətindən asılı deyil. Tədqiqatlar göstərmişdir ki, aşılama müddətindən və silisium təbəqələrinin müqavimətindən asılı olmayaraq, fotolüminessensiyanın maksimumlarının

vəziyyəti dəyişmir. Bütün hallarda həm də fotoluminessensiyanın həyəcanlaşma spektrləri də tədqiq edilmişdir. Həyəcanlaşma spektrlərinin kiçik enerji oblastındakı ekstrapolyasiyası [5] kimyəvi aşılama metodu ilə alınmış məsaməli silisiumun qadağan olunmuş zonasının eninin aşılama müddəti artdıqca azalması müşahidə edilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

1. L.T. Chanham. Properties of porous silicon. EMIS Data Review Series No. 18, London, 1997.
2. V. Lehmann, U. Gosele. Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 856-858.
3. L. Schirone, G. Sotgiu, M. Montecchi. J. Luminescence 80 (1999), 163-167.
4. B. Gonzalez-Diaz, R. Guerrero-Lemus, B. Diaz-Herrera, N. Marrero, J. Mendez-Ramos, Dietmar Borchert. Mater. Sci. Eng. B, 150-160 (2009) 295-298.
5. F.A. Rustamov, N.H. Darvishov, M.Z. Mamedov, E.Y. Bobrova, H.O. Qafarova. J. Luminescence. 131, 10 (2011) 2078-2082.

(PBTE)_{1-x} (GETE)_x BƏRK MƏHLULU MONOKRISTALININ RENTGENO-QRAFIK TƏDQIQI (X = 0,1 AT %).

Qasimov H. B., Həsənov N.E., Rzayev R.M.

Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

Pb_{0.90} Ge_{0.1} Te tərkibli nümunə sintez edilmiş və onun monokristalı Bridjan üsulu ilə alınmışdır.

Müəyyən edilmişdir ki, alınmış monokristal bircinslidir və otaq temperaturunda Pb Te birləşməsinin kristallaşdığı $a_{or} = 6.4415 \overset{0}{\text{Å}}$, $F \cdot q \cdot Fm3m$ parametrlili üzdən mərkəzləşmiş kristal quruluşda kristallaşır. Tədqiq olunan monokristal üçün $a_{or} = 6.4418 \overset{0}{\text{Å}}$, kristal qəfəs parametri müəyyən edilmişdir. Bərk məhlulun yaranması izostruktur quruluş bloklarının qarşılıqlı əvəzlənməsi hesabına baş verdiyi güman edilir. Kristal qəfəs parametrlərinin azalması Pb Te quruluşunda əvəzədən Ge Te və əvəzlənən Pb Te quruluş bloklarının parametrlərinin fərqli olması ilə əlaqələndirilir. Pb_{0.90} Ge_{0.1} Te kristalları bərk məhluldur və Pb Te birləşməsi əsasında yaranır.

Aparılan termik, mikrostruktur və rentgenfaza analizləri nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, Pl – Te sistemində ərimə temperaturu 119 0 K olan Pb Te birləşməsi vahid birləşmə müəyyən edilmişdir. [1] Otaq temperaturunda bu birləşmə üzdən mərkəzləşmiş $a = 6.45 \overset{0}{\text{Å}}$, $Fm3m - \overset{5}{O}_h$ parametrlili kubik quruluşda kristallaşır [2].

Ge – Te sistemində də yalnız bir birləşmə - Ge Te birləşməsi yaranır [2]. Ge – Te birləşməsinin yüksək temperatur fazası yaxud modifikasiyası PITE birləşməsi ilə eyni quruluşa, yəni NaCl tipli quruluşa malikdir. Lakin GeTe birləşməsinin otaq temperatur fazası romboedrik quruluşa malikdir. GeTe birləşməsinin yüksək temperatur fazasının kristal qəfəs sabiti, $a = 6.02 \overset{0}{\text{Å}}$, otaq temperatur fazasının kristal qəfəs sabiti isə $a = 5.986 \overset{0}{\text{Å}}$, $\alpha = 88, 35 \overset{0}{\text{°}}$ tərtibindədir. [3,4,5].

Bu birləşmələrin eyni quruluşa və çox yaxın kristal qəfəs sabitinə malik olması, onların qarşılıqlı bərk məhlul yaratmaq imkanını yaradır. Bununla yanaşı yaranan bərk məhlulun

fiziki – kimyəvi xassələrini və həmçinin kristal qəfəs parametrlərinin dəyişməsinə öyrənməyə imkan verir.

İstənilən elmi tədqiqat üsulundan asılı olmayaraq tədqiq olunan kristalların və bərk məhlulların fiziki –kimyəvi xassələrinin dəyişdirilməsi çox ciddi maraq kəsb edir. Bu da, bilavasitə quruluşda baş verən dəyişikliklə bağlıdır.

Bu baxımdan, $(\text{PbTe})_{1-x}(\text{GeTe})_x$ ($x = 0,1$ at %) birləşmələrinin qarşılıqlı əvəz olunması zamanı yaranan PbTe bərk məhlulunun kristal qəfəs parametrlərinin dəyişməsinin 0.9 0.1 rentgenoqrafik tədqiqi də böyük maraq kəsb edir.

$\text{Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ tərkibli nümunənin difraktoqramın hesabı.

Şüalanma rejimi : CuK_α , $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$, 35 kv, 6 Ma

CƏDVƏL – 1

№	ϑ°	$\sin \vartheta^\circ$	$d, \text{ \AA}$	hkl	qəfəs sabiti, \AA
1.	14° 12'	0.24531	3.1426	200	
2.	20° 12'	0.34530	2.2326	220	
3.	23° 42'	0.40195	1.9179	311	
4.	24° 48'	0.41945	1.8379	222	
5.	28° 54'	0.48328	1.5951	400	
6.	32° 42'	0.54024	1.4270	420	
7.	36° 12'	0.59061	1.3053	422	$a_{or} = 6.418$
8.	42° 51'	0.68008	1.1335	440	
9.	46° 06'	0.72055	1.0699	600	
10.	49° 24'	0.75927	1.0153	620	
11.	52° 42'	0.79547	0.9691	622	
12.	56° 06'	0.83001	0.9288	444	
13.	59° 51'	0.86471	0.8915	551	
14.	63° 48'	0.89726	0.8592	642	

Elmi – tədqiqat işini yerinə yetirmək məqsədi ilə $\text{Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ tərkibli nümunə sintez edilmiş və Bridjman üsulu ilə onun monokristalı alınmışdır. Bu üsulla alınmış $\text{Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ tərkibli monokristallar üzdən mərkəzləşmiş kubik kristal qəfəsə və [100] istiqaməti üzrə laylanma xassəsinə malikdirlər.

Aparılan rentgenoqrafik tədqiqatın nəticəsi cədvəl 1 – də verilmişdir

Nəticədə müəyyən edilmişdir ki, $\text{Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ bərk məhlulunun monokristalı da PbTe birləşməsi kimi, üzdən mərkəzləşmiş (ÜMK) kubik quruluşda kristallaşırlar.

Beləliklə $\text{Pb}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}\text{Te}$ bərk məhlulu üçün $a_{or} = 6.418 \text{ \AA}$ kristal qəfəsli parametri müəyyən edilmişdir. Bildiyimiz kimi bərk məhlulun yaranma şərtinə əsasən kristal quruluşda istənilən formada əvəzolunma zamanı əvəz edən və əvəzolunan metal atomları və quruluş elementlərinin fərqi 15 % (at) – dan çox olmamalıdır.

Bu baxımdan bərk məhlulun yaranması zamanı PTe quruluşunda metal atomlarının ion radiuslarının fərqi görə ($\text{Pb}^{+2} _ 1.32 \text{ \AA}$; $\text{Ge}^{+2} _ 0.65 \text{ \AA}$), onların qarşılıqlı əvəz olunması qeyri mümkündür.

Qeyd edək ki, difraksiya xətlərinin sayında ciddi dəyişikliyin baş verməməsi, kristal qəfəsi parametrlərinin azalması, elementar qəfəsdəki molekulların sayının sabit qalması, əvəz

edən və əvəzolunan metal atomlarının ion radiuslarının fərqi çox böyük olması bərk məhlulun yaranması üçün yeni bir əvəzolunma forması haqqında düşünməyə sövq edir. Güman etmək olar ki, $Pb_{0.9}Ge_{0.1}Te$ bərk məhlulu, kristal quruluş qohumluğuna malik olan və parametrcə bir – birinə çox yaxın olan $PbTe$ və $GeTe$ birləşmələrinin yüksək temperatur fazalarının ayrı – ayrı quruluş bloklarının bir - birini qarşılıqlı əvəz etməsi hesabına $PbTe$ birləşməsi hesabına yaranır. Kristal qəfəs parametrlərinin azalması isə birləşmələrin əvəz edən və əvəz olunan quruluş bloklarının parametrlərinin fərqli olması ilə ($PbTe - a = 6.442 \text{ \AA}$; $GeTe - 6.02 \text{ \AA}$) əlaqələndirilir.

ƏDƏBİYYAT

1. R. F Brebrick, R.S Allgaier. J. Chem. Phys. 32. N6, 1826 (1960)
2. M. Xamsen, K. Anderko. İkiqat birləşmələrin quruluşu. Metallurqiya nəşriyyatı, 1962
3. S. E. Şelimova, N. X Abrikosov, V.V İdanova, İNX, 12,5,1200, 1965.
4. K. Schubert, H. Friske. Z. Naturforsch. 6a, N12, 781,1951
5. K. Schubert, H. Friske. Z. Metallk,44, N9, 457, 1953.

СТАЦИОНАРНЫЙ ТОК В НАНОПОРИСТОМ ЦЕОЛИТЕ

В.И. Орбух, Н.Н.Лебедева, Ч.Г. Ахундов

Институт Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет

Цеолиты-большая группа природных гидратированных силикатов алюминия являющиеся нестехиометрическими соединениями, составы которых изменяются в широких пределах, образуя ряды твердых растворов. В настоящее время известно более 45 структурных видов природных цеолитов, наиболее распространенными из которых являются морденит и используемый нами клиноптилолит. Ценность цеолитов обусловлена общим для этих минералов ажурным алюмокремнекислым каркасом, образующим систему полостей и каналов, размер входных окон которых достаточно велик, чтобы в них могли проникнуть молекулы и ионы большинства органических и неорганических соединений. Каркасы цеолитов образованы из анимонитов кремния и алюминия. Из-за своего строения каркас имеет отрицательный заряд и этот заряд компенсируется катионами щелочных и щелочноземельных металлов и молекулами воды, находящимися в порах и полостях каркаса и слабо связанных с ним. Вода может быть удалена при нагреве или вакуумировании цеолита, что не влияет на жесткий каркас- его структура практически не меняется. Поры, соединяясь между собой через «окна», образуют внутри кристаллов сеть сквозных каналов. Поэтому цеолиты можно рассматривать как объект, на котором помимо уже хорошо известных явлений (адсорбция, ионообменные явления), можно исследовать порэмиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах, диэлектрические и электрические свойства при насыщении пор различными газами и жидкостями. В пределах Азербайджанской республики были установлены 14 разновидностей цеолитового семейства минералов, которые, главным образом, связаны с вулканизмом, проявляющимся на всем протяжении геологической истории Азербайджана. Геологическая особенность цеолитоносных районов дает основание считать, что территория Азербайджана является одним из перспективных регионов по природным цеолитам [1], а именно, на высококремнистые цеолиты, широкое применение которых установлено во многих областях. На основе рентгенографического и спектрального химического анализа нами установлена принадлежность исследуемого нами природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [2]. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности каркаса клиноптилолита

так как между атомами кислорода из каркаса, находящегося в координации положительно заряженных ионов, и молекулами H_2O , находящихся в координации катионов, образуется водородная связь, что, как полагают [3], приводит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве. Исходя из такого предположения электрический ток в цеолитах обусловлен движением положительных ионов металлов в поровом пространстве и имеет место его существенная зависимость от содержания в порах молекул воды. Подтверждением такого взгляда на природу тока в постоянном электрическом поле может служить свойственная ионной проводимости долговременная кинетика спада тока при включении постоянного напряжения и резкое уменьшение тока при вакуумировании по мере откачки воздуха, содержащего пары воды из пор цеолита.

В настоящей работе мы хотим показать, что в цеолите возможен и другой механизм электропроводности, обусловленный размножением электронов в порах.

При исследовании временной зависимости тока в цеолитовой пластине был обнаружен стационарный ток. Такое поведение не характерно для систем с ионной проводимостью, к которым относится и цеолит. Это явление наблюдается при тех же давлениях, при которых имеет место газовый разряд в воздухе. Для проверки предположения о газовом разряде в порах цеолита была рассмотрена система в которой анод отделен от пластины слюдяной прокладкой с вырезом, что обеспечивает газовый зазор. Прямым наблюдением газового разряда, установлено, что источниками разряда являлись поры на поверхности цеолитовой пластины. Следует, однако, отметить, что стационарный ток начинается при несколько меньших давлениях, чем те при которых начинается свечение, как в обычном газовом разряде. В настоящей работе зависимость тока от давления изучалась для цеолитового порошка. Однако во всём диапазоне давлений наблюдался нестационарный уменьшающийся со временем ток. Свечение также не наблюдалось. Поэтому в порошок цеолита добавили 10% медного порошка.

Результаты исследования сводятся к следующему:

1. В такой смеси были обнаружены стационарные токи. При очень низких давлениях по-прежнему никаких токов не наблюдалось вообще. При повышении давления сначала наблюдался стационарный ток (при тех же давлениях, что и в цеолитовой пластине до начала свечения), а при более высоких давлениях ток становился нестационарным.

2. Стационарные вольт-амперные характеристики для цеолитовой пластины и цеолитового порошка с добавлением медного порошка идентичны до напряжений, при котором на цеолитовой пластине начинается свечение. После напряжения U , ВАХ на порошке с медью, резкого возрастания тока не наблюдается, в соответствии с тем, что в такой системе свечения не наблюдается.

3. Если стационарный ток в порошке медью объяснять прямой проводимостью по металлическим частицам, то тогда ток не должен зависеть от давления. Однако ток весьма существенно зависит от давления. При низких давлениях (т.е. когда в порах уже нет воздуха) стационарный ток обращается в ноль.

4. Важным является то обстоятельство, что стационарная составляющая тока, не добавляется к нестационарному уменьшающемуся току, а заменяет его. Отсюда мы делаем вывод, что стационарный ток осуществляется теми же ионами, что и нестационарный, но уже как составляющая газоразрядного тока.

Для объяснения приведённых результатов мы предполагаем, что так же как и в цеолитовой пластине стационарный ток в смеси цеолитового и металлического порошков мы связываем с газовым разрядом в порах цеолита. В отличие от цеолитовой пластины, в цеолитовом порошке, система пор связывающих анод и катод отсутствует. Поэтому, если мы считаем, что в порошке имеет место стационарный газовый разряд, то возникает вопрос: откуда берутся первоначальные электроны и как осуществляется

вторичная электронная эмиссия. Здесь проявляется решающая роль металлических частиц: с одной стороны они поставляют затравочные электроны, а с другой бомбардировка их заряженными ионами обеспечивает вторичную электронную эмиссию. Малые размеры и случайная форма металлических частиц обеспечивают автоэлектронную эмиссию с их поверхности. Действительно, поляризация во внешнем электрическом поле металлических частиц создаёт на их поверхности сильно неоднородное поле, достаточное для автоэлектронной эмиссии. Заряженные ионы, содержащиеся в порах цеолита, электрическим полем вытягиваются в межпоровое пространство и, в случае попадания на металлическую частицу, выбивают из неё электрон, за счет вторичной электронной эмиссии. Такая модель, где металлические частицы играют роль виртуального катода, привлекается нами для объяснения газового разряда в порошковом цеолите, так как в нём отсутствует система соединённых между собою пор, тянущихся от анода к катоду.

В заключение отметим, что обнаружение стационарного газового разряда в цеолитовом порошке с примесью медного порошка (который ранее был обнаружен в цеолитовой пластине) свидетельствует о том, что процесс размножения электронов может осуществляться и в отдельной частице цеолитового порошка.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Т.Амиров «Цеолиты Азербайджана», Баку, «Элм», 2004
2. T.Z.Kuliyeva, N.N.Lebedeva, V.I.Orbukh, Ch.A.Sultanov, Fizika, XV, №3, 2009, 43
3. В.Г.Соловьев «Экспериментальные исследования физических свойств регулярных матричных композитов и слоистых систем с наноструктурированными органическими и неорганическими веществами» Автореферат диссертации, Санкт-Петербург.,2005

ТЕРМОЭДС ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУМАГНИТНО-ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

М. М. Махмудов
mmm@bsu.az

Бакинский Государственный Университет

В работе теоретически исследуется термоэдс вырожденного электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки. Рассмотрены различные предельные случаи толщины пленки. Найдено, что в случае сильного вырождения термоэдс определяется плотностью состояний в размерно-квантованной пленке. Также найдено, зависимость термоэдс от величины энергии обменного взаимодействия.

Как известно в сильных магнитных полях термоэдс является недиссипативным термомагнитным явлением, т.е. не зависит от механизма рассеяния и определяется только энергетическим спектром носителей тока [1]. В этом случае можно показать, что термоэдс определяется термодинамической величиной – энтропией S [1]:

$$\alpha = -\frac{1}{e} \frac{S}{n_{эл}}, \quad (1)$$

где $n_{эл}$ - концентрация электронного газа. Для вычисления S энтропии и ζ химического потенциала носителей тока можно воспользоваться известными термодинамическими соотношениями [2]:

$$S = -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial T}\right)_{V, \zeta}, \quad n_{эл} = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \zeta}\right)_{T, V}, \quad (2)$$

где V - объем электронного газа, Ω - большой термодинамический потенциал [3]:

$$\Omega = -k_0 T \sum_k \ln \left(1 + e^{\frac{\zeta - \varepsilon_k}{k_0 T}} \right), \quad (3)$$

здесь k - совокупность квантовых чисел, ε_k - энергетический спектр носителей тока. Нами был использован энергетический спектр электронного газа в размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки [3]:

$$\varepsilon_{ki}(n, k_{\perp}) = \varepsilon_i + \gamma k_{\perp}^2 + \varepsilon_0 n^2, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{0i} = \varepsilon_g \mp A$, $i=1,2$, ε_g - ширина запрещенной зоны, A - энергия обменного взаимодействия, $\gamma = 2P^2/3\varepsilon_g$, P - параметр Кейна, $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\varepsilon_0 = \gamma(\pi/d)^2$ - энергия первого пленочного уровня, d - толщина пленки, $n=1,2,\dots$ - размерное квантовое число.

Учитывая формулы (1)-(4) для термоэдс размерно-квантовой полумагнитно-полупроводниковой пленке получим:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \frac{k_0 T}{\gamma n_{эл}} \frac{1}{2\pi d} \sum_n \left[F_2(\eta_1(n)) - \eta_1(n) F_1(\eta_1(n)) + F_2(\eta_2(n)) - \eta_2(n) F_1(\eta_2(n)) \right]. \quad (5)$$

где

$$n_{эл} = \frac{k_0 T}{2\pi\gamma d} \sum_n \left[F_1(\eta_1(n)) + F_1(\eta_2(n)) \right], \quad (6)$$

- уравнение, с помощью которого можно определить ζ химический потенциал электронного газа, $F_r(\eta_i(n))$ - однопараметрический интеграл Ферми [1], $\eta_i(n) = \zeta^* - \varepsilon_{0i}^* - \varepsilon_0^* n^2$, $\zeta^* = \zeta/k_0 T$, $\varepsilon_{0i}^* = \varepsilon_{0i}/k_0 T$, $\varepsilon_0^* = \varepsilon_0/k_0 T$.

Следует отметить, что формулы (5) и (6) справедливы для любого значения температуры и толщины пленки и позволяют рассмотреть случаи для сильно вырожденного и невырожденного электронного газа. В настоящей работе рассматривается случай сильно вырожденного электронного газа. В данном случае, ограничиваясь первым при-

ближением по вырождению из (5) получим

$$\alpha = -\frac{\pi^2}{3} \frac{k_0}{e} \frac{k_0 T}{n_{el}} g(\zeta_F), \quad (7)$$

где $g(\zeta_F)$ - плотность квантовых состояний на уровне Ферми, которое для энергетического спектра (4) определяется следующим выражением:

$$g(\zeta_F) = \frac{1}{2\pi\gamma d} \left[\left[\sqrt{\frac{\zeta_F - \varepsilon_1}{\varepsilon_0}} \right] + \left[\sqrt{\frac{\zeta_F - \varepsilon_2}{\varepsilon_0}} \right] \right], \quad (8)$$

ζ_F - граница Ферми, которая определяется из (6):

$$n_{эл} = \frac{1}{2\pi\gamma d} \left[\sum_{n=1}^{n_{01}} (\zeta_F - \varepsilon_1 - \varepsilon_0 n^2) + \sum_{n=1}^{n_{02}} (\zeta_F - \varepsilon_2 - \varepsilon_0 n^2) \right], \quad (9)$$

где $n_{0i} = \left[\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_{0i})/\varepsilon_0} \right]$ - номер пленочного уровня, пересекающегося с границей Ферми, который есть целая часть числа $\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}$. Учитывая, что для сильно вырожденной сверхтонкой пленки в каждой электронной подзоне заполнен лишь один пленочный уровень ($n_{0i} = 1$), то из (9) можно определить границу Ферми следующим образом:

$$\zeta_F(d) = \varepsilon_g + \varepsilon_0 + \pi\gamma d n_{эл}. \quad (10)$$

Анализ формулы (7) показывает, что термоэдс сильно вырожденного электронного газа повторяет все особенности функции плотности состояний в размерно-квантованной пленке на поверхности Ферми и при фиксированном значении толщины пленки имеет ступенчатый характер. Поэтому всякий раз, когда энергия $\zeta_F - \varepsilon_{0i}$ совпадает с дном очередного пленочного уровня плотность состояний, а также термоэдс испытывает скачок. Другими словами, термоэдс размерно-квантованной пленки в зависимости от толщины пленки будет осциллировать. Кроме того, следует отметить, что каждая подзона пленки в термоэдс дает одинаковый вклад.

Для сверхтонкой пленки, подставляя в (7), выражение границы Ферми (10) получим:

$$\alpha = -\frac{\pi}{2} \frac{k_0}{e} \frac{k_0 T}{n_{эл}} \frac{\varepsilon_g}{P^2} \frac{1}{d} \left(1 + \frac{2n_{эл} d^3}{\pi} \right). \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что термоэдс вырожденного электронного газа в сверхтонкой пленке прямо пропорциональна температуре и не зависит от энергии обменного взаимодействия. Численный расчет, проведенный на основе данных характерных для

этих материалов [4] ($Cd_{1-x}Mn_xTe$, $\varepsilon_g = 2,34 \text{ эВ}$, $T = 77 \text{ К}$, $P = 8 \cdot 10^{-8} \text{ эВ см}$, $n_{эл1} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_{эл2} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$) показывает, что при малых концентрациях носителей тока термоэдс вырожденного электронного газа обратно пропорциональна толщине пленки, в то время как для больших значений концентраций с увеличением толщины термоэдс растет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Ленинград: Наука, 1970, 303 с.
2. Аскеров Б.М. Термодинамика и статистическая физика. Баку: Изд. БГУ, 2007, 512 с.
3. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Теплоемкость электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки. // Известия НАНА, серия физ.-мат. и тех. наук, 2009, т. XXIX, №5, с. 33-39.
4. Furduna J.K. Diluted magnetic semiconductors // J. Appl. Phys., 1988, v.64, № 4, p.R29-R64.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТООТКЛИКА В $Bi_{12}TiO_{20}$ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ИМПУЛЬСАМИ АИГ: Nd^{3+} ЛАЗЕРА.

В.Э.Багиев, Ш.М.Эфендиев, Н.Г.Дарвишов В.Х.Шарбатов

НИИ Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет, Азербайджан

Аннотация

В данной работе впервые изучены температурные характеристики неравновесных процессов в $Bi_{12}TiO_{20}$ в субнаносекундном диапазоне. В пределах модели фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости. объяснены температурные зависимости фотоотклика и времени релаксации.

Перспективный фоторефрактивный материал из группы силленитов-титаната висмута, $Bi_{12}TiO_{20}$, продолжает интенсивно изучаться с целью применения в системах управления, преобразования и записи оптической информации [1-3]. При этом представляют интерес особенности неравновесных процессов и переноса носителей заряда при ультракоротких временах. Исследование температурных характеристик фотоотклика при освещении пикосекундными импульсами лазера, позволит понять природу неравновесных процессов происшедших в кристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$ при ультракоротких временах.

В данной работе впервые изучены температурные характеристики фотоотклика в $Bi_{12}TiO_{20}$ в субнаносекундном диапазоне. Исследования проводились с использованием лазеров на основе АИГ: Nd^{3+} . Длительность оптических импульсов была: 35 пс при длине волны излучения 0,5398 мкм. Интервал интенсивностей освещения: 0,001-1 ГВт/см², при максимальной энергии излучения в одиночном импульсе 1,1 мДж. Исследования проводились в области температур: 120-400 К. Длина волны освещения лазерного импульса, была близка к полосе примесного поглощения с максимумами при 2.14 эВ и 2.65 эВ в спектрах фотопроводимости $Bi_{12}TiO_{20}$ [7].

Как нами было показано в [4], в монокристаллах $Bi_{12}TiO_{20}$, при освещении импульсами света АИГ: Nd лазера с длиной волны 0,5394 мкм и длительностью импульса 35 пс, имел место фотоотклик ассиметричной формы с максимумом при 0,8 – 1,2 нс, со

значительной задержкой во времени относительно импульса освещения. И спадающий участок фотоотклика длительностью несколько десятков наносекунд. Анализ спадающего участка показал наличие двух времен экспоненциальной релаксации со значениями в пределах $\tau_1 = 0,6-1,2$ нс и $\tau_2 = 1,3-2$ нс в области температур исследования. Нами были исследованы температурные характеристики фотоотклика в области 100-300 К.

В [4], нами была предложена модель фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости для объяснения кинетики фотоотклика в $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера. Согласно модели происходит двухступенчатый переход электронов в зону проводимости. При освещении импульсом лазера имеющем энергию фотонов 2.3 эВ, происходит внутрицентровое примесное поглощение с переходом электронов на локальный центр, энергетически расположенный у дна зоны проводимости. В дальнейшем, электроны в результате термоактивации, делокализуясь попадают в зону проводимости, что приводит к вспышке фотоотклика вследствие опустошения центров и рекомбинации из зоны проводимости

В пределах модели получены выражения для описания релаксации фотоотклика. Согласно данной модели время экспоненциальной релаксации на спадающем участке фотоотклика, соответствует времени рекомбинации(жизни) фотоиндуцированных электронов. На рис.1 показан график температурной зависимости соответствующей времени релаксации в монокристаллах в $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Как видно из рисунка с ростом температуры, при низких температурах, вплоть до $T \sim 250\text{K}$, время релаксации τ уменьшается. Выше данной температуры τ частично растет. Подобное уменьшение τ мы объясняем наличием рекомбинационных барьеров в кристаллах $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в пределах данного предполо-

жения: $\tau = \tau_0 e^{-\frac{W}{kT}}$..Рекомбинационные барьеры могли быть связаны или с флуктуациями неоднородностей о которых нами говорилось в [7], или же с пространственной локализацией электронов вследствие сильного электрон-фононного взаимодействия в указанных кристаллах. Из анализа температурной зависимости τ на спадающем участке температурной зависимости, нами получено значение рекомбинационного барьера в $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$: $W=0,045$ эВ. Рост τ при температурах выше 350К, мы можем объяснить с ростом заселенности рекомбинационного центра, вследствие перехода (переселения) неравновесных электронов из мелких быстрых уровней многократного прилипания на глубокий центр рекомбинации.

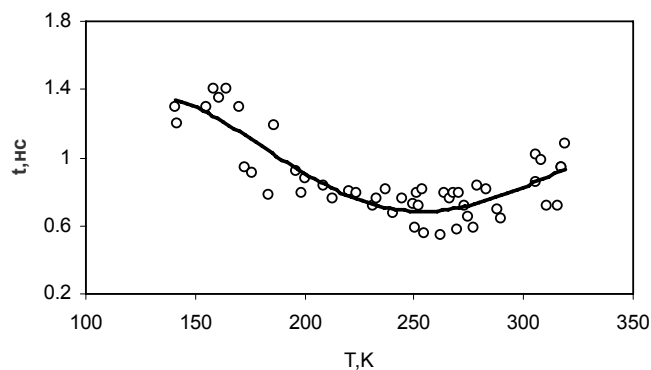


Рис.1 Температурная зависимость релаксации фотоотклика в $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм. Напряжение на образце: 260

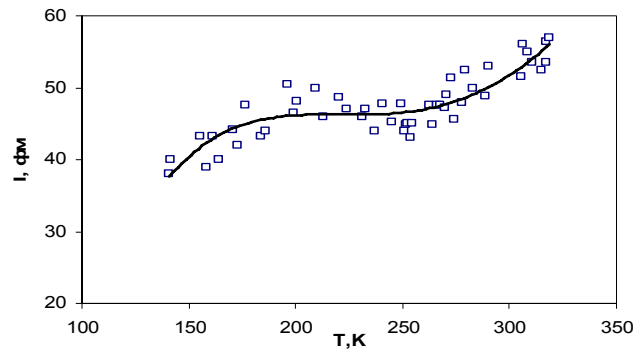


Рис.2 Температурная зависимость фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм нормализованная к мощности 0,5мДж. Напряжение на образце: 260В.

На рис.2 показана температурная зависимость пика фотоотклика ($J_{\text{ф.мак}}$). Как видно из рисунка $J_{\text{ф.мак}}$ в области $T=100\text{—}200\text{К}$ растет. Далее, $J_{\text{ф.мак}}$ выходит не плато при 200-250К. А при $T \geq 250\text{К}$ вновь наблюдается рост $J_{\text{ф.мак}}$. В работе [5], в пределах вышеуказанной модели фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости, нами получено выражение для значений концентрации неравновесных носителей на максимуме фотоотклика:

$$n_{\text{ф,мак}} = n(t_{\text{мак}}) = m_0 (\tau \gamma N_{\text{см}})^{\frac{1}{1-\tau \gamma N_{\text{см}}}} \quad (1)$$

Где: n - концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости

m_0 - концентрация неравновесных электронов на локальном центре в начальный момент,

$N_{\text{см}}$ - эффективная плотность состояний в зоне проводимости приведенная к уровню локального центра.

γ - коэффициент захвата электронов на локальный центр.

τ - время жизни(рекомбинации) электронов в зоне проводимости.

Соответственно, для удельной электропроводимости на максимуме фотоотклика имеем:

$$\sigma_{\text{ф.мак}} = n_{\text{ф.мак}} e \mu = e \mu m_0 (\tau \gamma N_{\text{см}})^{\frac{1}{1-\tau \gamma N_{\text{см}}}} \quad (2)$$

Где: μ - микроскопическая подвижность электронов.

Как видно из выражения (2), факторами влияющими на температурную зависимость фотоотклика являются: микроскопическая подвижность электронов (μ), время рекомбинации (τ) и $N_{\text{см}}$. В работе [6], методом голографического времени пролета – “holographic time of flight”(НТОФ) исследована температурная зависимость подвижности в кристаллах типа силленита и показано что, подвижность с ростом температуры умеренно падает, подчиняясь зависимости соответствующей модели полярона большого радиуса (ПБР). С другой стороны мы выше наблюдали уменьшение τ с ростом температуры при $T = 100\text{--}250\text{К}$. Однако решающим является имеющий более сильную (экспоненциальную) температурную зависимость фактор $N_{\text{см}}$. Численный анализ выражения (1) показал что, при повышении температуры при росте множителя $\tau N_{\text{см}}$, величина концентрации неравновесных носителей на пике фотоотклика должен асимптотически приближаться к m_0 . Однако после плато в области $T=200\text{--}250\text{К}$ фотоотклик вновь начинает расти с ростом температуры. Последнее могло быть связано как с изменением механизма рассеяния электронов при более высоких температурах, так же и некоторым

влиянием фактора инжекции через запирающий барьер на контакте с металлическими электродами кристаллов титаната висмута.

1. Elvin W.Weidner, Armin Kiessling and Richard Kowarschik <<Stable self-focused beams in a photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal>>,- Optics Express, Vol 12,Issue 20, pp 4993-4998 (2004).
- 2.M.P.Sampedro, M.A.Cerezo Jacome, D.Ramirez Martinez, M.Mendez Otero, M.Palomino Ovando, << Periodic modulation on the refractive index in a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal.>> Crystal Research and Technology, V.41,Issue 7, pp.685-688, July 2006.
3. Xiangqi Zhu, Jinlong Zhang and Feng Chen <<Hydrothermal synthesis of nanostructures $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ and their photocatalytic activity on acidorange 7 under visible light >>,- Chemosphere Volume 78, Issue 11, March 2010, Pages 1350-1355 .
4. В.Э.Багиев,Ш.М.Эфендиев,В.Х.Шарбатов,Н.Г.Дарвишов << Время жизни неравновесных носителей тока в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера.>> Fizikanın müasir problemləri IV respublika konfransının materialları. BDU, FPI, Bakı 2010,s.23-26.
5. В.Э.Багиев,Ш.М.Эфендиев,В.Х.Шарбатов,Н.Г.Дарвишов << Микроскопическая подвижность неравновесных носителей тока в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ индуцированных пикосекундными импульсами лазера.>> Fizikanın müasir problemləri IV respublika konfransının materialları. BDU, FPI, Bakı 2010,s.20-23.
6. IvanBiaggio , Robert.W.Hellwarth and Jouni.P.Partanen ,<<Band Mobility of Photo-excited Electrons in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ >> - Phys.Rev.Lett. v.78,N5,1997,pp.891-894.
7. Sh.M. Efendiev , V.E. Bagiev , A.Kh. Zeynallı , V.A.Balashov,V.A.Lomonov, A.A.Majer, «Optical Properties of $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ Single Crystals». -. Phys.Stat.Solidi (a) 1981, v.63, N1, p.K19-K22

БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ GaSe

Д.Дж. Аскеров, С.Г Абдинова, А.М. Агаев

Азербайджанская государственная нефтяная академия

В статье приведен краткий обзор методов получения, особенности ,а также электрические и фотоэлектрические свойств барьерных структур на основе селенда галлий.

Благодаря особенностям кристаллической структуры, полупроводники типа $A^3 B^6$ проявляют целый ряд интересных свойств В частности, анизотропность структуры $A^3 B^6$, проявляющаяся в легкости механического удаления тонких слоев перпендикулярно оси «С», дает возможность получения «зеркальных» поверхностей, лишенных дефектов. В связи с этим, следует ожидать создания на тонких поверхностях «идеальных» барьерных структур. Вопросам исследования барьерных структур на основе селенида галлия посвящен ряд работ [1-8]. В частности, к настоящему времени получены и исследованы: GaSe-SnO₂, GaSe-GaAs, GaSe-InSe, GaSe-CuInSe₂ гетеропереходы (ГП) а также Bi-GaSe, Sb-GaSe,Cd-GaSe барьеры Шоттки и ряд других барьерных структур (таблица 1).

Фотоэлектрические параметры барьерных структур на основе GaSe

Таблица 1

Структура	$J_{кз}$ мА/см ²	$U_{хх}$ В	η %	освещение	ссылка
Cd-GaSe	0.3-0.9	0.25-0.48	0,6	10лк	3
Sb-GaSe	2.0	0.62	1.3	0.3 Вт\см ²	6
SnO ₂ -GaSe	0,2	0.65	0,3	10 лк	.2
CuInSe ₂ - GaSe	1,5	0.42	0.26	0.1 Вт\см ²	8

А.Ф.Иоффе [1] впервые указал на возможность получения ГП путем прямого тесного (оптического) контакта двух полупроводников. Методом оптического контакта ГП возникает при сближении поверхностей контактирующих двух твердых тел на расстоянии порядка радиуса действия молекулярных сил. Естественно, что для того, чтобы электрические характеристики такого контакта определялись объёмными свойствами приводимых в соприкосновении материалов должны выполняться следующие условия:

1. Ширина области раздела между двумя материалами по всей площади контакта не должна превышать параметры решеток двух материалов;

2. Приповерхностные слои должны быть «идеальными», т.е. нарушение механической обработки и инородные вещества должны отсутствовать

Гетеропереходы GaSe-SnO₂ [2] были получены методом пульверизации холодного спиртового раствора хлорного олова на воздухе на ненагретую свежесколотую поверхность GaSe. Омический контакт к GaSe изготовлялся сплавлением в инертной атмосфере сплава In-Ga и In-Ag, соответственно, а к SnO₂- вакуумным напылением Ag.

Исследования электрических и спектральных характеристик GaSe-SnO₂ ГП показали, что прямая ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) состоит из пяти участков; омического участка, области квадратичной зависимости, высокостепенной области, участка с квадратичной зависимостью и области сильного возрастания тока. Свойства областей первых четырех указывают на то, что ВАХ может быть объяснена на основе токов, ограниченных пространственным зарядом.

Авторами работ исследованы фотоэлектрические свойства GaSe-SnO₂ гетероструктур. В спектральной зависимости фотоответа около края поглощения в GaSe при T=80 К были обнаружены две полосы: E₁, при $h\nu=2,101$ эВ и E₂ при $h\nu=2,13$ эВ. Полоса E₁ соответствует экситонному поглощению в спектре поглощения. При $h\nu=2,101$ эВ в GaSe образуются связанные электрон-дырочные пары, которые по различным причинам могут распадаться на свободные носители галлия.

В работе [5] авторы получили ГП pGaSe-nGaAs методом оптического контакта и исследовали электрические свойства таких структур. В работе [6] обсуждены механизмы переноса носителей заряда через переход, а также изучены процессы, определяющие фотоответ GaSe-InSe. Установлено, что при освещении структуры световым пучком ($\lambda=675-880$ нм), проходящим через GaSe и поглощающимся в InSe, происходит интенсивная фотолуминесценция в InSe, спектральный состав которого совпадает со спектральным составом электролюминесценция такого же перехода.

Наряду с этими барьерными структурами, интересные свойства могут проявлять ГП GaSe-CuInSe₂, так как оба полупроводника (GaSe и CuInSe₂) являются анизотропными соединениями. Как было отмечено в [7], эта структура впервые была получена методом оптического контакта. Но, полученные таким образом, структуры особым выпрямлением и фоточувствительностью не отличались.

Следует отметить, что наряду с простотой технологии создания ГП, метод оптического контакта имеет ряд существенных недостатков. Это, прежде всего, относится к необходимости приложения к контактируемым полупроводникам заметных механиче-

ских нагрузок для приведения их в тесный контакт, что может изменить свойства этих полупроводников. Свойства таких контактов могут быть нестабильными и зависеть от величины нагрузки. В этой связи, для создания ГП со стабильными параметрами на основе соединения GaSe, кристаллизующегося в гексагональной структуре, и CuInSe₂ особую значимость приобретают известные методы получения ГП, лишенные недостатков.

В работе [8] приводятся результаты исследований электрических и фотоэлектрических свойств GaSe-CuInSe₂, полученных в вакууме напылением полукристаллического порошка на нагретую поверхность монокристаллической подложки GaSe. Омический контакт на GaSe предварительно был нанесен сплавлением индия, а к пленке CuInSe₂ для омического контакта использовался эвтектический сплав In-Ga. Показано, что механизм токопрохождения в GaSe-CuInSe₂ структурах обусловлен термоэлектронной эмиссией. Область fotocувствительности охватывает (0,5÷2,2) мкм. На основе анализа конфигурации расположения атомов на стыкующихся плоскостях показано, что на поверхности гексагонального GaSe, перпендикулярной оси «С», происходит ориентированный рост пленки CuInSe₂ халькопиритной структуры с ориентацией (112).

Таким образом, результаты исследований показали, что гетероструктуры можно создавать не только между полупроводниками одинаковой кристаллической структуры, но и с различными кристаллическими структурами. При этом, одним из необходимых условий выращивания таких анизокристаллических гетероструктур является соответствие конфигураций расположения атомов и малое несоответствие (η 3%) межатомных расстояний на контактирующих поверхностях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе А.Ф. Выпрямление на границе двух полупроводников. ЖТФ, 1948, т.18, №18, с.с.1498-1510
2. Tatsuma G., Tahimura S. Electrical and optical properties of GaSe-SnO₂ heterojunctions.-Jap. Journ. Appl. Phys 1976.
3. Вакууменко В.П., Чишко В.П. Электрические свойства оптических контактов слоистых полупроводников, -ФТП, 1977, Т 11, №10, с.2046.
4. Садыгов М.С. Электрические фотоэлектрические свойства Sb-GaSe и Cu-GaSe барьерных структур. Автореферат, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1982, с.18.
5. Кязым-заде А.Г., Джафаров Д.Х., Тагиров В.Г. Гетеропереходы GaAs-pGaSe, ФТП, 1979, 13, №10, с.1990-1993.
6. Бакууменко В.П. и др. Исследование гетеропереходов приготовленных посадкой на оптический переход - ФТП, 1980, т.14, №6, с.1115-1117.
7. Абдинов А.А и др. Электрические и фотоэлектрические свойства изотипных гетеропереходов. GaSe- CuInSe₂ – ФТП, 1982, т.6, №2, с.353-355.
8. Аскеров Д.Д., Джафаров Т.Д., Агаев А.М. Электрические и фотоэлектрические свойства CuInSe₂-GaSe гетеропереходов. Препринт №257, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1988, с.20.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НАНО-РАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ СУЛЬФИДОВ ЦИНКА И КАДМИЯ**Джафаров М.А., Насиров Э.Ф.***Бакинский Государственный Университет,
Институт Физических Проблем, отдел физики полупроводников.*

Тонкие полупроводниковые пленки на основе халькогенидов кадмия CdS, CdSe, CdTe, а также их гетероструктурные комбинации типа ядро/оболочка CdSe/CdS или CdTe/CdSe также широко используются в различных устройствах, например, в качестве активной среды полупроводниковых лазеров, материала для изготовления фотоэлементов, солнечных батарей, фотодиодов, фоторезисторов, детекторов рентгеновского излучения, светодиодов, люминофоров. Структуры сульфидов кадмия и цинка обусловлены химическим строением исходного тиомочевинного координационного соединения.

Свойства металлосульфидов, получаемых вакуумным напылением, газотранспортными реакциями, пульверизацией растворов, значительно отличаются по своим физико-химическим и экономическим параметрам. В этой связи возникает потребность в таких технологиях, которые обеспечивали бы получение металлосульфидных систем с заранее заданными характеристиками. Одним из альтернативных способов получения подобных систем является химическое осаждение сульфидов из водных растворов, содержащих ион металла, щелочной агент и халькоген-органический лиганд. Синтез металлосульфидов во многих случаях осуществляется с применением тиоамидов, например, такими как тиосемикарбазид (ТСК) и тиомочевина (ТМ). Молекула ТМ имеет плоское строение, тогда как в ТСК атом амидного азота отклоняется от плоскости. Для понимания физикохимии процессов осаждения нанокристаллических и наноразмерных пленок металлосульфидов из водных растворов совершенно необходима надежная информация о составе, устойчивости и областях существования различных координационных соединений того или иного иона металла. Располагая информацией о процессах комплексообразования в подобных системах, можно в дальнейшем использовать ее для анализа процессов комплексообразования в системах “ион металла – вода – гидроксид-анион – тиоамид”, результаты которого в свою очередь могут быть использованы для прогнозирования специфики процессов осаждения металлосульфидов из водных растворов, содержащих вышеуказанные реагенты.

Существенным достижением нанотехнологий является создание низкоразмерных полупроводниковых структур с пространственным ограничением носителей заряда. Такие регулярные упорядоченные структуры могут формироваться при периодическом прерывании процесса роста полупроводника, осаждаемого на поверхность подложки. Для этого класса материалов характерно как получение наночастиц, так и гетероструктур на основе соединений типа халькогенидов переходных металлов. Наряду с физическими способами получения таких систем продолжают активно развиваться и совершенствоваться методы химического синтеза на основе коллоидных систем, гидролизной обработки и др.

В предыдущих исследованиях показано, что в зависимости от природы ТКС сульфид кадмия может быть осажден в различных модификациях. В этой связи не вызывает сомнений, что для понимания физикохимии процессов осаждения мелкокристаллических и тонкопленочных металлосульфидов из водных растворов совершенно необходима надежная информация о составе, устойчивости и областях существования различных координационных соединений того или иного иона металла с такими лигандами, как H_2O и OH^- . Несмотря на то, что аква- и гидроксокомплексы ионов металлов известны довольно давно и подверглись весьма серьезному и обстоятельному изучению, до сих пор не существует единой модели, позволяющей адекватно описывать их характеристики и «генетическую» взаимосвязь друг с другом в иерархии многочислен-

ных процессов комплексообразования и возникающих при этом равновесных состояний в системах “ион металла – вода – гидроксид-анион”. Располагая информацией о процессах комплексообразования в подобных системах, можно в дальнейшем использовать ее для анализа процессов комплексообразования в системах “ион металла – вода – гидроксид-анион – тиоамид”, результаты которого в свою очередь могут быть использованы для прогнозирования специфики процессов осаждения металлосульфидов из водных растворов, содержащих вышеуказанные реагенты.

Из координационных соединений $[\text{Cd}(\text{thio})_2\text{Cl}_2]$ формируется более устойчивая вюрцитная структура $w\text{-CdS}$, тогда как из комплексов $[\text{Cd}(\text{thio})_2(\text{CH}_3\text{COO})_2]$ и $[\text{Cd}(\text{thio})_2(\text{bi-SO}_4)]$ осаждаются преимущественно кристаллы $s\text{-CdS}$. Объемные ацетатные и сульфатные лиганды являются стерически затрудненными, поэтому в процессе выделения фазы CdS пространственно наиболее выгодным оказывается такое окружение атома кадмия во второй координационной сфере, которое соответствует структурному типу сфалерита. В случае, когда CdS и ZnS кристаллизуются в одной решетке, оказывается возможной непрерывная растворимость компонентов. Так как при использовании хлоридных прекурсоров и низкой температуры синтеза (350°C) происходит выделение CdS и ZnS разного кристаллохимического строения, твердые растворы формируются в термодинамически устойчивых модификациях $w\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ вблизи сульфида кадмия и $s\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ вблизи сульфида цинка, что и обуславливает ограниченную растворимость. Выделение сульфидов кадмия и цинка с кубической решеткой при использовании ацетатных прекурсоров и низких температур синтеза ($350\text{--}400^\circ\text{C}$) способствует образованию неограниченных твердых растворов $s\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$. Значительным фактором, оказывающим воздействие на фазовый состав и оптическую ширину запрещенной зоны пленок $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$, является характер твердофазного равновесия в рассматриваемой системе.

Наряду с термообработкой на воздухе выполнены эксперименты по отжигу структур в негерметично закрытой емкости при выдерживании определенного соотношения между величиной ее объема $V_{\text{негерм}}$ и площадью поверхности активируемых пленок $S_{\text{пл}}$. При $V_{\text{негерм}}/S_{\text{пл}} = \sim 40$ наблюдается оптимальный уровень окисления пленок. Об этом свидетельствует повышение вольт-ваттной фоточувствительности в несколько раз

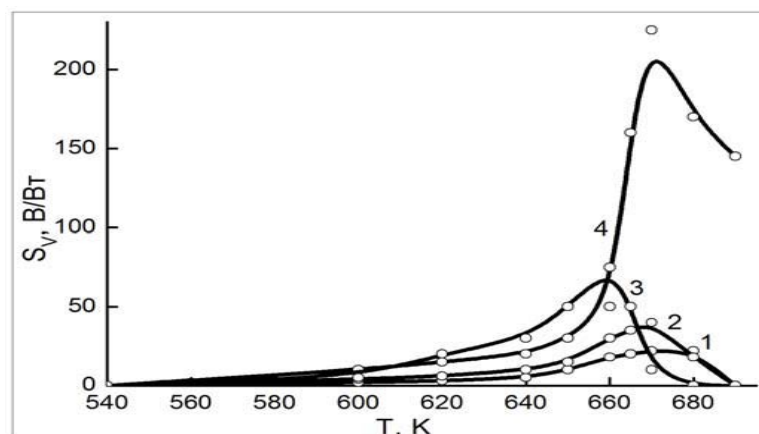


Рис. 1. Зависимость вольт-ваттной чувствительности сэндвич-структур от температуры отжига в открытом объеме (1) и при различном соотношении $V_{\text{негерм.}}/S_{\text{пл}}$: 20 (2), 40 (4), 95 (3)

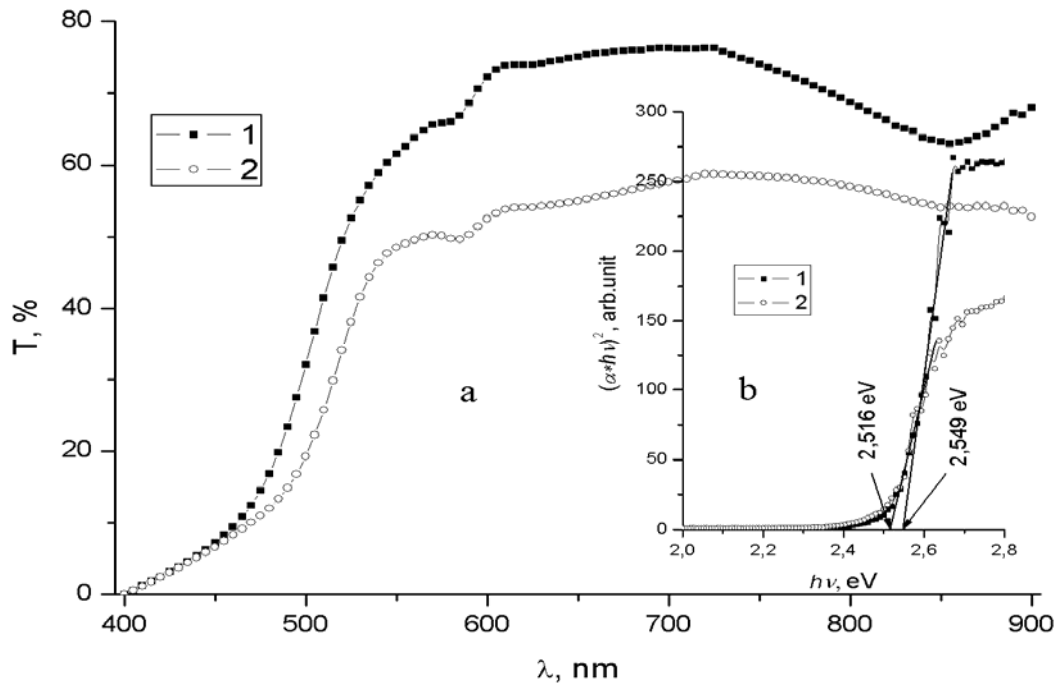


Рис. 2. Спектр пропускания наноразмерных пленок $Cd_{1-x}Zn_xS$ до (1) и после отжига (2)

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдинов А.Ш., Джафаров М.А., Мамедов Г.М., Насиров Э.Ф. Функциональные возможности пленок $CdSe_{1-x}Te_x$, осажденных из водного раствора, в ИК области спектра // "Прикладная физика", Москва, 2008. В.3, с.84-89.
2. Абдинов А.Ш., Джафаров М.А., Мамедова С.А. Рекомбинационные процессы в пленках $CdSe_{1-x}Te_x$, осажденных из раствора химическим способом. «Неорганические материалы» 2007. В.3, с.1-3

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЕНОК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Zn_xCd_{1-x}Se$ МЕТОДОМ ПОСЛОЙНОГО ГИДРОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ

Джафаров М.А., Насиров Э.Ф.

*Бакинский Государственный Университет,
Институт Физических Проблем, отдел физики полупроводников.*

Одной из главных сторон решения проблемы синтеза $Zn_xCd_{1-x}Se$ является выбор тонкопленочной технологии. Серийное производство и широкое применение детекторов возможно при условии, что методы их получения будут отличаться простотой, низкой стоимостью, высокой воспроизводимостью характеристик, способностью к проведению целенаправленного синтеза. К их числу следует отнести химическое осаждение из водных растворов.

Однако к настоящему времени практически отсутствуют публикации по физико-химическим закономерностям гидрохимического осаждения пленок селенида цинка и твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$, до конца не исследованы их структура, состав, условия сенсibilизации и фотоэлектрические свойства. Одним из простых и удобных техноло-

гических приемов гидрохимического синтеза $Zn_xCd_{1-x}Se$ является послойное осаждение индивидуальных селенидов кадмия и цинка с последующей термообработкой полученных сэндвич-структур для обеспечения условий формирования твердых растворов.

Учет кристаллизационного фактора почти на четыре порядка повышает требуемую для образования твердой фазы CdSe начальную концентрацию соли металла. Установлено, что до pH = 10 образование ZnSe практически исключено, так как более устойчивой будет фаза гидроксида цинка. Была проведена проверка антиоксидантного действия сульфита натрия по отношению к селеномочевине при соотношении $[CSe(NH_2)_2]:[Na_2SO_3] = 1:1$. Выявлено, что до pH = 11,5 растворы селеномочевины устойчивы до 7 суток. В области pH = 12,0–12,5 устойчивость снижается до 1 суток. Этого вполне достаточно для проведения процесса осаждения селенидов металлов в принятых работе условиях.

Основная задача кинетических исследований по осаждению CdSe и ZnSe заключалась в выявлении роли и вклада компонентов реакционной смеси в скорость процесса, определении влияния температуры, площади межфазной поверхности. Кинетические закономерности накопления в растворе твердой фазы селенида кадмия изучались при следующем содержании компонентов реакционной смеси, моль/л: $[Cd(CH_3COO)_2] = 0,0425-0,150$; $[(NH_2)_2C_2H_4] = 0,15-0,25$; $[NH_4CH_3COO] = 1,3-2,0$; $[CSeN_2H_4] = 0,02-0,15$; $[Na_2SO_3] = 10^{-4}-10^{-2}$; $[NH_4I] = 10^{-3}-2 \cdot 10^{-2}$, а кинетика химического осаждения растворов при содержании компонентов реакционной смеси, моль/л: $[ZnCl_2] = 0,025-0,10$; $[Na_2H_2(CH_2)_2N_2(CH_2COO)_4] = 0,03 - 0,15$; $[CSeN_2H_4] = 0,03-0,10$; $[Na_2SO_3] = 0,01-0,1$. Процесс образования CdSe изучался в диапазоне температур 308–353 К, а ZnSe 323–358 К. Оценка величины поверхности твердой фазы и ее влияние на скорость процесса обеспечивались путем введения в реактор определенной навески классифицированного стеклянного порошка, предварительно покрытого селенидом металла. Проведены исследования по влиянию времени осаждения и температуры процесса на скорость роста пленок селенидов кадмия и цинка (рис. 1). Приведены результаты термосенсибилизации химически осажденных пленок CdSe, сэндвич-структур на основе CdSe и ZnSe, изучены условия образования твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$, их состав, структура и функциональные свойства. Свежеосажденные из этилендиамин-ацетатной смеси пленки CdSe, слои ZnSe из трилонатной системы и сэндвич-структуры на их основе не обладают выраженными фоточувствительными свойствами. В качестве основной технологической операции для обеспечения фоточувствительности слоев наряду с добавкой в реакционную смесь йодида аммония использовалось термическое окисление на воздухе.

В работе основной объем исследований по определению оптимальных условий термообработки выполнен на четырехслойных структурах ZnSe–CdSe–ZnSe–CdSe. Несомненно, что основные параметры термообработки (температура и продолжительность процесса) связаны с числом слоев в сэндвич-структуре.

Для поиска условий отжига, обеспечивающих получение требуемых фотоэлектрических характеристик полупроводниковых пленок, испытывались четыре режима термообработки. Образцы нагревались как на открытом воздухе, так и в негерметично закрытой емкости, т.е. в условиях ограничения поступления к образцам кислорода воздуха. Фотоотклик пленок CdSe возникает при нагреве выше 523–553 К и продолжительности отжига 40–50 минут. Установлено, что с увеличением температуры обработки пленок селенида свинца и сэндвич-структур, имеет место эволюционный характер изменения их состава и микроструктуры, зависящий от образования и количества кислородсодержащих фаз.

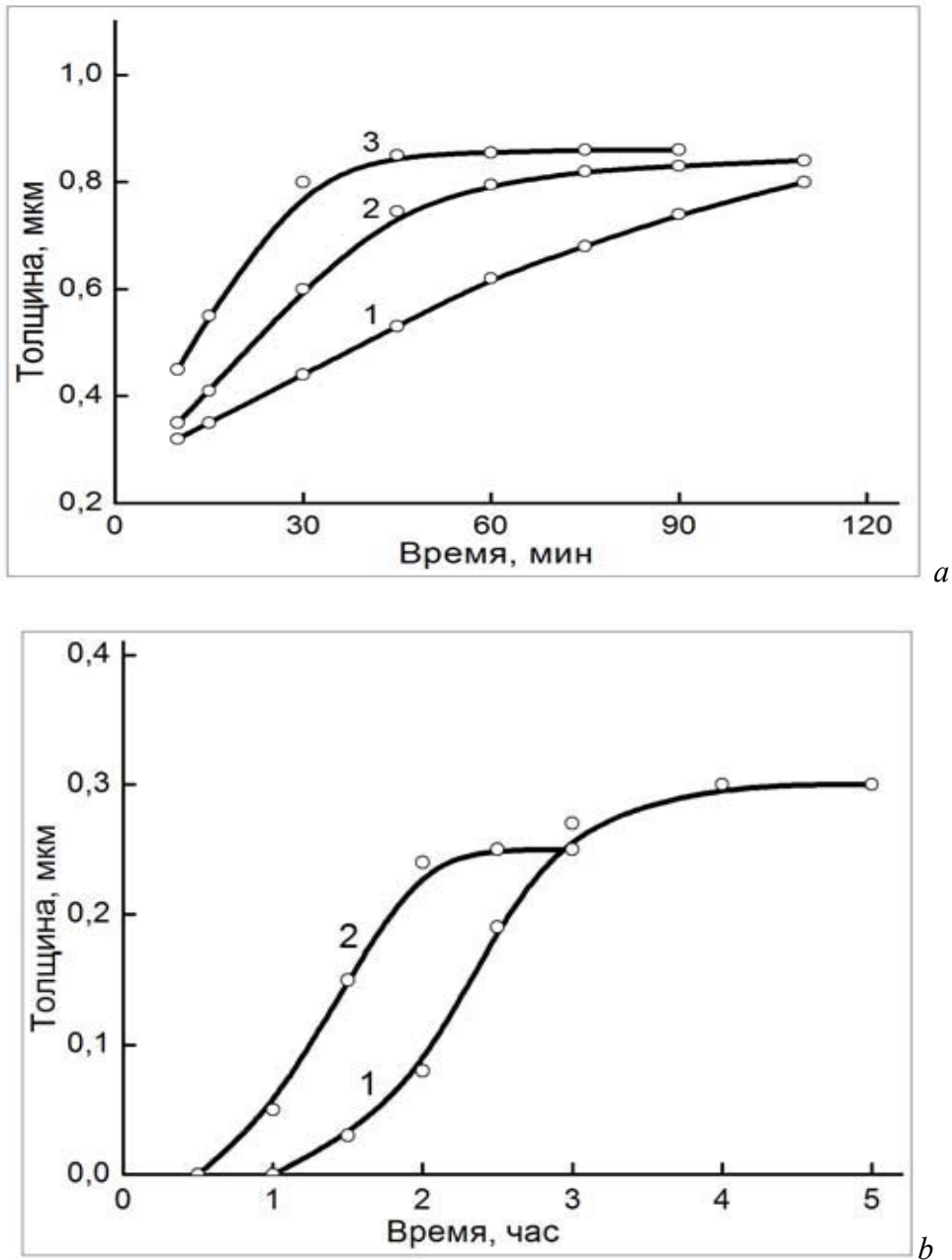


Рис. 1. Кинетика роста пленки CdSe (а) при 294 К (1), 308 К (2), 333 К (3) и ZnSe (б) при 343 К (1) и 353 К (2)

ЛИТЕРАТУРА

1. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mammadova S.A. Solar Cells on the base of $Cd_{1-x}Zn_xS/CdSe_{1-x}Te_x$ heterojunctions. Technical and Physical Problems in Power Engineering. 2006, p.1072-1074.
2. Джафаров М.А. Продольные фотоприемники на основе пленок CdSe:Cu, осажденных из раствора // Прикладная физика. Москва, 2000, в.6, с.68-73.
3. Джафаров М.А. Фотоэлектрические свойства пленок $Cd_{1-x}Zn_xS$, осажденных из водного раствора // Неорганические Материалы, 1999, т.35, в.11. с.1307-1312.

**ЛЮКС-ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТООТКЛИКА
В $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ИМПУЛЬСАМИ АИГ: Nd^{3+} ЛАЗЕРА.**

В.Э.Багиев,Ш.М.Эфендиев,Н.Г.Дарвишов В.Х.Шарбатов

НИИ Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет, Азербайджан

В работе исследованы люкс-характеристики фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами АИГ: Nd^{3+} лазера. Показаны факторы приводящие к сублинейной люкс-характеристике.

Монокристаллы титаната висмута, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, в последние годы продолжают интенсивно изучаться как перспективные фоторефрактивные материалы [1-3]. Исследование люкс-характеристик фотоотклика при освещении пикосекундными импульсами лазера, позволит понять природу неравновесных процессов происходивших в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с целью их применения в системах управления, преобразования и записи оптической информации..

В данной работе впервые изучены люкс- характеристики фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ в субнаносекундном диапазоне. Исследования проводились с использованием лазеров на основе АИГ: Nd^{3+} . Длительность оптических импульсов была: 35пс при длине волны излучения 0,5394 мкм. Интервал интенсивностей освещения: 0,001-1ГВт/см² ,при максимальной энергии излучения в одиночном импульсе 1,1 мДж. Исследования проводились в области температур: 120-400К. Длина волны освещения лазерного импульса, была близка к полосе примесного поглощения с максимумами при 2.14эВ и 2.65эВ в спектрах фотопроводимости $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [4].

Как нами было показано в [5], в монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, при освещении импульсами света АИГ:Nd лазера с длиной волны 0,5394 мкм и длительностью импульса 35 пс, имел место фотоотклик ассиметричной формы с максимумом при 0,8 – 1,2 нс, со значительной задержкой во времени относительно импульса освещения . На рисунке 1 представлены люкс- характеристики фотоотклика измеренные в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при комнатной температуре.Как видно из рисунка люкс- характеристика сублинейна со степенью 0.85 вплоть до интенсивности импульса 90 МВт/см²,выше которой происходит излом и степень зависимости уменьшается приближаясь к 0.7 . Дополнительная подсветка из области примесной фоточувствительности, для энергий фотонов 1.5-3 эВ , приводит к уменьшению степени зависимости до 0.7 и при этом излом имеющий место при 90 МВт/см² исчезает.

На рисунке 2 представлены люкс- характеристики фотоотклика измеренные в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при температуре 120К. Как видно из рисунка, в начале имеет место сублинейность со степенью 0.5, которая выше энергии импульса (30-40) МВт/см² приобретает степень0.7. При подсветке из области примесной фоточувствительности, степень изначальной сублинейности несколько растет приближаясь к 0.6 и расширяясь до энергий 100 МВт/см² ,выше которой степень становится равной 0.5 . В обоих случаях дополнительная подсветка из области примесной фоточувствительности приводит к увеличению фотоотклика.При комнатной температуре в среднем 1.2 раза, а при азотной температуре, более значительно-2.8 раза.

В [5], нами была предложена модель фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости для объяснения кинетики фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера В работе [6], в пределах вышеуказанной модели фотоиндуцированной примесно-термоактивационной проводимости, нами получено выражение для значения концентрации неравновесных носителей на максимуме фотоотклика:

$$n_{\phi, \max} = m_0 (\tau \gamma N_{cm})^{\frac{1}{1 - \tau \gamma N_{cm}}} \quad (1)$$

Где : m_0 - концентрация неравновесных электронов на локальном центре в начальный момент,

N_{cm} - эффективная плотность состояний в зоне проводимости приведенная к уровню локального центра.

γ - коэффициент захвата электронов на локальный центр.

τ - время жизни(рекомбинации) электронов в зоне проводимости.

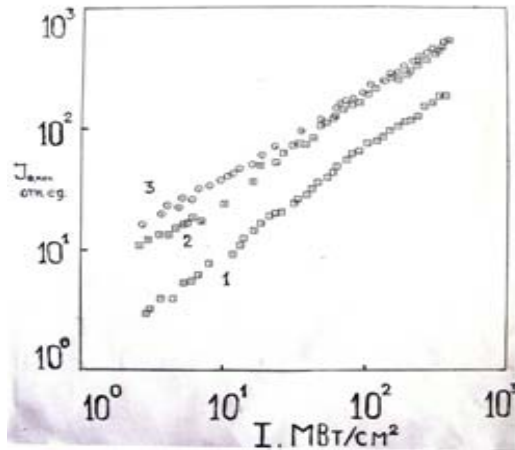


Рис.1 Люкс- зависимость фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм. (графики 1; 2)и при подсветке непрерывным светом из области примесной фоточувствительности(3). Комнатная температура($T=295\text{K}$).Напряжение на образце: 260В(2; 3) и100В(1)

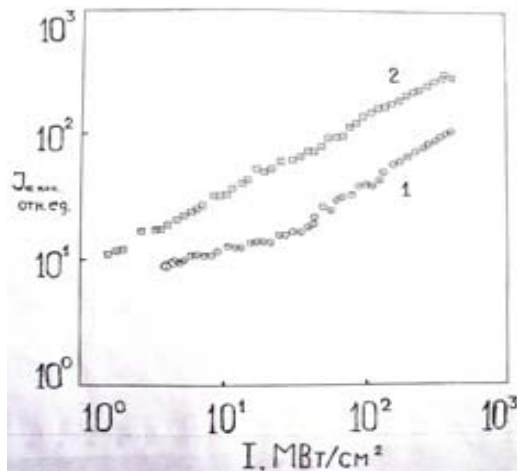


Рис.2 Люкс- зависимость фотоотклика в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными (35пс) импульсами лазера $\lambda=0,5394$ мкм. (1)и при подсветке непрерывным светом из области примесной фоточувствительности(2).Азотная температура($T=120\text{K}$).Напряжение на образце: 260В.

Соответственно, для удельной электропроводимости на максимуме фотоотклика имеем:

$$\sigma_{\phi.\max} = n_{\phi.\max} e\mu = e\mu m_o (\tau\gamma N_{cm})^{\frac{1}{1-\tau\gamma N_{cm}}} \quad (2)$$

Где: μ - микроскопическая подвижность электронов.

Если иметь ввиду, что начальная концентрация носителей на локальном уровне, равна количеству фотонов поглощенных глубоким примесным центром E_A с точностью квантового выхода $-\beta$, т.е.

$$m_o = \beta\alpha I \quad (3)$$

где, α – коэффициент поглощения $Bi_{12}TiO_{20}$ при $\lambda = 0,5398$ мкм, равная $\alpha = 6.5\text{см}^{-1}$ [4], I – количество фотонов лазерного импульса падающих на единичную площадь поверхности образца. Следовательно, зависимость удельной электропроводимости на максимуме фотоотклика от интенсивности лазерного импульса будет иметь вид:

$$\sigma_{\phi.\max} = e\mu \beta\alpha I (\tau\gamma N_{cm})^{\frac{1}{1-\tau\gamma N_{cm}}} \quad (4)$$

Как видно из выражения (3), факторами влияющими на люкс- зависимость фотоотклика являются: микроскопическая подвижность электронов (μ), время рекомбинации (τ) и коэффициент поглощения (α) Сублинейность люкс-характеристик мы связываем с влиянием фотогенерации на барьер Шоттки, о наличии которой на контакте с металлическими электродами в кристаллах типа силленита нами сообщалось в [8]. Как известно,освещение, т.е. рост концентрации свободных носителей в зоне проводимости эквивалентно к смещению уровня Ферми к зоне проводимости и следовательно к росту высоты барьера [7],которая в свою очередь частично компенсирует увеличение фотоотклика при увеличении интенсивности импульса освещения приводя к сублинейности люкс-характеристик.Однако, влиянием механизма фотопроводимости в неоднородной структуре с флуктуационным потенциалом, и ростом рассеяния электронов на заряженных примесных центрах, концентрация которых вследствие перезарядки центров растет по мере роста интенсивности освещения, так же нельзя пренебречь. Излом в люкс-характеристиках при мощностях освещения лазерного импульса 90-100 МВт/см² мы связываем с уменьшением времени жизни вследствие квадратичной рекомбинации и по точке излома можем определить изначальную концентрацию свободных мест на центре рекомбинации. Последнее оказалась равной $1.5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ (в предположении $\beta=1$). Влияние дополнительной подсветки из области примесной фоточувствительности, которая оказывается более ошутимой при низких температурах,мы объясняем с ростом времени жизни из-за увеличения степени заселенности центров рекомбинации вследствие перезарядки примесных центров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elvin W.Weidner, Armin Kiessling and Richard Kowarschik <<Stable self-focused beams in a photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal>>,- Optics Express, Vol 12,Issue 20, pp 4993-4998 (2004).
- 2.M.P.Sampedro, M.A.Cerezo Jacome, D.Ramirez Martinez, M.Mendez Otero, M.Palomino Ovando, << Periodic modulation on the refractive index in a $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal.>> Crystal Research and Technology, V.41,Issue 7, pp.685-688, July 2006.
3. Xiangqi Zhu, Jinlong Zhang and Feng Chen <<Hydrothermal synthesis of nanostructures $Bi_{12}TiO_{20}$ and their photocatalytic activity on acidorange 7 under visible light >>, - Chemosphere Volume 78, Issue 11, March 2010, Pages 1350-1355
4. Sh.M. Efendiev, V.E. Bagiev, A.Kh. Zeynalli, V.A.Balashov, V.A.Lomonov, A.A.Majer, «Optical Properties of $Bi_{12}TiO_{20}$ Single Crystals».Phys.Stat.Solidi (a) 1981, v.63, N1, p.K19-K22

5. В.Э.Багиев,Ш.М.Эфендиев,В.Х.Шарбатов,Н.Г.Дарвишов << Время жизни неравновесных носителей тока в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при освещении пикосекундными импульсами лазера.>> Fizikanın müasir problemləri İV respublika konfransının materialları. BDU, FPI, Bakı 2010,s.23-26.

6.В.Э.Багиев,Ш.М.Эфендиев,В.Х.Шарбатов,Н.Г.Дарвишов << Микроскопическая подвижность неравновесных носителей тока в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ индуцированных пикосекундными импульсами лазера.>> Fizikanın müasir problemləri İV respublika konfransının materialları. BDU, FPI, Bakı 2010,s.20-23.

7. Пикус Г.Е., Основы теории полупроводниковых приборов., Москва, Наука, 1965, 448 с.

8. Sh.M. Efendiev, V.E.Bagiev, R.A.Aliyev, and E.R.Mustafayev, Phys.stat.sol.(a), 1988, 109,p.345-357

Eu ATOMLARI İLƏ AŞQARLANMIŞ $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ BƏRK MƏHLUL

KRISTALLARININ ELEKTRİK VƏ İSTİLİK XASSƏLƏRİ

Sərdarova N.S

*Sumqayıt Dövlət Universiteti
emael.nailya-sardarova@rambler.ru*

Eu aşqarları vurulmuş mürəkkəb tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul sistemi olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə ilkin komponentin 1:1 nisbətində Tl_2In $EuSe_4$ dördqat birləşməsi yaranır. İşdə $x=0,1; 0,4; 0,9$ tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristalının elektrikəşirici termoelektrik hərəkət qüvvəsi və istilikkeçirməsinin temperatur asılılıqları tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Eu aşqaratomlarının artması ilə nümunənin qadağan olunmuş zolağın eni azalır, nəticədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişir. Tədqiq olunan kristallarda istilikkeçirmədə enerjinin verilməsində fononlar üstünlük təşkil edir.

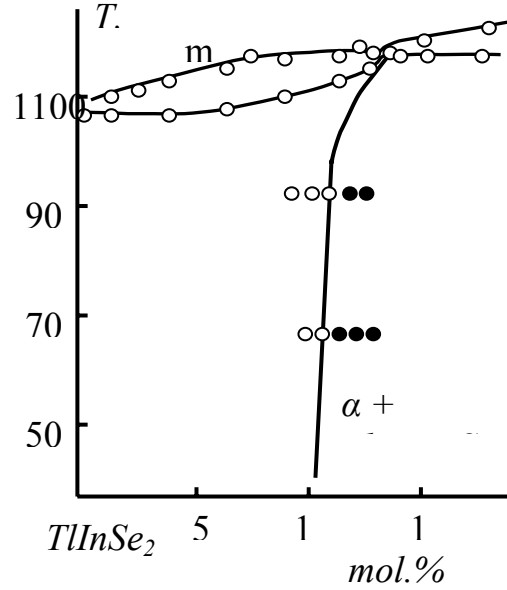
Elektron sənayesinin müasir inkişafı praktik tətbiq xassələrinə malik yeni yarımkeçirici materialların axtarışını və mövcud yarımkeçiricilərin fiziki xassələrinin ətraflı öyrənilməsinə tələb edir. Bu baxımdan tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu məhlulların üstün cəhəti ilk növbədə onlarda ilkin komponentlərində müşahidə olunmayan effektlərin onların əsasında alınmış mürəkkəb tərkibli bərk məhlul kristallarında yaranması ilə bağlıdır [1]. Ədəbiyyatdan [2]. məlumdur ki, praktikada soyuducu elementlərin hazırlanmasında daha çox bismut, sürmə və tellur komponentli halkogen əsaslı bərk məhlul kristallarından hazırlanmış termoçevricilərdən istifadə olunur. Belə termoelektrik materialların keyfiyyət əmsalını artırmaq məqsədilə onlara müəyyən faizli kənar element aşqarlarının vurulması məqsədəuyğundur. Bu məqsədlə lantanoid elementləri daha əlverişlidir [3]. Bu baxımdan $TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sistemi əsasında bərk məhlul kristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Qeyd etmək lazımdır ki, belə sistem əsasında alınmış bərk məhlul kristallarının polikristal nümunələri bir sıra praktik tələbləri ödəmir. Ona görə də belə bərk məhlulların onokristallarının alınması vacibdir.

Tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları yüksək temperaturalarda da öz yarımkeçirici xassələrini saxlayır və kifayət qədər yüksək ərimə temperaturuna, böyük mexaniki gərginliyə, yüksək termoeffektliyə malikdirlər. Tərkibə daxil edilən Ln və In atomları $TlLnX_2^{VI}$ və $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə üçvalentlidir və onların ion radiusları bir-

birinə yaxındır. Məsələn, indiumun ion radiusu $0,92 \text{ \AA}$, lantanoid qrupundan olan yevropiumun ion radiusu $0,91 \text{ \AA}$, disperziyumun ion radiusu $0,908 \text{ \AA}$, qadolimiumun ion radiusu $0,810 \text{ \AA}$, holmiunun ion radiusu $1,075 \text{ \AA}$ tərtibindədir. Bu baxımdan $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz etməklə yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş spektral xassələrə malik birləşmə və bərk məhlul kristalları əldə etmək mümkündür.

Tədqiq olunan $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sisteminin bərk məhlul monokristalları zona əritmə üsulu ilə ilkin Tl, In, Se və Eu elementlərinin əsasında alınmışdır. Kristalların alınmasında, təmizlik dərəcəsi 99,999% olan Tl , 99,999% olan In , 99,999% olan Eu və 99,999% olan Se elementlərindən istifadə olunmuşdur. Alınan kristalların monokristallığı rentgenoqrafik üsulla müəyyən olunmuşdur. Alınan tetraqonal sinqoniyada 2 struktur vahidi vardır. Alınan birləşmələr ilkin $TlInSe_2$ birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində Eu atomlarının artması ilə artır. $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristalları $TlInSe_2$ birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə Eu atomları ilə əvəz olunması ilə alınır.

$TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin $0 \div 15$ mol % intervalı üçün hal diaqramı qurulmuşdur (Şəkil 1).



Şəkil 1. $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin $0 \div 15$ mol % intervalı üçün hal diaqramı

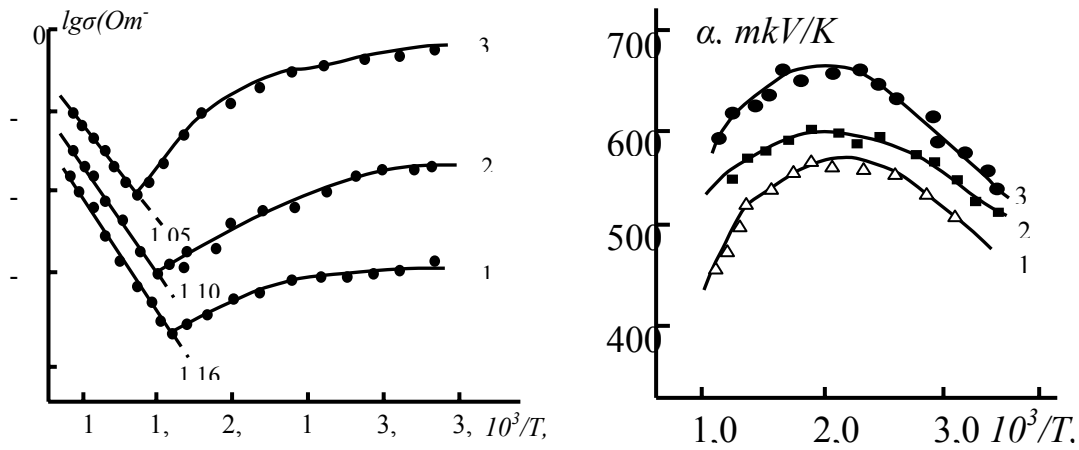
Müəyyən olunmuşdur ki, $TlEuSe_2$ birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol %-dır. Diaqramdan görüldüyü kimi $TlInSe_2 - TlEuSe_2$ sistem bərk məhlulunda ilkin komponentlərin 1:1 nisbətində tərkibində $Tl_2InEuSe_4$ kimi dördqat birləşmələr də yaranır.

Tədqiq olunan $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristallarının əsas xarakterik xüsusiyyəti kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı stexiometrik boş mərkəzlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ sm}^{-3}$ tərtibində olub, qadağan olunmuş zonada müxtəlif təbiətli lokal səviyyələr vardır.

Ədəbiyyatdan [4] məlumdur ki, materialın yarımkəçirici xassələri – yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən, qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, kristalda istilikkeçirmənin mexanizmindən kəskin asılıdır. Bu xarakterik kəmiyyətlər tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyə, onların uyğun xassələri arasındakı fərqi aşkar etməyə və nəticədə bu materialların tətbiq sahəsini müəyyənləşdirməyə imkan verir. Bu xarakterik parametrlər nümunənin qadağan olunmuş zonasının eni, yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, onların yürüklüyü kimi kəmiyyətlərdir.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul sistemini xarakterizə edən istilik və elektrik kəmiyyətləri arasındakı əlaqəni müəyyən etmək məqsədilə tədqiq olunan bərk məhlulların sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiriciliyi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi geniş temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur.

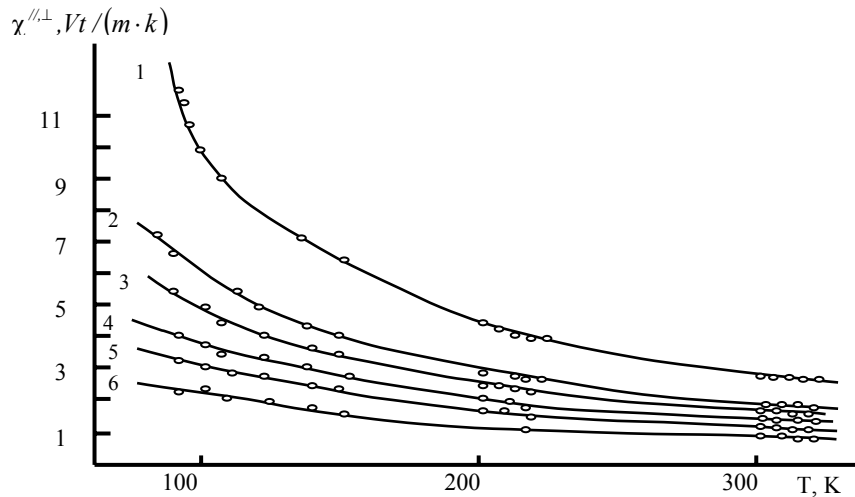
2-ci şəkildə müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarında elektrik keçiriciliyinin (a) və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı verilib.



Şəkil 2

Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarında elektrik keçiriciliyinin (a) və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin (b) temperatur asılılığı

Keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalında qadağan olunmuş zonanın eni təyin olunmuşdur. Keçiriciliyin temperatur asılılığından $\sigma(T)$ görünür ki, tərkibdə Eu atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır və nəticədə dəşiklərin konsentrasiyası artır. Müşahidə olunan effekt: qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımı valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda yükdaşıyıcıların səpilməsi əsasən akustik fononlardan baş verir. 2-ci şəkildən görünür ki, temperaturun artması ilə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti əvvəlcə mütləq qiymətcə artır və $500 \div 1000$ K intervalında maksimuma çatır və temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır. Konsentrasiyanın artması termo e.h.q. artır. Ağır dəşiklərin konsentrasiyasının sonrakı artımında isə termo e.h.q. temperaturun artması ilə azalır və nəticədə maksimum müşahidə olunur.



Şəkil 4. Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarının monokristallar nümunələrində laylara paralel istiqamətdə istilik keçirmə əmsalının temperatur asılılığı

Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlulların monokristalında 80-400 K temperatur intervalında laylara paralel istiqamətdə istilik keçirmə əmsalının temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur (şəkil 3). Şəkildən görünür ki, temperaturun artması ilə hər üç nümunə üçün istilikkeçirmə əmsalı azalır. İstilikkeçirmə əmsalının ədədi qiyməti də tərkibdən asılıdır. İstilikkeçirmənin elektron komponentinin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğuna görə tədqiq olunan kristallarda istilik enerjisinin fononlarla verildiyini qəbul etmək olar [5]. Öyrənilən kristallarda fononların səpilməsində əsas rolü üçfononlu kezid prosesləri (u -proseslər), bərk məhlullarda isə u -proseslərlə yanaşı normal proseslər (N -proseslər) və nöqtəvi defektlərdən səpilmə əsas rol oynayır.

ƏDƏBİYYAT

1. Зарбалиев М.М. Твердые растворы замещения в системе $TlInTe_2 - Tl - YbTe_2$. // Российская АН Неорганические материалы, 1999, т.35, №5, с. 560-564.
2. Зейналов Г.И., Зарбалиев М.М., Сардарова Н.С. Электрические свойства сплавов системы $TlInS_2 - Tl - DyS_2$. // Российская АН Неорганические материалы, 1999, т.36, №8, с. 913916.
3. Годжаев Э.М., Зарбалиев М.М. Новрузова Ф.М. и др. Получение четвертых сплавов типа $TlSe$ с редкоземельными элементами // Изв. АН СССР Ж. Физ. Химии, 1975, т.49, № 9, с. 2458-2460.
4. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoferatı, Bakı, 2007. –18 s.
5. Алиев М.И., Теплопроводность полупроводников, Баку, Изд. Элм, 1963.