

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И  
ИННОВАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

ФЕРГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ И МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ НАЦИОНАЛЬНОГО  
УНИВЕРСИТЕТА УЗБЕКИСТАНА ЕВРАЗИЙСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Л.М.ГУМИЛЕВА

ТАШКЕНТСКИЙ ФИЛИАЛ НАЦИОНАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО УНИВЕРСИТЕТА МЭИ

ЮЖНО-КАЗАХСТАНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.АУЭЗОВА  
ХОДЖЕНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
Б.ГАФУРОВА

МАТЕРИАЛЫ

Международной научной конференции

**“ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД”**

Фергана, 30-31 октября, 2023 год.

3. Р.Я.Расулов Угловые оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света: дис. ... докт. физ.-мат. наук. – СПб.: ФТИ РАН им. акад. А.Ф. Иоффе, 1993. -168 с.
5. С.Д.Ганичев, С.А.Емельянов, Е.Л.Ивченко, Е.Ю.Перлин, Я.В.Терентьев, А.В.Федоров, И.Д.Ярошецкий// ЖЭТФ. -1986. -729-738.
6. Р. Я.Расулов,Г.Х.Хошимов, Х.Холитдинов// ФТП. 1996. – Vol. 30. – No. 2. – Pp. 274-272.
7. Р.Я.Расулов// ФТП. -1988. – Т.22. – Вып. 11. -С.2077-2073.
8. Р.Я.Расулов// ФТТ. 1993. -Т.35. -Вып.6. -С. 1674-1678.
9. В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, Р.Р. Султонов, Б.Б. Ахмедов //ФТП. 2020. Т.54. В.11. С.1181-1187.
10. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., & Каримова, Г. А. (2023). ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТОКА ОДНОФОТОННОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4-2), 331-337.
11. Rasulov, R. Y., Karimova, G. A., & Rahmatov, I. (2023). LINEAR-CIRCULAR DICHROISM OF THE PHOTON DRAG EFFECT IN SEMICONDUCTOR SUPERSTRUCTURES. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4), 458-463.
12. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Исомаддинова, У. М., & Кодиров, Н. У. О. (2022, December). УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОДНОФОТОННЫХ МЕЖЗОННЫХ ЛИНЕЙНОЦИРКУЛЯРНЫХ ДИХРОИЗМОВ В КРИСТАЛЛАХ. In *The 12 Th International Scientific And Practical Conference “Eurasian Scientific Discussions”*(December 18-20, 2022) Barca Academy Publishing, Barcelona, Spain.
13. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Eshboltaev, I. M. (2022). THEORETICAL INVESTIGATION OF ENERGY STATES IN A MULTILAYER SEMICONDUCTOR STRUCTURE IN THE QUASICLASSICAL APPROXIMATION. *Galaxy International Interdisciplinary Research Journal*, 10(12), 96-104.
14. Расулов, Р. Я., Расулов, В. Р., Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2022). Межзонный двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках. «Узбекский физический журнал», 24(1), 19-26.
15. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., & Adhamovna, M. M. (2022). ELECTRONIC PROPERTIES OF A SEMICONDUCTOR TWO-BARRIER STRUCTURE. *EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR)*, 8(5), 58-62.

### РАСЧЕТ ЧИСЛА ПЕРЕХОДОВ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, ФОРМИРУЮЩИХ НГП – НАНОГЕТЕРОПЕРЕХОД

Э.З.Имамов<sup>1</sup>, Р.А.Муминов<sup>2</sup>, М.А.Аскарров<sup>3</sup>, А.Э.Имамов<sup>4</sup>, Х.Н.Каримов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ташкентский университет информационных технологий

<sup>2</sup> Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АН РУз

<sup>3</sup> Каракалпакский государственный университет им. Бердаха

<sup>4</sup> Академия МВД РУз

Эффективность солнечной панели в основном определяется её основной компонентой – солнечным элементом (СЭ), а точнее – свойством его р-п перехода, где происходит преобразование энергии солнечного излучения в электричество.

Эффективность СЭ определяется преобразующим свойством его р-п перехода, который зависит от выбора контактирующих материалов: при однородных материалах - это гомо р-п переход, а если контакт из разных материалов - гетеропереход.

В работе рассматриваются свойства СЭ состоящего из кремния (Si) с многими нановключениями из кристаллических полупроводников семейства халкогенидов свинца (PbX - X может быть S; Se; Te).

В силу ряда экспериментально подкреплённых и запатентованных свойств [1-5], оказалось вполне возможным создание эффективных преобразующих устройств на основе сочетания бесструктурного кремния с нано кристаллами PbX. Это такие исследования как:

- улучшение преобразующих свойств и КПД одиночного p-n перехода с уменьшением его размера [1,2];
- значительное повышение эффективности фото преобразования за счет эффектов много экситонной генерации и умножения носителей в нано кристаллах PbX на поверхности аморфного Si [3,4];
- наиболее вероятный и преимущественный рост «островков» нано кристалла PbX именно на отдельных кристаллических участках бесструктурного Si [5].

В силу выше приведенных факторов вычислим числа носителей тока, формирующих НГП – нано гетеропереход.

Образование отдельного нано гетеро перехода <Si:PbX> начинается одновременно с эпитаксиальным ростом на поверхности макро Si нановключений PbX с мульти экситонным дискретным энергетическим спектром.

Изначально энергии Ферми Si и нановключений PbX были разными. Они отличаются друг от друга по энергии на величину  $\Delta\mu = F_{Si} - F_{PbX}$  (рис.1-a).

При контакте совершается естественный процесс их выравнивания с образованием нано гетероперехода <Si:PbX>. Схематически последовательный процесс формирования одиночного НГП представлен на рис.1-a и рис.1-b. Для простоты изображена только верхняя часть кривой плотности состояний в кремнии (выше уровня Ферми). До образования контакта (a-рисунок)  $F_{Si} > F_{PbX}$ , после полного формирования гетероперехода  $F_{Si} = F_{PbX}$  (b-рисунок). В начале уровни Ферми отличаются друг от друга по энергии на величину  $\Delta\mu = F_{Si} - F_{PbX}$ .

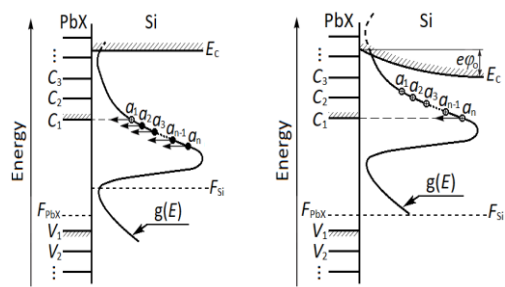


Рис.1-a.

Состояние до образования контакта

Рис.1-b.

Гетеропереход < Si:PbX > сформирован.

При контакте двух материалов электроны из уровней  $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$  Si переходят на мульти экситонные уровни PbX. Эти переходы реализуются только при совпадении соответствующих уровней.

Такой последовательный процесс переходов электронов из кремния в PbX прекратится только с переходом  $N_2^+$  электронов, когда  $F_{PbX} = F_{Si}$ . При этом формируется окончательная величина контактной разности потенциалов нано гетероперехода < Si:PbX >:

$$\varphi_0 = \Delta\mu/e = (F_{Si} - F_{PbX})/e.$$

Количественные параметры контактной разности потенциалов  $\varphi_0$  и её протяженности R определяются из решения уравнения Пуассона [6]:

$$d^2\varphi/dx^2 = -\rho/(\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0), \quad (1)$$

где  $\epsilon_{Si}$  – диэлектрическая проницаемость Si,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\rho$  – плотность

заряда в объеме  $b^2 \cdot L$  в Si,  $b^2$  – прилегающая к  $a^2$  - нано гетеро переходу площадь на поверхности Si.

Интегрируя (1) с учетом граничных условий ( $E = - \text{grad } \varphi$ , при  $x = R$   $E(R) = \varphi(R) = 0$ ), имеем

$$E = - d\varphi/dx = (\rho/\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0) \cdot (x - R) \quad (2)$$

$$\varphi = - (\rho/2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0) \cdot (R - x)^2. \quad (3)$$

На границе ОПЗ ( $x=0$ ) поле принимает максимальные значения напряженности ( $E_0$ ) и потенциала ( $\varphi_0$ ) равные:

$$E_0 = e \cdot v \cdot N^2 / (\epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot b \cdot L) \quad \text{и} \quad \varphi_0 = e \cdot v \cdot N^3 / (2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot L). \quad (4)$$

Напряженность  $E_0$  является линейной функцией  $x$ , т.е. линейно уменьшается до нуля (при  $x = R$ ) в глубь кремния, а  $\varphi_0$  - квадратичная функция от  $x$  значительно быстрее уменьшается до нуля при  $x = R = [2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot b^2 \cdot L \cdot \varphi_0 / (e \cdot N \cdot v)]^{1/2}$ .

Зная  $v$  - усреднённое количество электронов, находящееся в каждом слое, можно определить в пределах  $R$  и общее количество электронов ( $N_2^+ = v \cdot N$ ), переходящих в PbX,  $N$  - число слоев, которых электроны покинули.

Между PbX и Si в результате образования гетероконтакта  $N_2^+$  электронов переходят из Si в PbX и там в силу своей электроемкости  $C = q/\varphi$  накапливают заряд:  $q = e \cdot N_1^-$ ,  $N_1^-$  - количество электронов, которых может принять PbX. Естественно, что  $N_1^- \geq N_2^+$  и равно:

$$N_1^- = 2 \cdot \epsilon_{PbX} \cdot \epsilon_0 \cdot a^2 \cdot \varphi_0 / (e \cdot d), \quad (5)$$

где,  $\epsilon_{PbX}$  – диэлектрическая проницаемость PbX,  $S = a^2$  и  $d$  поперечная сечения и толщина PbX. В работе получены зависимости  $R(N)$ ,  $E_0(N)$ ,  $N_2^+(N)$ .

### Литература

1. Цой Броня. «Преобразователь Электромагнитного Излучения (Варианты), Патент в Евразийском патентном ведомстве. EP2405487 A1, (2012.08.30),
2. Цой Броня. «Способ изготовления пучкового перехода, пучковый преобразователь ЭМ излучения», Патент во всемир.орг.интеллект. собст., №WO 2011/040838 A2 (07.04.2011).
3. R. D. Schaller, V. I. Klimov, Phys. Rev. Lett. 92, 186601 (2004).
4. Schaller, R. D.; Petruska, M. A.; Klimov, V. I. Appl. Phys. Lett. 87, 253102 (2005)
5. Stancu V., Pentia E., Goldenblum A. et al. // Romanian Journal of Information Science and Technology. 2007. Vol. 10. № 1. Pp. 53–66.
6. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. Учеб.пос. М., «Высш. Школа», 1977. 448 с.

### ОДНОКВАНТОВЫЙ СДВИГОВЫЙ ФОТОТОК В n-GaP

Р.Я.Расулов<sup>1</sup>, У.Исомадинова<sup>2</sup>, Р.Р.Султонов<sup>2</sup>, М.А.Маматова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ферганский государственный университет, <sup>2</sup> Кокандский государственный педагогический институт

**Аннотация:** В данной работе исследуется фотонно-индуцированный механизм, ответственный за фотогальванический эффект сдвига (ЛФГЭ) в кристаллах фосфида галлия n-

типа (n-GaP). ЛФГЭ - это фотоэффект, приводящий к возникновению фототока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при однородном освещении. Зависящая от поляризации плотность фототока ( $J$ ) пропорциональна интенсивности света ( $I$ ) и описывается феноменологической зависимостью, включающей вектор поляризации электромагнитных волн ( $P$ ) и тензор ЛФГЭ ( $T$ ). Два известных механизма ЛФГЭ, баллистический и сдвиговый, были идентифицированы и обсуждаются в ранней литературе. В этом отчете специально исследуется механизм фотонно-индуцированного сдвига в n-GaP, рассматривая смещение носителей вследствие прямых оптических переходов электронов между подзонами зоны проводимости, уделяя внимание «долинам» в энергетическом спектре кристалла.

**Ключевые слова:** фотогальванический эффект, фосфид галлия (GaP), однородные кристаллы, фотонный механизм, вектор поляризации, энергетический спектр, смещение носителя, электронные переходы, взаимодействие с подзонами, баллистический механизм, квантовые переходы, пьезоэлектрические кристаллы, зона проводимости.

Под линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ) понимают фотоэффект, обусловленный возникновением фототока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при их однородном освещении. Поляризационная зависимость возникающего при этом плотности фототока ( $\vec{j}$ ), пропорциональная к интенсивности света ( $I$ ), описывается феноменологическим соотношением

$$j_{\alpha} = I \chi_{\alpha\beta\gamma} \frac{1}{2} (e_{\beta} e_{\gamma}^{*} + e_{\gamma} e_{\beta}^{*}) \quad (1)$$

Здесь  $\vec{e}$  - вектор поляризации электромагнитной волны,  $\chi_{\alpha\beta\gamma}$  - тензор ЛФГЭ.

В настоящее время стало известным два механизма ЛФГЭ: баллистический механизм, обусловленный асимметрией процессов рассеяния, фотоионизации и рекомбинации [1-3] и сдвиговый механизм, связанный со смещением центра тяжести волновых пакетов фотовозбужденных электронов при квантовых переходах [4].

В этом сообщении рассматривается фотонный механизм сдвигового ЛФГЭ в фосфиде галлия  $n$ -типа<sup>1</sup>, обусловленный смещением носителей при прямых оптических переходах электронов между подзонами зоны проводимости с учетом "горбы" подзоны  $X_1^C$ .  $n$ -GaP многодолинный полупроводник, экстремумы долин зоны проводимости которого расположены в точках  $X$  зоны Бриллюэна [6]

Впервые этот механизм рассмотрен в [5] в сферическом приближении в энергетическом спектре. Каждая долина зоны проводимости состоит из двух подзон  $X_1^C$ ,  $X_3^C$ . Энергетический спектр электронов в этих подзонах определяется с помощью гамильтониана [6,9,8]

$$\hat{H}(k) = \begin{bmatrix} A_3 k_z^2 + B_3 k_{\perp}^2 + \Delta/2 & -iP k_z + D k_x k_y \\ iP k_z + D k_x k_y & A_1 k_z^2 + B_1 k_{\perp}^2 - \Delta/2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

где  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$  - двумерный волновой вектор электронов,  $A_{1,3}$ ,  $B_{1,3}$ ,  $P$ ,  $D$  - зонные параметры полупроводника,  $\Delta$  - энергетический зазор между подзонами  $X_1^C$  и  $X_3^C$  в точке  $X$  зоны Бриллюэна. Согласно (2) энергетический спектр электронов в подзонах  $X_1^C$  и  $X_3^C$  описывается формулой:

<sup>1</sup> Аналогичным образом можно поступить в теллуре дырочной проводимости, валентная зона которого состоит из двух подзон, одна из которых имеет "горбообразную" структуру, к чему будет посвящена отдельная работа.

$$E_{1,3}(k) = \frac{1}{2} \left[ (A_1 + A_3)k_z^2 + (B_1 + B_3)k_\perp^2 \right] \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[ (A_3 - A_1)k_z^2 + (B_3 - B_1)k_\perp^2 - \Delta \right]^2 + 4P^2k_z^2 + 4D^2k_x^2k_y^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

В двухзонном сферическом приближении [7,8], т.е. при  $A_1 \approx A_3 = A$ ,  $B_1 \approx B_3 = B$  (3) преобразуется к виду

$$E_{1,3}(k) = Ak_z^2 + Bk_\perp^2 \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2} \quad (4)$$

Волновые функции электронов вблизи точки X в базисе (2)

$$\psi_{x_1^c} = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}, \quad \psi_{x_3^c} = \begin{pmatrix} C_2 \\ -C_1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

где  $C_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \eta}$ ,

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + P^2k_z^2 + D^2k_x^2k_y^2}} \quad (6)$$

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ток сдвигового ЛФГЭ электронов, у которых волновые вектора лежат в области  $|2Dk_xk_y| \ll \Delta$ ,  $2Pk_z$ . Поэтому величину  $Dk_xk_y$  учитываем только в мезподзонаном матричном элементе оператора импульса. Потому что именно она ответственна за появление как баллистического [5,7], так и сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP* Согласно (2)

$$ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} \left\langle x_3^c \left| e \frac{\partial H}{\partial k} \right| x_1^c \right\rangle = \frac{m_0}{\hbar} \left[ iP e_z - \eta D (e_x k_y + e_y k_x) \right]. \quad (7)$$

Отметим, здесь, что для *n-GaP* энергетическая щель между подзонами зоны проводимости больше, чем энергии LO-фонона и средней тепловой энергии электронов. Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны  $X_1^C$  в  $X_3^C$  (и обратно) отсутствуют. Поэтому вклад в баллистический ЛФГЭ в *n-GaP* вносят оптические

переходы с участием фононов, показанных на рис. , где сплошная (жирная) линия - электрон, волнистая - фотон, штриховая - фонон.

Далее проведем расчету ток сдвигового ЛФГЭ в *n-GaP*, связанного с прямыми оптическими переходами между подзонами  $X_1^C$  и  $X_3^C$  без участия фононов, где воспользуемся формулой [4]

$$j_\alpha^{\text{фом}} = \frac{e^3 e_\beta e_\gamma}{2\pi m_0^2 \omega^2 \hbar c n_\omega} \sum_n \int dk \left( \text{Im} \left[ p_{31,n}^{(\gamma)} \frac{\partial}{\partial k_\alpha} p_{31,n}^{(\beta)} \right] \right) \delta(E_3(k) - E_1(k) - \hbar\omega) \quad (8)$$

где  $n$  - номер долины.\*)

Подстановка (7) в (8) и сумма по всем долинам дает выражение для тока сдвигового ЛФГЭ

$$j_\alpha^{\text{фом}} = -|e| \frac{I}{\hbar\omega} KL_{\text{cd6}} e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x}) \quad (9)$$

$$j_{\alpha}^{\delta i \delta} = j_0^{\delta i \delta} \frac{\Delta}{k_B T} ch \left( \frac{\Delta}{k_B T} \right) \exp \left[ \frac{\frac{\hbar \omega}{2} - A \frac{(\hbar \omega)^2 - \Delta^2}{(2P)^2}}{k_B T} \right] \left( \frac{\Delta}{\hbar \omega} \right)^2 e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x})$$

где  $j_0^{\delta i \delta} = -8\pi^{\frac{3}{2}} |e| \frac{I}{\Delta} B_1 A_1^{\frac{1}{2}} \frac{D}{P} \frac{N'}{\Delta}$ ,  $N'$  - концентрация свободных электронов,  $K$  - коэффициент

поглощения света при прямом оптическом переходе электронов между подзонами  $X_1^C$  и  $X_3^C$ . Из (9) видно, что температурный ход тока сдвигового ЛФГЭ полностью определяется температурной зависимостью коэффициента поглощения света  $K_{\parallel}^2$ .

Сравним тока баллистический вклад в ЛФГЭ, рассчитанный в [5,7] в сферическом приближении в энергетическом спектре (4) (т.е. при  $A_1 = B_1$ ,  $A_3 = B_3$ ,  $P = 0$ ) при учете анизотропии в матричном элементе оптического перехода  $X_1^C - X_3^C$ , со сдвиговым фототоком (9). Расчеты показывают, что при  $T = 200$  К,  $\hbar\omega = 550$  MeV баллистический ток ЛФГЭ в пять раз превышает сдвиговой. При оценке мы приняли, что  $A_3 - A_1 = \frac{\hbar^2}{2m^*}$ ,  $m^* = 0,36m_0$ ,  $\hbar\Omega = 51$  MeV (энергия LO - фонона),  $\Delta = 335$  MeV,  $Pa_0 = D$ ,  $a_0 = 5,4 \cdot 10^{-8}$  см (постоянная решетки).

### Литература

1. Ivchenko E.L., Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Alpha Science International Ltd., Harrow, -UK 2005, p. -427.
2. Андрианов А.В. Поляризаационные оптические явления в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Автореф. на соиск. докт. физ.-мат.наук. Ст.-Петербург. - 2007. -34 стр.
3. Шалыгин В.А. Оптические и фотогальванические эффекты в объемных полупроводниках и двумерных структурах. Автореферат дисс. на соиск. уч. степ. докт. физ.-мат. наук. Ст.-Петербург. 2013. -34 с.
4. Белиничер В.И., Ивченко Е.Л., Стурман Б.И. - ЖЭТФ, 1982, т.83, №2(8), с.649 - 661.
5. Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е., Расулов Р.Я. - «51, 1984, т.18, № I, с.
6. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Elmar-Ugli, F. I., & Holmatova, G. M. (2022). DIMENSIONALLY QUANTIZATION OF THE ENERGY SPECTRUM OF HOLES IN A P-TE QUANTUM WELL. Austrian Journal of Technical and Natural Sciences, (7-8), 26-30.
7. Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., кизи Нисолмухамметова, Н. И., Кучкаров, М., & Кодиров, Н. (2021). КЛАССИФИКАЦИЯ МЕЖДУЗОННЫХ ТРЕХ ФОТОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В InSb. EDITORIAL BOARD, 608.
8. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. Russian Physics Journal, 65(10), 1746-1754.
9. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(12), 1-5.

<sup>2</sup> Остальные обозначения соответствуют обозначениям работы [4].

10. Rasulov, R. Y., Akhmedov, B. B., Muminov, I. A., & Umarov, B. B. (2021). Crystals with tetrahedral and hexagonal lattices. Fergana. Classic.-2021, 10.
11. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Qosimov, F. (2022, December). Semiclassical theory of electronic states in multilayer semiconductors. Part 2. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 2388, No. 1, p. 012158). IOP Publishing.
12. Расулов, Р. Я., Эшболтаев, И. М., Кучкаров, М. Х., & Махситалиев, Б. (2021, November). ДЫРОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ГИРОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА. In The 6th International scientific and practical conference "Modern directions of scientific research development" (November 24-26, 2021) BoScience Publisher, Chicago, USA. 2021. 1153 p. (p. 304).
13. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В INSB.
14. Rasulov, R. Y., Karimova, G. A., & Rahmatov, I. (2023). LINEAR-CIRCULAR DICHROISM OF THE PHOTON DRAG EFFECT IN SEMICONDUCTOR SUPERSTRUCTURES. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(4), 458-463.
15. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Polvonov, B. Z. (2020). Linear-circular dichroism of one-photon absorption of light in narrow-zone semiconductors. contribution of the effect of coherent saturation. European Science Review, (7-8), 49-53.
16. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Sultonov, R. R., & Akhmedov, B. B. (2020). Two-and Three-Photon Linear-Circular Dichroism in Cubic-Symmetry Semiconductors. Semiconductors, 54, 1381-1387.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ n-Si<P, Zn> С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Э. У. Арзикулов, М. Раджабова,

**Аннотация.** Вольтамперные характеристики (ВАХ) полупроводников с глубокими уровнями (ГУ) показывают три или более характерных участков. Первый участок соответствует линейной зависимости тока от напряжения, что соответствует закону Ома. На втором участке ВАХ наблюдается степенная зависимость между током и напряжением, где степень  $n \geq 1$ . На третьем участке ВАХ происходит резкое увеличение тока при определенных значениях напряжения, за которыми следует область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может быть типа N или S. Образцы кремния, легированные цинком, имели относительно большие удельные электрические сопротивления и концентрацию электронов, что свидетельствует о сильной компенсации проводимости.

**Ключевые слова:** Вольтамперная характеристика (ВАХ), Полупроводники, Глубокие уровни (ГУ), Закон Ома, Степенная зависимость

Известно, что вид вольтамперной характеристики (ВАХ) полупроводников, содержащих глубокие уровни (ГУ), может иметь три или более характерных участков [1]. Обычно на первом участке наблюдается линейная зависимость тока от приложенного напряжения, т.е. выполняется закон Ома. На втором участке имеет место степенная зависимость между током и напряжением, т.е. зависимость типа  $I = U^n$ , где  $n \geq 1$ . На третьем участке в зависимости  $I(U)$  начиная с определенных значений напряжения наблюдается резкое увеличение тока. Далее с увеличением напряженности электрического поля наблюдается уменьшение тока, т.е. имеет место область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Обычно ОДП бывает N- или S- типа. Возможны также комбинации



ОДП S- и N- типов. При определенных условиях они могут сменять друг друга, а также возможно превращение S-образной ВАХ на N-образную с течением времени [2, 3]. Статистическая характеристика может иметь и более сложную форму. Наблюдение ВАХ с областью ОДП связано с неустойчивостями тока, т.е. могут наблюдаться колебания тока или напряжения с различными частотами и формами в зависимости от условий эксперимента [4].

В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты зависимости плотности тока  $j$  от напряженности электрического поля  $E$  сильно компенсированных образцов кремния, легированных цинком с квантовыми точками. В наших экспериментах были использованы образцы кремния с n-типом проводимости диффузионно легированных цинком. Цинк чистотой 99,99 % был введен методом высокотемпературной диффузии в исходной кремний n-типа, содержащий фосфор с концентрацией  $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . При этом концентрация цинка составляла  $\sim 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . После процесса высокотемпературной диффузии образцы имели относительно большие удельные электрические сопротивления ( $\sim 1,1 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при  $T=300 \text{ K}$ ) с концентрацией электронов  $\sim 1,47 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  [5].

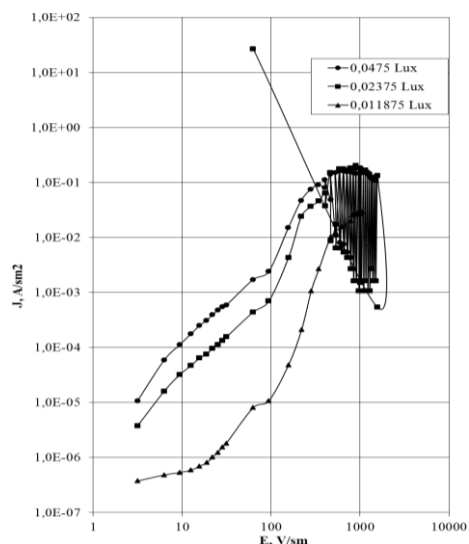


Рисунок 1. ВАХ образцов n-Si<P, Zn> при различных низких освещенностях интегрального света.  $T = 80 \text{ K}$ .

Исследования ВАХ в образцах n-Si<P, Zn> проводились при различных фоновых освещенностях интегрального света при температуре  $T=80 \text{ K}$ . Темновая ВАХ из-за большого удельного сопротивления образцов n-Si<P, Zn> при  $T=80 \text{ K}$  не была измерена. Вид ВАХ образцов сильно зависит от степени освещенности образцов. При относительно низкой освещенности ( $0,05 \div 0,01 \text{ Lux}$ ) ВАХ образцов состоит из несколько четко выраженных участков (см. рис. 1, кривая 1): первый участок – когда приложенная напряженность электрического поля в образце меньше чем  $12,6 \text{ В/см}$  наблюдается зависимость вида  $I = U^{0,22}$ , второй участок – когда  $E$  находится в интервале значений  $12,6 \text{ В/см} \leq E \leq 18,9 \text{ В/см}$  наблюдается зависимость вида  $I = U^{0,77}$ , третий участок – когда  $E$  лежит в интервале значений  $19 \text{ В/см} \leq E \leq 62,9 \text{ В/см}$  наблюдается почти квадратичная зависимость, т.е.  $I = U^{1,91}$ , четвертый участок – когда  $E$  находится в интервале значений  $62,9 \text{ В/см} \leq E \leq 94,3 \text{ В/см}$  снова наблюдается зависимость близкая ко второму участку, т.е. зависимость вида  $I = U^{0,71}$ . Дальнейшее увеличение  $E$  в интервале значений  $94,3 \text{ В/см} \leq E \leq 471,1 \text{ В/см}$  приводит к резкому возрастанию тока. При этом зависимость  $I(U)$  имеет следующий вид:  $I = U^{4,26}$ . Когда значение  $E$  лежит в интервале  $471,1 \text{ В/см} \leq E \leq 816,1 \text{ В/см}$  наблюдается зависимость вида  $I = U^{1,65}$ . Дальнейшее увеличение

$E$  не приводит к заметным изменениям значений тока, т.е. имеется слабая зависимость вида  $I = U^{0,52}$ .

Увеличение интенсивности освещения интегрального света приводит к заметному изменению как характера зависимости  $I(U)$ , так и области существования той или иной зависимости по напряженности электрического поля.

Так, например, увеличение интенсивности интегрального освещения от 0,012 Lux до значений 0,048 Lux приводит к уменьшению числа характерных участков от 8 до 6, кроме того, в зависимости  $I(U)$  добавляются участки с ОДП как N - так и S - типов, чередующихся неустойчивостями тока (автоколебания тока).

При относительно больших интенсивностях интегрального света в зависимости  $I(U)$

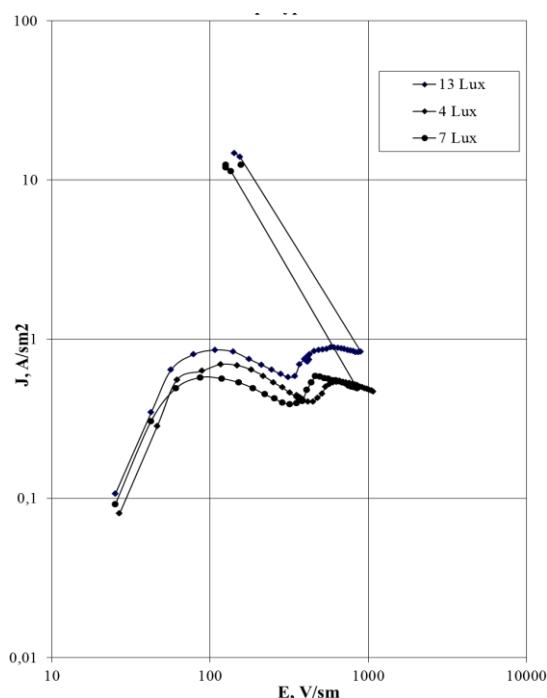


Рисунок 2. ВАХ образцов n-Si<P, Zn> при различных средних освещенностях интегрального света.  $T = 80$  К.

наблюдается одна зависимость вида  $I = U^{0,77}$  в интервале  $25,2 \text{ В/см} \leq E \leq 42,1 \text{ В/см}$  (см. Рис.2). Дальнейшее увеличение  $E$  приводит к уменьшению скорости роста тока, который, проходя через максимум, начинает уменьшаться, т.е. наблюдается область ОДП. Дальнейшее увеличение  $E$  приводит ко второму участку с ОДП. Два последовательных N - образных участка находятся в интервале значений  $42,1 \text{ В/см} \leq E_1 \leq 319 \text{ В/см}$  и  $320 \text{ В/см} \leq E_2 \leq 751 \text{ В/см}$  соответственно. Дальнейшее увеличение  $E$  после окончания второго N образного участка приводит к резкому возрастанию тока. При некотором критическом значении  $E_K$  в кривой зависимости  $I(U)$  наблюдается S - образный участок.

Полученные результаты могут быть трактованы, как если считать, что атомы цинка в кремнии при сильной компенсации образуют не только глубокие уровни, но и квантовые точки

с большими сечениями захвата носителей заряда [6, 7].

#### Список использованной литературы

1. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., Мир. 1973.
2. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. Главная редакция физико-математической литературы издательство «Наука», 1972, 416 с. С. 36-45.
3. Zhang J., Shklovskii B. I. Density of States and Conductivity of Granular Metal or Array of Quantum Dots// Phys. Rev. B. 2004. Volume 70. P. 115317-1-115320-13.
4. Герасименко Н. Н., Пархоменко Ю. Н. Кремний - материал нанoeлектроники. - М.: Техносфера, 2007. - 352 с; С. 43-45.

5. Бахадырханов М. К., Исамов С. Б. Спектры энергетических уровней многозарядных нанокластеров атомов марганца в кремнии. // Электронная обработка материалов. 2011. №6. С. 8-11.
6. Бахадырханов М.К., Исамов С.Б., Зикриллаев Н.Ф., Хайдаров К. Наноразмерная варизонная структура в кремнии с многозарядными нанокластерами// Микроэлектроника. 2013. том 42. вып 6. С. 444-446.
7. Абдурахмонов К.П., Лебедев А.А., Крейслль Й., Утамурадова Ш.Б. Глубокие уровни в кремнии, связанные с марганцем // ФТП. 1985. Т. 19. № 2. С. 213–216.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ ЛОТКИ-ВОЛЬТЕРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ПАРАМЕТРОВ В БИОМАТЕРИАЛАХ

Умаров Н.Н.

Худжанский государственные университет им. ак. Бободжана Гафурова

**Аннотация.** В статье исследуется применение модели Лотки-Вольтера при взаимодействии двух и более параметров. Установлено, что при воздействии двух параметров или систем друг на друга колебания повторяются как колебания гармонического осциллятора. Установлено, что при увеличении числа взаимодействующих параметров амплитуда колебаний монотонно уменьшается. Модель Лотки-Вольтера может быть использована для моделирования взаимодействия двух или более параметров.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, уравнение Лотки-Вольтера, гидроксильная группа, активные радикалы, ствол сосны

Известно, что в научной практике часто встречаются взаимодействия между двумя параметрами, системами или различными величинами. В современной науке математическое моделирование физических процессов играет важную роль. В связи с этим определено, что математические модели – это язык, на котором формулируются наши представления о физических явлениях в природе. Математическое моделирование широко применяется для прогнозирования взаимодействия между двумя параметрами. Одним из распространённых методов моделирования систем является модель Лотки-Вольтера, представляющая взаимодействие двух типов: «хищник – жертва» [1-3].

Теоретическая особенность модели Лотки-Вольтера состоит в том, что она является консервативной системой и имеет первый интеграл движения. В системе уравнений учтено незначительное изменение правой части формулы (1), что приводит к качественному изменению динамического характера.

Однако наличие устойчивого предельного периода, характерного для грубых динамических систем, способствует расширению области применения модели [2, 3].

Целью данной работы является изучения математическое моделирование взаимодействия двух и более параметров по уравнению Лотки-Вольтера.

Уравнение Лотки-Вольтера часто решает задачи в физико-химической, биофизической и экологической областях [4-6]. В связи с этим предположим, что исходное количество жертв  $R := 6$  и хищников изменилось  $C :=$  от 3 до 5.

Предполагается, что жертва (жертвы) увеличивается с коэффициентом  $x:=1$  без влияния внешних факторов, хищник (хищники) уменьшается с коэффициентом  $y:=1$ .

Хищник(и) с коэффициентом  $r:=1$  взаимодействуют с жертвой и увеличиваются в системе. Уравнение (1) определяет зависимость количества хищников и жертвы в системе.

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = xR - rRC \\ \frac{dC}{dt} = -yC + rRC \end{cases} \quad (1)$$

Эти данные вводим в программу Mathcad:

$$F(t, R) := \begin{pmatrix} xR - rRC \\ -yC + rRC \end{pmatrix} \quad (2).$$

С помощью системы (2) исследуем зависимость в интервале времени от  $t_0:=0$  до  $t_1:=14$  недель в  $M:=400$  точек. Используя метод Рунге-Кутты, строим график функции в программе Mathcad [7].

Из рис. 1 видно, что при изменении числа жертв и хищников меняется и форма графика, т. е. количества жертв и хищников влияют друг на друга и зависят друг от друга. При взаимодействии двух параметров, как видно из графика, колебания практически повторяются, как колебания гармонического осциллятора.

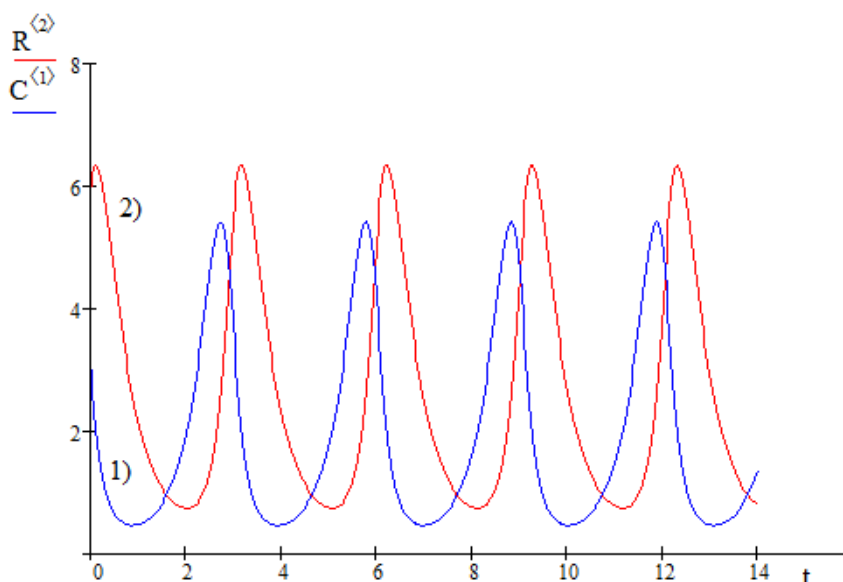
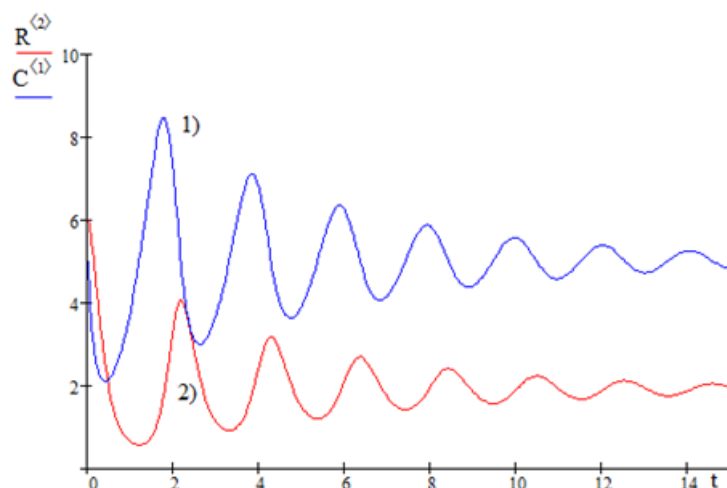


Рис.1 Зависимость количества жертв ( $R=6$ ) от хищников ( $C=3$ )

Когда на жертву воздействует хищник другого типа ( $E$ ), равновесие может быть нарушено. В этом случае уравнение (1) принимает следующий вид (3);

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = xR - rRC + E(x) \\ \frac{dC}{dt} = -yC + rRC \end{cases} \quad (3)$$

На рис. 2 показано взаимодействие трёх параметров, то есть влияние двух видов хищников –  $C$ ,  $E$  – на один вид жертвы  $R$ .

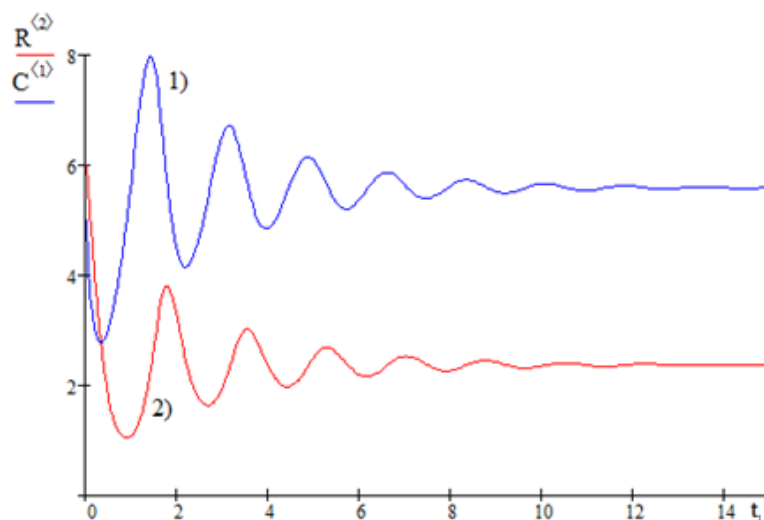
Рис. 2. Взаимодействие двух типов хищников на один тип жертв:  $C+E=3+2$ ;  $R=6$ 

По уравнениям (3) и рис. 2 можно видеть, что взаимодействие, т. е. изменение параметров, уменьшается равномерно, и, вероятно, со временем колебания монотонно уменьшаются.

При этом, видимо, нарушается баланс, в результате чего хищник и жертва могут постепенно исчезнуть.

Если в систему уравнений (3) добавить новый параметр  $P$ , т.е. другой тип жертв, то баланс влияния полностью изменится и уравнения (1) примут следующий вид (4):

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = xR - rRC + E(x) \\ \frac{dC}{dt} = -yC + rRC + P(y) \end{cases} \quad (4)$$

Рис. 3. Взаимодействие двух типов хищников и жертв:  
 $C+E=3+2$ ;  $R+P=3+3$ 

На рис. 3 показано взаимодействие двух видов хищников с двумя видами жертв. Как видно из графика, в этом случае наблюдается явное снижение амплитуды колебаний, и в дальнейшем колебания полностью прекращаются.

Таким образом, можно сделать вывод, что уравнение Лотки-Вольтера можно использовать для моделирования взаимодействия двух и более параметров.

Установлено, что график взаимодействия двух параметров в системе уравнения Лотки-Вольтера аналогичен колебанию гармонического осциллятора. Также было обнаружено, что новые параметры, такие как  $E$  (хищник) и  $P$  (жертва), влияют на систему и нарушают равновесие, что приводит к ослаблению взаимодействия.

#### Литература:

1. Недорезов Л.В., Назаров И.Н. Непрерывно-дискретные модели динамики изолированной популяции и двух конкурирующих видов // Математические структуры и моделирование. Омск: Омск. гос. ун-т, 1998. Вып. 2.– С. 77–91.
2. Beretta E., Capasso V., Rinaldi F. Global stability results for a generalized Lotka—Volterra system with distributed delays // J. Math. Biol., 1988.—V. 26.—№6.—PP. 661–688.
3. Неймарк Ю.И. Математические модели естествознания и техники. Изд. ННГУ, Н. Новгород, части 1, 2, 3, издания 1994, 1996 и 1997 гг. (<http://www.unn.ru/tudm/prepod/neimark.htm>).
4. Taylor P.J. Consistent scaling and parameter choice for linear and generalized Lotka—Volterra models used in community ecology // J. Theoret. Biol, 1988.— V. 135. —№. 4.— PP. 543–569.
5. Базыкин А.Д. Математическая биофизика взаимодействующих популяций. М.: Наука, 1985. – 181 с.
6. Соколов С.В. Модели динамика популяций. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2018. – 61 с.
7. Берков Н.А., Елисеева Н.Н. Математический практикум с применением пакета Mathcad. М: МГИУ, 2006. –135 с.

### СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

<sup>1</sup> Умаров М.Ф., <sup>2</sup>Каюмзода А.К.

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Вологодский государственный университет»,

<sup>2</sup> «Худжандский государственный университет имени академика Б. Гафурова», г.Худжанд, Таджикистан

**Аннотация.** Зарегистрированы спектры вторичного излучения (комбинационного рассеяния и люминесценции) молекулярных соединений с использованием твердотельного лазера с диодной накачкой. Установлено, что при добавлении в исследуемое вещество нанопорошка  $Al_2O_3$  вид спектра вторичного излучения изменяется и становится более четким.

**Ключевые слова:** вторичное излучение, комбинационное рассеяние, люминесценция, фотолюминесценция, молекулярные соединения, лазер, спектр.

На сегодняшний день тенденция исследования спектров вторичного излучения сложных молекулярных соединений является ощутимой. Во многих лабораториях проводятся эксперименты, целью которых является развитие методики анализа веществ методами вторичного излучения. Вторичное излучение возникает в диэлектрических средах при их освещении интенсивным возбуждающим излучением. В представленной работе рассматривается эффективность регистрации спектров вторичного излучения для

идентификации ароматических соединений, таких как стильбен, РОРОР, РРО, фармацевтические соединения. В частности, в исследовании предлагается метод повышения интенсивности спектров комбинационного рассеяния. Указанный эффект достигается путём добавления в исследуемую субстанцию нано порошка  $Al_2O_3$ .

Целью данной работы было теоретическое и экспериментальное доказательство эффективности метода исследования веществ используя методы вторичного излучения (комбинационного рассеяния и люминесценции).

Задачей, поставленной в работе, было получение спектров комбинационного рассеяния и люминесценции нескольких сложных веществ, таких как стильбен, стильбен с нано порошком  $Al_2O_3$ , РОРОР и их разностных характеристик, дающих информацию о соответствии или не соответствии веществ друг другу. Поставленные задачи решались на основе использования волоконно-оптической методики [1,2], развиваемой в лаборатории «Комбинационное рассеяние» Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

В качестве источника возбуждения использовался твердотельный лазер с диодной накачкой DPSS (1), генерирующий излучение в видимой области с длиной волны 532 нм. Мощность лазера 500 мВт. Возбуждающее излучение лазера (1) с помощью световода, соединяющего элементы устройства экспериментальной установки, направлялось внутрь кюветы с образцом исследуемого вещества (2) на рис. 1.

Световод представляет собой оптическое волокно диаметром 2 мм. Вторичное излучение попадало в другой исходящий от кюветы световод и проходило через фотонную ловушку с оранжевым абсорбционный светофильтром (3). Абсорбционный светофильтр необходим для ослабления возбуждающей линии лазера. Отфильтрованное излучение направлялось к входной щели миниспектрометра FSD – 8 (4). Из него цифровая информация о спектре поступала на компьютер (5) через USB соединение.

На рис. 2а представлены спектры комбинационного рассеяния для органического соединения РОРОР и стильбена, полученные при экспозиции 512 мс. По форме спектров видно, что спектры комбинационного рассеяния дополняет люминесценция. При сопоставлении спектра 1 и 2 на рис. 2а видно, что у обоих веществ присутствуют ярко выраженные линии комбинационного рассеяния. При этом, в спектре каждого соединения ярко выражены характерные пики: 952.0; 1167.1; 1580.3; 2942.1 и 4391.7  $cm^{-1}$  для стильбена и 566.0 и 579.0  $cm^{-1}$  для РОРОР.

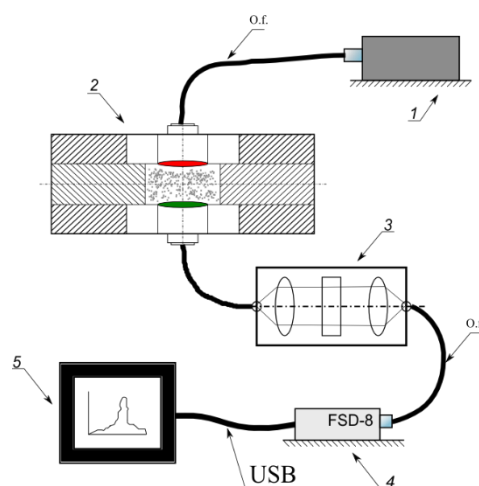


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник излучения (лазер, 532 нм), 2 – кювета с образцом, 3 – абсорбционный фильтр, 4 – миниспектрометр, 5 – персональный компьютер

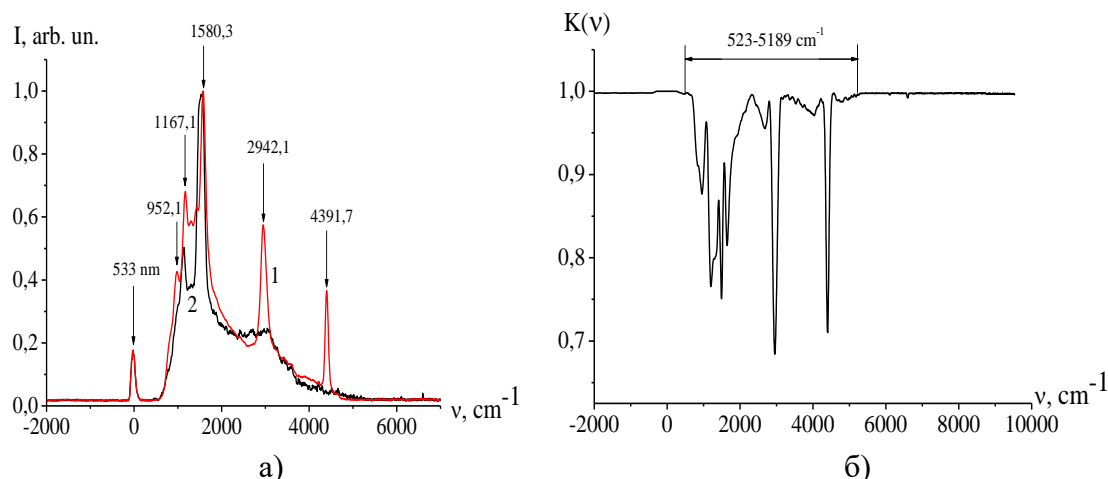


Рис.2. Исследование стильбена (1) и РОРОР (2) с экспозицией 512 мс; а) спектры вторичного излучения стильбена (1) и РОРОР (2); б) разностная функция спектров вторичного излучения стильбена и РОРОР. Коэффициент соответствия  $K=0,93$ .

При обработке результатов (спектров комбинационного рассеяния) была использована разностная методика. Разностный анализ – это метод обработки статистических данных, заключающийся в нахождении коэффициентов соответствия между анализируемыми соединениями. На основе разработанной методики анализа вторичного излучения были исследованы тестовые объекты.

При анализе спектров комбинационного рассеяния света необходимо учитывать средний коэффициент соответствия спектра в заданном диапазоне, вычисляемый по формуле:

$$K = \frac{\sum_i (1 - |I_x(\lambda) - I_B(\lambda)|_i)}{\sum_i}, \quad (1)$$

где  $I_x(\lambda)$ ,  $I_B(\lambda)$  – соответствующие интенсивности анализируемого и базового веществ. В результате получается значение, согласно которому можно установить соответствие друг другу спектров.

При получении разностных спектров была использована следующая формула:

$$K(\lambda) = 1 - |I_x(\lambda) - I_B(\lambda)| \quad (2)$$

На рис. 2б представлен разностный спектр, полученный согласно (1). Вычисление соответствия друг другу проделано по формуле (2) на интервале 523 - 5189  $\text{cm}^{-1}$  и равен  $K=0,93$ . Согласно этому результату, вещества имеют различия.

Таким образом, мы получаем результаты для анализа и определения идентичности исследуемых веществ.

Выражение для оценки отношения интенсивности комбинационного рассеяния к интенсивности возбуждающего излучения примет вид:

$$\frac{I_{sc}}{I_0} = \sigma N^3 \sqrt{\frac{6\eta}{\pi}} \frac{R^2}{d} \delta\Omega, \quad (3)$$

где  $d$  – диаметр гранул нанопорошка  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\eta$  – отношение объема нанопорошка к объему всей смеси. Формула даёт оценку отношения интенсивности спектров комбинационного рассеяния к спектрам возбуждающего излучения [3].



В представленной работе так же рассматривается метод повышения интенсивности спектром комбинационного рассеяния путем добавления nano порошка  $Al_2O_3$  в смесь с исследуемым веществом (стильбен). Таким образом, в данной постановке задачи  $\delta\Omega = 4\pi$ . Подстановка величин:  $\sigma \approx 10^{-28} \text{ см}^2$ ,  $N \approx 10^{22} \text{ см}^3$ ,  $R = 1 \text{ см}$ ,  $d = 10^{-5} \text{ см}$  в формулу (3) приводит к оценке  $\frac{I_{sc}}{I_0} \approx 1$ . Таким образом, ожидается, что 50% возбуждающего излучения перейдет в комбинационное рассеяние.

На рис.3а приведены спектры стильбена (1) и стильбена в смеси с нанопорошком  $Al_2O_3$  (2), полученных при экспозиции 512 мс. Как видно, с использованием добавления нанопорошка, в спектре сильнее проявляются характерные спектральные линии стильбена. На рис. 3б приведен разностный спектр, рассматриваемый на интервале  $537 - 4738 \text{ см}^{-1}$  и коэффициент соответствия, вычисленный по формуле (2) равен  $K=0,95$ . Это значит, что вещества идентичны друг другу.

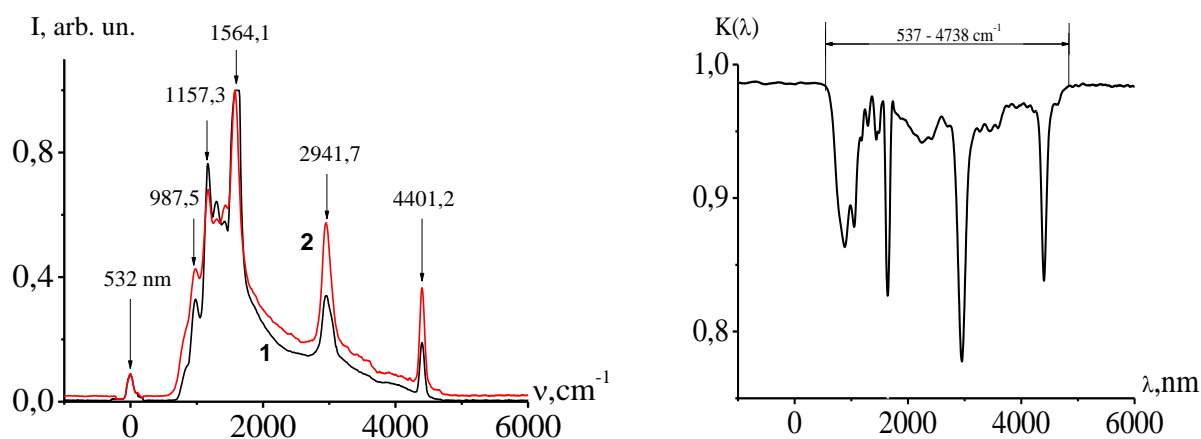


Рис. 3. а) Спектры вторичного излучения стильбена (1) и стильбена с нанопорошком  $Al_2O_3$  (2), снятые при экспозиции 512 мс; б) Разностный спектр для стильбена и стильбена с нанопорошком ( $K=0.94$ )

Подводя итоги, установлено, что использование комбинационного рассеяние света изучения веществ является хорошим и простым способом идентификации на идентичность (соответствие друг другу).

Эксперименты по добавлению нанопорошка  $Al_2O_3$  в вещества (напр. в стильбен) показали, что такие вещества эффективны для усиления характерных линий исследуемого вещества.

Таким образом, метод комбинационного рассеяния света для распознавания молекулярных объектов является мощным, эффективным и удобным в практическом смысле.

### Литература

1. Умаров, М.Ф. Оптическая спектроскопия биоактивных препаратов: монография / М.Ф. Умаров, В.С. Горелик. – Вологда: ВоГУ, 2014. – 146 с.
2. Umarov M.F., Kudryavtseva A.D. Technique of Registration of Fluorescence Spectra of Bioactive Preparations and Their Mathematical Processing // Instruments and Experimental Techniques, 2022. – V.65. – № 3. – PP. 495-499.
3. Gorelik V.S., Voinov Y.P., Umarov M.F. // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. № 4. P. 596. <https://doi.org/10.1134/S0030400X19100096>.

## ОБРАЗОВАНИЕ СКОПЛЕНИЙ В РЕШЕТКЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

К. А. Исмаилов<sup>1</sup>, Е. Ж. Косбергенов<sup>2</sup>, Ж. Ш. Уразбаева<sup>2</sup>, Д.М.Реймбаева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Каракалпакский государственный университет имени Бердаха

<sup>2</sup> Национальный университет Узбекистана имени Мирза Улугбека

Поликристаллический кремний (poly-Si) стал перспективным материалом для различных электронных и фотоэлектрических применений [1]. Во многих работах показано возможность создания в решетке монокристаллического кремния кластеров, представляющих собой локализованные группы атомов с различными свойствами [2]. Изучение образования скоплений в решетке poly-Si и их воздействия на свойства материала представляет собой малоизученную, но весьма актуальную задачу. Формирование скоплений является ключевым фактором, определяющим электрические и оптические характеристики poly-Si. Эти скопления имеют различные размеры и пространственное распределение в зависимости от конкретных условий роста и параметров обработки [3].

Мы предполагаем, что наличие скопления приводит к появлению локализованных дефектов и примесей, что приводит к изменению удельного сопротивления и подвижности носителей. Кроме того, скопления могут влиять на процессы поглощения и рекомбинации света в poly-Si, что влияет на его фотоэлектрические характеристики [4].

Кроме того, никель может влиять на структуру и электрические свойства границ зерен в poly-Si. Он может изменять их энергетическую структуру и влиять на процессы рекомбинации зарядов на границах зерен. Это может привести к улучшению эффективности солнечных элементов на основе poly-Si.

Диффузионное легирование поликристаллического кремния атомами никеля на границах зерен является важным процессом, который может существенно влиять на эффективность солнечных элементов. Границы зерен в поликристаллическом материале играют роль препятствия для свободного движения неосновных носителей заряда, что приводит к уменьшению эффективности солнечных элементов [5]. Однако, при диффузионном легировании атомами никеля на границах зерен формируется изотипный барьер, который снижает влияние границ на эффективность солнечного элемента.

Изотипный барьер представляет собой слой, состоящий из атомов никеля, расположенный на границе зерен poly-Si. Этот барьер создает препятствие для свободного движения неосновных носителей заряда, что уменьшает их рассеяние на границах зерен. В результате, эффективность солнечного элемента повышается.

Кроме того, при диффузионном легировании атомами никеля на границах зерен формируются скопления примесных атомов никеля. Эти скопления могут оказывать влияние на время жизни неосновных носителей заряда. Однако, если скопления становятся слишком большими, они могут создавать дополнительные пути рекомбинации, что может негативно сказаться на эффективности солнечного элемента.

Таким образом, диффузионное легирование poly-Si атомами никеля на границах зерен могут создать изотипный барьер, который снижает влияние границ на эффективность солнечного элемента. Однако, формирование скоплений примесных атомов никеля требует

более детального изучения, чтобы определить оптимальные условия для достижения максимальной эффективности солнечных элементов.

Такие исследования позволяют изучить процесс образования скоплений в решетке poly-Si и их влияние на свойства материала. Никель также может взаимодействовать с дефектами решетки поликристаллического кремния, такими как примесные атомы или вакансии [6]. Это может приводить к изменению электрических свойств материала и его устойчивости к радиационным повреждениям. Изучение образования никелевых скоплений в поликристаллическом кремнии позволяет более глубоко понять механизмы взаимодействия переходных металлов с материалом и оптимизировать процессы его легирования и обработки. Это может привести к созданию более эффективных и стабильных солнечных элементов, что является актуальной задачей в современной энергетике.

### Литературы

1. Олимов Л.О. Влияние межзеренных границ на перенос носителей заряда в поликристаллическом кремнии // Узбекский физический журнал, 2005. № 3, -С. 231-233.
2. Исмаилов Б. К. Миграция и геттерирующие свойства кластеров атомов никеля в решетке кремния // диссертация на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам, 2020. – 126 С.
3. Сапарниязова З. М. Взаимодействие кластеров атомов никеля и марганца с дефектами решетки кремния // автореферат диссертации доктора философии (Phd) по физико-математическим наукам, Ташкент, 2019. – 46 С.
4. Кенжаев З. Т. Особенности влияния примесных атомов никеля на параметры кремниевых солнечных элементов // автореферат диссертации доктора философии (Phd) по физико-математическим наукам, Ташкент, 2022. -48 с.
5. Zaynabidinov S., Aliev R., Olimov L.O. High temperature features of the polycrystalline silicon physical properties // Ukr. J. Phys., 2006. Vol. 51, № 7, -pp. 699-702.
6. Курбанов А. О. Влияние термо- и радиационного воздействия на электрофизические и рекомбинационные свойства кремния, легированного никелем // автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Ташкент, 2008. -47 с.

### ФОТО- И ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ n-Si-p-Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>

А.С. Саидов<sup>1</sup>, Ш.Н. Усмонов<sup>1</sup>, А.Б. Каршиев<sup>1</sup>, К.Г. Гаимназаров<sup>2</sup>

1. Физико-технический институт НПО «Физика – Солнце» АН РУз,

2. ГулГУ, 120000, г. Гулистан, 4-микрорайон.

**Аннотация:** Представлены экспериментальные результаты наблюдения фототермовольтаического эффекта в структуре n-Si-p-Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ( $0 \leq x \leq 0.55$ ), т.е. генерации тока и напряжения при совместном воздействии фото- и теплового возбуждения в интервале температур 29÷80 °С

**Ключевые слова:** фототермовольтаический эффект, термовольтаический эффект, варизонные твердые растворы, генерация токов и ЭДС.

Разработка эффективных фото-, термо- и тепловольтаических элементов является актуальной задачей фото- и теплоэнергетики. Поиск возможности повышения эффективности солнечных элементов привел к идее возникновения фототермовольтаического (ФТВ) эффекта

в результате фото- и тепловой генерации электронно-дырочных пар [1]. Причем тепловая энергия возникает за счет фотонагрева. ФТВ эффект наблюдался в различных структурах –  $p$ - $\text{Si}-n$ - $(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{ZnSe})_x(\text{GaP})_y$  [2] и эпитаксиальных слоях твердых растворов (ТР) с переменным составом -  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  [3],  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$  [4]. С целью накопления экспериментальных данных и для выяснения ФТВ эффекта в полупроводниково-вых структурах, изготовленных на основе различных твердых растворов замещения, в данной работе мы исследовали структуру  $n$ - $\text{Si}-p$ - $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ).

Гетероструктура  $n$ - $\text{Si}-p$ - $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  была изготовлена путем выращивания эпитаксиального слоя варизонного ТР  $p$ - $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема  $\text{Sn}$  раствора-расплава ( $\text{Sn-Si-Ge}$ ) на подложках  $n$ - $\text{Si}$  (100). Эпитаксиальная пленка имела монокристаллическую структуру с ориентацией (111). Из полученных материалов были изготовлены образцы с размерами: длина – 8 мм; ширина – 5 мм. Затем был проведен косой шлиф эпитаксиальной пленки. После этого к полученным образцам были изготовлены токосъемные омические контакты путем напыления  $\text{Ag}$  площадью  $2 \text{ мм}^2$  на поверхности эпитаксиальной пленки, сплошной по поверхности подложки. Толщина подложки составляла 400 мкм, а полная толщина эпитаксиальной пленки - 90 мкм. Токосъемный контакт со стороны пленки наносился на участке косого среза, в котором молярное содержание атомов компонентов ТР составляло  $\text{Ge} \sim 50 \text{ ат.}\%$ ,  $\text{Si} \sim 50 \text{ ат.}\%$ , т.е. между подложкой и токосъемным контактом сформирован эпитаксиальный слой варизонного ТР  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0 \leq x \leq 0.2$ ).

Образцы с токосъемными контактами помещались в металлический ящик под линзой Френеля ( $F = 28 \text{ см}$ ,  $\varnothing = 26 \text{ см}$ ), в котором отсутствует конвекция воздуха. Диаметр светового пятна, образуемого линзой Френеля, на порядок превышал размер образца, т.е. образец освещался однородным по поверхности излучением. В ходе эксперимента расстояние между линзой и образцом (10 см) не изменялось, и тем самым поддерживалось постоянное значение интенсивности светового потока, падающего на поверхность образца. Образец нагревался солнечным излучением. Температура измерялась хромель-копелевой термопарой, и она регулировалась продолжительностью подсветки. ЭДС ( $V$ ) и ток ( $I$ ), генерируемые фото- и тепловыми возбуждениями измерялись при различных температурах под действием солнечного излучения, и только за счет тепловой энергии - в темноте после затенения образца от солнечного излучения (рис. 1 и рис. 2).

Как видно из рис. 1, под воздействием однородного потока солнечного излучения в исследуемой структуре при температуре  $29^\circ\text{C}$  генерируется ЭДС, равная 684 мВ. С повышением температуры при постоянной интенсивности солнечного излучения наблюдается уменьшение ЭДС, достигающей минимального значения 25 мВ при  $70^\circ\text{C}$ . Далее до  $76^\circ\text{C}$  ЭДС остается постоянной. Это может быть связано с тем, что с ростом температуры разделяющий потенциальный барьер для носителей заряда в  $p$ - $n$ - переходе уменьшается. Однако наблюдается иная температурная зависимость ЭДС, генерируемой после затенения структуры от солнечного излучения, т.е. под тепловым возбуждением. При этом при повышении температуры с  $29^\circ\text{C}$  до  $40^\circ\text{C}$  значение ЭДС увеличивается с 22 мВ до 336 мВ соответственно. Далее до  $70^\circ\text{C}$  наблюдается уменьшение ЭДС. Зависимость ЭДС от температуры зависит от характера возбуждения. Но зависимость тока от температуры при возбуждении солнечными лучами и тепловом возбуждении имеет одинаковый характер (рис. 2). При повышении температуры с  $29^\circ\text{C}$  до  $33^\circ\text{C}$  наблюдается быстрый, затем до  $53^\circ\text{C}$  медленный рост тока,

достигая при этом значения 102 нА и 26 нА при солнечной и тепловой генерации соответственно. Далее до 61°C наблюдается уменьшение тока до 7 нА и 0.6 нА, соответственно. При температурах 70-75°C ток практически отсутствует.

Выяснение механизмов генерации ЭДС и тока при фототермо-вольтаическом эффекте, а также в темноте при солнечном нагреве требует дальнейших исследований и накопления дополнительных экспериментальных результатов. При этом необходимо будет учитывать варизонный характер исследуемой структуры, а также инерционность генерационно-рекомбинационных процессов с участием глубоких примесных центров.

Работа посвящается академику АН РУз М.С. Саидову.

### Использованная литература

1. Саидов М.С. Гелиотехника. 2012, № 1, С. 3-7.
2. Саидов А.С., Саидов М.С., Усмонов Ш.Н., Рахмонов У.Х. Гелиотехника. 2013, № 4, С. 58-61.
3. Saidov A. S., Leiderman A. Y., Karshiev A. B. Photothermovoltaic Effect in a  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  Variband Solid Solution. Applied Solar Energy. 2019, No. 55, pp. 12-17.
4. Саидов А.С., Усмонов Ш.Н., Ишниязов Т.Т., Каршиев А.Б. Фототермовольтаический эффект в твердом растворе  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ . Сборник тезисов и докладов восьмой международной конференции по физической электронике ИРЕС-8, Ташкент-2021, С. 124-125.

### ВЛИЯНИЕ АТОМОВ ТЕЛЛУРА НА СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОННО-ТРАНСМУТАЦИОННОГО КРЕМНИЯ

**Н.Т. Сулайманов, А.К. Рафиков, А.А. Сулаймонов, С.Р. Эгамов**

**Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан**

В настоящее время для получения термо- и фоторезисторов широко используется компенсированный кремний легированный различными примесями, создающими глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне [1-5]. В данной работе получение компенсированного кремния решается методом ядерной трансмутации, (путем облучения нейтронами), которая дает возможность целенаправленно изменять электрофизические параметры кремния [4]. Применение радиационных методов в технологических целях позволяет управлять составом образующихся дефектов. В работе для термодиффузионного легирования был выбран примесь теллур, который создает в кремнии глубокие уровни с амфотерным свойством [1,5]. Известно, что при радиационной обработке в объеме кремния формируются компенсирующие радиационные дефекты и степень компенсации кристалла определяется исходной концентрацией носителей заряда и флюенсом облучения [4].

Установлено, что в образцах, параметры которых определены методом Холла, при освещении различными интенсивностями, удельные сопротивления увеличиваются на 160-180 Ом\*см, концентрации носителей заряда при освещении красным светом уменьшается, а при освещении синим и зеленым цветами – увеличивается. Увеличение удельного сопротивления необлученных образцов можно объяснить влиянием электрически неактивных соединений теллура и кислорода на движения электронов, не участвующих в электропроводности материала. Известно, что при нейтронного трансмутации образцов

кремния, легированного теллуром, от изотопа  $^{30}\text{Si}$  образуется стабильный изотоп  $\text{P}^{31}$  и нестабильные изотопы от четных стабильных изотопов теллура ( $^{120}\text{Te}$ ,  $^{122}\text{Te}$ ,  $^{124}\text{Te}$ ,  $^{126}\text{Te}$ ). А взаимодействие нечетного изотопа  $^{123}\text{Te}$  с высокоэнергетическими нейтронами приводит к образованию стабильного изотопа сурьмы  $\text{Sb}$ . После нейтронного облучения радиоактивные изотопы теллура, из-за короткого времени полураспада (4 дня), образцы  $\text{Si}\langle\text{Te}\rangle$  становится нерадиоактивным и могут быть использованы как высокоомные образцы для получения терморезисторов или фоторезисторов с высокой чувствительности [5,6].

Таким образом, показано влияние диффундированной примеси  $\text{Te}$  на изменения основных электрофизических параметров легированного кремния и определено, при воздействии нейтронов основное значение имеет ядерная трансмутация изотопа  $^{123}\text{Te}$  в изотоп  $\text{Sb}$ .

### Литература.

- [1] А.Н. Марченко. Управляемые полупроводниковые резисторы. М. Энергия, 1978 г., 216 с.
- [2] Sh.A. Makhkamov, M.Yu. Tashmetov, Sh.A. Makhmudov, A.K. Rafikov, A.A. Sulaymonov. Диффузия атомов примеси родия в кремнии для датчиков // FRANCE international conference: "Scientific approach to the modern education system" Part 10, 5th December, y 2022- Pp. -95-98.
- [3] Gui C., Yang De-R., Ma X. Y., Fu L.M., Fan R.X., Que D.L. / Oxygen Precipitation within Denuded Zone Founded by Rapid Thermal Processing in Czochralski Silicon Wafers // Chin. Phys. Lett. Vol. 22. № 9. 2005, pp. 2407-2410.
- [4] M. Yu. Tashmetov, Sh. A. Makhmudov, A. A. Sulaymonov, A. K. Rafikov, B. Zh. Abdurayimov. Photosensors Based on Neutron Doped Silicon // ISSN 0003-701X, Applied Solar Energy, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 71–73.
- [5] Sh Makhmudov, A Sulaymonov, A Rafikov, G Xudayberganova. Study of after diffusion regions in highly doped silicon // International scientific journal Science and Innovation, ISSN: 2181-3337, V-1, №6, October 9, 2022, - Pp. -402-404.
- [6] V.Bondarenko, T.von Egidy, J.Honzátko, I.Tomandl, D.Bucurescu, N.Mărginean J.Ott, W.Schauer, H.-F.Wirth, C.Doll. Nuclear structure studies of  $^{123}\text{Te}$  with  $(n,\gamma)$  and  $(d,p)$  reactions. //Nuclear Physics A, Vol. 673, Issues 1–4, 19 June 2000, P. 85-121.

### ТОК УВЛЕЧЕНИЯ ФОТОНАМИ В ТЕЛЛУРЕ ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Расулов Рустам Явкачович<sup>1</sup>, Эшболтаев Иқболжон Мамиржонович<sup>2</sup>, Муминов Исломбек Араббоевич<sup>1</sup>, Уринова Камала Комилжановна<sup>2</sup>, Фарманов Ислом Элмар угли<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ферганский государственный университет, <sup>2</sup> Кокандский государственный педагогический институт

**Аннотация:** В этом исследовании изучаются эффекты усиленных фотонов в теллуре с упором на контролируемую передачу импульсных фотонов в электронную подсистему. Экспериментальные данные, как сообщается в, теоретически интерпретируются в. Теоретические интерпретации учитывают как квадратичные, так и линейные вклады в эффективный гамильтониан в приближении сферически-симметричной зоны, как обсуждалось в.

**Ключевые слова:** теллур, фотонно-электронная подсистема, сферически симметричная зона, эффективный гамильтониан, оптический переход, вектор поляризации, волновой вектор, нелинейные кристаллы, диаграммы Келдыша, G-фактор.

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в теллуре, обусловленный передачей импульса фотона к электронной подсистеме, экспериментально был обнаружен в. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов проводится в. В сферически симметричном зонном приближении и в с учетом как квадратичного, так и линейного по волновому вектору ( $\vec{k}$ ) вклады в эффективном гамильтониане дырок. Как указывалось в учет зависимости квадрата матричного элемента оптического перехода от  $\vec{q}$  приводит к дополнительному вкладу в ток ЭУФ.

Разлагая в ряд плотности тока ЭУФ ( $\vec{j}$ ), пропорционального к интенсивности света, по вектору поляризации и по волновому вектору фотона ( $\vec{q}$ ) имеем следующее соотношение.

$$\vec{j}_\alpha = I \sigma_{\alpha\beta\gamma\delta} e_\beta e_\gamma^* q_\delta, \quad (1)$$

где  $I$  - интенсивность,  $\vec{e}$  - вектор поляризации света,  $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$  - тензор ЭУФ. ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta = x, y, z$ ) . В дальнейшем рассмотрим теорию линейного ЭУФ, возникающего в однородных кристаллах при их освещении линейно поляризованным светом. Тогда  $\sigma_{\alpha\beta\gamma\delta}$  вещественен и имеет ненулевые компоненты в кристаллах произвольной симметрии. Поэтому ЭУФ возникает в средах, как с центром симметрии, так и без центра инверсии. Например, в теллуре при распространении линейно поляризованного света вдоль главной оси ( $C_3 \parallel z$ ) генерируется ток ЭУФ как вдоль главной оси кристалла, так и в поперечном к  $C_3$  направлении

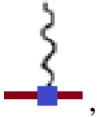
$$j_z = I \sigma_{zzxx} q_z, \quad j_x = I \sigma_{xzyy} q_z \sin 2\theta', \quad j_y = I \sigma_{xzyy} q_z \cos 2\theta' \quad (2)$$

Здесь  $\theta'$  - угол между плоскостью поляризации света и осью вращения второго порядка, направленный по оси  $x$ .

В микроскопической теории выражение для тока ЭУФ в приближении времени релаксации имеет вид

$$\vec{j} = -e \sum_{n\vec{k}} \vec{v}_{n\vec{k}} f_{n\vec{k}}^{(as)} \quad (3)$$

где  $\vec{v}$  - оператор скорости,  $e$  - элементарный заряд,  $f_{n\vec{k}}^{(as)}$  - асимметричная (неравновесная) часть функции распределения дырок в зоне  $n$ . В дальнейшем расчет производим в

приближении времени релаксации  $\tau_{n\vec{k}}$  и учитываем следующие диаграммы Келдыша , где волнистая линия - фотон, сплошная - дырка.

Наряду с учетом зависимости вероятности оптического перехода от импульса фотона (как в законе сохранения энергии, так в законе сохранения импульса), учитываем и следующий вклад в ток ЭУФ, связанный с зависимостью вектора напряженности магнитного поля ( $\vec{H}$ ) электромагнитной волны от  $\vec{q}$

$$\vec{H} = iA(\vec{q} \times \vec{e}) \quad (4)$$

Здесь  $\vec{A} = \vec{e}Ae^{i\vec{q}\vec{r}}$  - вектор-потенциал световой волны. Тогда имеем следующую дополнительную слагаемую в эффективном гамильтониане дырок  $H$

$$H' = \frac{eA}{c\hbar} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_0} ig \left( \hat{\sigma} (\vec{q} \times \vec{e}) \right) = i\mu_0 g \left( \vec{H} \hat{\sigma} \right) \quad (5)$$

где  $g - g$  - фактор дырок,  $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0c}$  - магнетон Бора,  $\hat{\sigma}_\alpha$  - матрицы Паули. Далее имеем

следующие, полезные для дальнейших расчетов, соотношения

$$\langle l | H' | l' \rangle = H'_{ll'} = i \frac{eA}{c\hbar} gq \left[ e_{y'} \left( \eta \cos \theta - \sqrt{1-\eta^2} \sin \theta \right) + (-1)^{l'} \left( e_{x'} \cos \theta + e_{z'} \sin \theta \right) \right] \quad (6)$$

$$H'_{ll} = (-1)^l i \frac{eA}{c\hbar} g \frac{\hbar^2}{2m_0} q e_{y'} \left( \sqrt{1-\eta^2} \cos \theta + \eta \sin \theta \right) \quad (7)$$

where где  $\eta = \beta_V k_z \left( \Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2 \right)^{-1/2}$ ,  $\vec{e} = \{ \cos \theta \cos \varphi, -\sin \varphi, \sin \theta \sin \varphi \}$ ,  $\vec{q} = q \{ -\sin \theta, 0, \cos \theta \}$ ,  $\beta_V$  - зонный параметр теллура,  $2\Delta_2$  - энергетический зазор в точке  $M$  зоны Бриллюэна. Тогда квадрат матричного элемента межзонного оптического перехода, зависящего (линейного) от  $\vec{q}$  запишем как

$$\begin{aligned} \left| M_{2, \vec{k} + \vec{q}; 1, \vec{k}} \right|^2 = & \left( \frac{eA}{c\hbar} \right)^2 \left\{ 2\eta \beta_V q \left[ e_{z'} Q_{z'} \times \left( \beta_V \sqrt{1-\eta^2} - 2A k_{z'} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[ \cos \theta e_{x'} e_{z'} + e_{z'}^2 \sin \theta + i (\vec{e} \times \vec{e}')_x \left( \eta \cos \theta - \sqrt{1-\eta^2} \sin \theta \right) \right] \right\} \quad (8) \end{aligned}$$

где  $\eta = \eta(k_z \rightarrow k_{z'})$ ,  $Q_{z'} = \frac{(1-\eta^2)^{-1/2}}{2} \frac{\partial \eta}{\partial k_{z'}}$ ,  $A = \frac{A_1 + A_2}{2}$  ( $l \neq l' = 1, 2$ ),  $A_{1,2} = \frac{\hbar^2}{2m_{1,2}}$ ,  $m_{1,2}$  -

эффективная масса дырок. Из (7) видно, что после углового интегрирования величина, пропорциональная  $k_{z'} \left| M_{2, \vec{k} + \vec{q}; 1, \vec{k}} \right|^2$  обращается в ноль, т.е. в  $Te$  не возникает этот дополнительный вклад в линейный ЭУФ, обусловленный невертикальными оптическими переходами, а может возникать только циркулярный ЭУФ и этот вклад в  $Te$  исчезает в случае  $\beta_V k_z \ll \Delta_2$ . Тогда в сферическом приближении в энергетическом спектре дырок:  $E_{l\vec{k}} = (-1)^l \Delta_2 + A_l k^2$  продольный ток ЭУФ в  $Te$  (без учета  $g$ -фактора дырок) определяется как

$$j_z = \sum_{l=1,2} (-1)^l I \frac{2e}{5} \frac{K_{\parallel}}{\hbar \omega} \frac{\hbar q}{m_l^*} \frac{A_l}{A_2 - A_1} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{\partial \ln \tau_l(E_l)}{\partial \ln E_l} - \frac{A_l}{A_2 - A_1} \frac{\hbar \omega - 2\Delta_2}{k_B T} \right) \right], \quad (9)$$

где

$$K_{\parallel} = K(\vec{e} \parallel C_3) = \eta_0 \frac{e^2 k_{\omega}^2 \beta_V^2 f_{1k_{\omega}} \left( 1 - \exp \left( -\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right) \right)}{3cn_{\omega} \hbar^2 \omega (A_2 - A_1)} \quad (10)$$



- коэффициент поглощения света в *Te* при оптическом переходе дырок между подзонами  $m_1$  и  $m_2$ ,

$$E_l^\circ = E_l(k = k_\omega), k_\omega^2 = (\hbar\omega - \Delta_2/2) \times (A_2 - A_1)^{-1}, \eta_0^2 = \frac{4\beta_V^2 k_\omega^2}{\hbar^2 \omega^2}, f_{1k_\omega} = e^{\frac{\mu}{k_B T}} e^{\frac{\Delta_2 - A_1 k_\omega^2}{k_B T}},$$

$$\tilde{k}_\omega^2 = \frac{\sqrt{(A_2 - A_1)^2 k_\omega^4 + 4k_\omega^2 (A_2 - A_1) \Delta_2}}{4\beta_V^2}.$$

Для полноты задачи ниже приведем выражение для коэффициента межподзонного поглощения света при учете "горба" подзоны  $m$  валентной зоны в теллуре, т.е.

$$E_{\vec{k}} = A_{\parallel} k_z^2 + A_{\perp} (k_x^2 + k_y^2) + (-1)^l \sqrt{\Delta_2^2 + \beta_V^2 k_z^2} \quad (11)$$

и при  $\vec{e} \parallel C_3$  в виде

$$K = \frac{e^2}{2\pi n_\omega c \hbar} \frac{k_B T}{\hbar \omega} \frac{\beta_V^2 k_0}{A_{\perp}} \exp \left\{ \frac{\mu + \frac{\hbar\omega}{2} - A_{\parallel} k_0^2 + \Delta_2}{k_B T} \right\} \quad (12)$$

where  $A_{\parallel,\perp} = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel,\perp}}$ ,  $k_0 = \frac{\sqrt{(\hbar\omega)^2 - 4\Delta_2^2}}{2\beta_V}$ ,  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  - продольная и поперечная эффективные массы дырок.

В приближении (10) вклад в ЭУФ за счет учета (6) описывается тензором (при  $\vec{e} \parallel C_3$ )

$$\sigma_{yyzx}^{(l)} = (-1)^l \frac{16\pi e l}{\hbar \omega} K \frac{\delta k_B T \Delta_2 \hbar \omega g \tau_{lk_0} \hbar}{m_0 \beta_V^2 [(\hbar\omega)^2 - 4\Delta_2^2]}.$$

где  $\delta$  - зонный параметр теллура.

Из последнего видно, что вклад в ЭУФ в *Te*, возникающий за счет учета  $g$ -фактора, увеличивается с ростом температуры, количественное значение которого зависит от значения  $\delta$  и  $g$ -фактора.

Расчеты показывают, что экстремальное значение теоретической спектральной зависимости тока ЭУФ, в 1,2 раза меньше чем экспериментального. Это, по-видимому, связано, с пренебрежением анизотропией в энергетическом спектре электронов. Естественно, в этом случае, спектральная и температурная зависимости тока ЭУФ надо рассчитать численно. Этот случай требует отдельного рассмотрения.

### Литература

1. E.Z. Imamov. // ФТП, т.6, В.5, с.1012, А.А.Гринберг, Е.Д.Беларусец, Е.З. Imamov // ФТП, 1971, v.5, В.12, с.2010 ..
2. G.Ribakovs, A.A. Gundjian // J.of Phys.C, 1977, v.48, No. 11, p 4601-4608.
3. Р.Я.Расулов Угловые оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света: дис. ... докт. физ.-мат. наук. – СПб.: ФТИ РАН им. акад. А.Ф. Иоффе, 1993. -168 с.

4. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(12), 1-5.
5. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Qosimov, F. (2022, December). Semiclassical theory of electronic states in multilayer semiconductors. Part 2. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 2388, No. 1, p. 012158). IOP Publishing.
6. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Маматова, М. А., & Исомаддинова, У. М. (2022). К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МНОГОСЛОЙНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ. КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ. Universum: технические науки, (10-5 (103)), 24-31.
7. Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., кизи Нисолмухамметова, Н. И., Кучкаров, М., & Кодиров, Н. (2021). КЛАССИФИКАЦИЯ МЕЖДУЗОННЫХ ТРЕХ ФОТОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В InSb. EDITORIAL BOARD, 608.
8. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Adhamovna, M. M., Qizi, K. M. N., & Dovlatboyevich, M. D. (2022). VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF A THREE-LAYER SEMICONDUCTOR DIODE OF DOUBLE INJECTION. European science review, (5-6), 37-41.
9. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., & Нетьматов, Х. М. О. (2021). К ТЕОРИИ МЕЖДУЗОННОГО ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УЗКОЗОННОМ КРИСТАЛЛЕ. EDITOR COORDINATOR, 962.
10. Rasulov, R. Y., Akhmedov, B. B., Muminov, I. A., & Umarov, B. B. (2021). Crystals with tetrahedral and hexagonal lattices. Fergana. Classic.-2021, 10.
11. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Mamirzhonovich, E. I., Xurshidboyevich, Q. C. M., & Adxamovna, M. M. (2021). MATRIX ELEMENTS OF THREE PHOTONIC OPTICAL TRANSITIONS IN CRYSTALS OF CUBIC SYMMETRY. OPTICAL TRANSITIONS FROM THE SPIN-ORBITAL SPLITTING BAND TO THE CONDUCTION BAND. European Science Review.
12. Расулов, Р. Я., Эшболтаев, И. М., Кучкаров, М. Х., & Махситалиев, Б. (2021, November). ДЫРОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ГИРОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА. In The 6th International scientific and practical conference “Modern directions of scientific research development”(November 24-26, 2021) BoScience Publisher, Chicago, USA. 2021. 1153 p. (p. 304).

**ТРАНСПОРТНОЕ СВОЙСТВО ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР,  
СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ЧЕРЕДУЮЩИХСЯ АСИММЕТРИЧНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ  
ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЯМ И БАРЬЕРОВ**

**Расулов Вохоб Рустамович<sup>1</sup>, Маматова Махлиё Адхамовна<sup>1</sup>, Насиров Мардон  
Халдарбекович<sup>2</sup>, Уринова Камала Комилжановна<sup>3</sup>.**

**<sup>1</sup> Ферганский государственный университет,  
Ферганский политехнический институт,**

**<sup>3</sup> Кокандский государственный педагогический институт**

**Аннотация:** В этом исследовании изучаются передовые возможности современных технологий по созданию полупроводниковых слоев с настраиваемыми профилями состава, включая квантовые структуры, для повышения производительности электронных устройств. Такие инженерные слои часто сводят сложность электрических компонентов к поведению в прямоугольных потенциальных ямах между соседними слоями с потенциальными барьерами. Эти инженерные структуры находят применение в туннельных диодах, гетеролазерах и т. д.

Исследование посвящено решению уравнения Шрёдингера с конкретными потенциалами и вычислению эффективной массы электронов в различных областях с учетом условия Бастарда для униполярных матриц в симметричных структурах с однородными высокими потенциальными барьерами.

**Ключевые слова:** квантовые структуры, полупроводниковые приборы, профили состава, уравнение Шрёдингера, эффективная масса, потенциальные барьеры, туннельные диоды, гетеролазеры, коэффициент передачи, электронное поведение, квантум Уэллс, явление помех, спектральная зависимость, электронные волновые векторы, симметричные структуры.

Современная технология дает возможность получения полупроводниковых слоев с произвольным профилем изменения состава (структуры с квантовой ямой) для улучшения характеристик приборов, полученных на их основе. В этом случае задача об электронных состояниях сводится к задаче о поведении частицы в прямоугольных потенциальных ямах, между двумя соседними которых имеется потенциальная яма, описываемая соотношением

$$U(x) = \begin{cases} U_j & \text{при } x \in (x_j, x_{j+1}), \\ U_{j+1} & \text{при } x \in (x_{j+1}, x_{j+2}), \\ U_{j+2} & \text{при } x \in (x_{j+2}, x_{j+3}), \\ U_{j+3} & \text{при } x \in (x_{j+3}, x_{j+4}), \\ U_{j+4} & \text{при } x \in (x_{j+4}, \dots) \end{cases} \quad (1)$$

Далее отметим, что для создания нового поколения резонансно-туннельных диодов, гетеролазеров с разделенными электронным и оптическим ограничением применяются структуры с прямоугольными размерно-квантованными ямами, в центре которых имеется дополнительный энергетический провал. Такая структура описывается потенциалом (1), где надо считать, что  $U_j, U_{j+4} > 0$ ,  $U_{j+1}, U_{j+3} = 0$ ,  $U_{j+2} < 0$ .

Решение стационарного уравнения Шрёдингера с потенциалом (1) выберем как

$$\psi_j(x) = A_j e^{(ik_j x)} + B_j e^{(-ik_j x)} \quad (2)$$

где  $k_j(x) = k_j = \sqrt{\frac{2m_j}{\hbar^2}(E - U_j)}$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$ .

При дальнейших расчетах считаем, что эффективные массы электронов различны в различных областях. Поэтому, при решении уравнения Шрёдингера с потенциалом (1) учтем условия Бастарда, т.е.

$$\psi_j(x = x_j) = \psi_{j+1}(x = x_j), \quad \frac{1}{m_j} \frac{\partial \psi_j(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_j} = \frac{1}{m_{j+1}} \frac{\partial \psi_{j+1}(x)}{\partial x} \Big|_{x=x_j} \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3) нетрудно получить следующая линейная комбинация амплитуд электронных де-бройловских волн

$$\begin{aligned} 2A_j &= \left(1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) A_{j+1} e^{i(k_{j+1}-k_j)x_j} + \left(1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) B_{j+1} e^{-i(k_{j+1}+k_j)x_j}, \\ 2B_j &= \left(1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) A_{j+1} e^{i(k_{j+1}+k_j)x_j} + \left(1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j}\right) B_{j+1} e^{-i(k_{j+1}-k_j)x_j}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\tilde{k}_j = k_j / m_j$ .

Для упрощения дальнейших вычислений вводим матрицу переноса, удовлетворяющую следующее равенство

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = T^{(j,j')} \begin{bmatrix} A_{j'} \\ B_{j'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{11}^{(j,j')} & T_{12}^{(j,j')} \\ T_{21}^{(j,j')} & T_{22}^{(j,j')} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{j'} \\ B_{j'} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где матричные элементы в случае  $j' = j + 1$

$$T_{11}^{(j,j+1)} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j} \right) e^{i(k_{j+1}-k_j)x_j}, T_{12}^{(j,j+1)} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j} \right) e^{-i(k_{j+1}+k_j)x_j}, \quad (6)$$

$$T_{21}^{(j,j+1)} = T_{12}^{(j,j+1)*}, T_{22}^{(j,j+1)} = T_{11}^{(j,j+1)*}.$$

Заметим, что матрица  $T^{(j,j+1)}$  удовлетворяет следующего соотношения

$$T_{11}^{(j,j+1)} = T_{22}^{(j,j+1)*}, T_{12}^{(j,j+1)} = T_{21}^{(j,j+1)*}, T_{11}^{(j,j+1)} T_{22}^{(j,j+1)} - T_{21}^{(j,j+1)} T_{12}^{(j,j+1)} = \frac{\tilde{k}_{j+1}}{\tilde{k}_j} \quad (7)$$

матрица  $T^{(j,j+1)}$  становится униполярной матрицей в случае  $\tilde{k}_{j+1} = \tilde{k}_j$ , т.е. для симметричных структур, когда одинаковы высота потенциальных барьеров и эффективные массы электронов.

Теперь рассмотрим конкретные случаи: пусть трехслойная структура имеет в середине одного потенциального барьера. Тогда коэффициент прохождения ( $t_{j,j+2}$ ) через потенциальный барьер<sup>3</sup>, введенный как отношения плотности потоков вероятности в отраженной и прошедшей де-бройловских волнах электронов в падающей волне, в формализме матрицы переноса, имеют вид

$$t_{j,j+2} = \frac{4 \frac{k_{j+2}}{k_j} \frac{m_j}{m_{j+2}}}{\left( 1 + \frac{k_{j+2}}{k_j} \frac{m_j}{m_{j+2}} \right)^2 - \left[ 1 - \left( \frac{k_{j+1}}{k_j} \frac{m_j}{m_{j+1}} \right)^2 \right] \left[ 1 - \left( \frac{k_{j+2}}{k_{j+1}} \frac{m_{j+1}}{m_{j+2}} \right)^2 \right] \sin^2 \left[ k_{j+1} (x_{j+1} - x_j) \right]}. \quad (8)$$

Отметим здесь следующие:

1. Коэффициент  $t_{j \rightarrow j+2}$  инвариантен к преобразованию  $j \leftrightarrow (j+2)$ , что означает коэффициент прохождения не зависит от того с какой стороны налетают электроны на потенциальный барьер. Коэффициенты  $t_{j \rightarrow j+2}$  и  $r_{j \rightarrow j+2}$  верны как для надбарьерного ( $E > U_j$ ), так и для подбарьерного ( $E < U_j$ ) прохождения электронов. В последнем случае удобно использовать преобразования типа  $\tilde{k}_{m+n} = i\tilde{\kappa}_{m+n}$ ,  $\tilde{k}_m \pm \tilde{k}_{m+n} = \sqrt{(\tilde{k}_m)^2 \pm (\tilde{\kappa}_{m+n})^2} e^{\pm i\varphi_{m,m+n}}$  тогда, когда  $\tilde{k}_m$  - вещественная, а  $\tilde{\kappa}_{m+n}$  - мнимая величина, где  $\arctg(\varphi_{m,m+n}) = \frac{\tilde{\kappa}_{m+n}}{\tilde{k}_m}$ . Тогда,

надо отметить, что при переходе из одной области в другую в электронных волнах должно происходит смещение по фазе, связанное с несовпадением фаз волн, распространяющихся в различных, но в соседних, областях.

<sup>3</sup> Т.е. переход электронов из области  $j$  в область  $j+2$  через потенциальный барьер  $j+1$ .

2. Для симметричной структуры с  $U_j = U_{j+2}$  имеем

$$t_{j \rightarrow j+2} = 4 \left\{ \left( 1 + \frac{m_j}{m_{j+2}} \right)^2 + \left[ 1 - \left( \frac{k_j m_{j+1}}{k_{j+1} m_j} \right)^2 \right] \left[ 1 - \left( \frac{k_{j+1} m_j}{k_j m_{j+1}} \right)^2 \right] \sin^2 \left[ k_{j+1} (x_{j+1} - x_j) \right] \right\}^{-1}. \quad (9)$$

3. В асимметричной (и в симметричной, но с различными эффективными массами электронов в различных областях (слоях)) структуре должна наблюдаться осцилляция в спектральной зависимости как коэффициента  $t_{j \rightarrow j+2}$ , т.е. в эффекте туннелирования, так и в коэффициенте прозрачности потенциального барьера. Эта осцилляция обусловлена интерференцией волн отраженных от потенциального барьера, и ее амплитуда определяется разностью между волновыми векторами электронов, находящихся в потенциальном барьере и в соседней ему потенциальных ямах, т.е.  $(\tilde{k}_{j+1} - \tilde{k}_j)$  и  $(\tilde{k}_{j+2} - \tilde{k}_{j+1})$ .

Отметим лишь, что такое интерференционное явление в структуре не исчезает даже в симметричной структуре из-за разности эффективных масс электронов, находящихся в различных областях структуры.

#### Литература

1. Е.Л.Ивченко. // ФТТ. -1972.-Т.14. Вып.12. -С. 3489-3485.
2. Е. Л. Ивченко, Е. Ю. Перлин. // ФТТ. -1973. -Т. 15. -Вып. 9. -С. 2781-2783.
3. Р.Я.Расулов Угловые оптические фотогальванические эффекты в полупроводниках при линейном и нелинейном поглощении света: дис. докт. физ.-мат. наук. – СПб.: ФТИ РАН им. акад. А.Ф. Иоффе, 1993. -168 с.
- 4 Р.Я.Расулов// ФТТ. 1993. -Т.35. -Вып.6. -С. 1674-1678.
5. В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, Р.Р. Султонов, Б.Б. Ахмедов //ФТП. 2020. Т.54. В.11. С.1181-1187.
6. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Маматова, М. А., Исомадинова, У. М., & Кодиров, Н. У. О. (2022, October). ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА И ЕГО ЛИНЕЙНО-ЦИРКУЛЯРНОГО ДИХРОИЗМА В КРИСТАЛЛАХ. УЧЕТ ВКЛАДА ЭФФЕКТА КОГЕРЕНТНОГО НАСЫЩЕНИЯ. In The 15 th International scientific and practical conference “Innovations and prospects of world science”(October 12-14, 2022) Perfect Publishing, Vancouver, Canada. 2022. 454 p. (p. 126).
7. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., & Маматова, М. А. (2022, August). МЕЖДУЗОННОЕ ОДНОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА КОГЕРЕНТНОГО НАСЫЩЕНИЯ. In The 12 th International scientific and practical conference “Modern science: innovations and prospects”(August 21-23, 2022) SSPG Publish, Stockholm, Sweden. 2022. 308 p. (p. 112).
8. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Qosimov, F. (2022, December). Semiclassical theory of electronic states in multilayer semiconductors. Part 2. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 2388, No. 1, p. 012158). IOP Publishing.
9. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., & Adhamovna, M. M. (2022). ELECTRONIC PROPERTIES OF A SEMICONDUCTOR TWO-BARRIER STRUCTURE. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(5), 58-62.
10. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. Russian Physics Journal, 65(10), 1746-1754.

11. Rasulov, R. Y., Karimova, G. A., & Rahmatov, I. (2023). LINEAR-CIRCULAR DICHROISM OF THE PHOTON DRAG EFFECT IN SEMICONDUCTOR SUPERSTRUCTURES. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4), 458-463.
12. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Исомаддинова, У. М., & Кодиров, Н. У. О. (2022, December). УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОДНОФОТОННЫХ МЕЖЗОННЫХ ЛИНЕЙНОЦИРКУЛЯРНЫХ ДИХРОИЗМОВ В КРИСТАЛЛАХ. In *The 12 Th International Scientific And Practical Conference "Eurasian Scientific Discussions"*(December 18-20, 2022) Barca Academy Publishing, Barcelona, Spain.
13. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В InSb.
14. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Polvonov, B. Z. (2020). Linear-circular dichroism of one-photon absorption of light in narrow-zone semiconductors. contribution of the effect of coherent saturation. *European Science Review*, (7-8), 49-53.
15. Rasulov, V. R., Rasulov, P. Y., Eshboltaev, I. M., & Sulonov, R. R. (2020). Size Quantization in n-GaP. *Semiconductors*, 54, 429-432.
16. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Султонов, Р. Р., & Ахмедов, Б. Б. (2020). Теоретическое исследование спин-зависимого размерного квантования в двухбарьерной полупроводниковой структуре. «Узбекский физический журнал», 22(1), 16-19.
17. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Rustamovich, S. R., Mamirjonovich, E. I., & Bahromovich, A. B. (2020). Phenomenology of two and three photon linear-circular dichroism of light absorption in p-GaAs. *European science review*, (1-2), 97-100.

## THEORETICAL CALCULATIONS OF THE MAGNETIC FIELD OF HELMHOLTZ COIL

Taylanov Nizom Abdurazzakovich<sup>1</sup>, Dehqonova Ohista Kosimjonovna<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Jizzakh State Pedagogical University,

<sup>2</sup>Fergana State University,

**Abstract:** In the present article we have studied the physical properties of a Helmholtz coil that can produce a second-order uniformity field for use in magnetic resonance imaging (MRI) applications. A Helmholtz coil is a device used to create a region of nearly uniform magnetic field. It consists of two identical magnetic coils arranged symmetrically along a common axis, one on each side of the experimental site, separated by a distance equal to the radius of the round coil and the half-length of the side of the square coil. Each coil carries an equal electric current flowing in the same direction. The main goal of this article is to calculate the magnetic field created by Helmholtz coils at any point in space. Mathematical equations are simulated using the MATLAB simulation tool to demonstrate the axial magnetic field generated by one and two loops. The importance of testing electronic devices under the influence of a constant magnetic field is substantiated. The magnetic field created by Helmholtz coils of finite rectangular cross-section is investigated. An analytical expression is derived for the magnetic field on the axis of a solenoid of finite thickness and the magnetic field on the axis of Helmholtz coils of rectangular cross-section. In the particular case of using Helmholtz coils with a square cross-section, the condition for the second derivative of the magnetic field to vanish along the symmetry axis of the system at its center is numerically analyzed. This makes it possible to determine the distance between square coils at which the field in the center of the system is most uniform. It is shown that taking into account the finiteness of the cross-section

leads to a change in the optimal distance between the coils. A table of optimal distances for square Helmholtz coils of different thicknesses has been compiled.

**Keywords:** electronic devices, magnetic field, Helmholtz coil effect, rectangular cross-section, round Helmholtz coil; radio frequency coils; modeling; modeling; MATLAB; electromagnetic field measurement; impedance measurements; MRI

**Introduction.** A Helmholtz coil is a device used to create an area of nearly uniform magnetic field [1-2]. It consists of two identical round magnetic coils located symmetrically, one on each side of the experimental site along a common axis, at a distance  $d$  equal to the radius  $R$  of the coil. The currents in the coils are equal and flow in the same direction. There are several variations in coil topology, including the use of rectangular coils and different numbers of coils. However, the standard model is the two-coil Helmholtz pair, whose coils are round in shape and have flat sides. In such a device, an electric current is passed through coils to create a fairly uniform magnetic field. Helmholtz coils are used for a variety of purposes. They were used in an argon tube experiment to measure the charge to mass ratio of electrons [3]. They are often used to measure the strength and fields of permanent magnets [4-5]. To do this, a pair of coils is connected to a flux meter, a device that contains the sense coils and electronics that evaluate the change in voltage across the sense coils to calculate the total magnetic flux. In some applications, a Helmholtz coil is used to neutralize the Earth's magnetic field, creating an area with magnetic field strength close to zero. This can be used to see how electric charges and magnetic fields act when they are not affected by the gravitational pull of the Earth or other celestial bodies [6-7]. This work focuses on Helmholtz-type radiofrequency coils that can be used for magnetic resonance imaging applications. In particular, the design, modeling of a circular Helmholtz coil for magnetic resonance imaging, in addition to ensuring good uniformity of the radio frequency electromagnetic field, provides a certain ease of implementation. This work examines the magnetic field of Helmholtz coils - two coaxially located identical radial coils, the distance between the centers of which is equal to their average radius. In the center of the system there is a zone of uniform magnetic field. They are used to obtain a constant, alternating or pulsed magnetic field with a homogeneity zone, which is usually used in experiments, as well as for calibrating magnetic induction sensors, magnetizing and demagnetizing permanent magnets, demagnetizing steel workpieces, parts and tools. The main purpose of this article is to calculate the magnetic field produced by coils at any point in space, and to show and compare the uniform magnetic field produced by a circular Helmholtz coil. Mathematical equations are simulated using the MATLAB simulation tool to demonstrate the axial magnetic field generated by one and two loops.

**The Helmholtz coil.** Consider a circular Helmholtz coil of radius  $R$ , separated by a distance  $l$ , as shown in Figure 1. Each coil carries a constant current  $I$  in the same direction. Let the magnetic field  $B_i$  be calculated on an axis at a distance  $z$  from the center of one coil.

The magnetic fields produced by a circular wire loop can be obtained according to the following procedure. Electromagnetic (EM) fields generated by a circular wire loop carrying a current  $I$  will satisfy Maxwell's equations. For a wire loop (or coil) excited by a low-frequency current, almost all the energy is stored in the magnetic field. This energy is determined from the concepts and rules of circuit theory.

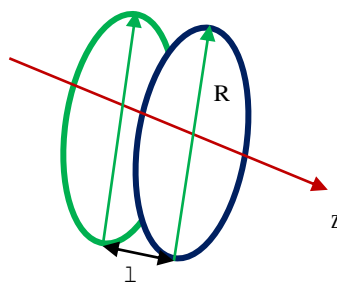


Fig.1. Helmholtz coil arrangement with elliptic loops.

Circuit theory can be thought of as a description of a special class of solutions to Maxwell's equations that result from using the first term of a power series solution for fields. Fields calculated using this approximation are called quasi-static. In the quasi-static approximation, electromagnetic phenomena such as radiation are neglected.

**Geometry of the problem.** A general rule of thumb for circuit elements driven by sinusoidal voltage or current is that the quasi-static approximation will be extremely good when the physical size of the element is small enough compared to the source excitation wavelength. This limitation will be met if the phase of the voltage (current) is approximately the same over the spatial extent of the element. For a circular loop, this condition requires that the current be nearly constant around the circumference of the loop. The current can change over time, but at each moment of time the current in each part of the circuit must have the same value. Therefore, the quasi-static approximation will be very good as long as  $2\pi a \ll \lambda$  (or in terms of frequency instead of wavelength,  $\nu \ll c/10a$ , where  $a$  is the radius of the loop and  $c$  is the speed of light in free space. One can find the electromagnetic fields produced by a loop in this order of approximation by determining the current in the loop using circuit theory and using this uniform current as a source of vector potential from which the fields can be easily derived. This is the approach used below.

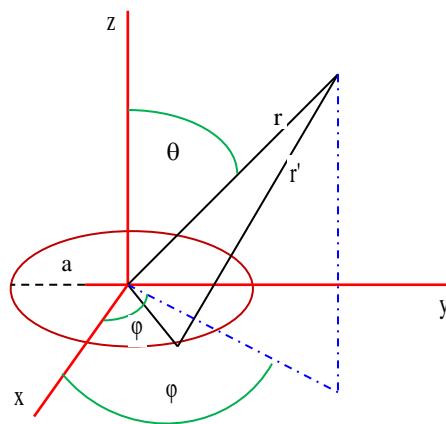


Fig.2. Elliptic coil arrangement to compute the off-axis magnetic field.

In Fig. Figure 2 shows the coordinates and variables for a loop of radius  $a$  located in the  $xy$  plane. The circuit is assumed to have a total current  $I$ .

**Basics of electromagnetism.** Since we will be working extensively with electromagnetism, it is important that we establish a good foundation for the work. This benchmark will be described by the famous Maxwell equations formulated in 1861 [7], which are given below:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$



$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (4)$$

where  $E$  and  $B$  represent the electric and magnetic fields, respectively; electric  $\varepsilon_0$  and  $\mu_0$  magnetic permeability in vacuum, respectively; and  $J$  current density. Although Maxwell's equations do describe our structure, they can be difficult to work with. For our work it will be useful to use Biot-Savart's law, which is given here below:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_C \frac{Id\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (5)$$

where  $C$  is the path along the direction of the current  $I$ ,  $r$  and  $r'$  are vectors representing the distance between the origin and the place where the field is calculated, and the current element, respectively. Looking at Maxwell's second equation (2) and remembering the following property of divergence:

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = 0. \quad (6)$$

let us introduce the vector magnetic potential  $A$  :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad (7)$$

which may seem tedious, but as we will see, it will be useful for multipolar extensions. Using equations (3) and (4), we obtain the expression for the magnetic vector potential:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (8)$$

where  $A$  is the vector potential, and  $I$  is the current in the circuit. From the direction of the current  $A$  has only a  $\varphi$  and by symmetry  $A$  does not depend on the variable  $\varphi$ . When setting up the integration, we use arbitrary values  $\varphi=0$  to simplify the results. Using the symbols shown in Figure 2, we may get the following relations

$$\begin{aligned} d\vec{l} &= (-a \sin \varphi', a \cos \varphi', 0) d\varphi', \\ \vec{r} &= (r \sin \theta, 0, r \cos \theta), \\ \vec{r}' &= (a \cos \varphi', a \sin \varphi', 0), \\ |\vec{r} - \vec{r}'| &= \sqrt{r^2 + a^2 - 2r \cdot a \cdot \sin \theta \cos \varphi'}. \end{aligned} \quad (9)$$

**The distribution of magnetic field.** Substituting these variables into the integral, we notice that the integral with participation  $\sin \varphi'$  vanishes (it is odd), as it should be, since  $A_\varphi$  only the component must survive, and the integral with  $\cos \varphi'$  (even) allows us to reduce the range of integration by half. It leads to

$$A_\varphi = \frac{\mu_0 I a}{2\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \theta d\theta}{\sqrt{\rho^2 + R^2 - 2\rho R \sin \theta \cos \theta}}. \quad (10)$$

$$A_\varphi(\rho, 0, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{IR(-\sin \theta e_\theta + \cos \theta e_\theta) d\theta}{\sqrt{\rho^2 + R^2 + z^2 - 2\rho \cos \theta}} \quad (11)$$

It is more convenient to express this integral in terms of cylindrical coordinates, using

$$r^2 = \rho^2 + z^2 \sin^2 \theta = \frac{\rho^2}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}$$

$$A_\varphi(\rho, z) = \frac{\mu_0 I A}{2\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \theta d\theta}{\sqrt{\rho^2 + R^2 + z^2 - 2\rho R \cos \theta}}. \quad (12)$$

This integral does not have a closed form; however, there is a conversion that results in table functions. Change the variable to obtain the upper limit of the integral  $\pi/2$  using  $\varphi' = \pi + 2\varphi$ . The integral becomes

$$A_\varphi(\rho, z) = \frac{\mu_0 I A}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{(2 \sin^2 \theta - 1) d\theta}{\sqrt{(\rho + R)^2 + z^2 - 4\rho R \sin^2 \theta}}. \quad (13)$$

If we define  $k^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}$ , then the integral transforms into

$$A_\varphi(\rho, \varphi) = \frac{\mu_0 I}{\pi k} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left[ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K - E \right]. \quad (14)$$

An accurate (numerical) calculation of the off - axis magnetic field of a circular loop can be started from the vector potential in spherical coordinates given in (14). An alternative is to turn to elliptic integrals: introducing cylindrical coordinates  $z = \rho \sin \theta$ ,  $r = \rho \cos \theta$ , and the parameter

$k^2(z, r) = \frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}$ , from (14), after simple transformations we obtain

$$\begin{aligned} K(k) &= \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \gamma)^{-1/2} d\gamma, \\ E(k) &= \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \gamma)^{1/2} d\gamma \end{aligned} \quad (15)$$

$K$  is a complete elliptic integral of the first kind,  $E$  and is a complete elliptic integral of the second kind. Both functions are tabular. Magnetic fields are calculated from the vector potential by  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ , providing two components:

$$B_\rho(\rho, z) = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}, \quad B_z(\rho, z) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho A_\varphi). \quad (16)$$

The final expression for the magnetic field components takes the form

$$B_\rho(\rho, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z}{\sqrt{[(a+\rho)^2 + z^2]}} \left[ \frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} E - K \right]. \quad (17)$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z}{\sqrt{[(a+\rho)^2 + z^2]}} \left[ \frac{a^2 - \rho^2 - z^2}{(a-\rho)^2 + z^2} E - K \right]. \quad (18)$$

For small values of  $k$  (i.e.  $r \gg a$  or  $r \ll a$ ) of the expansion

$$K = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \frac{k^2}{2} + \frac{9}{64} k^4 + \dots \right), \quad E = \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{k^2}{2} - \frac{9}{64} k^4 + \dots \right), \quad (19)$$

For a single loop in the  $xy$  plane, we can find the magnetic field components at any location  $\rho$  and  $z$  by first determining  $k$  from the definition above and then substituting into the above formulas. We can check the accuracy of these expressions for the simple case of magnetic field components along the loop axis. On the axis  $\rho = 0$ , from which follows  $k = 0$  and, therefore,  $K(0) = E(0) = \pi/2$ . the expression for  $B_\rho$  becomes undefined, but applying L'Hopital's rule gives  $B_\rho = 0$ . Expression for  $B_z$  becomes

$$B_z = \frac{0.5\mu_0 I}{\sqrt{(a^2 + z^2)^3}} \quad (20)$$

as expected. To calculate the magnetic fields from the Helmholtz coil, fields calculated for two circuits having the same axis, located in planes in  $z = -d$  and  $L = d$ . The separation distance  $2d$  is related to the loop radius by the relation  $d = a/2$ . The expression for the total magnetic field, written in terms of the above derivation, is simply the sum of the individual fields from each loop.

**Numerical results.** In Fig. Figure 3 shows the axial  $B_z$  (left) and radial  $B_\rho$  (right) field components along the vertical axis of the hole. We see that the  $B_z$  shows three humps due to the three-turn configuration. The field is within 10% of the central value between  $Z = 0.8$  and  $3.1$  m. The radial component  $B_\rho$ , shown below, rolls off below 1 and above 3 m. Here the 10% margin is achieved at approximately  $Z = 0.8$  and  $3.1$  m. The decrease in the radial field is accompanied by an increase in the axial field, which increases the “undesirable” component of the  $B_z$  field below 1 and above 3 m. We cannot do anything about this decrease except increase the radius of the turns or add additional turns. The decision on how far to lower the resonator into the “poor field” region depends on the gradient and the dependence of the damping limits on the magnetic field.

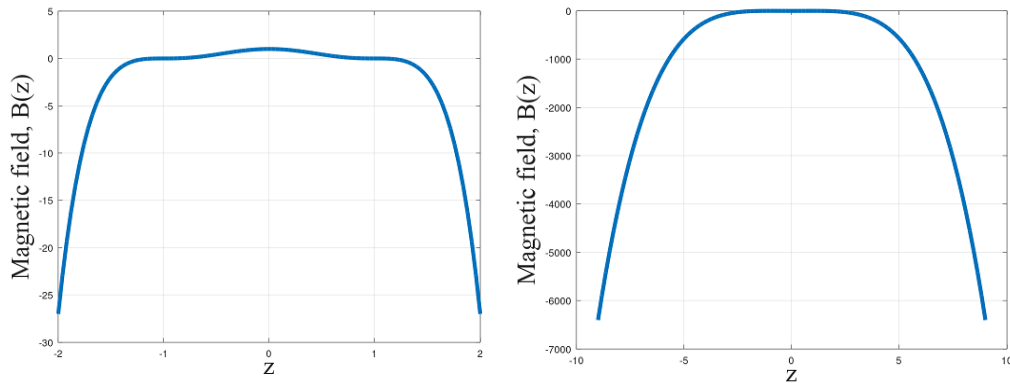


Fig . 3. A two- dimensional comparison of the measured and calculated magnetic field as a function of  $z$  at the center line ( $\rho = 0$ ).

Figure 4 is another representation of the same data, presented as contour plots. Contour plots show that the field is uniform at  $1.3 \times 10^{-6}$  T for most of the inner region.

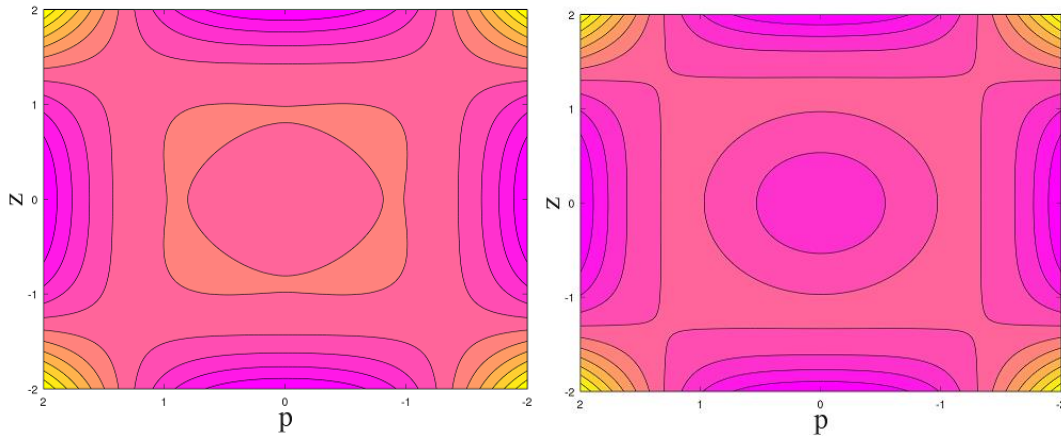


Fig . 4. A two- dimensional comparison of the measured and calculated magnetic field as a function of  $z$  at the center line ( $\rho = 0$ ).

In Fig . Figure 5 shows a three-dimensional comparison of the measured and calculated  $z$ -components of the magnetic field depending on  $\rho$  and  $z$  for typical parameter values  $LN=50$ ,  $\mu_0 = 4\pi e^7$ ,  $I=0.019$ ,

$a = 0.155$ ,  $d = 1.19/2$ . You can see that they compare very well in terms of wave shape and magnitude.

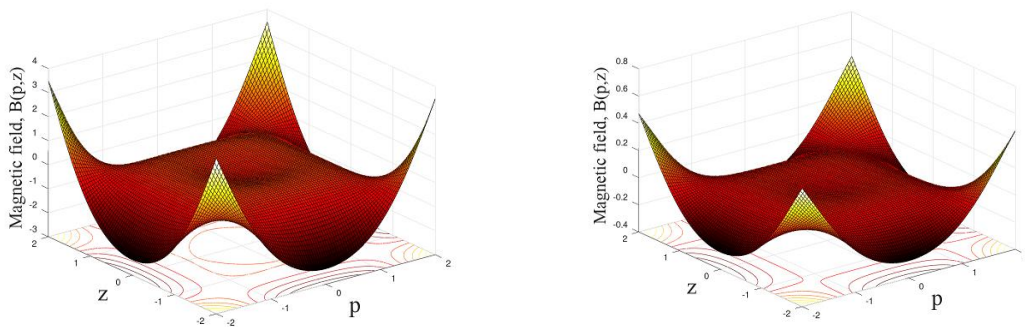


Fig.5. A 3D graph of the magnetic field  $B(\rho,z)$  at different values of parameter  $a$

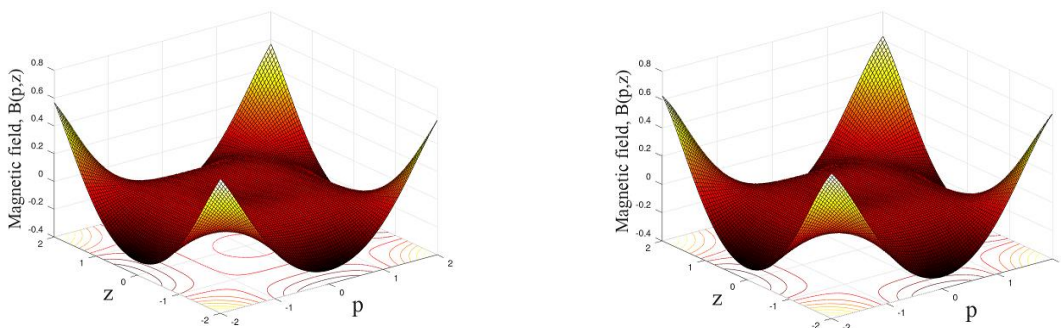


Fig.5. A 3D graph of the magnetic field  $B(\rho,z)$  at different values of parameter  $a$

## CONCLUSION

The present work examines and demonstrates the performance of standard square and round Helmholtz coils that can be used for magnetic resonance imaging. The coil assembly consists of two coaxial loops separated by a distance equal to their radius for a round coil and half the side length for a square coil, and carrying the same current (co-current mode) in a symmetrical arrangement. The developed Helmholtz-type coils create a uniform second-order field. A comparative study of MATLAB simulation along with experimental implementation was conducted to test the magnetic field uniformity of round and square Helmholtz coils. The magnetic field value for which the coil was designed was successfully achieved. The Helmholtz coil is an excellent source of uniform magnetic field and it was built within a very economical budget. It was noticed that if the radius of the round coil is equal to the side of the square, and the distance between the coils is less than 50% of the radius of the round coil and less than 55.4% of the side of the square coil, then the sensitivity of the magnetic field for a round coil is greater than for a square coil. But a pair of square coils exhibits greater magnetic field uniformity than a pair of round coils. It was also observed that the distance between the turns should be approximately equal to 50% of the radius for a round coil and 27.7% of the side length for a square Helmholtz coil. A pair of square Helmholtz coils demonstrated greater field uniformity than round Helmholtz coils, which is desirable for MRI applications. It has been established that the sensitivity (magnitude) of the magnetic field in a pair of round Helmholtz coils is greater than that of square coils.

#### REFERENCES

- [1] F. Romeo, D. I. Holt, "Magnetic Field Profiling: Analysis and Adjustment of Coil Design," *Magnetic Resonance in Medicine*, Vol. 1, No. 1, pp. 44-65, 1984
- [2] CE Hayes, WA Edelstein, J.F. Schenck, O.M. Mueller, M. Eash, "Efficient, Highly Uniform RF Coil for Whole-Body NMR Imaging at 1.5 T", *Journal of Magnetic Resonance*, Vol. 63, pp. 622-628, 1985.
- [3] L. Guendouz, S. M. Ghaly, A. Hedgej, J. M. Escanier, D. Canet, "Improved Helmholtz-type magnetic resonance imaging coils with spherical and ellipsoidal four-coil systems with high B<sub>1</sub> uniformity," "Magnetic Resonance Concepts", Vol. 33B, No. 1, pp. 9-20, 2008
- [4] K. Asher, N.K. Bangerter, R.D. Watkins, G.E. Gold, "Radiofrequency Coils for Musculoskeletal MRI," *Issues in Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 21, No. 5, pp. 315-323, 2010
- [5] SMA Ghaly, L. Guendouz, A. Hedjiedj, J.M. Escanye, D. Canet, "Improved Helmholtz-Type Coils with High Uniformity B<sub>1</sub> - Spherical and Ellipsoidal Configurations", 24th IASTED International Multi-Conference on Biomedical Engineering, Innsbruck, Austria, 15-17 February 2006.
- [6] S. Li, Q. X. Yang, M. B. Smith, "RF Coil Optimization: Estimating B<sub>1</sub> Field Uniformity Using Field Histograms and Finite Element Calculations", *Magnetic Resonance Imaging*, Vol. 12, No. 7, pp. 1079-1087, 1994
- [7] B. Gruber, M. Freling, T. Leiner, D. W. J. Klomp, "RF Coils: A Practical Guide for Nonphysicists," *Journal of Magnetic Resonance*, Vol. 2018. T. 48, No. 3. P. 590-604.
- [8] J. Mispelter, M. Lupu, A. Brighe, *NMR probes for biophysical and biomedical experiments, theoretical principles and practical recommendations*, 1st edition, Imperial college Press, 2006

STUDY OF THE STRUCTURE OF  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  EPITAXIAL LAYERS USING QUANTUM CHEMICAL CALCULATIONSAlijon Shonazarovich Razzokov<sup>1</sup>, Amin Safarbaevich Saidov<sup>2</sup>, Khushnadbek Odilbekovich Eshchanov<sup>1</sup><sup>1</sup>Urgench State University<sup>2</sup>Physical-Technical Institute of the Uzbekistan Academy of Sciences,

**Abstract:** In this work, the structural structure of  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  epitaxial layers and the arrangement of Si atoms in the medium of the GaP crystal lattice were analyzed using ATK-Quantum software. The obtained results showed that the GaP crystal lattice medium is energetically more likely to contain  $\text{Si}_2$  states.

**Keywords:** structure; crystal; nanoclusters; epitaxial layers.

The condensation of Si, Ge, and Si/Ge nanoclusters in an Ar atmosphere was simulated using molecular dynamics simulations. The formed nanoclusters were fabricated with different ratios of Si to Ge in the range from 100 % Si to 100 % Ge. The results show that Ge atoms tend to segregate on the surface of nanoclusters, although the magnitude of this effect depends on the potential used for modelling [1].

As well as the structure, electronic state and energy of binary  $\text{Ga}_x\text{P}_x$  and  $\text{Ga}_x\text{P}_y$  binary nanoclusters containing eight atoms, were calculated using the density function theory (DFT) method. Calculations showed the existence of  $\text{GaP}_7$ ,  $\text{Ga}_2\text{P}_6$ ,  $\text{Ga}_3\text{P}_5$ ,  $\text{Ga}_6\text{P}_2$  and  $\text{Ga}_7\text{P}$  isomers. Among various  $\text{Ga}_x\text{P}_x$  and  $\text{Ga}_x\text{P}_y$  ( $x+x$  or  $x+y=8$ ) nanoclusters,  $\text{Ga}_4\text{P}_4$  is more stable [2].

Si nanoclusters of certain sizes that are less than the full energies of GaP and SiGaP nanoclusters in the solution can coexist. Because the values of the total energies of nanoclusters change according to the number and structure of atoms in their composition. Based on this conclusion, Si, GaP, and GaPSi nanoclusters in the solution settle on the crystal base according to different cold temperatures and epitaxial layers are formed [3].

Taking into account the above views, we used the ATK-Quantum program to study the structure of the epitaxial layers formed from Si and GaP. The results showed the following. The presence of  $\text{Si}_2$  in the crystal structure of GaP is highly probable. In the crystal structure of Si, it was found that Ga and P can be in the state of atoms or the structure of GaP can be in one place (Fig. 1).

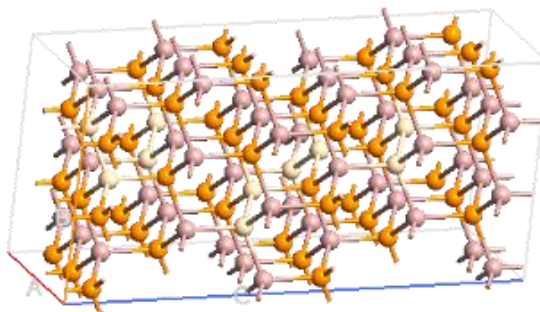


Fig. 1. Structural model of  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  epitaxial layer

Atomic mole fractions of elements in  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  epitaxial layers were determined. In the process of growing  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  epitaxial layers on a Si substrate, Si crystal grows first, and then the amount of Si decreases, correspondingly, the mole fraction of GaP atoms in the epitaxial layers

increases. As a result, a  $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaP})_x$  solid mixture with alternating epitaxial layers in the direction of film growth is obtained.

### References

1. A. Harjunmaa and K. Nordlund, "Molecular dynamics simulations of Si/Ge cluster condensation," Computational Materials Science, vol. 47, no. 2, pp. 456-459, 2009.
2. C. Guo, J. Jia, L. Guo, and H. Wu, "Study on the Structure and Property of the Neutral  $\text{Ga}_x\text{P}_y$  ( $x+y=8$ ) and Anionic Gallium Phosphide Clusters Using DFT," Acta Physico-Chimica Sinica, vol. 22, no. 10, pp. 1253-1259, 2006.
3. A. Sh. Razzokov and K. O. Eshchanov, "Thermodynamic determination of optimal conditions for growing  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  crystals from a tin solution on a silicon substrate," Journal of Metals, Materials and Minerals, vol. 32, no. 2, pp. 83-87, 2022.

### Electrophysical properties of silicon doped with iron and nickel

N.A.Turgunov, R.M.Turmanova, N.B.Khaytimmetov

**Abstract:** This study focuses on the impact of iron contamination in silicon (Si) on its electrical properties, specifically resistivity ( $\rho$ ) and charge carrier concentration ( $n$ ). Iron is known to introduce various defects in Si, and understanding its influence is crucial for semiconductor applications. The authors used single-crystal silicon samples doped with phosphorus and deposited nickel and iron layers on the sample surface. The simultaneous diffusion of these atoms into silicon was performed at high temperatures. At low temperatures (100-120 K), both initial silicon (n-Si) and rapidly cooled n-Si<Ni,Fe> samples showed similar resistivity values, with slight increases in the n-Si<Ni,Fe> samples. As the temperature increased from 120 K to 320 K, the resistivity values in both sample types exhibited different trends. In the n-Si sample, resistivity increased, reaching  $0.37 \Omega\cdot\text{cm}$ , while in the n-Si<Ni,Fe> samples, resistivity increased to  $0.404 \Omega\cdot\text{cm}$ .

**Keywords:** Semiconductor crystalline materials, Defects in semiconductors Iron contamination in silicon, Interstitial diffusion of iron, Silicon (Si) properties Nickel (Ni) deposition, Rapid cooling.

Solid semiconductor crystalline materials used in modern micro- and nanoelectronics are characterized by the presence of various defects. Depending on the application conditions and various external factors, these defects can have significant impact on the properties of crystalline materials. Iron is a common transition metal contaminant in Si. It is known to diffuse as an interstitial at low to moderate temperatures, to form pairs with shallow acceptors, and to precipitate at or near oxides, grain boundaries, or dislocations. The properties of Fe in Si have been the topic of several recent reviews [1-3].

The starting material to obtain n-Si<Ni,Fe> samples was a single crystalline silicon sample (n-type conductivity phosphor-doped n-Si:P, resistivity  $0.3 \Omega\cdot\text{cm}$ , grown by CZ technique). All samples were 10x5x2 mm in dimension in the shape of parallelepiped. Using a VUP-4 -type vacuum deposition equipment, in which the vacuum was  $10^{-4}$  Torr, the authors have been able to deposit  $0.4 \mu\text{m}$ -thick nickel atoms layer on tentatively prepared silicon samples surface. The deposition was performed on a single side. On the other side,  $0.2 \mu\text{m}$ -thick iron atoms were deposited on the same samples. Simultaneous diffusion of nickel and iron atoms into silicon was carried out inside SUOL-

4-type horizontal furnace at a temperature  $T=1423$  K for 8 hours. The temperature in the furnace chamber was regulated using a platinum-platinum-rhodium thermocouple. After diffusion annealing, the samples were cooled rapidly (at rate  $v_{\text{cool}}=200$  deg/s). The electrophysical parameters of the above samples were measured using Ecopia-7000-type Hall equipment.

The resistivity  $\rho$  of initial (n-Si) and in n-Si<Ni,Fe> samples were measured in the temperature range 100÷320 K. In the initial and rapidly cooled n-Si<Ni,Fe> samples, the resistivity  $\rho$  varies almost equally depending on low temperatures, i.e., at 100 K the value of  $\rho$  tends to be 0.135  $\Omega\cdot\text{cm}$  in the initial sample, in the rapidly cooled n-Si<Ni,Fe> samples and it is 0.154  $\Omega\cdot\text{cm}$  respectively. As the temperature increased to 120 K, these values have gradually tended to decrease, unless set at 0.11 Ohm-cm in the initial sample and 0.133  $\Omega\cdot\text{cm}$  in the rapidly cooled n-Si<Ni,Fe> samples. On the other side as the temperature increased from 120 K to 320 K, these values increase and reach 0.37  $\Omega\cdot\text{cm}$  in the initial sample and 0.404  $\Omega\cdot\text{cm}$  in the rapidly cooled samples of n-Si<Ni,Fe>.

The concentration of charge carriers  $n$  of initial (n-Si) and in n-Si<Ni,Fe> samples were measured in the temperature range 100÷320 K. According to the experimental results, the value of charge carrier concentration  $n$  in the initial sample at 100 K is  $6,27\cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ . This value of  $n$  increases somewhat to  $7,76\cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$  when the temperature is increased to 120 K. A further increase in temperature to 160 K, the value of  $n$  tends to increase almost 2,5 times, amounting to  $1,6\cdot 10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ . When the temperature is increased to 320 K, this value practically does not change. In the rapidly cooled n-Si<Ni,Fe> samples at 100 K, the value of  $n$  is  $6,5\cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ . When the temperature increases to 120 K, this value of  $n$  gradually increases and becomes equal to  $9,5\cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ . Then, when the temperature is increased to 140 K, the value of  $n$  in these samples increases sharply to  $1,4\cdot 10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ . Thus, in the temperature range between 100 and 140 K, a slight decrease in resistivity values of the initial sample and n-Si<Ni,Fe> samples by almost ~2% is observed. In this temperature range, the concentration of non-equilibrium charge carriers in these samples increases almost 2÷2,5 times.

It was found that in the temperature range of 160÷320 K, the resistivity of the samples increases almost 2,5÷3 times, while the concentration of nonequilibrium charge carriers remains almost unchanged. At a temperature of 320 K, the value of  $\rho$  in the n-Si<Ni,Fe> samples is 11% higher than the initial sample, and the value of  $n$  at this temperature in the n-Si<Ni,Fe> samples is 9% lower than the initial sample.

#### Literature

1. E.Kh. Berkinov., N.A. Turgunov., R.M. Turmanova., D.X.Mamadjanova. The structural structure and elemental composition of impurity accumulations of nickel and cobalt in silicon // «Actual problems of solid state physics» (APSSP-2021), Minsk-2021.
2. M. Sanati, S.K. Estreicher, and N. G.Szwacki Iron in silicon: Interactions with radiation defects, carbon, and oxygen// PHYSICAL REVIEW B 77, 125214.2008. Pp 125214(1-9).
3. N.A. Turgunov, R.M. Turmanova, E.Kh. Berkinov. Influence of heat treatment on the electrical properties and morphology of impurity accumulations of silicon doped with nickel // Science and world. 2022 4 (104), Vol. II.



**XINOLIN MOLEKULASINING TEBRANMA HARAKAT QONUNIYATLARINI  
YORUG‘LIKNING KOMBINATSION SOCHILISH VA INFRAQIZIL YUTILISH  
SPEKTRLARIDA NAMOYON BO‘LISHI****Sh.H.Allaquliyeva<sup>1</sup>, Sh.Otajonov<sup>1</sup>, F.O. Mannonova<sup>1</sup>****<sup>1</sup> Mirzo Ulug‘bek nomidagi O‘zbekiston Milliy universiteti**

**Annotatsiya.** Ko‘p atomli  $C_9H_7N$  – xinolin molekulasining tebranma spektri keng chastotalar oralig‘ida yorug‘likning kombinatsion sochilish va infraqizil yutilish usuli bilan tadqiq qilindi. Tajriba asosida aniqlangan yorug‘likning kombinatsion sochilish spektri yordamida H-bog‘lanishi kuzatiladigan moddalarda ushbu bog‘lanishning yashash vaqti, energiyasi hamda molekulaning tebranish chastotasini xarakterlovchi vaqt aniqlandi va ularni nazariy yo‘l bilan hisoblash metodikasi tavsiya qilindi. Ushbu spektrlarning namoyon bo‘lishi molekulalarning qutblanuvchanligini o‘zgarishi bilan bog‘liqligi asosida tahlil qilindi.

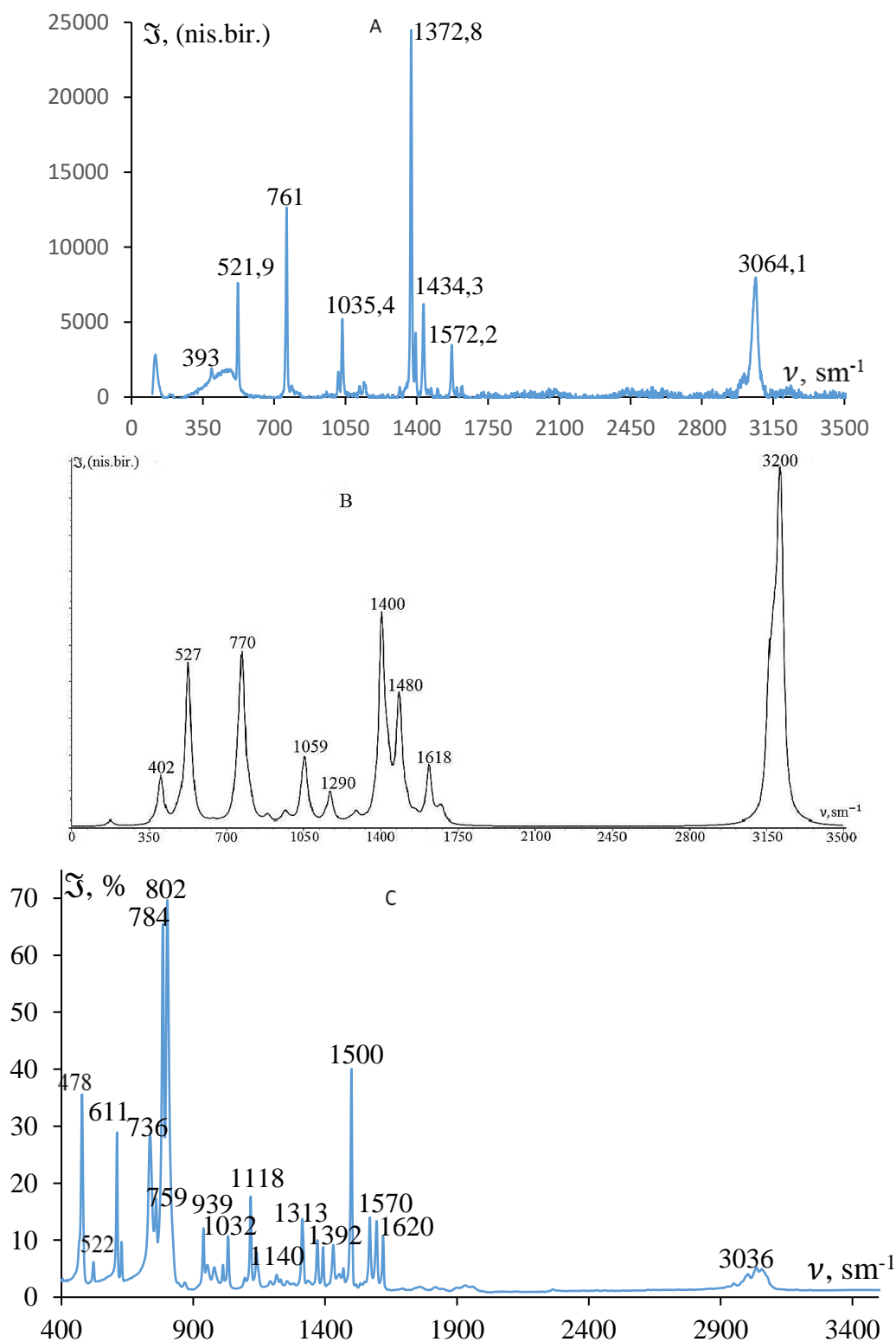
**Kalit so‘zlar:** spektr, kombinatsion, infraqizil, xinolin, chastota.

Hozirgi vaqtda yorug‘likning kombinatsion (YKS) va infraqizil (IQ) yutilish spektrlari molekulalar tuzilishini o‘rganish va ularni xarakterlovchi parametrlarini aniqlash uchun keng qo‘llanilmoqda. Ushbu ilmiy tadqiqot ishi xinolin –  $C_9H_7N$  molekulasining tebranma harakati bilan bog‘liq bo‘lgan optik spektrlarning namoyon bo‘lish qonuniyatlarini YKS va IQ yutilish spektrlari yordamida tadqiq qilishga hamda bu spektrlar yordamida relaksatsion jarayonlarning mikro va makro parametrlarini aniqlashdan iborat.

YKS spektri “Renishaw” kompaniyasining InVia Raman spektrometrida (o‘zidan monoxromatik nur tarqatuvchi to‘lqin uzunligi 532 nm bo‘lgan lazerdan foydalanildi) va IQ yutilish spektri Spectrum Two FT-IR (PerkinElmer) spektrometrida qayd qilingan. 1-rasmda xinolin molekulasi uchun chastotaning 0-3500  $sm^{-1}$  diapozondagi KS va 4000-400  $sm^{-1}$  diapozondagi IQ yutilish spektrlarining umumiy ko‘rinishi berilgan. YKS va IQ spektroskopiya bir-birini to‘ldiradigan metod hisoblanadi. Atom bog‘lanishlarining tebranishlari xar ikkala spektrda ham kuzatiladi, lekin bu spektrlar intensivliklari bilan farq qiladi.

1-rasmdagi xinolin molekulasi uchun kvant-kimyoviy usul bilan hisoblangan YKS spektrida 527, 770, 1400  $sm^{-1}$  chastotali spektral chiziqlarga eksperimentdan olingan YKS spektrida 521,9, 761, 1372,8  $sm^{-1}$  chastotali spektral chiziqlar mos tushar ekan. Demak, xinolin molekulasining aylanma-tebranma harakatidan hosil bo‘lgan YKS spektrining eksperimentdan olingan va kvant-kimyoviy usul bilan hisoblangan qiymatlari eksperimental xatolik doirasida bir-biriga mos tushadi deyish mumkin. Yuqori chastotalar oralig‘ida eksperimentdan olingan spektr bilan nazariy hisoblangan chastotalarning joylashish taqsimotining oshishi kuzatildi. Bu esa suyuq muhitlarning xususiy tebranish chastotalarini nazariy hisoblashlar orqali oldindan topish hamda YKS spektrini chastota bo‘yicha taqsimotini eksperimental tajriba o‘tkazishdan oldin aniqlash imkoniyatini beradi.

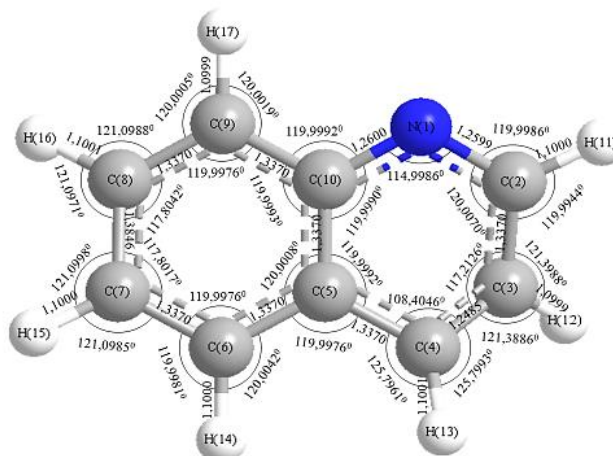
Xinolin molekulasi uchun tajribada aniqlangan YKS spektri asosida kvant-kimyoviy hisoblashlar olib borilib, molekulaning fazoviy tuzilishi HF/6 – 31G Hartri-Fok usuli yordamida kompyuterda modellashtirilib, atomlarning bog‘lanish uzunliklari (angstromda, A) va ular orasidagi fazoviy burchaklar aniqlandi (2-rasm).



**1-rasm. Xinolin molekulasini uchun: A-eksperimentdan olingan YKS spektri, B- kvant-kimyoviy usul bilan hisoblangan YKS spektri, C – eksperimentdan olingan IQ spektri**

Xinolin molekulasining tebranma harakati bilan bog‘liq qonuniyatlarini hamda spektrlarning namoyon bo‘lish mexanizmlari to‘g‘risida tegishli ma’lumotlar olishda molekulaning faollashuv energiyasi qiymatini bilish katta ahamiyatga ega. Bu energiya kattaligini aniqlashning bir nechta usuli mavjud bo‘lib, kvant-kimyoviy hisoblashlarga asoslangan yarim emperik metod bilan hisoblash

mumkin [1, 2]. Uning qiymati  $U = 73,5$  kal/mol ga teng ekanligi aniklandi. Y.I.Frenkel nazariyasini qo'llash asosida [3] H-bog'lanishning yashash vaqti  $\tau = \tau_0 \exp(U/kT)$  tenglamadan nazariy hisoblandi (1-jadval).  $\tau_0 = \frac{1}{2\pi\nu c}$  ga teng bo'lib, molekulaning tebranish chastotasini xarakterlovchi vaqt,  $\nu$  – molekulaning tebranish chastotasi (1.A-rasmdagi YKS spektriga tegishli intensivlikning maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan chastota).



**2-rasm. Xinolin molekulasida kvant-kimyoviy hisoblashlarga asoslangan strukturadagi atomlarning bog'lanish uzunligi va ular orasidagi burchaklar**

1-jadval

$\nu, \text{cm}^{-1}$	$\tau_0 \cdot 10^{14}, \text{s}$	$U, \text{kal/mol}$	$\tau \cdot 10^{14}, \text{s}$
393	1,3	73,5	1,46
522	1,01		1,13
1035	0,5		0,56
1373	0,38		0,42
1433	0,37		0,41
1572	0,33		0,37
3062	0,17		0,19

Ko'p atomli molekulalardagi tebranma spektrlarning namoyon bo'lish qonuniyatini tahlil qilish murakkab hisoblanadi. Chunki, atomlar bir vaqtning o'zida bir nechta tebranishlarda ishtirok etadi. Tebranma erkinlik darajalari miqdori molekulaning xususiy tebranishlar soniga teng bo'ladi. Ushbu har bir xususiy tebranishlar o'zining xususiy chastotasiga ega. Yutilish esa ma'lum bir chastotalar oralig'ida sodir bo'lib, IQ spektrlarni hosil qiladi. IQ spektrlarning qonuniyatlariga qarab, valent tebranishda molekulaning tebranishlari atomlarining bog'lanish yo'nalishi bo'yicha atomlar orasidagi masofani o'zgarishiga olib keladi. Deformatsion tebranishda esa atomlar orasidagi masofa o'zgarishiga bo'lib, atomlar orasidagi burchaklarni o'zgarishiga sabab bo'ladi. 1-rasmdagi YKS va IQ spektrlar xinolin molekulasidagi C-H bog'lanishga tegishli deformatsion tebranishlarning chastotalari bir-biridan farq qiladi. Masalan, YKS spektridagi chastotaning  $521,9 \text{ cm}^{-1}$  qiymatga to'g'ri kelgan spektr IQ spektrda  $522 \text{ cm}^{-1}$  ga teng bo'lib,  $0,1 \text{ cm}^{-1}$  qiymatga siljigan yoki  $761 \text{ cm}^{-1}$  qiymatga to'g'ri kelgan spektr IQ spektrda  $759 \text{ cm}^{-1}$  ga teng bo'lib,  $2 \text{ cm}^{-1}$  qiymatga siljigan. YKS va IQ spektrlardagi ushbu farq kichik bo'lganligi sababli C-H bog'lanishlar bir jinsli hamda barqaror qonuniyatga ega degan xulosaga kelish mumkin. Spektrlarning intensivliklari esa bir-biridan keskin farq qilib, YKS

spektr intensivligi IQ spektridan bir necha barobar katta qiymatni qabul qiladi. Demak, YKS spektr faol bo‘lib, molekulaning qutblanuvchanligi o‘zgarishi bilan bog‘liq.

Xulosa o‘rnida aytish lozimki, suyuq muhitlarning xususiy tebranish chastotalarini nazariy hisoblashlar orqali oldindan aniqlashning istiqbolli usuli ishlab chiqildi. Kvant-kimyoviy hisoblashlar yordamida aniqlanadigan molekulyar parametrlarning qiymatlarini modellashtirish orqali, ishlab-chiqarish uchun zarur bo‘lgan moddalarni sintez qilishga tavsiyalar berish imkonini beradi.

Ushbu ilmiy tadqiqot ishi O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta‘lim, fan va innovatsiyalar vazirligi tomonidan FZ-20200929385 “Biologik obektlarning nanoo‘lchamli molekulyar klasterlarini o‘rganish va tatbiq qilishning spektroskopik hamda noemperik tahlil usullarini ishlab chiqish” mavzusi bo‘yicha moliyalashtirilgan fundamental loyiha doirasida bajarildi.

#### Adabiyotlar

1. Aston J., Isserow S., Szasz G., Kennedy R. Empirical correlation and method of calculation of barriers hindering internal rotation // Journal of Chemical Physics, 1944, Vol.12, p.336-344.
2. Magnasco V. An empirical method for calculating barriers to internal rotation in simple molecules // Nuovo Cimento, May 1962, Vol.24, Iss.3, p.425-441.
3. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Москва: Издательство АН СССР, 1945

### МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ, ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Собиров М.М., Рузибоев В. У., Камолова М.М.

**Аннотация.** Разработан метод расчета диффузного потока солнечного излучения, отраженного от поверхности Земли в случае, когда отражение происходит в соответствии с законом Ламберта. Расчеты интенсивности диффузного излучения проводились в рамках теории  $S, T$  -матрицы Чандрасекара, а аналитический вид  $X, Y$  -функций определялись методом факторизации.

**Ключевые слова,** рассеяния света, солнечный спектр, перенос излучения, оптическая толщина, альbedo поверхности Земли.

В работах [1,2] были исследованы спектральные и угловые распределения интенсивности потоков диффузно отраженного и прошедшего солнечного излучения из слоев атмосферы, которые формируются вследствие многократного рэлеевского рассеяния на молекулах воздуха. Были выполнены расчеты спектрального распределения полных потоков диффузно отраженного, прошедшего и нерассеянного солнечного излучения, выходящего из слоев атмосферы. Кроме упомянутых трех потоков, влияние на поле солнечного излучения в атмосфере оказывает поток излучения, отраженного от поверхности Земли.

Отраженный поток возвращается обратно в атмосферу, и наблюдается вторичный перенос первично падающего солнечного излучения, что приводит к изменению поля излучения в атмосфере. Вклад этого дополнительного потока в поле излучения атмосферы был впервые рассчитан в классических работах Чандрасекара [3] и другими учёными. Потребность в проведении такого расчета возникла для оценки влияния отражения солнечного излучения от поверхности Земли на освещенность гелиотехнических установок [1,2,4], так как методика расчета этого потока не приводится в литературе.

#### Основные уравнения

Рассматривается модель чистой, консервативной рэлеевской атмосферы, в которой

рассеяние солнечных лучей на молекулах воздуха происходит в соответствии с законом Релея, а поглощение отсутствует. При освещении плоскопараллельной рассеивающей среды без внутренних источников монохроматическим излучением с длиной волны  $\lambda$ , интенсивность диффузного излучения в среде определяется уравнением переноса [3]

$$\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau, \Omega)}{d\tau} = \mathbf{I}(\tau, \Omega) - \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^1 d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \mathbf{P}(\Omega, \Omega') \mathbf{I}(\tau, \Omega') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \exp(-\tau / \mu_0) \mathbf{P}(\Omega, \Omega_0) \mathbf{F}(\tau=0, \tau, \bar{\Omega}_0). \quad (1)$$

Интенсивности диффузно отраженного и прошедшего излучений из атмосферы, с оптической толщиной  $\tau(\lambda)$ , определяются при помощи  $\mathbf{S}, \mathbf{T}$ - матриц [3]

$$\mathbf{I}^{\delta,omp}(\tau_1=0, \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{S}(\tau(\lambda), \Omega, \bar{\Omega}_0) \mathbf{F}(\lambda, \bar{\Omega}_0), \quad \mathbf{I}^{\delta,np}(\tau_1, \bar{\Omega}) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{T}(\tau(\lambda), \bar{\Omega}, \bar{\Omega}_0) \mathbf{F}(\lambda, \bar{\Omega}_0). \quad (2)$$

Нерассеянный часть падающего потока излучения, ослабевая проходить атмосферу без рассеяния, интенсивность этого потока определяется как

$$\mathbf{I}^{нерас} = \exp(-\tau(\lambda) / \mu_0) \mathbf{F}(\lambda, \Omega_0). \quad (3)$$

Если в уравнениях (2) и (3) производить интегрирование по всем направлениям выхода излучения из среды, то можно определить полные потоки диффузного отраженного, прошедшего и нерассеянного монохроматического излучения, исходящего из слоев атмосферы (на единицу поверхности) [1]

$$\pi \Phi^{\delta,omp}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{\delta,omp}(\tau(\lambda), \mu, \varphi) \quad (4)$$

$$\pi \Phi^{\delta,np}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{\delta,np}(\tau(\lambda), \mu, \varphi), \quad \pi \Phi^{нерас} = \exp(-\tau(\lambda) / \mu_0) \pi F(\lambda, \mu_0). \quad (5)$$

Вторые и третьи потоки определяемые выражениями в (5) проходят атмосферу и образуют единый поток равное  $\pi R(\lambda)$

$$\pi R(\lambda) = \pi \Phi^{\delta,np}(\lambda) + \pi \Phi^{нерас}(\lambda). \quad (6)$$

Если  $\Lambda$ -коэффициент отражения поверхности Земли (альbedo поверхности), то по закону отражения Ламберта, часть из этого потока, равное  $\pi \Lambda R(\lambda, \theta, \varphi)$ , отражается от поверхности обратно в среду и выполняет роль дополнительного, второго падающего потока в среду, из нижней, подстилающей поверхности

$$\pi F^{II,omp}(\tau = \tau_1, \mu_0) = \pi \Lambda R. \quad (7)$$

А, остальная часть, равное  $\pi(1 - \Lambda)R(\lambda)$ , проходит среду в виде двух потоков, диффузно прошедшего и нерассеянных потоков

$$(1 - \Lambda)\pi R(\lambda) = \pi(1 - \Lambda)\Phi^{\delta,np}(\lambda) + \pi(1 - \Lambda)\Phi^{нерас}(\lambda). \quad (8)$$

При отражении по закону Ламберта, не зависимо от значения угла освещения среды первично падающего излучения, отраженный поток является изотропной, интенсивность отраженного потока имеет одинаковое значения по всем направлениям угла отражения  $R(\lambda, \theta, \varphi) = const$ .

### Расчёт потока излучения отраженная от поверхности Земли

В зависимости от состояния поверхности Земли, доля отраженного излучения от всего падающего потока может различаться. Отражательная способность поверхности определяется

коэффициентом отражения поверхности, известным как альbedo, обозначаемым как  $\Lambda$ , и его значение может варьировать в диапазоне  $\Lambda = 0.1 - 0.5$ , в зависимости от типа земной поверхности и положения солнца [4].

Из-за шероховатости поверхности Земли признано, что для оценки потока диффузно отраженного излучения наиболее подходящим является закон Ламберта. Отраженный вторичный поток распространяется в направлении внешней поверхности атмосферы и ведет себя независимо от первичного потока падающего солнечного излучения, направленного на поверхность Земли. Однако, в отличие от первичного потока, отраженный вторичный поток не является плоской волной, а скорее имеет форму сферической волны. В связи с этим уравнение (1) становится неприменимым для изучения переноса таких волн, и их распространение в атмосфере невозможно исследовать в рамках теории  $\mathbf{S}$ -матриц Чандрасекара.

Для решения возникшей сложности предлагается использовать простой метод расчета. При отражении, единичная площадка  $S$  на поверхности Земли становится источником вторичных волн. Угол между поверхностью и осью  $z$  делится на равные уголки  $\Delta\mu = \mu_0 / n$ , где  $\mu_0 = \cos\theta^0$ ,  $n$  - количество разделений (см. рисунок 1). Это создает  $n$  конусов, и среда разделяется на  $n$  областей, образованных между двумя соседними конусами. Мы можем считать, что расстояния между соседними конусами настолько малы, что излучение, исходящее из площади  $S$  внутри этого пространства, образует параллельный поток.

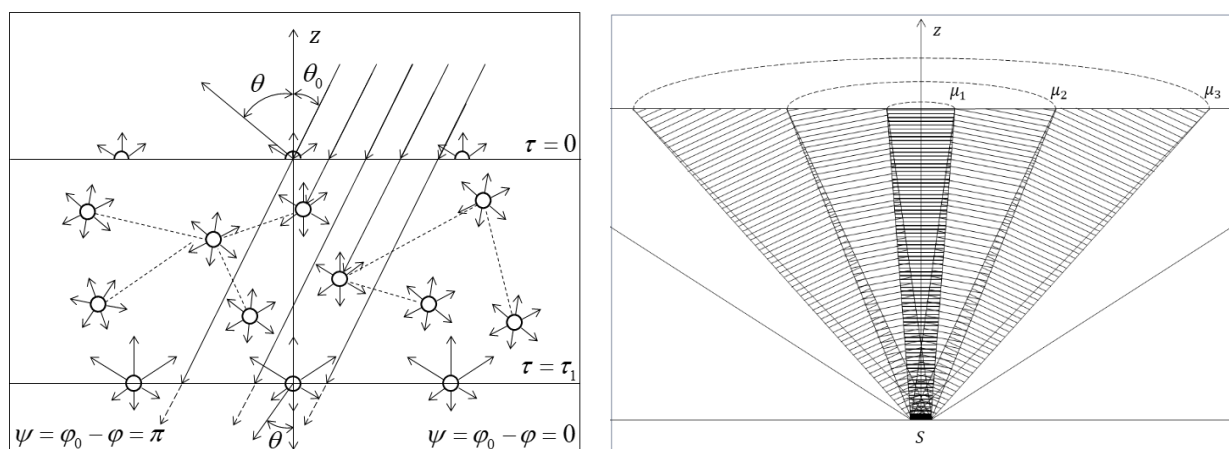


Рисунок 1.

Исходя из этого предположения, напомним  $n$  уравнений переноса, в виде (1), для монохроматического излучения, параллельно падающего в среду из площади  $S$ , значение которого зависит от угла выхода  $\theta_j$ , и равно  $\pi \Lambda R(\lambda) \cos \theta_j$ .

Уравнение переноса для излучения, переносимое между конусами  $j, j+1$  имеет следующий вид

$$\mu' \frac{d\mathbf{I}_j(\tau, \Omega')}{d\tau} = \mathbf{I}_j(\tau, \Omega') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^1 d\mu'' \int_0^{2\pi} d\varphi'' \mathbf{P}(\Omega', \Omega'') \mathbf{I}_j(\tau, \Omega'') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \exp(-\tau / \mu_j) \mathbf{P}(\Omega', \Omega_j) \mathbf{F}_j^{I,omp}(\tau = \tau_1, \mu_j) \quad (9)$$

где,  $j=1,2,3,\dots,n$  номер меж конусного области,  $\Omega_j = \Omega_j(\mu_j, \varphi)$  - направление распространение отраженного от поверхности излучения, здесь азимутальный угол не зависит от номера конуса,  $F_j^{3.omp}(\tau_1, \mu_j) = \pi \Lambda R(\lambda) \cos \theta_j$  отраженный поток от единичной площади  $S$ .

Решением уравнение переноса (9), как в (2) и (3), можно определить интенсивности диффузно прошедшего, диффузно отраженного и нерассеянных излучений, распространяющегося в области  $j$

$$I_j^{\partial..omp}(\tau = \tau_1, \Omega') = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu'} S_j(\tau_1, \Omega', \Omega_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j), \quad (10a)$$

$$I_j^{\partial.np}(\tau = 0, \Omega') = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu'} T_j(\tau_1, \Omega', \Omega_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j), \quad (10b)$$

$$I_j^{нерас}(\tau = 0, \mu_j) = \exp(-\tau_1 / \mu_j) F_j^{JL.omp}(\tau = \tau_1, \mu_j). \quad (10c)$$

В отличие от (2) и (3), здесь матрица  $S$  определяет диффузный поток распространяющегося в сторону поверхности Земли, а матрица  $T$  в сторону внешней поверхности атмосферы.

Отраженное излучение, исходящее из единичной площади поверхности Земли и выполняющее роль вторичного падающего потока в атмосферу, распределяется в соответствии с законом Ламберта между конусными областями и направляется к верхней поверхности атмосферы. Этот поток равномерно распределяется по всему телесному углу нижней отражающей границы атмосферы, и закон распределения может быть представлен в следующем виде

$$\pi F^{JL.omp}(\tau = \tau_1) = \pi \Lambda R = \int_1^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Lambda R \cos \theta d\Omega = \Lambda R \int_1^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \Lambda R \int_0^1 \mu d\mu. \quad (11)$$

Если учесть, что при выполнении численных расчётов, этот интеграл следует заменить суммой, то (11) удобно выразить в виде суммы

$$\pi F^{JL.omp}(\tau = \tau_1) = 2\pi \Lambda R \sum_{j=1}^n \mu_j \Delta\mu_j. \quad (12)$$

Здесь каждый член этой суммы выполняет роль первично падающего потока для каждого между конусного области. Значение падающего параллельного потока излучения  $-F_j^{JL.omp}$ , представленные в выражениях (10), для области с номером  $j$ , равно

$$\pi F_j^{JL.omp} = 2\pi \Lambda R \mu_j \Delta\mu_j. \quad (13)$$

Из уравнений (2), (3) и (10) следует, что этот поток, переносимый в области  $j$ , после взаимодействия с атмосферой, разделяется на три потока: диффузно отраженный, диффузно прошедший и нерассеянный потоки. Эти потоки могут быть рассчитаны с использованием уравнений (1)-(3), и путем суммирования по  $j$  можно определить вклад отражения в общий поток излучения, выходящий из среды. Результаты этих расчетов также могут быть легко обобщены для расчета солнечного излучения с широким спектром [1].

### Литература

1. М.М.Собиров, Ж.Ю.Розиков, Д.А.Юсупова, В.У.Рузибоев, Расчет спектрального и углового распределения диффузно отраженного, диффузно прошедшего

и нерассеянного потоков солнечного излучения в слоях атмосферы // *Applied Solar Energy*, 2023, Vol. 45, No. 3.

2. Sobirov Makhmud, Rozikov Jurabek, Ruziboyev Valijon, Kamolova Muhabbat, Calculation of the Spectral and Angular Distribution of Diffusely Reflected and Transmitted Solar Radiation Fluxes from Atmospheric Layers. // *PTLICISPWS-2 It's a great pleasure to inform you that, after the peer review process, your article. Indexed in leading databases – Scopus, Web of Science, and Inspec.*

3. S. Chandrasekhar, Radiative transfer. Dover Publications Inc, New York.1953 (2003),pp 42.

4. V.I.Vissarionov, V.Deryugina, V.A.Kuznetsova, N.K.Kalinina., Solnechnaya energetika (Solar energy), Moscow, Izd. MEI, 2008, str.207.

5. Розиков, Ж. Ю., Собиров, М. М., & Рузибоев, В. У. (2021). Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной. «*Узбекский физический журнал*», 23(2), 11-20.

6. Собиров, М. М., Розиков, Ж. Ю., & Рузибоев, В. У. (2023). Исследования углового распределения степени поляризации диффузно отраженного и прошедшего естественного солнечного излучения через слои атмосферы. «*Узбекский физический журнал*», 25(3).

7. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.

8. Sobirov, M. M., Rozikov, J. Y., & Ruziboyev, V. U. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. *International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis*, 4, 406-412.

9. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.

10. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Некоторые вопросы теории переноса поляризованного излучения в изотропной среде с конечной оптической толщиной. *Научно-технический журнал*, 15-24.

**ТЎҒРИ СОҲАЛИ ГЕТЕРОСТРУКТУРАЛАРДА ФОТОН ЭНЕРГИЯСИ  
ЮТИЛИШИДА КВАНЛОВЧИ МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ИККИ ЎЛЧОВЛИ  
КОМБИНАЦИЯЛАНГАН ҲОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИГА ТАЪСИРИ**

**проф. Эркабоев У.И., таянч докторант Сайидов Н.А.**

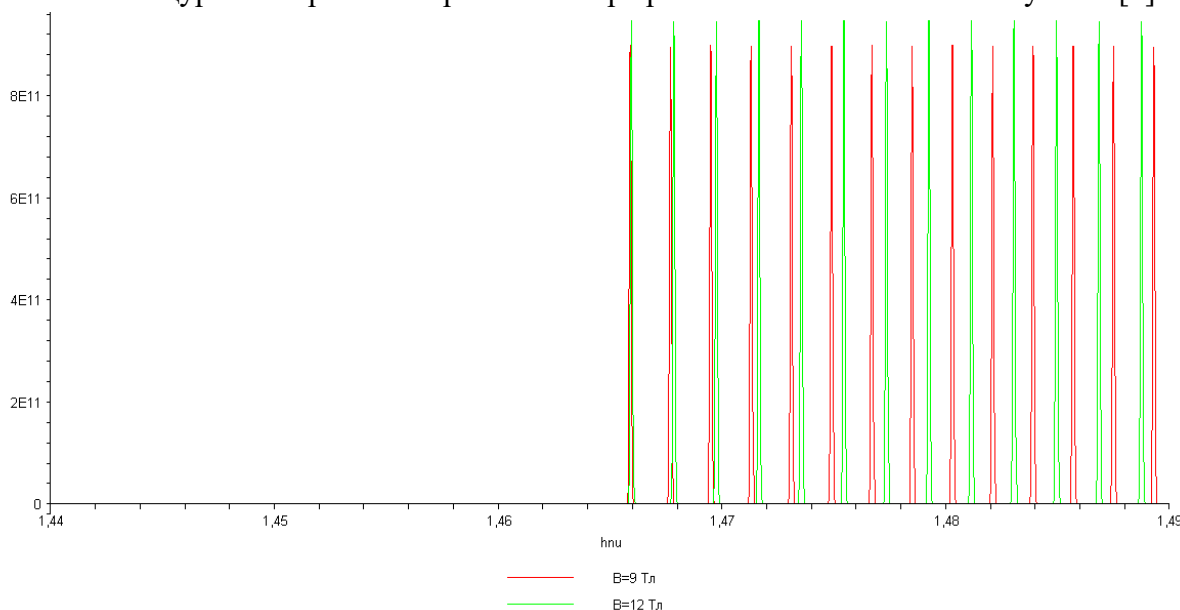
**Наманган муҳандислик-технология институти,**

Маълумки, ташқи омиллар (ҳарорат, магнит майдони ва босим)нинг квант ўлчамли гетероструктураларга таъсири заяд ташувчиларнинг энергетик сатх ҳолатлари ўзгаришига ва, натижада, магнитооптик ютилиш чегарасининг силжишига олиб келади. Наноўлчамли яримўтказгичларнинг магнитооптик ютилиш спектри руҳсат этилган соҳанинг турли минимумлари орасидаги энергетик масофа билан аниқланади. Бундан келиб чиқадики, квант ўрасининг таъқиқланган соҳаси кенглиги ташқи омиллар таъсирида ёки тораяди, ёки кенгаяди. [1] илмий ишлардан маълумки, квантловчи магнит майдонининг икки ўлчовли электрон тизимларга таъсири квант ўраларда заряд ташувчиларни квант ушлаб туриш натижасида пайдо бўлувчи жуда қизиқ физик хусусиятларни намойиш қилади.



Ушбу квант чеклаш натижасида квант ўрасидаги заряд ташувчиларнинг икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги Ван Хоа сингулярлигини намоиш қилади. У ерда, идеал чексиз ноль ўлчамли панжара (квант нуқта) бўлган ҳолда, комбинацияланган ҳолатлар зичликлари энергиянинг аниқ қийматлари учун чексизликка интилади.

Кўп сондаги икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичликларини битта энергия қиймати билан чегаралаш, фавкулотда юқори магнитооптик ютилиш, юқори термоэлектрик юритувчи куч, квантланган электрон ўтказувчанлик ва хокозлар каби ажойиб физик хусусиятларга олиб келади. Ушбу хусусиятларга асосланган татбиқлар, янги, муҳим нанотехнологик қурилмалар ва электрон асбоблар яратилишига олиб келиши мумкин [2].



**1-расм.**  $T=4$  К ҳароратда GaAs/AlGaAs квант ўрали ( $d=14$  nm) тўғри соҳали гетероструктураларда фотон энергияси ютилишида кванловчи магнит майдонининг икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигига таъсири [1]. Хусусан, [3-4] илмий ишда, ҳар хил тоқларда ишловчи турли тўлқин узунлигидаги (бинафша, кўк, яшил рангли) нурлашишли InGaN/GaN квант ўралари асосида гетероструктураларнинг икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги тадқиқ қилинган. Натижалар шуни кўрсатадики, ток орттирилганда нурланишнинг кўк силжиши икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг ўзгариши билан боғлиқ. Ушбу ишда, InGaN/GaN квант ўрасининг икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг магнит майдони бўлмаганда ва  $T=300$  К ҳароратда фотон ютилишига боғлиқлиги топилган. Бу ерда InGaN/GaN квант ўраси таъқиқланган соҳаси кенлиги  $E_g(0)=3.2$  eV га тенг.

### Фойдаланилган адабиётлар

1. U.I.Erkaboev, R.G.Rakhimov, N.A.Sayidov, J.I.Mirzaev. Modeling the temperature dependence of the density oscillation of energy states in two-dimensional electronic gases under the impact of a longitudinal and transversal quantum magnetic field. Indian Journal of Physics. 2022. <https://doi.org/10.1007/s12648-022-02435-8>

2. Erkaboev, U.I., Rakhimov, R.G., Sayidov N.A. Mathematical modeling determination coefficient of magneto-optical absorption in semiconductors in presence of external pressure and temperature // Modern Physics Letters B, 2021, 35(17), 2150293, <https://www.scopus.com/sourceid/29055>
3. Yu-Shou Wang, Nai-Chuan Chen, Chun-Yi Lu, Jenn-Fang Chen. Optical joint density of states in InGaN/GaN-based multiple-quantum-well light-emitting diodes. Physica B. 2011. Vol.406. pp. 4300–4303.
4. A.V.Mikhailov, A.V.Trifonov, O.S.Sultanov, I.Yu.Yugova, I.V.Ignatiev. Quantum beats of light and heavy-hole excitons in reflection spectra of GaAs/AlGaAs quantum well. Semiconductors. 2022, Vol.56, No.7, pp. 672-676.

### CAPACITANCE VOLTAGE CHARACTERISTICS

**Muminov Islombek Arabboyevich, Maqsudova Gavxaroy Nasiriddinovna,  
To‘lqinboyeva Muxlisaxon, Mirzayeva Xadichaxon Mo‘sajon qizi.  
Fergana State University**

**Annotation:** This study investigates the Schottky barrier diode, specifically on n-type materials, drawing parallels with the abrupt  $p^+n$  diode for analytical purposes. The solution of the Poisson equation enables the determination of critical parameters such as the depletion width ( $W$ ) for an externally applied voltage to the metal ( $V$ ), with  $N_d$  representing the doping level of the n-type semiconductor. By summing the contributions of each allowed electron, this research provides insights into current calculations in the Schottky barrier diode, laying the foundation for its practical applications.

**Keywords:** schottky barrier diode, depletion width, depletion capacitance, electric field profile, metal-semiconductor junction, n-type semiconductor, poisson equation, thermionic emission, electron distribution, current flow, schottky barrier height, energy bands, zero bias operation.

Once the Schottky barrier height is known, the electric field profile, depletion width, depletion capacitance, etc., can be evaluated the same way we obtained the values for the  $p-n$  junction. The problem for a Schottky barrier on an  $n$ -type material is identical to that for the abrupt  $p^+n$  diode, since there is no depletion on the metal side. One again makes the depletion approximation; i.e., there is no mobile charge in the depletion region and the semiconductor is neutral outside the depletion region. Then the solution of the Poisson equation gives the depletion width  $W$  for an external voltage applied to the metal  $V$

$$W = \left[ \frac{2\varepsilon(V_{bi}-V)}{eN_d} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Here  $N_d$  is the doping of the  $n$ -type semiconductor. Note that there is no depletion on the metal side because of the high electron density there. The potential  $V$  is the applied potential, which is positive for forward bias and negative for reverse bias. Consider the Schottky barrier band diagram shown on figure 1 at zero bias. The Schottky barrier between a metal and semiconductor is shown in equilibrium (at zero bias) with the electron distribution shown on the right

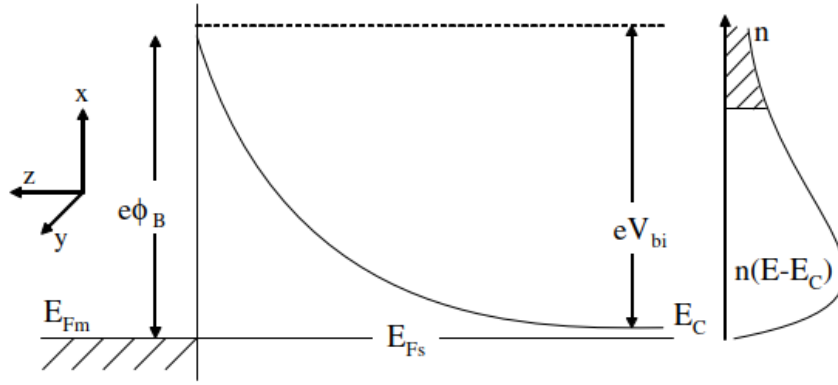


Figure 1: Schottky Barrier in equilibrium

Also shown is the electron distribution:

$$n(E - E_C) = 2f(E - E_C) \cdot N(E - E_C) \quad (2)$$

similar to the case of a  $p - n$  junction, the factor of 2 in accounting for electron spin. Thermionic emission assumes that all electrons in the semiconductor with kinetic energy in the  $+z$  direction greater than  $eV_{bi}$  ( $E_z > eV$ ) and  $k_z > 0$ , are capable of surmounting the barrier and contributing to current flow from the semiconductor to the metal,  $J_{s \rightarrow m}$ . Note that the total kinetic energy  $E - E_C = E_x + E_y + E_z$ . At thermal equilibrium the current from the metal to the semiconductor,  $J_{m \rightarrow s}$ , will be equal in magnitude and opposite in sign to  $J_{s \rightarrow m}$ , making the net current zero. To calculate  $J_{s \rightarrow m}$  one needs to sum the current carried by every allowed electron:

$$J_{s \rightarrow m} = e \sum n(E - E_C) \cdot v_z \quad (3)$$

for  $E_z > eV_{bi}$  and  $v_z > 0$ . The methodology employed is to calculate the number of electrons at energy  $E$  in a volume of  $k$ -space  $(dk)^3$ , multiply the number with the electron velocity in the direction along the barrier, and sum or integrate over energy. Assuming a crystal of length  $L$ , periodic boundary conditions yield allowed  $k$  values given by

$$k = 2\pi N \quad (4)$$

where  $N$  is an integer and the separation between allowed  $k$ 's is  $\Delta k = 2\pi/L$ . The number of electrons in a volume element  $dk_x, dk_y, dk_z$  is therefore

$$dN = 2f(E - E_C) \frac{dk_x dk_y dk_z}{\Delta k^3} \quad (5)$$

Assuming  $(E - E_C) \gg E_F$  and writing  $E - E_F = E - E_C + E_C - E_F$  gives

$$dN = 2 \exp\left(\frac{-((E - E_C) + (E_C - E_F))}{k_B T}\right) \frac{dk_x dk_y dk_z}{\Delta k^3} \quad (6)$$

The current density contributed by these electrons is

$$J_z = -e v_z \frac{dN}{L^3} \quad (7)$$

if  $k_z > 0$  and  $E_z > eV_{bi}$ . Note that all values of  $E_x$  and  $E_y$  are allowed as they represent motion in the  $x - y$  plane which is not constrained by the barrier in the  $+z$  direction. Note that

$$(E_x - E_C) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \quad (8)$$

with similar relationships for  $(E_y - E_C)$  and  $(E_z - E_C)$ . Also employing the condition  $(E_z - E_C) > eV_{bi}$  yields a minimum value of

$$k_{\min} = \sqrt{eV_{bi} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)} \quad (9)$$

Also,

$$v_z = \frac{\hbar k_z}{m^*} \quad (10)$$

Therefore,

$$\begin{aligned} J_z &= \frac{-e}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y \int_{k_{\min}}^{+\infty} \frac{\hbar k_z}{m^*} dk_z \cdot \\ &2 \exp \left[ -\frac{(E_x + E_y + E_z)}{k_B T} \right] \exp \left[ -\frac{E_C - E_F}{k_B T} \right] \exp \left( \frac{E_C}{k_B T} \right) \\ &= -\frac{2e}{(2\pi)^3} \int_x \cdot \int_y \cdot \int_z \exp \left( -\frac{E_C - E_F}{k_B T} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

where

$$\int_x = \int_y = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left( -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^* k_B T} \right) dk_x = \frac{\sqrt{2\pi m^* k_B T}}{\hbar} \quad (12)$$

and

$$\int_z = \int_{k_{\min}}^{\infty} \exp \left( -\frac{\hbar^2 k_z^2}{k_B T} \right) \cdot \frac{\hbar k_z}{m^*} \cdot dk_z \quad (13)$$

$$= \frac{k_B T}{\hbar} \exp \left( -\frac{\hbar^2 k_{\min}^2}{k_B T} \right) = \frac{k_B T}{\hbar} \exp \left( \frac{-eV_{bi}}{k_B T} \right) \quad (14)$$

Therefore,

$$J_z = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \cdot e m^* k_B^2 T^2 \exp \left( -\frac{(eV_{bi} + (E_C - E_F))}{k_B T} \right) \quad (15)$$

or

$$J_z = A^* T^2 \exp \left( \frac{-e\varphi_B}{k_B T} \right) = J_{s \rightarrow m}(V = 0) \quad (16)$$

where

$$A^* = \frac{4\pi e m^* k_B^2}{2\pi\hbar^3} = 120 \text{ A sm}^{-2} \text{ K}^{-2} \times \frac{m^*}{m_0} \quad (17)$$

is the Richardson constant and  $\varphi_B = V_{bi} + (E_C - E_F)$ , the barrier seen by electrons in the metal of the Schottky barrier height. We have calculated  $J_{s \rightarrow m}$  at  $V = 0$ . The analysis can be easily extended to a forward bias of  $V_F$ , the only change being replacing the barrier,  $V_{bi}$  by the new barrier  $V_{bi} - V_F$ . This changes  $I_z$  to

$$I_z = \frac{k_B T}{\hbar} \exp \left( -\frac{eV_{bi}}{k_B T} \right) \exp \left( \frac{eV_F}{k_B T} \right) \quad (18)$$

or

$$J_{s \rightarrow m}(V = V_F) = J_{s \rightarrow m}(V = 0) \exp \left( \frac{eV_F}{k_B T} \right) \quad (19)$$

Since the current flow from the metal to the semiconductor is unchanged:

$$J(V = V_F) = J_{s \rightarrow m}(V = V_F) - J_{m \rightarrow s}(V = V_F) \quad (20)$$

$$= A^* T^2 \exp \left( \frac{-q\varphi_B}{k_B T} \right) \left[ \exp \left( \frac{eV_F}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (21)$$

### Literature

1. S. Adachi, J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).
2. H.C. Casey, Jr. and M.B. Panish, Heterostructure Lasers, Part A, "Fundamental Principles;" Part B, "Materials and Operating Characteristics," Academic Press, N.Y. (1978).
3. Umesh k. Mishra and Jasprit Singh, Semiconductor Device Physics and Design

4. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Nematov, X. (2020). TWO-PHOTONE LINEAR-CIRCULAR DICHROISM IN NARROW-ZONE SEMICONDUCTORS. *European Science Review*, (7-8), 54-59.
5. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. *Russian Physics Journal*, 65(10), 1746-1754.
6. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. *EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR)*, 8(12), 1-5.
7. Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2021). УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА. *EDITOR COORDINATOR*, 537.
8. Yavkachovich, R. R., Ogli, M. A. A., Umidaxon, R., Makhliyo, M., & Arabboyevich, M. I. (2019). Agency of surface recombination on volt-ampere characteristic of the diode with double injection. *European science review*, (11-12), 70-73.
9. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В InSb.
10. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. *Scientific and Technical Journal of Namangan Institute of Engineering and Technology*, 1(6), 58-63.
11. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Forruх, K., & Arabboyevich, M. I. (2021). THEORETICAL ANALYSIS OF MULTIPHOTON INTERBAND ABSORPTION OF POLARIZED LIGHT IN CRYSTALS WITH A COMPLEX ZONE (PART 1). *European science review*, (3-4), 48-51.
12. Muminov, I. A., & Muminova, M. (2023). QATTIQ JISMLARNING KRISTALL PANJARALARI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(3), 1314-1317.
13. Arabboyevich, M. I., & Nabijon o'g, S. U. B. (2022). QATTIQ JISM KRISTALLARINI O'STIRISH NAZARIYASI. *Scientific Impulse*, 1(3), 696-698.
14. Расулов, Р. Я., Расулов, В. Р., Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2022). Межзонный двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках. «Узбекский физический журнал», 24(1), 19-26.
15. Arabboyevich, M. I., & Alijon o'g'li, M. A. (2023). IDEAL GAZLARDA KVANT STATISTIKASI TAHLILI. *PEDAGOGICAL SCIENCES AND TEACHING METHODS*, 2(20), 235-237.
16. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., & Ньматов, Х. М. О. (2021). К ТЕОРИИ МЕЖДУЗОННОГО ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УЗКОЗОННОМ КРИСТАЛЛЕ. *EDITOR COORDINATOR*, 962.
17. Yavkachovich, R. R., Umidaxon, R., Adhamovna, M. M., Arabboyevich, N. I., & Arabboyevich, M. I. (2019). To the theory of current-voltage characteristics of the three-layer structure of semiconductors in diode switching. *European science review*, (11-12), 74-76.
18. Rasulov, V. R., Mo'minov, I. M., & Maqsudova, G. N. (2023). Phenomenological Analysis of the Current of the Single-Photon Polarization Photovoltaic Effect. *Best Journal of Innovation in Science, Research and Development*, 2(5), 40-44.

## ВЛИЯНИЕ ОДНОСТОРОННЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ ДЕФОРМАЦИЙ НА ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$

Сиддиков Р.У., Сулаймонов Х.М., Юлдашев Н.Х., Юлдашева Ё.Н.

Ферганский политехнический институт,

**Аннотация.** Приводятся результаты исследования деформационных характеристик пористых поликристаллических пленок  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$  в случаях односторонних циклических знакопеременных напряжений. Показано, что в таких пленках наблюдается существенный гистерезис изменения сопротивления с деформаций.

**Ключевые слова:** полупроводниковые пленки, тензочувствительность, циклическая знакопеременная деформация, гистерезис изменения сопротивления с деформаций, тензодатчик накопления усталостных повреждений.

**Введение.** Для обеспечения безопасной эксплуатации конструкций и предотвращения их разрушения в процессе работы необходимо знать количество циклов деформации, которые испытала данная конструкция. Для этих целей могут быть использованы датчики накопления усталостного повреждения (ДНУП), изменяющие свои характеристики с увеличением числа действующих на них деформационных циклов, изготовленные на основе полупроводниковых пленок. Как известно [1-4], основными электрофизическими характеристиками таких тензодатчиков являются исходные величины сопротивления  $R_0$ , тензочувствительность  $K_0$  и изменения их при воздействии внешних факторов: температура  $T$ , механическая деформация  $\varepsilon$ , частота питающего переменного напряжения  $f$  и т.п. Поэтому в данной работе изучалось нами влияние количества циклов  $N$  и амплитуды  $\varepsilon$  знакопеременной деформации на характеристики пленок  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$  по изменению величины ее сопротивления и коэффициента тензочувствительности (КТЧ), определяемой формулой

$$K = \frac{\Delta R}{R_0 \cdot \varepsilon}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$  и  $\Delta l = l(\varepsilon) - l_0$  - величины относительной и абсолютной деформации,

$\Delta R = R(\varepsilon) - R_0$ ,  $R_0$  - электрическое сопротивление образца при  $\varepsilon = 0$ .

Исследуемые пленки  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$  получались на подложках из полиамида МП-1 методом вакуумной конденсации молекулярных пучков из газообразной фазы, подробно изложенным в [1,2]. Для снятия деформационных характеристик (ДХ) пленки наклеивались на балку равного сопротивления из титанового сплава. Деформирование пленок проводилось изгибом балки. При этом значение относительной деформации рассчитывалось по величине изгиба консольно-закрепленной балки и не превосходило  $\varepsilon = \pm 1 \cdot 10^{-3}$  *отн.ед.*

**Область малых значений N. Результаты эксперимента и их обсуждений.** Здесь приводятся результаты изучения абсолютного  $\Delta R = R(\varepsilon) - R_0$  и относительного  $\Delta R(\varepsilon)/R_0$  изменения электросопротивления свежеприготовленных образцов при малом числе цикла нагружений с изменением его не только по значению, но и по знаку. Например, на первом этапе рассмотрим область деформации растяжения от  $\varepsilon = 0$  до  $\varepsilon = \varepsilon_0$ , во втором этапе получим в направлении снятия деформаций, т.е. при изменении  $\varepsilon$  от  $\varepsilon_0$  до 0, в третьем и четвертом этапах изучаем область деформаций сжатия, сначала от  $\varepsilon = 0$  до  $\varepsilon = -\varepsilon_0$ , а затем от  $\varepsilon = -\varepsilon_0$  до  $\varepsilon = 0$  и завершаем один цикл знакопеременных деформаций. Изготовленные тензочувствительные пленки из  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$  выдержали достаточно большие числа циклических знакопеременных деформаций (ЦЗПД). Очевидно, что представляет интерес изучать ДХ пленок в предельно малом и большом количествах N ЦЗПД.

На рис. 1 представлены ДХ при малых значениях N, причем, здесь сначала изучалось изменение R пленки только при 4-х циклах деформаций растяжения ( $0 \leq \varepsilon \leq 0,9 \cdot 10^{-2}$  отн.ед.), а потом при 4-х циклах деформаций сжатия ( $-0,9 \cdot 10^{-2} \leq \varepsilon \leq 0$ ). Видно, что когда сначала нагрузку плавно увеличиваем до  $\varepsilon_0$  и затем также плавно снимаем ее до 0, то наблюдаем остаточного изменения относительного сопротивления  $\Delta R_{ост}^0(N)/R_0$ . Эта величина различна для растяжения и сжатия, что отражает наличия внутреннего механического напряжения (ВМН) в пленке. Видно, что в данном случае ВМН является отрицательной (сжатое  $\varepsilon_0 < 0$  [2]), кроме того она монотонно уменьшается с ростом N.

Таким образом, в пленках  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$  наблюдается существенный гистерезис изменения сопротивления  $R_N(\varepsilon)$  при одном ЦЗПД ( $N = 1$ ) с незамкнутым концом. Следующие гистерезисные петли непосредственно продолжают предыдущий и смещаются в область больших значений R (рис.2).

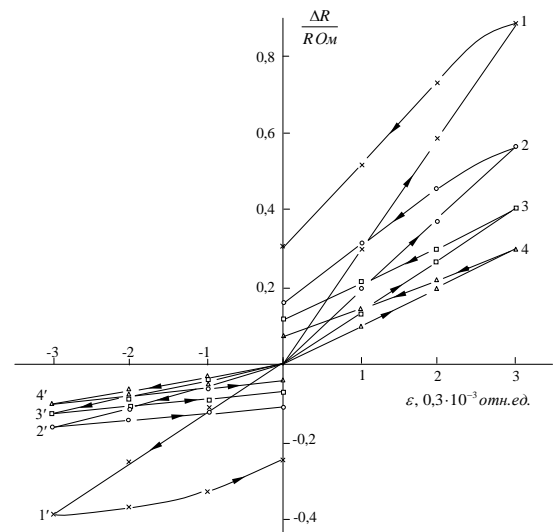


Рис.1. Деформационная характеристика свежеприготовленной пленки  $(Bi_xSb_{1-x})_2Te_3$  при 4-х циклах деформации растяжения (кривые 1-4 со стрелками направления нагружений) и сжатия (кривые 1'-4') при комнатной температуре.

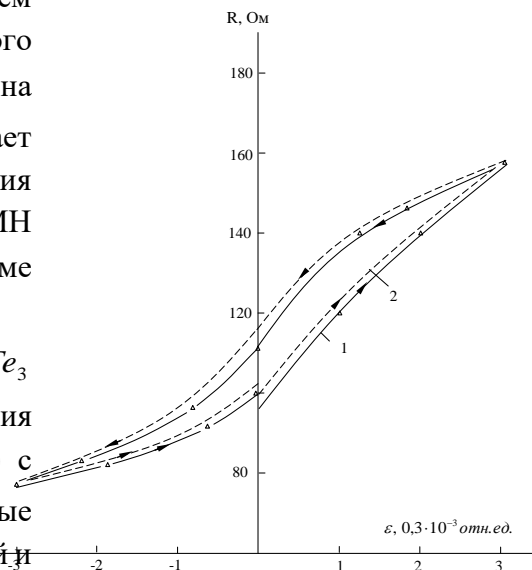


Рис. 2. Гистерезис изменения сопротивления пленки из  $(Bi_xSb_{1-x})_2Te_3$  под действием ЦЗПД. Незамкнутый гистерезис со штрихованными линиями соответствует второму циклу ЗПД ( $N = 2$ ).

На рис. 3 приведена зависимость изменения сопротивления и КТЧ от числа ЦЗПД в области  $1 \leq N \leq 4$ . Видно, что величина  $K$  резко уменьшается, а  $R$ -увеличивается, с ростом количества

ЦЗПД при малом  $N$ , а затем переходят к плавному монотонному спаду. По-видимому, начальные участки зависимости  $R_\epsilon(N)$  и

$K_\epsilon(N)$  обусловлены сильно  
 неравновесными ВМН не  
 термообработанных пленок

**Заключение.** Изменения величины сопротивления, КТЧ плёнок с ростом числа циклов деформации можно объяснить ростом величины диэлектрического зазора между кристаллитами плёнки. Модель, описывающая электропроводность через микро контактирующие поверхности кристаллитов, на основе теории протекания объясняет высокие значения величины КТЧ плёнок и нелинейность их статической деформационной характеристики. Пористые пленки из соединения  $(Bi_{0,25}Sb_{0,75})_2Te_3$ , полученные термическим испарением в вакууме при указанных выше оптимальных технологических параметрах, могут быть применены в качестве датчика накопления усталостных повреждений деталей различных конструкций.

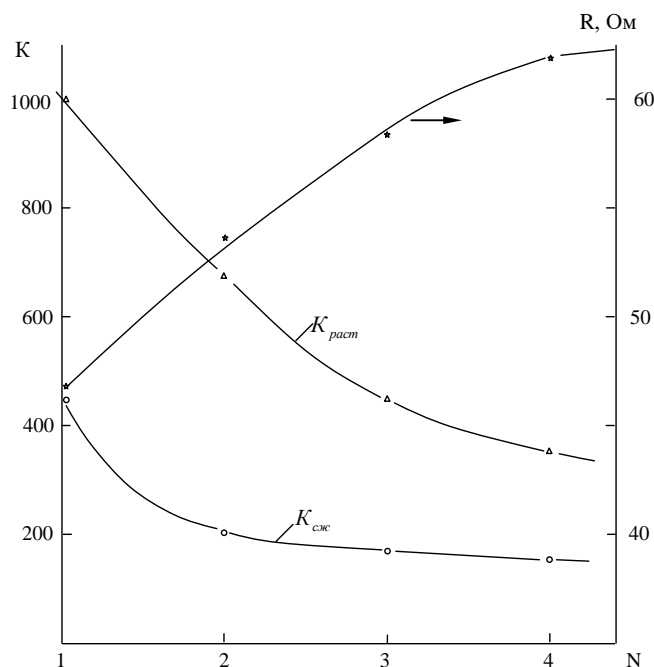


Рис.3. Изменение сопротивления  $R$  и КТЧ с ростом числа ЦЗПД в области  $1 \leq N \leq 4$ .

### Литература

1. Абдуллаев Э.А., Юлдашев Н.Х. Эффект пьезосопротивления в халькогенидах свинца и висмута. Ч.1- Ташкент, «Фан», 1989, 182 с.
2. Абдуллаев Э.А., Юлдашев Н.Х. Эффект пьезосопротивления в халькогенидах свинца и висмута. Ч.2 - Фергана, «Техника», 2008. 116 с.
3. Сулаймонов Х.М. Влияние циклической деформации на электропроводность пленок  $p$ - $(Bi_{0,3}Sb_{0,7})_2Te_3$  на переменном токе. // Журнал технической физики. 2017. –Т. 87, № 3, с. 471-472.
4. Сулаймонов Х.М., Умаров М.Г., Юлдашев Н.Х. Тензочувствительность поликристаллических пористых пленок //Актуальные проблемы современной науки-Россия. 2015, №4.

### СПЕКТРАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ АВТОКОЛЕБАНИЙ ТОКА В КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Зикриллаев Н.Ф., Зикриллаев Х.Ф., Шоабдурахимова М.М.,  
 Абдуллаева Н., Абдурахмонов С., Алиев Б.

**Аннотация:** При исследовании фотоэлектрических свойств образцов компенсированного кремния диффузионно легированного примесными атомами марганца,



цинка, серы и селена обнаружено, что в определенных условиях (температура, интенсивности освещения, напряженности электрического поля) были обнаружены низкочастотные автоколебания тока с большими значениями амплитуды. Исследованные граничные области существования этих автоколебаний тока от энергии (длины волны) падающих фотонов показали, что эти автоколебания наблюдаются в широком спектре излучения. Из анализа результатов исследования определены закономерности изменения амплитуды и частоты автоколебаний от длины волны монохроматического излучения. Предложен механизм автоколебания тока в образцах компенсированного кремния с учетом особенностей поведения примесных атомов в кремнии.

**Ключевые слова:** кремний, примесь, автоколебания, амплитуда, частота, энергия фотонов, температура, форма колебания.

Обнаруженные автоколебания тока в полупроводниках с научной и прикладной точки зрения являются одним из самых ярких и многообещающих физических эффектов, позволяющих развить новое научное направление неравновесных термодинамических эффектов в полупроводниках и показывают возможности использования их в электронике.

Анализ литературных данных показал, что еще до конца не изучены кинетика изменения параметров (амплитуда, частота) и физические механизмы возбуждения автоколебаний тока от внешних воздействий, а также физика переходных процессов от равновесного к неравновесному состоянию в полупроводниковых материалах. Кроме этого, до настоящего времени отсутствуют достоверные теоретические и экспериментальные данные о термодинамических условиях существования автоколебаний тока с регулярными, стабильными и воспроизводимыми параметрами [1,2].

В прикладном аспекте автоколебания тока в полупроводниках позволяют создать целый класс новых приборов функциональной электроники (твердотельные генераторы, запоминающие элементы и устройства памяти, приборы записи и передачи информации и т.д.) и принципиально новое поколение датчиков физических величин с амплитудно-частотным выходом.

Исследования автоколебаний тока проводились в схеме последовательного соединения; сопротивление нагрузки с исследуемым образцом, при выполнении условия  $R_n \ll R_{обр}$ . Амплитуда, частота и форма автоколебаний тока определяли на самописце и осциллографе. Образцы освещались спектрометром марки ИКС-21 и были установлены в специальные криостаты, которые позволили охладить температуру образцов до  $T=80\text{K}$  и поддерживать постоянную интенсивность монохроматического света. Изменения интенсивности монохроматического излучения при различных длинах волн проводились с помощью калиброванных сеток и регулированием щели спектрометра.

В высокоомных компенсированных образцах кремния ( $\rho=10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) легированного примесными атомами марганца, цинка, серы и селена при освещении монохроматическим светом с энергией фотонов которая меньше, чем величина ширины запрещенной зоны кремния  $h\nu < E_g$ , а также при температуре жидкого азота ( $T=77\text{K}$ ) наблюдаются низкочастотные автоколебания тока с большой амплитудой, природа которых связана с температурно-электрической неустойчивостью.

Анализ полученных результатов исследования позволил установить, что

автоколебания тока в компенсированных образцах кремния наблюдаются в широком интервале температур  $T=80\div 200$  К и меньшей энергии фотонов, чем ширина запрещенной зоны кремния. Исследование спектральной зависимости параметров автоколебаний тока позволило выявить ряд особенностей температурно-электрической неустойчивости тока в компенсированных образцах кремния легированного примесными атомами марганца, серы, цинка и селена.

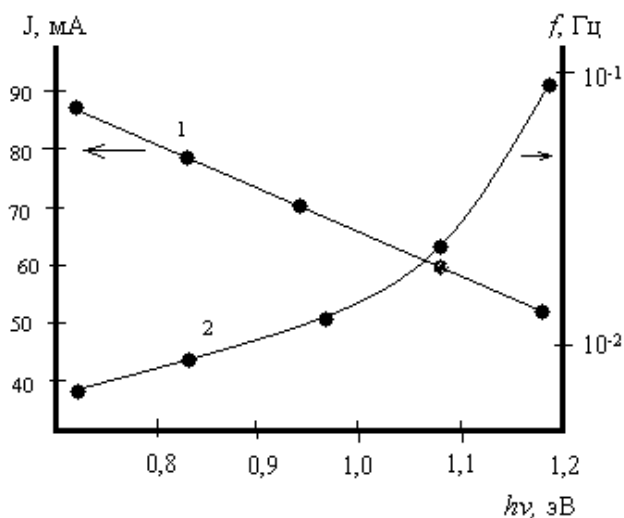


Рис. 1. Спектральные зависимости амплитуды (1) и частоты (2) автоколебаний тока для образца  $p$ - Si <Se>,  $\rho=9,3\cdot 10^4$  Ом·см при  $E=150$  В/см,  $T=80$  К,  $I_{hv}=1,3\cdot 10^{-6}$  Вт/см<sup>2</sup>·с.

Автоколебания тока в компенсированном кремнии возбуждались начиная с энергией падающих фотонов  $h\nu\geq 0,7$  эВ. В интервале энергии падающих фотонов  $h\nu=1,1\div 1,2$  эВ амплитуда автоколебаний слабо зависела от энергии падающих фотонов  $h\nu$ , при этом частота автоколебания тока резко увеличивалась (рис. 1) по экспоненциальному закону:

$$f = f_0 \exp(h\nu/E_0)$$

где:  $E_0=0,27$  эВ и  $f_0=4,2\cdot 10^{-4}$  Гц.

Следует отметить, что при этом форма автоколебаний тока практически не меняется.

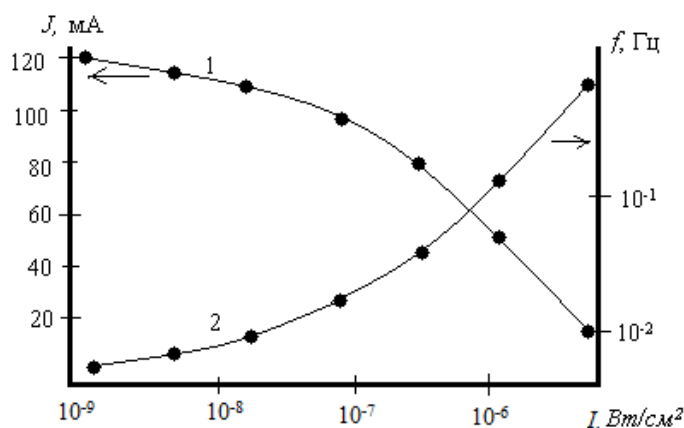


Рис. 2. Зависимости амплитуды (1) и частоты (2) автоколебаний тока в образцах Si<Se> от интенсивности монохроматического света при  $h\nu=1,18$  эВ и  $T=80$  К,  $E=150$  В/см, с  $\rho=9,3\cdot 10^4$  Ом·см.

Из результатов исследования установлено, что в отличие от автоколебания тока, обнаруженного в других полупроводниковых материалах, автоколебания тока в компенсированном кремнии обладают относительно большой амплитудой и возникают при достаточно низкой интенсивности монохроматического освещения (рис. 2).

Исследования показали, что пороговая интенсивность монохроматического света, при котором возбуждаются автоколебания тока практически не зависит от энергии падающих фотонов и составляет порядка  $\sim 10^{-9}$  Вт/см<sup>2</sup>. С ростом интенсивности монохроматического света амплитуда автоколебания монотонно убывает, при этом частота растет быстрее по закону

$$f=f_0 \exp(I/I_0)$$

и увеличивается на три порядка.

Наблюдаемые экспоненциальные зависимости частоты автоколебаний от энергии падающих фотонов и интенсивности монохроматического света качественно можно объяснить соответствующей зависимостью скорости переброса электрона из валентной зоны на глубокий уровень примесных атомов, что приводит к сужению временного интервала участка медленного нарастания величины тока. Согласно результатам исследований и существующей физике полупроводников сечения захвата электронов в компенсированном кремнии зависит от зарядового состояния примесных атомов, и они образуют в запрещенной зоне кремния глубокие заряженные энергетические уровни, которые связаны с природой примесных атомов. Такое заряженное состояние примесных атомов в кремнии приводит к образованию флуктуации дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Исследования спектральной зависимости фототока в образцах компенсированного кремния с примесными атомами марганца, серы, цинка и селена показали экспоненциальный рост его величины с увеличением энергии фотона в интервале  $h\nu=0,7\div 1,1$  эВ, что свидетельствует в пользу изложенного объяснения механизма автоколебаний тока в кремнии.

Из литературного анализа установлено, что в этом интервале энергии падающих фотонов находятся энергетические уровни связанных с дважды ионизированными состояниями примесных атомов марганца, серы, цинка и селена в кремнии. Таким образом, полученные результаты в компенсированном кремнии дают возможность определения ответственного уровня за возбуждения автоколебаний тока, что дает ценную информацию для объяснения механизма неустойчивости тока на основе модели неоднородности с флуктуациями зоны проводимости и валентной зоны компенсированного кремния.

### Литература

[1] Голик Л.Л., Гутман М.М., Паксеев В.Е. и др. Динамический хаос и гистерезис автоколебание в Si<Mn>, обусловленные температурно-электрической неустойчивостью. Физика и техника полупроводников, 1987, т. 21.

[2] Bakhodirxonov M.K., Zikrillaev N.F., Egamberdiev B.E. Self-sustained oscillation in compensated silicon// Radiotekhnika i Elektronika, 1988, 43(3), p. 300.

**ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ  
СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}-\text{CdTe}$  СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ****С.М.Отажонов, С.Тухтасинова****Ферганского государственного университета**

**Аннотация:** В данной работе рассмотрено механизм изменения свойств  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}-\text{CdTe}$  солнечных элементов под действием термообработки. Установлено, что атомы меди из раствора  $\text{CuSi}$  в процессе создания гетероперехода химическим способом проникают в базовой слой  $\text{CdTe}$  по границам зерен через слой  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$ . В процессе термообработки шунтирующие р-п-перехода атомы меди проникают в глубь базового слоя, образовав компенсирующие акценторные уровни в  $\text{CdTe}$ .

**Ключевые слова:** термообработка, гетеропереход, атомы меди, объёмная заряд, туннелирования носителей заряда.

Получено термическим испарением и химическим способом гетероструктуры на основы  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}-\text{CdTe}$ . Сразу же после получения гетероперехода базовый слой  $\text{n-CdTe}$  ещё недостаточно конденсирован медью, чем обусловлено узкая область объёмного заряда. Кроме того известно, что атомы меди из раствора  $\text{CuSi}$  в процессе создания гетероперехода химическим способом проникают в базовой слой  $\text{CdTe}$  по границам зерен через слой  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$ . При внезапном прекращена химической реакции некоторая часть атомов меди, не связанных с  $\text{CdTe}$ , остаётся на границе раздела гетероперехода. Эти атомы меди образуют на границе раздела шунтирующие каналы. Узкая область объёмная заряда и наличия шунтирующих каналов на границе раздела дают возможность туннелирования носителей заряда через эти каналы. Туннельные токи через шунтирующие каналы на границе раздела уменьшают эффективную высоту потенциального барьера и тем самым-значение напряжения холостого хода.

Образцы из партии С и К характеризуются меньшими размерами кристаллитов по сравнению с образцами из партии П. поскольку, как уже отмечались выше, атомы меди проникают в базовой слой  $\text{CdTe}$  по границам кристаллитов, то , очевидно, что плотность свободных (не связанных с  $\text{CdTe}$ ) атомы меди (шунтирующих р-п-переход) в образцах из партии С и К выше, чем в образцах из партии П. В свете вышеизложенного становятся ясными низкие исходные значения параметров элементов партии С и К сразу же после их получения.

В процессе термообработки шунтирующие р-п-перехода атомы меди проникают в глубь базового слоя, образовав компенсирующие акценторные уровни в  $\text{CdTe}$ . Образования акценторные уровней приводит к расширению области объёмного заряда[1-8].

Оба этих взаимосвязанных процесса уменьшают вероятность туннелирования носителей заряда на границе раздела и тем самым увеличивают эффективную высоту потенциального барьера. Следовательно, происходит возрастания напряжения холостого хода. Об уменьшении плотности шунтирующих каналов также свидетельствует уменьшение значения обратного тока насыщения поле ТО. Уменьшение плотности шунтирующих каналов также свидетельствует уменьшении значения обратного тока насыщения поле ТО. Уменьшение плотности граничных состояний увеличивает значение шунтирующего сопротивления р-п-перехода.

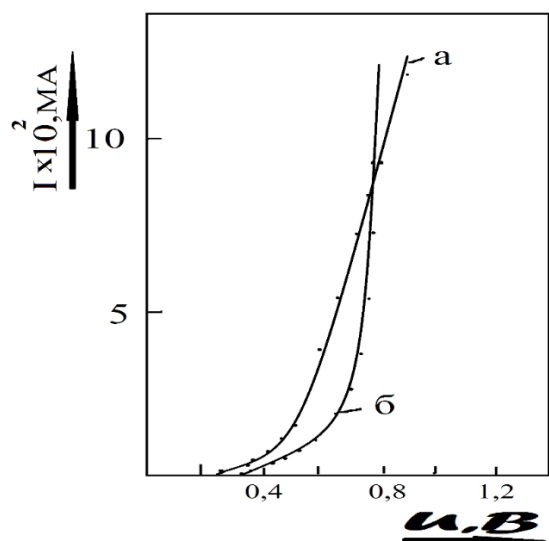


Рис. 1 Прямые ветви ВАХ  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te-CdTe}$  солнечных элементов до (а) и после (б) ТО

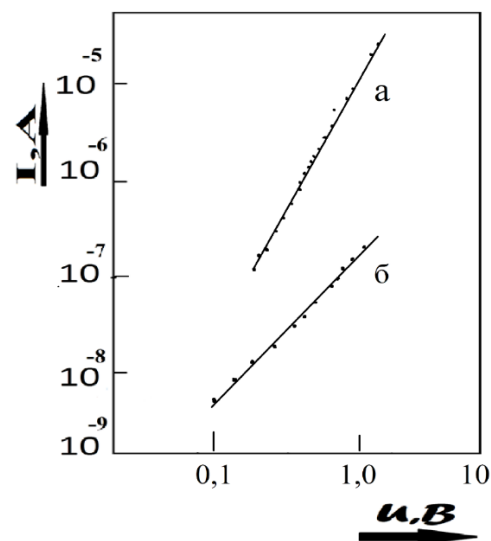


Рис.2 Обратные ветви ВАХ  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te-CdTe}$  солнечных элементов до (а) и после (б) ТО

Таким образом, при термообработке происходит, с одной стороны, уменьшение плотности граничных состояний и, с другой стороны, расширение области объёмного заряда. Известно, что увеличения шунтирующего сопротивлений способствует росту коэффициента заполнения нагрузочной характеристики. При длительной термообработке параметры образцов уменьшается особенно ярко это выражено в уменьшении. В свете развитых представлений уменьшенке при длительной термообработке можно объяснить двумя причинами.

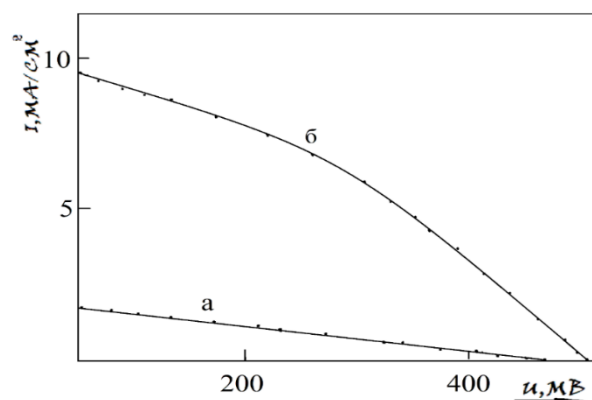


Рис. 3 Нагрузочные характеристики  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te-CdTe}$  солнечных элементов до (а) и после (б) ТО

Поскольку термообработки образцов происходит на воздухе, поверхность их негерметизирована, то возможно образования на поверхности теллурида меди окисного слоя, например, аналогично тому, что наблюдается в элементах типа  $\text{Cu}_2\text{S-Cd Se}$ . Так как окись меди – является более широкозонным материалом, то возможно уменьшение поверхностной рекомбинации, которое приводит к росту значения фототока.

**Заключение.** Во-первых, медь может диффундироваться в слой  $\text{CdTe}$  как из медных закоронок, так и из слоя теллурида меди, изменяя при этом стехиометрии слоя теллурида меди. При изменения состава  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$  заменяется и параметры решётки. Несоответствии параметров

кристаллической решётки  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$  и  $\text{CdTe}$  является причиной возникновения механических напряжений на границе раздела р-п-перехода. Под влиянием механических напряжений на границе раздела происходит обрыв связей между  $\text{Cu}_{2-x}\text{Te}$  и  $\text{CdTe}$ , что приводит к возникновению энергетических уровней в запрещенной зоне. Следовательно, уменьшается выходные параметры фотоэлемента. Во-вторых, при длительной термообработке происходит глубокое проникновение атомов меди в  $\text{CdTe}$  и, следовательно, чрезмерное расширение области объёмного заряда.

С расширением области объёмного заряда уменьшается напряжённость электрического поля р-п-перехода. В свою очередь уменьшение напряжённости электрического поля приводит к уменьшению коэффициента собирания и тока короткого замыкания согласно выражению:

$$Q = \frac{\mu_n E}{S + \mu_n E}$$

где  $S$  – скорость поверхностной рекомбинации на границе раздела,  $\mu_n$  – подвижность электронов,  $E$  – напряжённость электрического поля р-п-перехода.

#### Использованные литературы.

1. L. Leontie, V. Nedeff, I. Evtodiev, M Stamate. Photoelectric properties of  $\text{Bi}_2\text{O}_3/\text{GaSe}$  heterojunctions. February 2009 *Applied Physics Letters* 94(7):071903-071903-3. DOI:10.1063/1.3035854
2. V. N. Katerynychuk, Z. D. Kovalyuk, Z. Kudrynskyi. Photoelectric properties of n-ITO/p-GaTe heterojunctions. May 2015 *Semiconductors* 49(5):600-603. DOI:10.1134/S1063782615050085
3. SM Otajonov, RN Ergashev, T Axmedov, Ya Usmonov, B Karimov. Photoelectric properties of solar cells based on pCdTe-nCdS and pCdTe-nCdSe heterostructures. *Journal of Physics: Conference Series*. 2022/12/1. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2388/1/012062/meta>
4. SM Otazhonov, RN Ergashev, KA Botirov, BA Qaxxorova, MA Xudoynazarova, NA Abdulkarimova. Influence of thickness and temperature on photoelectric properties of p-CdTe-nCdS and pCdTe-CdSe heterostructures. *Journal of Physics: Conference Series*. (2022, December). <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2388/1/012001>
5. I. Karimov S.M. Otajonov, R.N. Ergashev. Electrophysical and surface active properties of p-CdTe-nCDS and pCdTe-CdSe heterostructures with deep impurity levels. *Modern trends in the development of semiconductor physics: achievements, problems and prospects*. © Research Institute of FPM, 2022.
6. R.N. Ergashev, M.M. Bakhramov. Transparent conductive Sn based. *Horizon: Journal of Humanity and Artificial Intelligence*. 2023/5/31. <http://univerpubl.com/index.php/horizon/article/view/1882>
7. T Akhmedov, SM Otajonov, Y Usmonov, MM Khalilov, N Yunusov, .Optical properties of polycrystalline films of lead telluride with distributed stichiometry// *Journal of Physics: Conference Series* 1889 (2), 022052; 50; 2021
8. SM Otazhonov, KA Botirov, MM Khalilov, N Yunusov // IN PHOTSENSITIVE THIN FILMS CdTe: Ag AND PbTe // *Science and World International scientific journal* 6 (94), 11-16;

## KRISTALL PANJARALARNING TUZILISHI VA ELEKTROFIZIK XUSUSIYATLARI

**Muminov Islombek Arabboyevich, To‘lqinboyeva Muxlisaxon, Mirzayeva Xadichaxon  
Mo‘sajon qizi, Karimova Gulhayo  
Fergana State University**

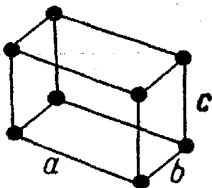
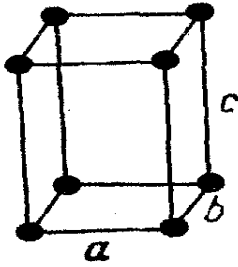
**Annotatsiya:** Ushbu maqolada kristall panjaralar bilan bog‘liq asosiy tushunchalar, shu jumladan qattiq jismlardagi atomlarning tartibli va davriy joylashuvi haqida umumiy ma‘lumot berilgan. Elementar yacheyka deb ataladigan kristallning eng kichik bo‘linmas tarkibi o‘rganiladi. Birlik yacheykadagi atomlar soni yacheyka chetlari, burchaklari va hajm markazlaridagi atomlarning joylashuvi kabi omillarni hisobga olgan holda aniqlanadi.

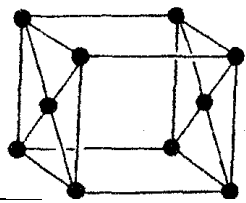
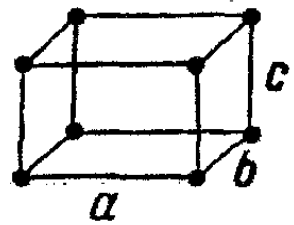
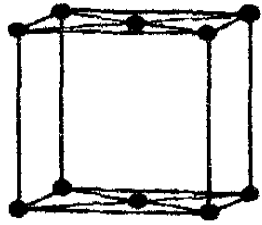
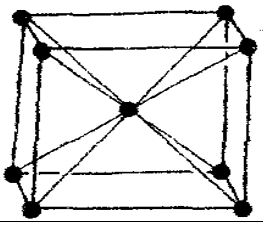
**Keywords:** kristall panjaralar, kristall tuzilishi, kristallografiya, panjara doimiysi, eng yaqin qo‘shnilar, kristallografik yo‘nalishlar, atom tuzilishi, kristallografik guruhlar.

Kristall deganda, qattiq jismni tashkil etgan atomlarning tartibli va davriy joylashganini tushunamiz. Bunda atomlar fazoda bir-birlari bilan har xil burchaklardagi 3 ta yo‘nalish bo‘ylab davriy joylashgan bo‘ladi. Kristallardagi xohlagan atomni olib eng yaqin qo‘shni atomlar asosida tuzilgan (a,b,c) hajmga ega bo‘lgan geometrik shakl bu berilgan kristallning elementar yacheykasi deb ataladi. Demak, bu elementar yacheykani a,b,c yo‘nalishlar bo‘yicha ko‘chirish hisobiga xohlagan o‘lchovdagi kristall hosil qilish mumkin. Elementar yacheyka asosini tashkil etgan (a,b,c) yo‘nalish bo‘yicha vektorlar kattaligi kristall panjara doimiysi deb ataladi. Demak, kristallning eng kichik bo‘linmaydigan xolati bu elementar yacheyka bo‘lib xizmat qiladi.

Kristall panjaraning atomlarining a,b,c yo‘nalishlari orasidagi burchaklar va a,b,c yo‘nalishlar qiymatiga qarab kristall panjaralar tuzilishini 14 xilga bo‘lish mumkin. Bulani Bravi elementar yacheykalar deb ataladi. Bu 14 xil kristall yacheykalarni 7 ta guruhga ajratiladi.

1-jadval

Triklin panjara	To‘g‘ri burchaklari bo‘lmagan, qirra uzunliklari turlicha bo‘lgan geometrik shakldagi panjara.	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$	
Monoklin panjara	Qirra uzunliklari (a,b,c) turlicha bo‘lgan, a va c hamda b va c tomonlar o‘rtasidagi burchak $90^\circ$ , ammo a va b tomon orasidagi burchak $90^\circ$ ga teng bolmagan panjara.	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	

Asosi markazlashgan monoklin panjara	Monoklin panjaraning asoslari markazlarida atom joylashgan bo'ladi	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$	
Rombik panjara	Shakli to'g'ri burchakli parallelepipeddan iborat panjara.	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
Asosi markazlashgan rombik panjara	Rombik panjaraning asoslari markazlarida atom joylashgan bo'ladi.	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
Hajmi markazlashgan rombik panjara	Rombik panjaraning markazida atom joylashgan boladi.	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	

Elementar yacheyka o'z ichiga olgan atomlar sonini quyidagicha hisoblab topiadi: Masalan, kub elementar yacheykada har bir tugunda joylashgan atom bir vaqtning o'zida xuddi shunday 8 ta elementar yacheyka tuzulishida ishtirok etganligi uchun tugunda joylashgan atomlar soni  $A$  ni topish uchun 8 ga bo'lish lozim.  $A/8$  bo'ladi. Demak, tugunda joylashgan atomning  $1/8$  qismigina shu elementar yacheykaga taalluqli bo'ladi.

Agar kub yacheyka tomonlari markazlashgan bo'lsa (1-rasm), unda tomonlarda turgan atom 2 ta shunday elementar yacheyka tuzilishida qatnashayotgani uchun undagi atomlar soni  $B$  ning yarmi ya'ni  $B/2$  shu ko'rilayotgan elementar yacheykaga tegishli bo'ladi. Agar atomlar kub yacheykaning qirralari orasida joylashgan bo'lsa, undagi atomlarning  $1/4$  qismigina shu elementar yacheykaga tegishli bo'ladi. Qirradagi atomlar soni  $C$  bo'lsa, unda bu yacheykaga tegishli atomlar soni  $C/4$  bo'ladi. Agar kub panjara hajmiy markazlashgan bo'lsa, (1-rasm), uning hajmidagi atom faqat shu yacheykaga tegishli bo'ladi.

Shunday qilib, biz o'rganayotgan har qanday elementar yacheykaga tegishli atomlar sonini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$N = A/8 + C/4 + B/2 + D \quad (1)$$

Kristallarda yana koordinatsion son degan tushuncha mavjud. Bu kristalldagi xohlagan atomning eng yaqin qo'shni atomlari sonini ko'rsatadi. Bunday qo'shni atomlar ko'rilayotgan atomga



nisbatan yaqin, uzoq va yanada uzoqroq joylashishiga qarab koordinatsion son har xil tartibga ega bo'ladi.



1- rasm. Tomonlari markazlashgan kub yacheyka (a), hajmiy markazlashgan kub yacheyka (b).

Kub kristallda 1-tartibli kordinatsion son bu ko'rilayotgan atomning eng yaqin qo'shni atomlar sonini, 2-tartibli koordinatsion son esa undan keyinroq masofada joylashgan qo'shni atomlar sonini, 3-tartibli koordinatsion son esa 2- tartibli koordinatsion sondan keyingi masofada joylashgan atomlar soni bilan bu tartib kristallarda  $1 + n$  gacha davom etishi mumkin, ya'ni koordinatsion sonlar  $N$ -tartibli bo'lishi mumkin. Shuni ta'kidlash lozimki, kristallarda xohlagan atom uchun  $1, 2, 3, \dots, n$  tartibli koordinatsion soni va ko'rilayotgan atom bilan xohlagan koordinatsion sondagi masofa o'zgarmas bo'ladi. Bu degani, kristallarda hamma vaqt yaqin va uzoq tartib mavjud bo'ladi.

#### Literature

1. S. Adachi, J. Appl. Phys., 58, R1 (1985).
2. H.C. Casey, Jr. and M.B. Panish, Heterostructure Lasers, Part A, "Fundamental Principles;" Part B, "Materials and Operating Characteristics," Academic Press, N.Y. (1978).
3. Umesh k. Mishra and Jasprit Singh, Semiconductor Device Physics and Design
4. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Nematov, X. (2020). TWO-PHOTONE LINEAR-CIRCULAR DICHROISM IN NARROW-ZONE SEMICONDUCTORS. European Science Review, (7-8), 54-59.
5. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. Russian Physics Journal, 65(10), 1746-1754.
6. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(12), 1-5.
7. Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2021). УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА. EDITOR COORDINATOR, 537.
8. Yavkachovich, R. R., Ogli, M. A. A., Umidaxon, R., Makhliyo, M., & Arabboyevich, M. I. (2019). Agency of surface recombination on volt-ampere characteristic of the diode with double injection. European science review, (11-12), 70-73.
9. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В InSb.
10. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. Scientific and Technical Journal of Namangan Institute of Engineering and Technology, 1(6), 58-63.
11. Muminov, I. A., Axmedov, B. B., & Sobirov, U. B. N. O. G. L. (2022). TURLI SIMMETRIYAGA EGA BO'LGAN QATTIQ JISMLAR KRISTALL PANJARASI. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 2(4), 541-546.
12. Muminov, I. A., & Muminova, M. (2023). QATTIQ JISMLARNING KRISTALL PANJARALARI. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(3), 1314-1317.

13. Arabbojevich, M. I., & Nabijon o'g, S. U. B. (2022). QATTIQ JISM KRISTALLARINI O'STIRISH NAZARIYASI. Scientific Impulse, 1(3), 696-698.
14. Rasulov, R. Y., Kokanbaev, I. M., Mamadaliev, B., & Rasulov, V. R. (2005). On the theory of the drag effect upon nonlinear light absorption in semiconductors with complicated valence band. matrix, 1, 2Ñ.
15. Arabbojevich, M. I., & Alijon o'g'li, M. A. (2023). IDEAL GAZLARDA KVANT STATISTIKASI TAHLILI. PEDAGOGICAL SCIENCES AND TEACHING METHODS, 2(20), 235-237.
16. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., & Неъматов, Х. М. О. (2021). К ТЕОРИИ МЕЖДУЗОННОГО ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УЗКОЗОННОМ КРИСТАЛЛЕ. EDITOR COORDINATOR, 962.
17. Расулов, Р. Я., Эшболтаев, И. М., Кучкаров, М. Х., & Махситалиев, Б. (2021, November). ДЫРОЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ГИРОТРОПНОГО КРИСТАЛЛА. In The 6th International scientific and practical conference "Modern directions of scientific research development"(November 24-26, 2021) BoScience Publisher, Chicago, USA. 2021. 1153 p. (p. 304).
18. Muminov, I. A. (2023). QATTIQ JISMLARDA KIRISHMA ATOMLAR DIFFUZIYASI. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(4), 403-407.

## ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРА ПЛЕНКИ $\text{CaF}_2/\text{Si}$ , ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ БАРИЯ

Нормурадов М.Т<sup>1</sup>, Ташатов А.К<sup>1</sup>, Раббимов Э.А<sup>2</sup>, Давлатов М.А<sup>1</sup>.

1 –Каршинский государственный университет,

2-Джизакский политехнический институт

**Аннотация.** В данной работе исследуются пленки  $\text{CaF}_2$  и их потенциал для создания приборов в области твердотельной электроники, включая интегральные схемы (БИС) и ультрабыстрые интегральные схемы (УБИС). Работа представляет некоторые важные характеристики этих пленок. Рост монокристаллических пленок  $\text{CaF}_2$  на подложке Si (100) начинается с механизма Странского-Крастанова и затем переходит к механизму Франка-Ван-дер-Мерве. Исследования показывают, что поверхность пленок  $\text{CaF}_2$  (100) становится кристаллической (1x1) после высокотемпературного прогрева. Дополнительно, исследованы инородные примеси в приповерхностной области пленок  $\text{CaF}_2$ , включая кислород и углерод, а также небольшое количество атомов S и N. Оптимальная температура обезгаживания пленок  $\text{CaF}_2$  составляет 1000-1050 К, что приводит к уменьшению концентрации кислорода.

**Ключевые слова:** Пленки  $\text{CaF}_2$ , Твердотельная электроника, ультрабыстрые интегральные схемы, Механизм роста пленок, Монокристаллические пленки

Пленки  $\text{CaF}_2$  имеют большую перспективу в создание уникальных приборов твердотельной электроники, в частности БИС и УБИС. Поэтому в данной работе приводятся некоторые важные характеристики пленок  $\text{CaF}_2$  [1-3]. Отметим, что рост МЛЭ пленки  $\text{CaF}_2/\text{Si}$  (100) в начальном этапе происходит по механизму Странского – Крастанова, затем реализуется рост по механизму Франка-Ван-дер-Мерве. Поверхность (1x1)  $\text{CaF}_2$  (100) формируется после высокотемпературного ( $T=1120$  К) прогрева пленок с  $d \geq 150 \div 200$  Å (рис. 1.).

Основными инородными примесями в приповерхностной области  $\text{CaF}_2$  являлись атомы кислорода и углерода. Кроме того, в оже- и масс-спектрах обнаружено малое количество (1 ÷ 2 ат.%) атомов S и N. Наиболее оптимальная температура обезгаживания пленки  $\text{CaF}_2$  - 1000 ÷ 1050 К. При этом концентрация кислорода уменьшалась до 2 - 3 ат.% и эти образцы принимались за "чистые". Дальнейшее увеличение температуры прогрева приводило к частичному разложению  $\text{CaF}_2$ , вследствие чего наблюдалась десорбция фтора с поверхностных слоев и обогащение этих слоев атомами кальция.

На рис.2 представлены зависимости максимального значения коэффициента ИВЭ  $\delta_m$  и квантового выхода фотоэлектронов  $Y$  от толщины пленки  $\text{CaF}_2$ , нанесенной на поверхность Si (111). Как видно из этого рисунка, значение  $Y$  с ростом  $d$  увеличивается, что связано с большей эмиссионной эффективностью  $\text{CaF}_2$  по сравнению с Si. Глубина зоны выхода вторичных электронов для  $\text{CaF}_2$  при бомбардировке как первичными электронами, так и фотонами с  $h\nu=10$  эВ составляет 350 - 400 Å. Учитывая это, основные исследования в данной работе проведены на пленках толщиной  $d = 500$  Å.

Основными оптическими константами являются: показатель преломления  $n$ , коэффициент отражения  $r$  и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ . Все эти константы непосредственно связаны с микроскопическими параметрами кристалла и зависят от температуры и в некоторых случаях от толщины диэлектрической пленки.

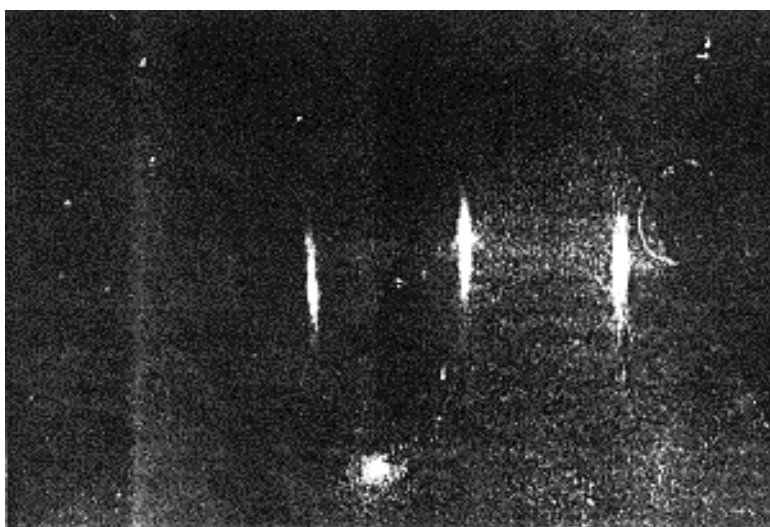


Рис.1. Картина ДБЭ МЛЭ плёнки  $\text{CaF}_2/\text{Si}(100)$ . Температура роста  $T_s=1000$  К.  
Толщина плёнки  $h=2200$  Å.

В таблице 1. представлены значения  $n$  для Si с поверхностной пленкой  $\text{CaF}_2$  разной толщины, определенные оптическим методом и методом СУОЭ. Как следует из таблицы, в случае тонких пленок  $\text{CaF}_2$  на  $n$  сильное влияние оказывает подложка - кремний. Роль подложки особенно заметна в видимой и инфракрасной областях света, т.е. в области, где энергия электромагнитного излучения ( $h\nu < 2$  эВ), много меньше ширины запрещенной зоны пленки  $\text{CaF}_2$  ( $E_g \sim 9-10$  эВ). В указанной энергетической области излучения диэлектрическая пленка оказывается почти прозрачной, следовательно свет, проникая вглубь образца, в основном взаимодействует с атомами кремния. Некоторое уменьшение  $n$  в случае толстых пленок, по видимому, обусловлено наличием примесных атомов в объеме пленки  $\text{CaF}_2$ . В

области ультрафиолетового излучения, особенно при  $h\nu > 10,2$  эВ ( $< 1200$  Å) происходит сильное поглощение света пленкой [4,5].

Поэтому уже при толщине пленки  $d \sim 600$  Å показатель преломления света почти не отличается от величины  $n$  для толстой пленки. Исходя из этого можно полагать, что глубина проникновения фотонов с  $h\nu > 10$  эВ для  $\text{CaF}_2$  лежит в пределах 600-800 Å.

Значение  $n$  определенное методом СУОЭ уже при малых толщинах пленки ( $d \sim 100$  Å) резко отличается от  $n$  для Si и становится характерным для диэлектриков. Некоторое отличие  $n$  пленки с толщиной  $d \sim 100$  Å от  $n$  для толстой пленки, по-видимому, обусловлено не только вкладом матрицы в возбуждение межзонных переходов и плазменных колебаний, но и несовершенством стехиометрического состава и кристаллической структуры пленки вследствие влияния подложки. В случае толстых пленок значения  $n$ , полученные методом СУОЭ и оптическим методом в области ультрафиолетового излучения близки.

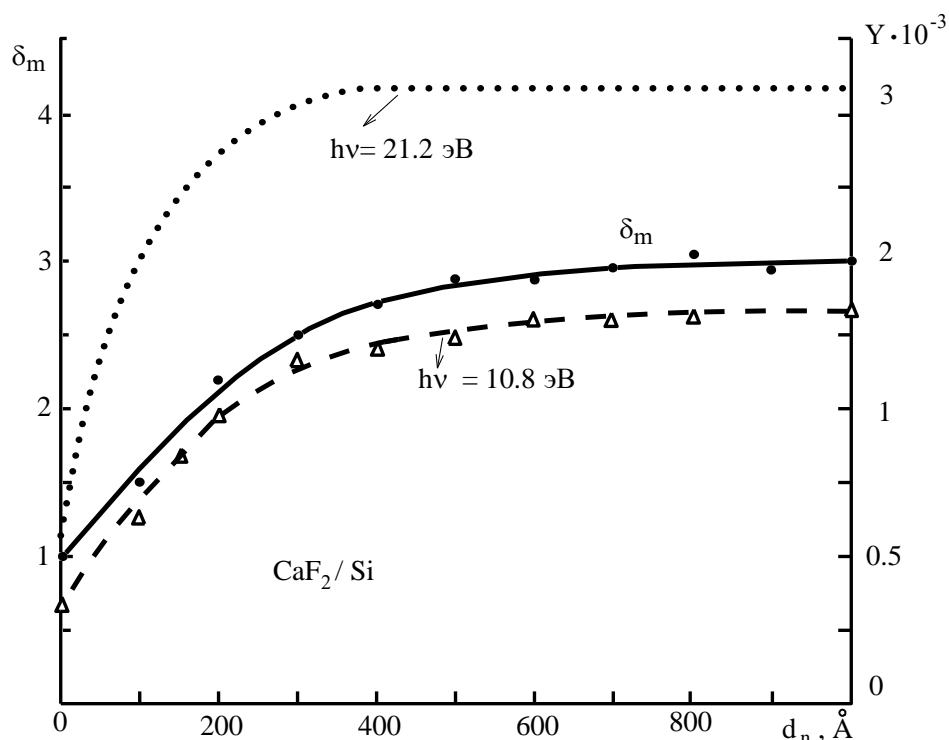


Рис.2. Зависимости  $\delta_m$  и  $Y$  от толщины плёнки  $\text{CaF}_2$ .

Таблица 1.

Значения показателя преломления света  $n$  для пленок  $\text{CaF}_2$

Метод	Толщина пленок $d$ , Å							
	0 (Si)	100	200	400	600	800	1200	2000
Оптический:								
=1050 (УФ)	3,5	3,0	2,2	1,8	1,6	1,6	1,55	1,55
=6700 (кр)	3,4	3,2	3,2	-	3,2	3,0	3,0	3,0
=1064 (ИК)	3,1	3,1	3,0	-	-	-	3,0	2,9
СУОЭ	3,35	1,7	1,48	1,52	-	1,43	-	1,45

Оптические свойства пленок  $\text{CaF}_2/\text{Si}$  (100) резко изменяются после ионной имплантации, особенно при больших дозах облучения. В таблице 2 приведены значения оптических параметров пленки  $\text{CaF}_2$ , легированной ионами  $\text{Ba}^+$  с  $E_0=0,5$  кэВ при дозе облучения  $D \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  до после прогрева при  $T=1000$  К.

Таблица 2

Оптические параметра пленки  $\text{CaF}_2$ , имплантированного ионами  $\text{Ba}^+$ 

Оптические параметры	$\text{CaF}_2$	$\text{Ba}^+ \rightarrow \text{CaF}_2$ , $E_0=0,5$ кэВ, $D \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$	
		$T=300$ К	$T=1000$ К, $\text{Ca}_{0,5}\text{Ba}_{0,5}\text{F}_2$
$\varepsilon$	2,1	3,2	2,25
$n$	1,45	1,8	1,48
$r$ , %	13	43	16

Видно, что в процессе ионной имплантации величины показателя преломления и коэффициента отражения света увеличиваются, что объясняется изменением оптической прозрачности пленки вследствие частичной металлизации ее приповерхностной области [6,7].

Прогрев ионно-легированного образца приводит к изменению его оптических параметров (таб.2). Видно, что пост имплантационный прогрев приводит к уменьшению  $n$ ,  $r$ , однако их значения даже при  $T=1100$  К остаются несколько большими, чем для чистой пленки  $\text{CaF}_2$ .

Перечислим некоторые возможные области применения ионной имплантации, связанные с изменением оптических параметров пленки  $\text{CaF}_2$ . Эффект резкого увеличения отражательной способности пленки после высокодозной имплантации (металлизация поверхности и ее избирательность к частоте света может применяться при разработке и создании оптических резонаторов, запоминающих устройств, лазерных источников и волноводов. Возможность управления величиной  $n$  пленок в широких пределах с помощью ионной имплантации и последующего отжига очень важна для создания оптических приборов с переменной диэлектрической проницаемостью, светофильтров, преобразователей световой энергии и элементов связи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Harrison T.R. et. al. // Appl. Phys. Lett. 1982. - V. 41 (11). - P. 1102-1104.
2. Озеров А.Г., Алтухов А.А., Иванов В.В., Митягин А.Ю. // Специальная техника средств связи. Сер. Технология производства и оборудование. - 1988. - Вып.1. - С. 115-119.
3. Умирзаков Б.Е., Нормурадов М.Т., Раббимов Э.А., Ташатов А.К. // Поверхность. - Москва, 1992. - №2. - С. 47-53.
4. Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е., Алтухов А.А., Раббимов Э.А. // Материалы IX Всесоюз. конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». - Москва, 1991. - С. 85-87.
5. Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е., Усманов М., Нормурадов М.Т. // Матер. XII-Международ. конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». - Москва, 1995. - Т.2, - С. 46-48.
6. Umirzakov B.E., Pugacheva T.S., Tashmuhamedova D., Tashatov A.K. // IBA-14 (Ion Beam Anal.). - Germany, 1999. - P. 138.
7. Умирзаков Б.Е., Ташатов А.К., Ташмухамедова Д., Нормурадов М.Т. // Поверхность. - Москва, 2004. - №12. - С. 90-94.

## METAL SEMICONDUCTOR JUNCTION SCHOTTKY BARRIER

Muminov Islombek Arabboyevich, Axmedov Aloviddin Nomonjon ugli, Karimova Gulhayo, Mirzayeva Xadichaxon Mo'sajon qizi.

Fergana State University

**Annotation:** The Schottky barrier diode, formed by the metal-semiconductor junction, exhibits non-linear diode characteristics and offers rapid response due to unipolar carrier transport. In an ideal Schottky barrier, the height of the barrier is determined by the difference between the semiconductor's conduction band and the metal's Fermi level. This research provides insights into the behavior of the Schottky barrier diode, paving the way for applications in fast-switching electronics.

**Keywords:** schottky barrier diode, metal-semiconductor junction, unipolar carrier transport, band profile, Fermi level alignment, dipole region, conduction band, fast-switching electronics, semiconductor surface defects, ideal Schottky barrier.

The metal-semiconductor junction can result in a junction that has non-linear diode characteristics similar to those of the  $p-n$  diode except that for many applications it has a much faster response since carrier transport is unipolar. Such a junction is called a Schottky barrier diode.

The working of the Schottky diode depends upon how the metal-semiconductor junction behaves in response to external bias. Let us pursue the approximation we used for the  $p-n$  junction and examine the band profile of a metal and a semiconductor. A metal semiconductor structure is shown in figure 1.1a. In figure 1.1b and figure 1.1c the band profiles of a metal and a semiconductor are shown. Figure 1.1b shows that the band profile and Fermi level positions when the metal is away from the semiconductor. In figure 1.1c the metal and the semiconductor are in contact. The Fermi level  $E_{Fm}$  in the metal lies in the band, as shown. Also shown is the work function  $e\phi_m$ . In the semiconductor, we show the vacuum level along with the position of the Fermi level  $E_{Fs}$  in the semiconductor, the electron affinity, and the work function.

We will assume an ideal surface for the semiconductor in the first calculation. Later we will examine the effect of surface defects. We will assume that  $\phi_m > \phi_s$  so that the Fermi level in the metal is at a lower position than in the semiconductor. Table 5.2: Schottky barrier heights (in volts) for several metals on  $n$ - and  $p$ -type semiconductors. This condition leads to an  $n$  type Schottky barrier. When the junction between the two systems is formed, the Fermi levels should line up at the junction and remain flat in the absence of any current, as shown in figure 1.1c. At the junction, the vacuum energy levels of the metal side and semiconductor side must be the same. To ensure the continuity of the vacuum level and align the Fermi levels. Electrons move out from the semiconductor side to the metal side.

SCHOTTKY METAL	$n$ Si	$p$ Si	$n$ GaAs
Aluminum, Al	0.7	0.8	
Titanium, Ti	0.5	0.61	
Tungsten, W	0.67		
Gold, Au	0.79	0.25	0.9
Silver, Ag			0.88
Platinum, Pt			0.86
PtSi	0.85	0.2	
NiSi <sub>2</sub>	0.7	0.45	

As electrons move to the metal side, they leave behind positively charged fixed dopants, and a dipole region is produced in the same way as for the  $p-n$  diode. In the ideal Schottky barrier with no band gap defect levels, the height of the barrier at the semiconductor-metal junction (figure 1.1c),

is defined as the difference between the semiconductor conduction band at the junction and the metal Fermi level. This barrier is given by (see figure 1.1c)

$$e\phi_b = e\phi_m - e\chi_s \quad (1)$$

The electrons coming from the semiconductor into the metal face a barrier denoted by  $eV_{bi}$  as shown in figure 1.1c. The potential  $eV_{bi}$  is called the built-in potential of the junction and is given by

$$eV_{bi} = -(e\phi_m - e\phi_s) \quad (2)$$

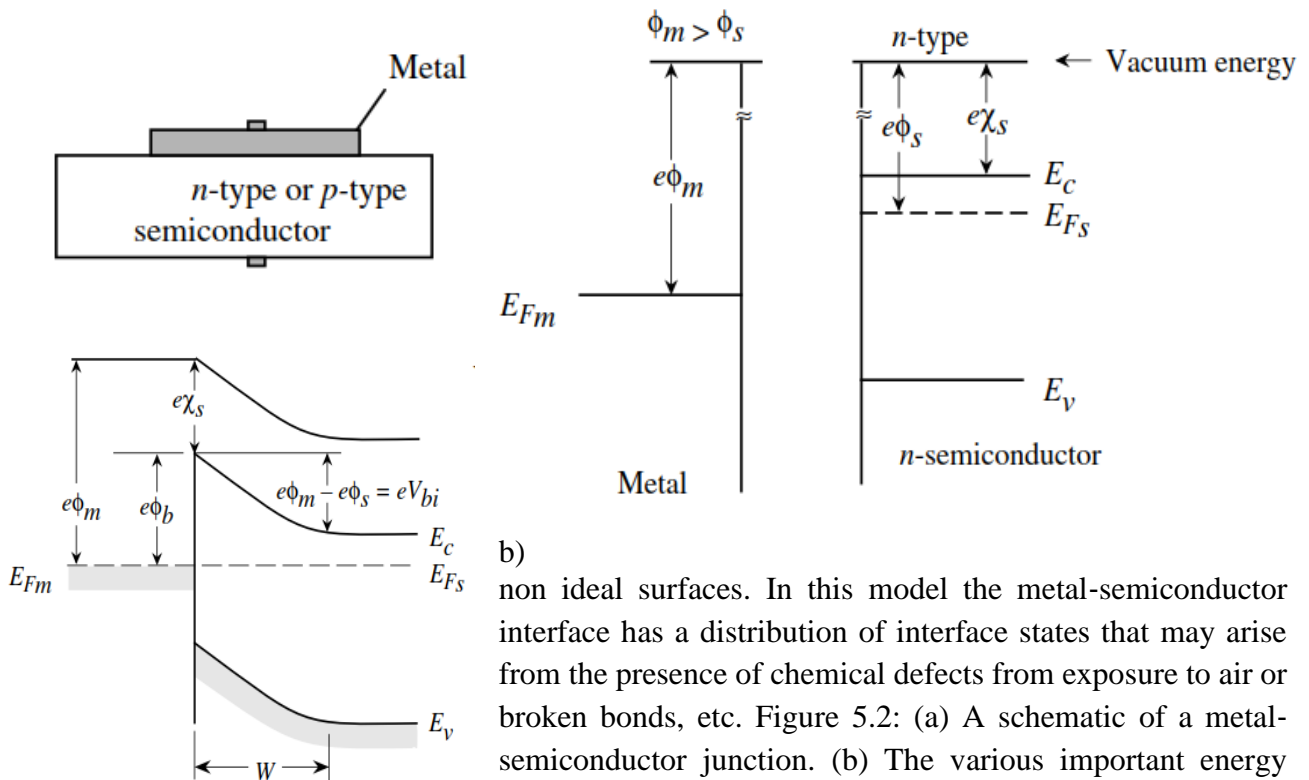
It is possible to have a barrier for hole transport if  $\phi_m < \phi_s$ . In figure 1. we show the case of a metal-p-type semiconductor junction where we choose a metal so that  $\phi_m < \phi_s$ . In this case, at equilibrium the electrons are injected from the metal to the semiconductor, causing a negative charge on the semiconductor side.

The bands are bent once again and a barrier is created for hole transport. The height of the barrier seen by the holes in the semiconductor is

$$eV_{bi} = e\phi_s - e\phi_m \quad (3)$$

The Schottky barrier height for n-or p-type semiconductors depends upon the metal and the semiconductor properties. This is true for an ideal case.

It is found experimentally that the Schottky barrier height is often independent of the metal employed, as can be seen from table 5.2. This can be understood qualitatively in terms of a model based upon



vacuum level. (c) The junction potential produced when the metal and semiconductor are brought together. Due to the built-in potential at the junction, a depletion region of width  $W$  is created. We have seen in chapter 3 that defects can create bandgap states in a semiconductor. Surface defects can create  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  defects if there is 1 in 10 defects at the surface. Surface defects lead to a distribution of electronic levels in the bandgap at the interface, as shown in figure 5.4. The distribution may be characterized by a neutral level  $\phi_0$  having the property that states below it are neutral if filled

and above it are neutral if empty. If the density of bandgap states near  $\varphi_0$  is very large, then addition or depletion of electrons to the semiconductor can not alter the Fermi level position at the surface without large changes in surface charges (beyond the numbers demanded by charge neutrality considerations). Thus, the Fermi level is said to be pinned. In this case, as shown in figure 5.4, the Schottky barrier height is and is almost independent of the metal used.

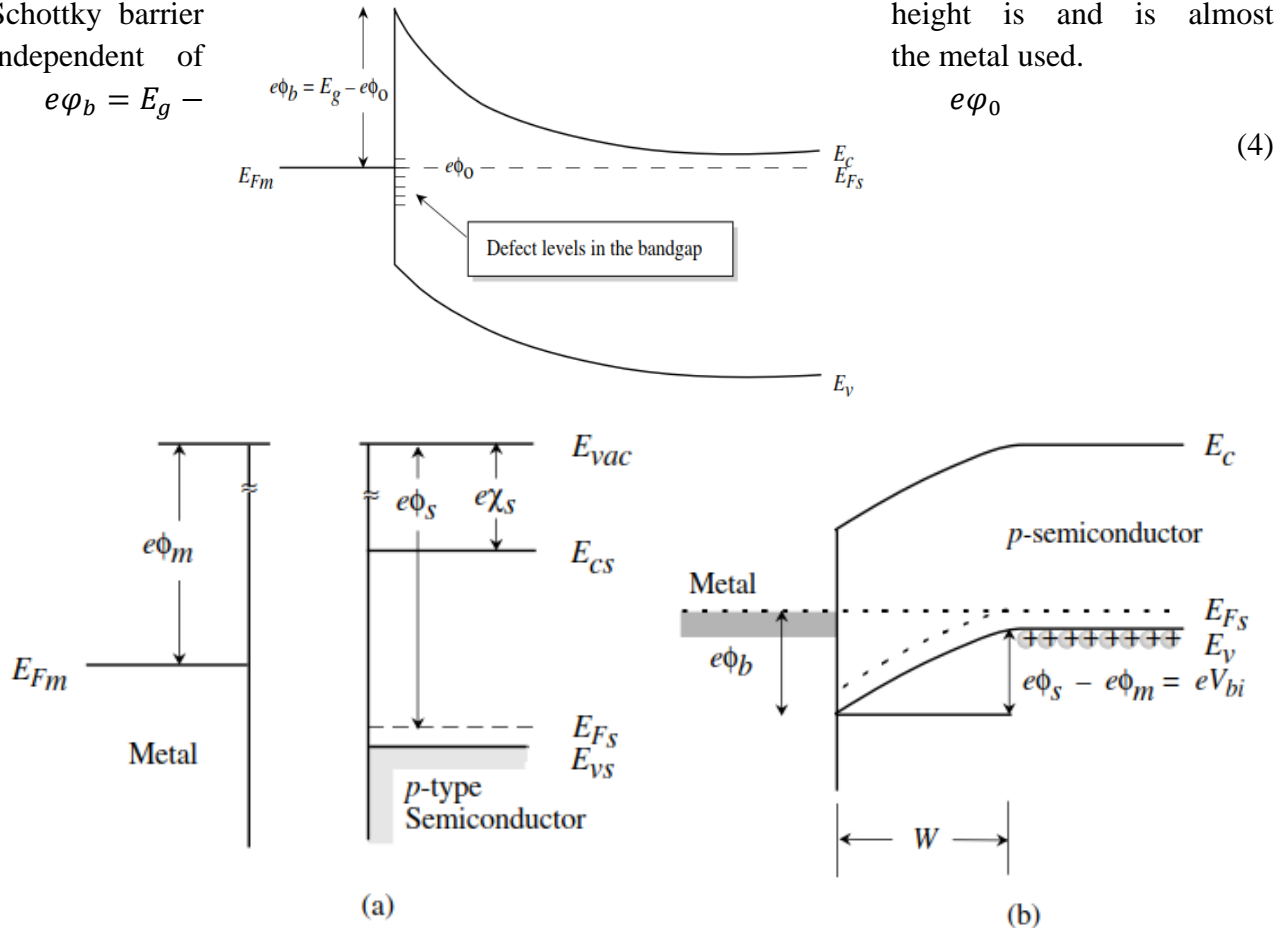


Figure 5.3: A schematic of the ideal *p*-type Schottky barrier formation. (a) The positions of the energy levels in the metal and the semiconductor; (b) the junction potential and the depletion width. The model discussed above provides a qualitative understanding of the Schottky barrier heights. However, the detailed mechanism of the interface state formation and Fermi level pinning is quite complex. In table 5.2 we show Schottky barrier heights for some common metal-semiconductor combinations. In some materials such as *GaN* and *AlGaN*, the surface retains its ideal behavior and the Schottky barrier is indeed controlled by the metal work function. Figure 5.4: Interface states at a real metal-semiconductor interface. A neutral level  $\varphi_0$  is defined so that the interface states above  $\varphi_0$  are neutral if they are empty and those below  $\varphi_0$ .

**Literature**

1. Ivchenko E.L. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures // E.L. Ivchenko.-Harrow (UK) : Alpha Science, 2005.-350 p.
2. Vorobyev L.Ye., Ivchenko E.L., Firsov D.A., Shalygin V.A. Optical properties of nanostructures. S.-Pb. Noahaka. 2001. -192 p.
3. Petrov A.G., Shik A. Phys.Rev. -1993V.48. P.11883.
4. Golub L.E., Ivchenko E.L., Rasulov R.Ya. FTP. -1995V. 29. P. 1093.



5. Ivchenko E.L., Rasulov R.Ya. Symmetry and real band structure of a conductor. Tashkent. Fan. - 1989. –126 p.
6. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Axmedov, B. B., Muminov, I. A., & Nematov, X. (2020). TWO-PHOTONE LINEAR-CIRCULAR DICHROISM IN NARROW-ZONE SEMICONDUCTORS. European Science Review, (7-8), 54-59.
7. Rasulov, R. Y., Rasulov, V. R., Kuchkarov, M. K., & Eshboltaev, I. M. (2023). Interband Multiphoton Absorption of Polarized Radiation and Its Linear Circular Dichroism in Semiconductors in the Kane Approximation. Russian Physics Journal, 65(10), 1746-1754.
8. Rasulov, V. R., Rasulov, R. Y., Mamatova, M. A., & Gofurov, S. Z. U. (2022). GENERALIZED MODEL FOR THE ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS IN TUNNEL-COUPLED SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS. EPRA International Journal of Multidisciplinary Research (IJMR), 8(12), 1-5.
9. Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2021). УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА. EDITOR COORDINATOR, 537.
10. Yavkachovich, R. R., Ogli, M. A. A., Umidaxon, R., Makhliyo, M., & Arabboyevich, M. I. (2019). Agency of surface recombination on volt-ampere characteristic of the diode with double injection. European science review, (11-12), 70-73.
11. Расулов, В. Р., Расулов, Р. Я., Муминов, И. А., Эшболтаев, И. М., & Кучкаров, М. (2021). МЕЖДУЗОННОЕ ТРЕХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В InSb.
12. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. Scientific and Technical Journal of Namangan Institute of Engineering and Technology, 1(6), 58-63.
13. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Forruх, K., & Arabboyevich, M. I. (2021). THEORETICAL ANALYSIS OF MULTIPHOTON INTERBAND ABSORPTION OF POLARIZED LIGHT IN CRYSTALS WITH A COMPLEX ZONE (PART 1). European science review, (3-4), 48-51.
14. Muminov, I. A., & Muminova, M. (2023). QATTIQ JISMLARNING KRISTALL PANJARALARI. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(3), 1314-1317.
15. Arabboyevich, M. I., & Nabijon o'g, S. U. B. (2022). QATTIQ JISM KRISTALLARINI O'STIRISH NAZARIYASI. Scientific Impulse, 1(3), 696-698.
16. Расулов, Р. Я., Расулов, В. Р., Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2022). Межзонный двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках. «Узбекский физический журнал», 24(1), 19-26.
17. Arabboyevich, M. I., & Alijon o'g'li, M. A. (2023). IDEAL GAZLARDA KVANT STATISTIKASI TAHLILI. PEDAGOGICAL SCIENCES AND TEACHING METHODS, 2(20), 235-237.

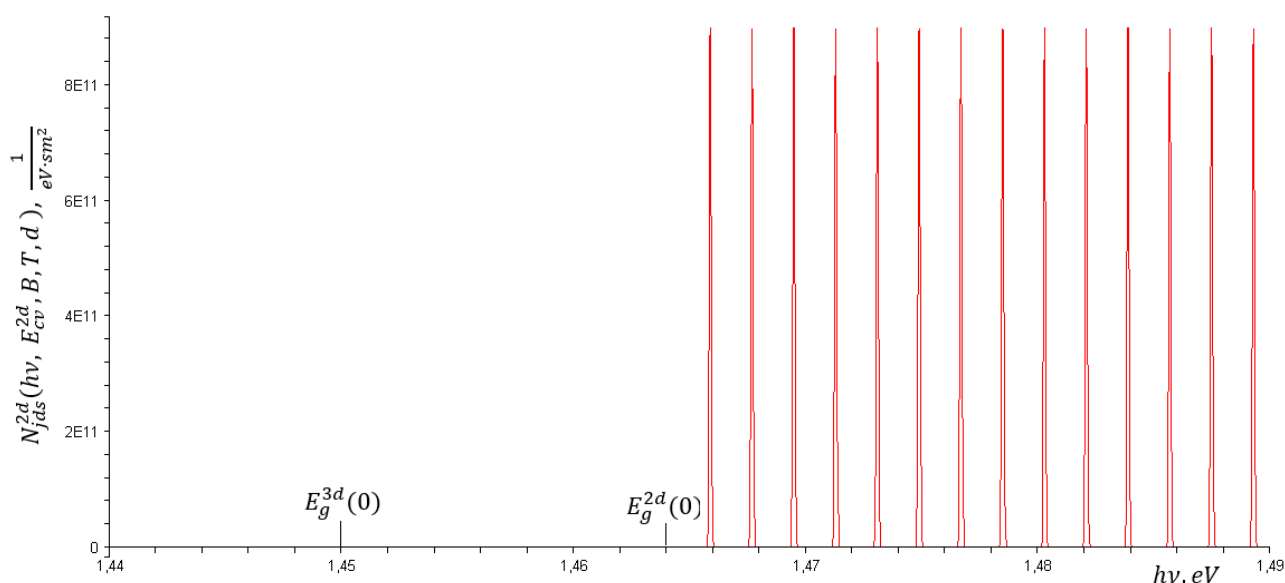
**КВАНТ ЎРАЛИ ГЕТЕРОСТРУКТУРАЛАРДА ИККИ ЎЛЧОВЛИ  
КОМБИНАЦИЯЛАНГАН ҲОЛАТЛАР ЗИЧЛИГИНИНГ ФОТОННИНГ ЮТУВЧИ  
ЭНЕРГИЯСИГА БОҒЛИҚЛИГИ**

*проф. Эркабоев У.И., таянч докторант Сайидов Н.А., талаба Ғайратов С.И.*

Квант ўралари асосидаги аниқ тўғрисиҳоли гетероструктуралар учун квантловчи магнит майдонида икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг ҳароратга боғлиқлигини кўриб чиқамиз. [1] илмий-тадқиқот ишида, қалинлиги 14 нм, тўсик қатламларида озгина (3%) алюминий аралашган, GaAs/AlGaAs квант ўрали, юқори сифатли гетероструктуралар тадқиқ қилинган. Ушбу гетероструктуралар 4К ҳароратда ўрганилган.

Магнит майдони бўлмаганда, GaAs квант ўрасининг таъқиқланган соҳа кенлиги 1,464 эВ га тенг бўлади. 1-расмда  $T=4$  К ҳароратда ва  $B=9$  Тл квантловчи магнит майдонидаги GaAs  $d=14$  nm ( $n_z=1$ ) квант ўраси учун икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг фотоннинг ютувчи энергиясига боғлиқлиги келтирилган. Ушбу график формула бўйича амалга оширилган сонли ҳисоблашлар асосида қурилган. 1-расмда заряд ташувчиларнинг дискрет Ландау сатҳлари сони 14 га тенг. Бу чўққилар (заряд ташувчиларнинг дискрет Ландау сатҳлари ( $N_L^{cv}=14$ )) GaAs квант ўрасининг рухсат этилган соҳасида кузатилади. Унда,  $T=4$ К,  $kT=4 \cdot 10^{-4}$  эВ,  $\frac{\hbar\omega_c}{kT} = 50$ ,  $kT \ll \hbar\omega_c$ . бўлганда  $\hbar\omega_c = 0,02$  eV квантловчи магнит майдонидаги

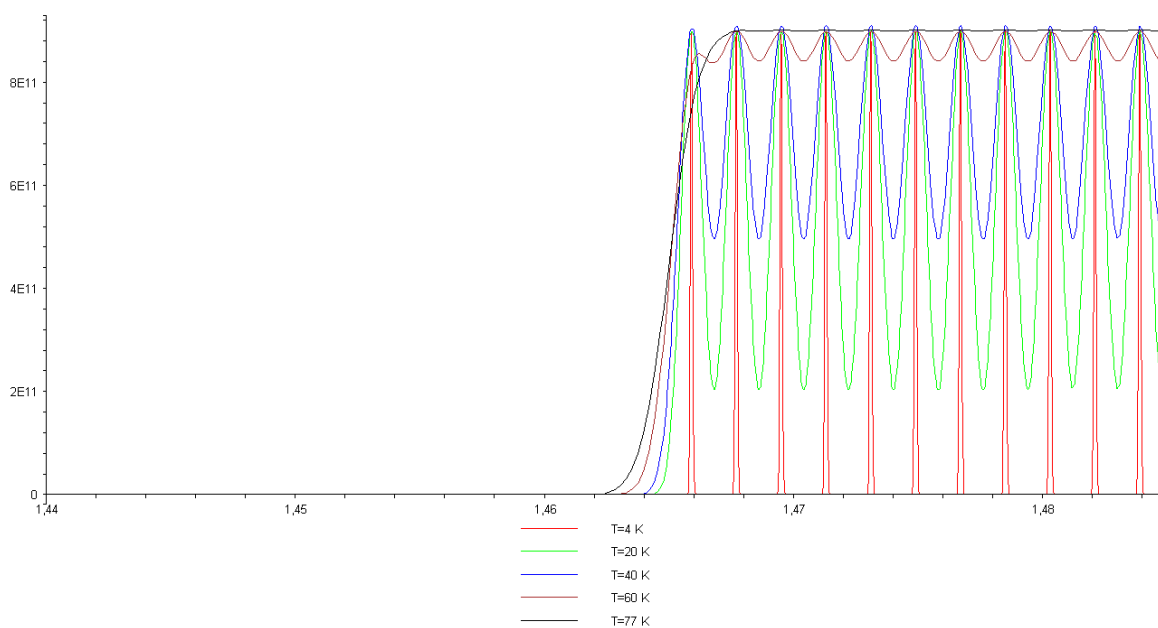
икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги кўрсатилган. Бу ҳолда, заряд ташувчиларнинг Ландау сатҳлари чапланиши жуда кучсиз ва икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги идеал формадан четланишни сезмайди. Ушбу графикда валент соҳа ва ўтказувчан соҳа симметрик энергетик спектрлар сифатида олинган. У ҳолда, бошланғич ( $N_{L(v)}=0$ ) дан  $N_{L(v)}=6$  гача бўлган тешикларнинг дискрет Ландау сатҳлари квант ўраси валент соҳасининг шифтидан (потологидан) юқорида бўлади. Шунингдек, бошқа, электронларнинг дискрет Ландау сатҳлари квант ўраси ўтказувчан соҳасининг тубидан пастда бўлади.



**1-расм.**  $T=4$  К ҳароратда ва  $B=9$  Тл квантловчи магнит майдонидаги GaAs/AlGaAs ( $d=14$  nm) квант ўрали гетероструктураларда икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг фотоннинг ютувчи энергиясига боғлиқлиги

2-расмда ҳароратнинг квантловчи магнит майдони таъсир этганда GaAs/AlGaAs ( $d=14$  nm) квант ўрали, тўғри соҳали гетероструктураларда икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг фотоннинг ютувчи энергиясига боғлиқлигига таъсири кўрсатилган. Бу ерда квантловчи магнит майдони индукция сони 9Тл га тенг ва  $N_{jds}^{2d}(\hbar\nu, E_{cv}^{2d}(B, T, d, N_L^{cv}, n_z))$  графиклар 4 К, 20 К, 40 К, 60К, 77 К ҳароратлар учун қурилган. 2-расмда кўриниб турибдики, ҳарорат ортиши билан Ландау сатҳларининг кескин чўққилари силлиқлана боради ва етарлича юқори ҳароратларда дискрет энергетик ҳолатлар зичликлари яхлит энергетик спектрларга айланади. Ушбу натижалар квант ўраси қалинлиги ва магнит майдонлар ўзгармас бўлган ҳолат

учун олинган. Ҳарорат ортиши билан заряд ташувчилар Ландау сатхларининг кескин чўққилари силликлана боради ва  $kT \approx \hbar\omega_c^{cv}$  бўлганда аста секин йўқолиб кетади. Шунингдек, етарлича юқори  $kT > \hbar\omega_c^{cv} N_{jds}^{2d}(\hbar\nu, E_{cv}^{2d}(B, T, d, N_L^{cv}, n_z))$  ҳароратларда улар квант ямасининг яхлит комбинацияланган ҳолатлар зичлигига айланади ва квантловчи магнит майдонининг таъсирини сезмай қолади. Бундан ташқари, ҳарорат ортиши билан рухсат этилган квант ўрасида электронлар ва тешиқлар энергия сатҳлари квантланиши билан боғлиқ заряд ташувчилар Ландау сатхларининг кескин чўққилари ҳам аста секин силликланади. Бу  $T=40\text{K}$ ,  $kT=3,5\cdot 10^{-3}$  эВ,  $kT \approx \hbar\omega_c^{cv}$  бўлганда квант ўрасининг заряд ташувчилар дискрет Ландау сатхларининг сезилмай қолишига олиб келади.  $77\text{K}$  ҳароратда, GaAs/AlGaAs квант ўрасининг рухсат этилган соҳасида дискрет Ландау сатҳлари деярли сезилмайди ва магнит майдони бўлмаган ҳолдаги икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги билан бир хил бўлади. Бундан келиб чиқадики, квант ўрасининг ўтказувчан ва валент соҳаларида икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги  $kT < \hbar\omega_c^{cv}$  бўлганда кузатилади. Ҳароратнинг  $0.5kT \sim \hbar\omega_c^{cv}$  даражасидан бошлаб квант ўрасининг рухсат этилган соҳаси Ландау сатҳлари квантланиши билан боғлиқ бўлган икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлиги кузатилмайди.



**2-расм.**  $B=9$  Тл квантловчи магнит майдон таъсирида, ҳароратнинг GaAs/AlGaAs ( $d=14$  nm) квант ўрали, тўғрисиҳоҳали гетероструктураларда икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг фотоннинг ютувчи энергиясига боғлиқлигига таъсири.

Бу ҳолатда, ўлчашлар икки ўлчовли комбинацияланган ҳолатлар зичлигининг яхлит спектрини беради.  $\omega_c^{cv}$  магнит майдонининг циклотрон частотаси ўзгариши квант ўрасида заряд ташувчиларнинг дискрет Ландау сатҳлари орасидаги энергетик масофани ўзгартиради. Ушбу расмлардан кўриниб турибдики, квантловчи магнит майдони индукцияси ортиши билан, заряд ташувчиларнинг дискрет Ландау сатҳлари чўққиларининг ўзгаришига эга бўламиз.

Бу ишда тўғри бурчакли квант ўралар асосидаги гетероструктураларда комбинацияланган (бирлашган) ҳолатлар зичлиги осцилляциясининг кучли магнит майдонига боғлиқлиги ўрганилган. Наноўлчамли тўғри соҳали гетероструктураларда квантловчи магнит

майдонининг комбинацияланган ҳолатлар зичлиги ҳароратига таъсири ўрганилган. Квантловчи магнит майдонларида квант ўраларининг икки ўлчамли комбинацияланган ҳолат зичлигининг ҳароратга боғлиқлигини ҳисоблаш учун янги математик модель ишлаб чиқилган. Таклиф этилган модель наноўлчамли, тўғри соҳали, параболик қонунга бўйсунувчи дисперсияли яримўтказгичлардаги экспериментал натижаларни изоҳлайди.

#### Фойдаланилган адабиётлар

1. A.V.Mikhailov, A.V.Trifonov, O.S.Sultanov, I.Yu.Yugova, I.V.Ignatiev. Quantum beats of light and heavy-hole excitons in reflection spectra of GaAs/AlGaAs quantum well. Semiconductors. 2022, Vol.56, No.7, pp. 672-676.
2. U.I.Erkaboev, R.G.Rakhimov, N.A.Sayidov, J.I.Mirzaev. Modeling the temperature dependence of the density oscillation of energy states in two-dimensional electronic gases under the impact of a longitudinal and transversal quantum magnetic field. Indian Journal of Physics. 2022. <https://doi.org/10.1007/s12648-022-02435-8>
3. Yu-Shou Wang, Nai-Chuan Chen, Chun-Yi Lu, Jenn-Fang Chen. Optical joint density of states in InGaN/GaN-based multiple-quantum-well light-emitting diodes. Physica B. 2011. Vol.406. pp. 4300–4303.

### KREMNIYDA III-V BINAR BIRIKMALARNI SHAKILLANTIRISH SHARTLARI.

X.M. Iliyev, S.B. Isamov, B.O. Isakov, R. Sobirjonov, V. Sultonov

**Annotatsiya.** Yorug'lik diodlari, lazerlar, tezkorligi yuqori bo'lgan maydonli tranzistorlar kabi elektron qurilmalar, samaradorligi yuqori bo'lgan quyosh panellarini ishlab chiqishda asosiy material hisoblanadigan III-V binar birikmali yarimo'tkazgichlarga bo'lgan qiziqish tobora ortib bormoqda. Lekin III-V binar birimali yarimo'tkazgichlar sanoatda hom ashyo sifatida noyob va qimmat material bo'lganligi sababli, ularni kremniy kabi sanoatda hom ashyo sifatida ulkan zaxiraga ega va olinish texnologiyasi yaxshi o'zlashtirilgan material asosida shakillantirish dolzarb masalalardan biridir. Shu munosabat bilan ushbu ishda kremniyda III-V binar birikmalarni shakillanish shartlari haqida so'z yuritilgan.

**Kalit so'zlar:** kremniy, III-V binar birikmalar, kristall panjara, sirt va sirt oldi qatlam.

Ma'lumki elektronika sohasida eng ko'p qo'llaniladigan asosiy yarim o'tkazgich material kremniy hisoblanadi. Yer shari qatlamida kremniy zahirasining ko'pligi, standart olinish texnologiyasining mavjudligi kabi bir qator ustun jihatlari bo'lishiga qaramay, kremniyning taqiqlangan soha kengligi, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi, energetik zona tuzilishi kabi asosiy parametrlari, hozirgi jadal rivojlanib borayotgan elektronika sohasi talablariga javob beraolmayapdi [1,2,3]. Shuning uchun bugungi kunda kremniy xossalarini tubdan o'zgarishiga olib keluvchi III-V binar birikmalarni kremniyning sirt va sirt oldi qatlamida hamda kristal panjarasida shakillanishini o'rganish ilmiy va amaliy ahamiyatga ega [4,5,6,7].

Nazariy jihatdan kremniyning qaysi sohasida III-V binar birikmalar shakillanishiga qarab shartlarni quyidagi ikki sinfga bo'lamiz:

- Kremniy sirtida va sirt oldi qatlamida III-V binar birikmalar shakillanish shartlari;
- Kremniy kristall panjarasi da III-V binar birikmalar shakillanish shartlari.

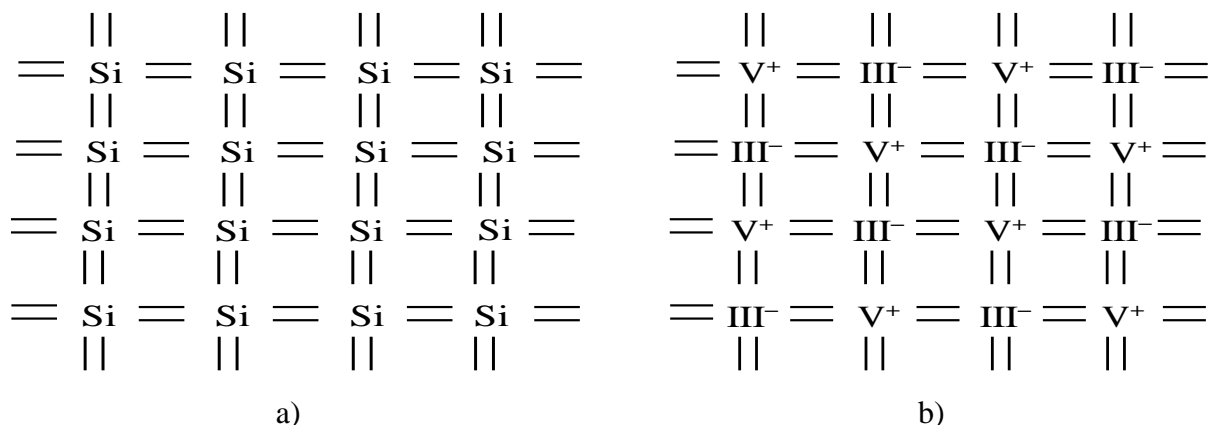
**Kremniy sirtida va sirt oldi qatlamida III-V binar birikmalar shakillanish shartlari**

Biror taglikda epitaksial qatlamlarni o‘stirishda, o‘sayotgan qatlam dislokatsiyalarsiz yuqori sifatda o‘sishi uchun, quyidagi shartlar bajarilishi kerak:

1) taglik va o‘sayotgan qatlamning panjara doimiylari farqi katta bo‘lmasligi kerak;

2) taglik va o‘sayotgan qatlamning chiziqli termal kengayish koeffitsientlarining farqi imkon qadar kichik bo‘lishi kerak.

Ma’lumki, kremniy kristall panjarasi olmos tuzilishiga ega bo‘lib, uning kristall panjara doimiysi  $a_{Si} = 5.43 \text{ \AA}$  ga teng [8]. Bundan tashqari Si atomlari bir-biri bilan qutibsiz kovalent bog‘langan (1-a) rasm), III-V binar birikmalar atomlari bir-biri bilan qutibli kovalent bog‘langan (1-b) rasm). Shu sababli qutibsiz kovalent yarimo‘tkazgich sirtida qutibli yarimo‘tkazgich (III-V kabi) shakillantirilganda antifaza chegaralari, mikro yoriqlar va mikro egizak kristallar kabi nuqsonlar paydo bo‘ladi [9].



1-rasm. a) Kremniy atomlarining o‘zaro qutbsiz kovalent bog‘lanishi; b) III-V birikmali yarimo‘tkazgich atomlarining o‘zaro qutibli kovalent bog‘lanishi

Hozirgi kunda ushbu muammolarni yechish bo‘yicha dunyo olimlari ilmiy izlanishlar olib borishmoqda.

**Kremniy kristall panjarasi da III-V binar birikmalar shakillanish shartlari.**

Kremniy kristal panjarasida III-V binar birikmalarining shakllanish shartlari quyidagilardan iborat [10]:

- 1) kirishma atomlarini kremniy kristal panjarasining tugunlarida joylashishini ta’minlash;

- 2) binar birikmalarning element atomlarini valent elektronlar soni kremniyning valent elektronlari sonidan uncha katta farq qilmasligi;
- 3) binar birikmalarning kovalent radiuslari yig'indisi kremniyni kovalent radiusini ikkilanganidan uncha katta farq qilmasligi kerak;
- 4) kirishma atomlarining kremniydagi maksimal eruvchanliklari bir-biriga yaqin bo'lishi kerak.

Kremniy kristall panjarasida III-V binar birikmalar panjaralarini shakillantirish uchun yuqoridagi shartlarni bajarilishini o'zi kifoya qilmaydi. Buning uchun kremniyning kristall panjarasida III-V binar birikmalarni shakillanishining eng maqbul termodinamik sharoitlarni aniqlash kerak. Mualliflar [10] kremniy kristall panjarasida III-V binar birikmalarini shakillantirish uchun diffuziya usulini taklif qilishgan. Ma'lumki III-V binar birikmalarni shakillantirishning epitaksial qatlamlar o'stirish, ionlar bilan bombardimon qilish va diffuziya kabi bir necha usullari mavjud. Lekin, epitaksial qatlamlar o'stirish usullari bir muncha murakkab va qimmat texnologiyalarni talab qiladi. Ionlar bilan bombardimon qilish usulida namuna sirti kristallik xususiyatini yo'qotib amorf holarga o'tib qoladi. Diffuziya usuli esa ham arzon ham yaxshi o'zlashtirilgan usul sifatida III-V binar birikmalarni kremniyniy sirti va sirt oldi qatlamida hamda kristall panjarasida shakillantirish uchun eng maqbul usul hisoblanadi.

**Xulosa.** Elektronika sohasi soniya sayin rivojlanayotgan bir vaqtda, ushbu sohada mavjud hom ashyo materiallari, elektronika sohasining talablariga javob beraolmay qolmoqda. Shu sababli yangi imkoniyatlarga ega, asosiy parametrlari mavjud yarimo'tkazgichlarning asosiy parametrlaridan tubdan farq qiladigan yangi materiallarni olish, ushbu sohani asosiy muammolaridan hisoblanadi.

#### Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

- [1] Yanlong Yin, Jiang Li, Yang Xu, Hon Ki Tsang, and Daoxin Dai. 2018 Journal of Semiconductors. 39 (6), 061009/1-8.
- [2] Wenyu Yang, Yajie Li, Fangyuan Meng, Hongyan Yu, Mengqi Wang, Pengfei Wang, Guangzhen Luo, Xuliang Zhou, and Jiaoqing Pan. 2019 Journal of Semiconductors 40 (101305), 1-9.
- [3] Levinshtein M., Rumyantsev S. and Shur M. 1996 Handbook series on semiconductor parameters. Volume 1. Pp 1-31.
- [4] Ahmed Ali Mohammad Monzur-Ul-Akhir, Masayuki Mori, and Koichi Maezawa. 2017 Phys. Status Solidi B. 254 (2) 1600528.
- [5] Monzur-Ul-Akhir A. A. Md., Masayuki Mori, and Koichi Maezawa. 2019 Japanese Journal of Applied Physics. 58 (S11A17) 1-9.
- [6] X.M. Iliyev, S.B. Isamov, B.O. Isakov, U.X. Qurbonova, S.A. Abduraxmonov. A surface study of Si doped simultaneously with Ga and Sb. East Eur. J. Phys. (2023) 3, 303-307-b.
- [7] X.M. Iliyev, V.B. Odzhaev, S.B. Isamov, B.O. Isakov, B.K. Ismaylov, K.S. Ayupov, S.I. Hamrokulov, S.O. Khasanbaeva. X-ray diffraction and raman spectroscopy analyses of GaSb-

enriched Si surface formed by applying diffusion doping technique. East Eur. J. Phys. (2023) 3, 363-369-b.

[8] Siegfried Selberherr, Viktor Sverdlov. Strain-Induced Effects in Advanced MOSFETs // Computational Microelectronics, 2011, pp. 252.

[9] Burcu Arpaçay, Y Eren Suyolcu, Gülcan Çorapçioğlu, Peter A van Aken, Mehmet Ali Gülgün and Ugur Serincan. A comparative study on GaSb epilayers grown on nominal and vicinal Si(100) substrates by molecular beam epitaxy // Semicond. Sci. Technol. 36 (2020) 025011 (12pp)

[10] Содиков У.Х. Кремнийли фотоэлементларнинг спектрал сезгирлик соҳасини бинар элементар ячейкалар ёрдамида кенгайтириш // Физика – математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) ДИССЕРТАЦИЯ, 2019, с. 142.

## QATTIQ JISMLARNING ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGINI ANIQLASH

Mavlonova Sevinch Olimjon qizi-JDPU talabasi

**Annotatsiya:** Qattiq jismlarning elektr o'tkazuvchanligi materialning tarkibiy tuzulishi ya'ni sofligiga bog'liqligi tushuntirilgan.

**Kalit so'zlari:** Yarim o'tkazgichlar, sof yarim o'tkazgichlar, energetik sath, spin, electron qobiq, kovak, elektron.

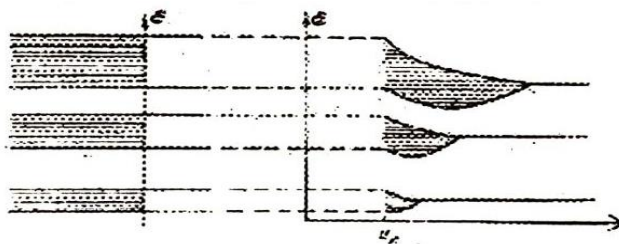
Qattiq jismlar kvant fizikasi yaratilgunicha tajribada (amaliyotda) yarim o'tkazgich moddalarning ayrim ajoyib xossalari oshkor qilingan bo'lsa-da, ammo ularni puxta ilmiy asosda tushunib bo'lmasdi. Faqat qattiq jism kvant fizikasi nima uchun qattiq jismlar elektr tokni yaxshi o'tkazadigan metallar, juda oz o'tkazadigan yarim o'tkazgichlar, deyarli o'tkamaydigan dielektriklar turlariga ajralishini, ularning bir-biridan keskin farq qiladigan fizik xossalari tushuntirib bera oldi

Yarim o'tkazgich moddalar xossalarining oshkor bo'lishi uchun ular yetarlicha darajada toza bo'lishlari kerak edi. Bu zarurat juda toza moddalar olish sanoatining barpo qilinishiga olib keldi. Demak, qattiq jism kvant fizikasining yaratilishi va toza moddalar sanoatining barpo qilinishi yarim o'tkazgichlar elektronikasining taraqqiyotiga zamin bo'ldi.

Endi asosiy masalamizga-qattiq jismlarning elektrik o'tkazuvchanlik bo'yicha uch turga (metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklarga) ajralishini kvant mehanikasi qanday tushuntirilishi masalasiga to'xtalamiz.

Atom fizikasidan ma'lumki, yakka atomdagi elektronlar muayyan energiyali holatlarda bo'la oladi, ya'ni ularning ruxsatlangan energiyalari qiymatlari diskret (uzuk) spektrni tashkil etadi. Pauli qonuniga asosan, atomdagi muayyan energiyali holatda (energetik sathda) eng ko'pi bilan spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektron bo'lishi mumkin. Bu holatda yo bir elektron bo'lishi, umuman holat bo'sh bo'lishi ham mumkin.

Juda ko'p atomlardan qattiq jism hosil bo'ganida atomlar bir-biriga juda yaqin keladi, ularning elektronlari qobiqlari orasida kuchli o'zaro ta'sir oqibatida atomdagi elektronlar energiyalari sathlari parchalanib ( $N$  atomidan tashkil topgan qattiq jismda atomdagi sath  $N$  ta sathga ajraladi), elektronlar energiyalari zonalari hosil bo'ladi. Biz bundan buyon elektronlar so'zini qisqaroq qilib energiya zonalari haqida gaplashamiz.



Rasmda kristal qattiq jismda energiya zonalarining energiya sathlaridan hosil bo'lishi :

Undan ko'rinishicha, atomlararo d masofa kichraya borgach (atomlar bir-biriga yaqinlasha borgach), ular orasida o'zaro ta'sir kuchayishi oqibatida atomdagi sathlar ko'p sathlarga parchalanib energiya zonolari hosil qiladi, nihoyat kristaldagi atomlararo muvozanatli masofa d0 gacha erishilganda energiya zonolari tizimi shakllanadi.

Kristalda elektronning inertlik o'lchovi bo'lmish massasi bir necha omillarga bog'liq, chunki u kristalning ichidagi kuchli davriy maydonda harakatlanadi va shuning uchun kristaldagi elektronning massasi erkin elektron massasidan ancha farq qiladi. Zonaning tubi yaqinida elektron massasi musbat kattalik bo'lib chiqadi. Bu joyda musbat zaryadli va musbat massali kvazizarra – kovak mavjud bo'ladi deb olinsa' bu zarralarga nisbatan ham odatdagi tushunchalarni (masalan, harakat tenglamalari, elektrik o'tkazuvchanlik) qo'llash mumkin. Shunday qilib kristallarda ikki xil zarralar elektronlar va kovaklar to'g'risida gpiriladi.

Elektron va kovaklar massalari, umuman aytganda, tenzor xarakterga egadir (yo'nalishlarga bog'liqdir), ammo, izotrop (kristallarda) bu massalar skalyar xarakterida bo'ladi. Bu holda effektiv (skalyar) massa tushunchasi ishlatiladi.

Umuman, energiya zonasi elektronlar bilan to'la to'ldirilgan, chala to'ldirilgan, yoki butunlay to'ldirilmagan bo'lishi mumkin.

Agar energiya zonasi elektronlar bilan chala to'ldirilgan bo'lsa, uni o'tkazuvchanlik zonasi deyiladi. Bu holda undagi elektronlar tokda qatnasha oladi, ularni erkin elektronlar deyiladi. Bunday zonaning yuqorigi qismida bo'sh energiya sathlari bor, past sathlarda elektrik maydon yo'qligida juft-juft joylashgan elektronlar elektrik maydonga mos buruladi. Natijada zonadagi elektronlarning yo'nalgan harakati, ya'ni elektrik tok vujudga keladi.

To'ldirilgan zona yuqorisida undan taqiqlangan zona bilan ajralgan bo'sh zona bo'ladi. Agar qandaydir tashqi ta'sir (temperatura, yoritilish ,kuchli elektrik maydon va hakazo) oqibatida bu zona ham chala to'ldirilgan bo'lib qoladi va elektrik maydon hosil qilinganda (yopiq zanjir holida) tokka o'z hissasini qo'shadi.

#### Foydalanilgan adabiyotlar.

1. A.Toshboyev va boshqalar. Yarim o'tkazgichli asbobl fizikasi. "Hayot" nashriyoti. Andijon-2002y
2. В.В.Пасынков.Л.К.Чиркин. Полупроводниковые приборы. М.. "Высшая школа" , 1987
3. М.Азизов. Yarim o'tkazgichlar fizikasi, Toshkent, O'qituvchi 1974



## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ.

М.А.Эргашева, Ж.Б.Махмудов

**Аннотация:** По своим характеристикам полупроводниковые лазеры являются наиболее важным типом лазеров. Их применение приобрело чрезвычайно широкое распространение, в том числе, в таких разнообразных областях, как оптическая передача данных, оптическая запись информации, метрология, спектроскопия, обработка материалов, накачка твердотельных лазеров, а также различные виды медицины.

**Ключевые слова:** лазерных диодов, резонатор Фабри-Перо, вынужденную рекомбинацию, многомодовым, лазерных целеуказателях, одномодовых лазеров, эллиптическим.

Полупроводниковый лазерный диод – это излучающий полу-проводниковый прибор с двойным гетеропереходом, преобразующий электрическую энергию в энергию индуцированного, поляризованного светового излучения с высокой степенью когерентности. Полупроводниковый лазер – одно из лучших прикладных достижений физики конца XX века. В этом приборе удалось достичь удобного и эффективного прямого преобразования электрической энергии в энергию когерентного светового излучения. Впервые использовать полупроводниковые материалы для создания лазеров предложили в 1961 г. советские учёные Н.Г.Басов, Ю.М.Попов и О.Н.Крохин.

В лазерном диоде полупроводниковый кристалл изготавливают в виде очень тонкой прямоугольной пластинки. Такая пластинка по сути является оптическим волноводом, где излучение ограничено в относительно небольшом пространстве. Верхний слой кристалла легируется для создания n-области, а в нижнем слое создают p-область. В результате получается плоский p-n-переход большой площади. Две боковые стороны (торцы) кристалла полируются для образования гладких параллельных плоскостей, которые образуют оптический резонатор, называемый резонатором Фабри-Перо.

Лазерные диоды могут быть нескольких типов. У основной их части слои сделаны очень тонкими, и такая структура может генерировать излучение только в направлении, параллельном этим слоям. С другой стороны, если волновод сделать достаточно широким по сравнению с длиной волны, он сможет работать уже в нескольких поперечных модах. Такой диод называется многомодовым. Применение таких лазеров возможно в тех случаях, когда от устройства требуется высокая мощность излучения и не ставится условие хорошей сходимости луча (то есть допускается его значительная расходимость). Такими областями применений являются печатающие устройства, химическая промышленность, накачка других лазеров. С другой стороны, если требуется хорошая фокусировка луча, ширина волновода должна изготавливаться сравнимой с длиной волны излучения. Здесь уже ширина луча будет определяться только пределами, накладываемыми дифракцией. Такие устройства применяются в оптических запоминающих устройствах, лазерных целеуказателях, а также в волоконной технике. Следует, однако, заметить, что такие лазеры не могут поддерживать несколько продольных мод, то есть не могут излучать на разных длинах волн одновременно.

Для многомодовых широких лазеров наиболее часто применяются цилиндрические линзы. Для одномодовых лазеров при использовании симметричных линз сечение луча будет

эллиптическим, так как расхождение в вертикальной плоскости превышает расхождение в горизонтальной. Нагляднее всего это видно на примере луча лазерной указки.

Во многих случаях, включая большинство лазеров с видимым излучением, они работают на единственной длине волны, которая, однако обладает сильной нестабильностью и зависит от множества факторов — изменения силы тока, внешней температуры и т. д. В последние годы описанная выше конструкция простейшего лазерного диода подвергалась многочисленным усовершенствованиям, чтобы устройства на их основе могли отвечать современным требованиям.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ЛИТЕРАТУРЫ.

1. С.В.Власова, В.В.Петров, П.Ю.Шапочкин “Использование полупроводниковых лазерных диодов в области низких температур” Вестник МГТУ, 2016.
2. В.Э.Гусев, А.А. Карабутов. Лазерная оптоакустика. Москва. «Наука». 1991. С.212.

#### BIOLOGIK SUYUQLIK(SO'LAK)NING KRISTALLANISH FATSİYASI BO'YICHA BAHOLANISH DARAJASI

Ergashev Erkinjon Abdusattor ugli  
Farg'ona davlat universiteti, Farg'ona, O'zbekiston.

**Annotatsiya:** Biologik suyuqlik tananing ichki muhitining dinamik barqarorligini aks ettiradigan kompleks vosita bo'lib shu bilan birga, og'iz suyuqligi turli omillar ta'sirida turli, fizik-kimyoviy va biologik xususiyatlarga ega bo'lishi mumkin va organizm reaktivligining ko'rsatkichlaridan biri hisoblanadi. Ilm-fan sohasida erishilgan ko'plab ma'lumotlar, insondagi biologik suyuqlik (so'lak) asosiy tadqiqotlarda va tibbiy tashxislarda foydalanish uchun katta salohiyatga ega bo'lgan noyob moddadir degan xulosaga kelishimizga asos bo'lib xizmat qiladi.

**Kalit so'zlar:** Biologik suyuqlik, kristall, fatsiya, mineralizatsiya

Biologik suyuqlik tananing ichki muhitining dinamik barqarorligini aks ettiradigan kompleks vosita bo'lib shu bilan birga, og'iz suyuqligi turli omillar ta'sirida turli, fizik-kimyoviy va biologik xususiyatlarga ega bo'lishi mumkin va organizm reaktivligining ko'rsatkichlaridan biri hisoblanadi. Tanning funktsional holatini tashxislashda suyuqlikni ishlatish uchun muhim argument bu biologik suyuqlikni olish jarayonining soddaligi hisoblanadi. Ilm-fan sohasida erishilgan ko'plab ma'lumotlar, insondagi biologik suyuqlik (so'lak) asosiy tadqiqotlarda va tibbiy tashxislarda foydalanish uchun katta salohiyatga ega bo'lgan noyob moddadir degan xulosaga kelishimizga asos bo'lib xizmat qiladi.

Biologik suyuqlikning bug'lanish jarayonida bo'ladigan fizikaviy o'zgarishlar va qattiq fazasini baxolash usullari laboratoriya diagnostikasida keng qo'llanilishi, axborot olish imkoniyatining mavjudligi hozirgi kunda o'rganila boshlangan dolzarb muammolardan biridir.

Hozirgi kunda diagnostik maqsadlar uchun biologik suyuqlikning bug'lanish va kristallanish usuli keng qo'llanila boshlandi va tahlil qilish istiqbollarini o'rganishga katta e'tibor qaratilmoqda. Klinik tahlilda biologik suyuqlik (so'lak)dan foydalanishni kengaytirish, kasallikni tashxislashni tezlashishiga yordam beradi.

Odatda ushbu usuldan foydalanishda tekshirilayotgan biologik suyuqlik (so'lak)ning tomchi ko'rinishini oluvchi ma'lum miqdorini bug'lanishi jarayonida bo'ladigan fizik jarayonlar va

bug'langanidan so'ng hosil bo'ladigan qattiq faza ko'rinishdagi cho'kma (fatsiya)ni morfologiyasi o'rganiladi. Biologik suyuqlik(so'lak) organizmdagi inson DNKlari va klinik tahlillarini o'rganish uchun manba bo'lishi mumkin chunki so'lakdagi muayyan molekularning tarkibi ularning qondagi konsentratsiyasini aks ettiradi. Turli laboratoriya testlari uchun so'lakni qo'llash, ayniqsa, bolalar va qariyalarda sinab ko'rishda qonni ishlatishdan ancha soddaroq, xavfsizroq va arzonroq.

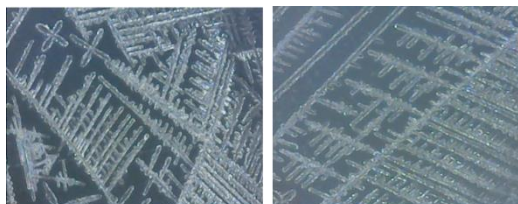
Biologik suyuqlik(so'lak)ning bug'lanishi va kristallanishi(Qattiq fazaga o'tish jarayonida suyuqlik tizimining yo'q bo'lib ketishi) bo'yicha tadqiqotning asosiy yo'nalishlari kristallanishning suyuqlik tarkibida mavjud bo'lgan moddalar va ularning miqdorlariga bog'liq holda o'zgarishini aniqlashdan va biologik suyuqliklarning suvsizlanish jarayonida sodir bo'ladigan, molekulararo tarkiblanish jarayonini axborot berish imkonini o'rganishdan iborat.

Har kuni odamda 1-1,2 l gacha biologik suyuqlik (so'lak) tarqaladi. Biologik suyuqlik (so'lak) tarkibidagi asosiy qismlar suv, shilimshiq modda (mutsin), oqsillar va anorganik moddalardir. Odam so'lagining tarkibida 99,4 % suv va 0,6% turli modda(quruq qoldig'i)lar mavjud. Quruq qoldig'ida 0,2% atrofida anorganik va 0,4% organik moddalar mavjud. Biologik suyuqlik (so'lak) tarkibidagi anorganik moddalarda natriy, kaliy, kalsiy, va boshqa mikroelementlar uchraydi. Biologik suyuqlik (so'lak) tarkibidagi organik moddalar asosan oqsillardan va tuzlardan iborat. Biologik suyuqliklarning qattiq fazasining tuzilishini o'rganish uchun quyidagi uslub ishlab chiqildi. Hajmi 1 mm<sup>3</sup>-10 mm<sup>3</sup> bo'lgan biologik suyuqlik gorizontol ravishda gorizontol holda joylashgan yassi oynaga tomiziladi. Bir tomchisining diametri 2-5 mm oralig'ida, temperetaurasi esa 21 °C haroratda va nisbiy namlikni o'zgartirmagan holda kuzatiladi.

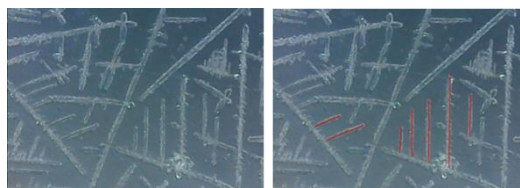
Tekshiruvlarimiz obyekt bo'lgan inson organizmdagi biologik suyuqlik(100% Biologik suyuqlik (so'lak)), namunasini olib uning bir tomchisi shisha oynaga tomizg'ich (pipidka) yordamida tomizildi va undagi bo'ladigan jarayonlar ya'ni vaqt o'tishi bilan uning sirtidan bug'lanib chiqib ketayotgan suyuqlik hajmi va shakliy elementlar (fatsiya) hosil bo'lish jarayoni kompyuterga ulangan usb mikroskop (gorizontol va vertikal holatda) orqali kuzatilib borildi.

O'rganish natijalariga ko'ra, so'lakning mikrokristallanishi ikki turini aniqladi. Birinchi turdagi katta dendritlarni, asosan markaziy zonada, mavjudligi bilan ifodalanadi. Ikkinchi turdagi, kristall o'xshash agregatlar yoki igna shaklidagi kristallar kuzatildi, ular maydon bo'ylab yoki chekka hududlarda ko'riladi.

Kuzatishlar natijasida shu aniq bo'ladiki fatsiyalarning turlanishi baholash mezonlari orqali eksperiment o'tkazish imkonini beradi. Unga ko'ra baholash mezonlari 0 ball dan 5 ballgacha bo'lgan oraliqlarda o'lchangan fatsiyalarni turlarga bo'lib, organizmda bo'ladigan o'zgarishlarni va undagi bo'ladigan jarayonlarni aniqlashga imkoniyat yaratadi. 4.1 – 5 ball - aniq shaklga ega bo'lgan va barcha yo'nalishlarga birday cho'zilgan dentritlar, asosan fatsiyaning markazida joylashgan bo'lib, uning atrofdagi organik moddalar oz miqdorni tashkil qiladi.



Kristallanish: 4.1-5 ball



Kristallanish: 3.1-4 ball

3.1 – 4 ball – aniq shaklga ega bo'lgan lekin barcha yo'nalishlarga birday cho'zilmagan dentritlar fatsiyaning markazida joylashgan bo'lib, uning atrofida va dentritlar orasida ma'lum miqdorda qo'shilgan organik moddalar hosil bo'ladi.

2.1 – 3 ball – fatsiyaning markazida kichik o'lchamdagi alohida dendritik kristalli-prizmatik tuzilmalar mavjud bo'lib, uning atrofida va dentritlar orasida ma'lum miqdorda qo'shilgan organik moddalar hosil bo'ladi.

1.1 – 2 ball - ko'rinish bo'yicha, butun maydon bo'ylab bir tekis lekin turli shakllardagi yagona kristallar ko'rinishida organik moddalar juda ko'p.

0.1 – 1 ball - butun maydoni bo'yicha tartibsiz va turli shakllardan iborat juda ko'p tuzilmalari mavjud.

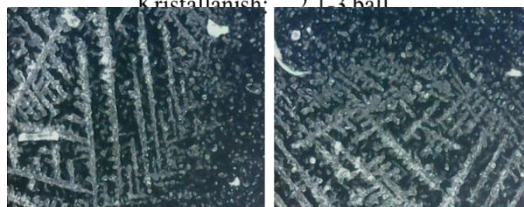
So'lak mineralizatsiyasi salohiyatining baholanishi fatsiyaning butun maydonini hisobga olgan holda amalga oshirildi va aniqlangan kristall shakllariga qarab yuqorida ko'rsatilgan ball bilan ifodalandi.

Biologik suyuqlik (so'lak)ni o'rganish uchun kristallografik usulga o'xshash jarayonlar mavjud bo'lib, hozirgi kunda juda tez suratlarda rivojlanib bormoqda. Biologik suyuqlik (so'lak)ning kristallanishi bo'yicha tadqiqotning asosiy yo'nalishlari kristallanishda hosil bo'lgan fatsiyalarning darajasini aniqlashdan iborat:

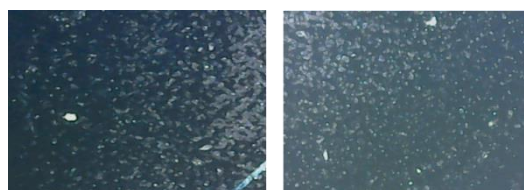
Biologik suyuqlikni qattiq fazaga o'tkazish yuqori darajadagi strukturaviy tartibni shakllantirish hisoblanadi. Biologik suyuqlik holatidan barqaror tartibga yani fatsiya ko'rinishiga o'tish, tizimning holati haqida yangi sifatli ma'lumotlarni taqdim etadi. Qattiq fazaga o'tish jarayonida suyuqlik tizimining yo'q bo'lib ketishi, axborotni konvertatsiya qilishi, biologik suyuqlikning qattiq fazasini tahlil qilishi yanada qulayroqdir.



Kristallanish: 2.1-3 ball



Kristallanish: 1.1-2 ball



Kristallanish: 0.1-1 ball

#### Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Ergashev, E. A. U. (2023). THE STRUCTURE OF THE PROTEIN MOLECULE AND THE FORCES GENERATED IN IT. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4), 816-819.
2. Karabayevich, K. M. (2022). PROCESS OF DEHYDRATION OF LIQUIDS WITH DIFFERENT COMPONENTS. *PEDAGOG*, 5(6), 770-774.
3. Барер Г.М., Денисов А.Б. Кристаллографический метод изучения слюны. - М.: ВУНМЦ Росздрава, 2008.
4. Karabaev, M. K., & Ergashev, E. A. (2019). Effect of Sodium Chloride on Morphology Self-Organization of Saliva During Their Dehydration.
5. Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризостом, 2001
6. Qoraboyev, M. Q., Onarqulov, K. E., Ergashev, E. A. O. G. L., & Nazirjonov, S. B. O. G. L. (2022). KICHIK HAJMGA EGA BO 'LGAN SUYUQ MODDALARNING (NaCl va Oqsil) SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(Special Issue 4-2), 933-941.

7. Ergashev, E. A. O. G. L. (2022). TUZ (0, 9% KONSENTRATSIYALIK), OQSIL VA MODEL SUYUQLIKLARNING SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(11), 94-99.
8. Ergashev, E., & Kuchkorov, A. (2023, June). SALIVA CRYSTALLIZATION ANALYSIS: REVOLUTIONIZING DIAGNOSTIC MEDICINE. In *International Conference on Management, Economics & Social Science* (Vol. 1, No. 3, pp. 60-63).
9. Egamberdiyevich, O. K., Malikovna, Z. S., Ugli, X. M. B., & Abdusattor-Ugli, E. E. (2021). Used for effect interpretation abnormal photo voltage. *ACADEMICIA: AN INTERNATIONAL MULTIDISCIPLINARY RESEARCH JOURNAL*, 11(2), 783-786.

## EVAPORATION AND CRYSTALLIZATION OF SMALL VOLUMES OF BIOLOGICAL FLUID AND CHANGES IN ITS CONTENT (NACL)

Karabayev Mukhammadjon Karabayevich<sup>1</sup>,

Ergashev Erkinjon Abdusattor ugli<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Fergana Medical Institute of Public Health, Fergana, Uzbekistan.

<sup>2</sup>Fergana State University, Fergana, Uzbekistan.

**Abstract:** The method of evaporation and crystallization of biological fluids for diagnostic purposes is now widely used, and much attention is paid to the study of the prospects of analysis. Increasing the use of biological fluid (saliva) in clinical analysis can help speed up the diagnosis. The main directions of research on the evaporation and crystallization of biological fluids (saliva) (the disappearance of the liquid system during the transition to the solid phase) depend on the substances present in the liquid and their amounts. to study the possibility of informing the process of intermolecular composition of biological fluids, which occurs during the dehydration process.

**Keywords:** Biological fluid, evaporation, form element, crystallization.

**Relevance of the study.** Biological fluid is a complex tool that reflects the dynamic stability of the body's internal environment, however, oral fluid can have different, physicochemical and biological properties under the influence of various factors and is one of the indicators of the body's reactivity. An important argument for the use of fluid in diagnosing the functional state of the body is the simplicity of the process of obtaining biological fluid.

Numerous scientific findings have led us to conclude that human body fluids (saliva) are a unique substance with great potential for use in basic research and medical diagnostics.

The widespread use of physical changes in the evaporation of biological fluids and methods for estimating the solid phase in laboratory diagnostics, as well as the availability of information, is one of the current problems under study.

**The purpose of the study.** Currently, the method of evaporation and crystallization of biological fluids for diagnostic purposes is widely used, and a great deal of attention is paid to the study of the prospects of analysis. Increasing the use of biological fluids (saliva) in clinical analysis can help speed up the diagnosis.

Typically, when using this method, the physical processes that take place during the evaporation of a certain amount of biological fluid (saliva) under test, which takes the form of droplets, and the sediment in the form of a solid phase formed after evaporation (facies) morphology is studied. Biological fluid (saliva) can be a source for studying human DNA and clinical analysis in the body because the composition of certain molecules in saliva reflects their concentration in the blood. Using saliva for various laboratory tests, especially in children and the elderly, is much simpler, safer, and cheaper than using blood for testing.

The main directions of research on the evaporation and crystallization of biological fluids (saliva) (the disappearance of the liquid system during the transition to the solid phase) depend on the substances present in the liquid and their amounts. and to study the possibility of informing the process of intermolecular composition of biological fluids, which occurs during dehydration.

**Research method.** Every day, a person excretes 1-1.2 liters of body fluids (saliva). The main components of biological fluid (saliva) are water, mucus, proteins and inorganic substances. Human saliva contains 99.4% water and 0.6% various substances (dry matter). The dry residue contains about 0.2% inorganic and 0.4% organic matter. Inorganic substances in biological fluids (saliva) contain sodium, potassium, calcium, and other trace elements. Organic matter in biological fluids (saliva) consists mainly of proteins and salts. The following method has been developed to study the evaporation of biological fluids and the structure of the solid phase. Biological fluid with a volume of  $1 \text{ mm}^3$ - $10 \text{ mm}^3$  is dropped horizontally on a flat glass. The diameter of one drop is in the range of 2-5 mm, and the temperature is observed at a temperature of  $22 \text{ }^\circ\text{C}$  and without changing the relative humidity. Methods for evaluating the evaporation process and solid phase of biological fluid (Figure 1 (a) - view from the horizontal position, Figure 1 (b) - view from the vertical position) are widely used in laboratory diagnostics [1.2] .

The process was first studied by placing a biological liquid in a glass beaker in the form of a drop, and from the initial appearance, i.e., from the evaporation process to the solid phase. If a drop of liquid is placed on the surface of a clean glass window, its height decreases during evaporation, the diameter of the base does not change during drying. Takes the view state in Figure 2 (b).



1- picture

To study this process, we used a modern biological microscope that can meet the requirements of the time, the main function of the microscope is not only to show the object in an enlarged view, but also to take pictures, transfer the captured object to the screen, Determining the parameters consists of creating a video image.

The size of a rainbow-shaped biological fluid (saliva) is determined by its height and the radius of its base.

To calculate the volume of a rainbow-shaped biological fluid (saliva) rising into the air as a result of evaporation from the surface in a unit of time, we can include the following formula

$$v = V/t$$

$v$  –volumetric velocity formed by the evaporation of biological fluid (saliva),

$V$  –The volume that evaporates from a rainbow-shaped sample,

$t$  –the time required for a certain volume of biological fluid to evaporate.

From our observations, it can be seen that the sample dripped on the glass began to form shaped elements from the edge to the middle.

After mixing the biological fluid (saliva) and the substance contained in it (a mixture of 0.9% NaCl), the rate of formation of the form element in it was determined.

$$\vartheta = S/t$$

we can get by the formula

$S$  –the distance from the end point of the sample to the center

$t$  –the time taken for the droplet-shaped sample to form a droplet on the glass.

**Object of inspection.** The object of our study was a sample of a mixture of NaCl with a concentration of 0.9% in the amount of biological fluid (100% Biological fluid (saliva)) in the human body (50% of this biological fluid (saliva)), and pure 0.9%. Taking a sample of NaCl, a drop of it was dropped on a glass beaker using a pipidka, and the processes that take place in it, that is, the volume of liquid that evaporates from its surface over time and the formation of shaped elements, are connected to a computer. The following results were obtained by observing under a microscope (horizontal and vertical position).

**The result of the inspection.**

Amounts of biological fluid and NaCl solution	The central height of the drop (mm)	The radius of the base (mm)	the time required for a certain volume of biological fluid to evaporate (minutes)
---	-------------------------------------	-----------------------------	---

## Секция «Физика конденсированных сред»

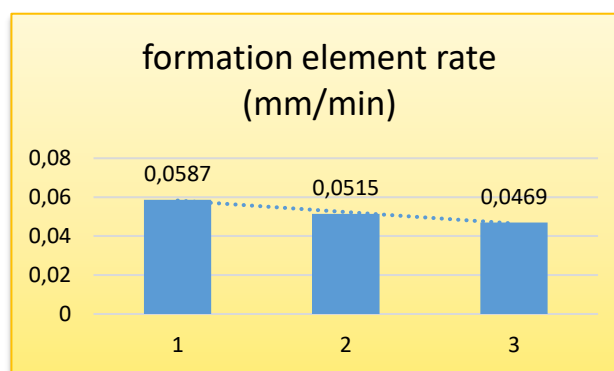
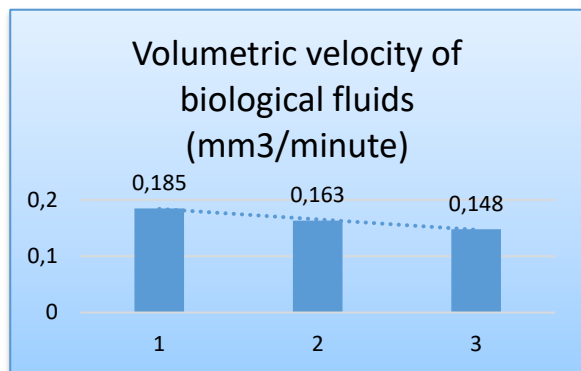
100% saliva, 0.9% concentration NaCl is not present.	0,899	2.112	36
50% saliva, 50% NaCl in 0.9% concentration	0,899	2.112	42
100% NaCl, 0.9% concentration, no saliva.	0,899	2.112	45

Using the data in the table, we determine the volume of the biological fluid and the volume rate formed by the evaporation of the biological fluid using the above formulas and the rate of formation of the form element.

Volumetric velocity of biological fluids			
Amounts of biological fluid and NaCl solution	drop size (mm <sup>3</sup> )	the time required for a certain volume of biological fluid to evaporate (minutes)	Volumetric velocity of biological fluids (mm <sup>3</sup> /minute)
100% saliva, 0.9% concentration NaCl is not present.	6,68	36	0,185
50% saliva, 50% NaCl in 0.9% concentration	6,68	42	0,163
100% NaCl, 0.9% concentration, no saliva	6,68	45	0,148

the rate at which a formal element is formed			
Amounts of biological fluid and NaCl solution	The radius of the base (mm)	the time required for a certain volume of biological fluid to evaporate (minutes)	formation element rate (mm/min)
100% saliva, 0.9% concentration NaCl is not present.	2.112	36	0,0587
50% saliva, 50% NaCl in 0.9% concentration	2.112	42	0,0515
100% NaCl, 0.9% concentration, no saliva	2.112	45	0,0469





It can be seen that as a result of changes in the amount of a substance present in a biological fluid, its rate of dehydration and solidification, that is, the rate of formation of the element and the rate of volume of the liquid, decreases.

**Conclusions.** In the study of the process of dehydration of biological fluid droplets, the study of changes in its volume and surface was carried out experimentally for the first time, and as a result the amount of substance (0.9% NaCl solution) in biological fluid (saliva) As a result of the change, the volume of fluid leaving the dehydration process decreased, and the time of the dehydration process increased, but the volume rate also decreased.

The transition of biological fluid (saliva) to the solid phase, ie the process of formation of the form element, the formation of the form element as a result of the addition of the substance contained in it (0.9% NaCl solution). It was observed that the process of formation takes less time and the rate of formation of the form element is higher.

#### References:

1. Ergashev, E. A. U. (2023). THE STRUCTURE OF THE PROTEIN MOLECULE AND THE FORCES GENERATED IN IT. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4), 816-819.
2. Karabayevich, K. M. (2022). PROCESS OF DEHYDRATION OF LIQUIDS WITH DIFFERENT COMPONENTS. *PEDAGOG*, 5(6), 770-774.
3. Барер Г.М., Денисов А.Б. Кристаллографический метод изучения слюны. - М.: ВУНМЦ Росздрава, 2008.
4. Karabaev, M. K., & Ergashev, E. A. (2019). Effect of Sodium Chloride on Morphology Self-Organization of Saliva During Their Dehydration.
5. Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризостом, 2001
6. Qoraboyev, M. Q., Onarqulov, K. E., Ergashev, E. A. O. G. L., & Nazirjonov, S. B. O. G. L. (2022). KICHIK HAJMGA EGA BO 'LGAN SUYUQ MODDALARNING (NaCl va Oqsil) SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(Special Issue 4-2), 933-941.
7. Ergashev, E. A. O. G. L. (2022). TUZ (0, 9% KONSENTRATSIYALIK), OQSIL VA MODEL SUYUQLIKLARNING SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(11), 94-99.
8. Ergashev, E., & Kuchkorov, A. (2023, June). SALIVA CRYSTALLIZATION ANALYSIS: REVOLUTIONIZING DIAGNOSTIC MEDICINE. In *International Conference on Management, Economics & Social Science* (Vol. 1, No. 3, pp. 60-63).
9. Egamberdiyevich, O. K., Malikovna, Z. S., Ugli, X. M. B., & Abdusattor-Ugli, E. E. (2021). Used for effect interpretation abnormal photo voltage. *ACADEMICIA: AN INTERNATIONAL MULTIDISCIPLINARY RESEARCH JOURNAL*, 11(2), 783-786.

10. Волчецкий, А. Л. Кристаллизация и кристаллография: медико-биологические аспекты / А. Л. Волчецкий, Л. Г. Рувинова, Б. А. Спасенников [и др.]. – Архангельск, 1999. – 374 с.
11. Шатохина С.Н. Морфологическая картина ротовой жидкости: диагностические возможности / С.Н.Шатохина, С.Н.Разумова, В.Н.Шабалин // Стоматология. - 2006. - №4. - С. 14-17.

### ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРЕТНОГО СОСТОЯНИЯ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПЛЕНОК CdTe:(Ag, Cu, Cd) И Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>:Se

Нурматов О.Р., Рахимжонов Ж.С., Толабоев Д.Х., Турсунов И.М., Юлдашев Н.Х.  
Ферганский политехнический институт, [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

**Аннотация.** Приводятся результаты экспериментальных исследований долговременной релаксации фотоэлектретного состояния (ФЭС) в пленках CdTe:(Ag, Cu, Cd) и Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>:Se. Показано, что в активированных пленках ФЭС обусловлено с глубокими примесными уровнями или комплексами, в которых входит примесные атомы и собственные дефекты.

**Ключевые слова:** тонкие легированные пленки, аномальное фотонапряжение, фотоэлектретное состояние, долговременная релаксация.

Исследование долговременной релаксации аномального фотонапряжения (*АФН*) при темновой деполяризации фотоэлектретов от условий поляризации является наиболее существенным при анализе процессов, лежащих на основе образования фотоэлектретного состояния (*ФЭС*) без внешнего поля в полупроводниковых пленках [1-3]. В данной работе рассмотрены релаксационные процессы в пленках CdTe:(Ag, Cu, Cd) и Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>:Se, для чего снимались деполяризационные кривые аномального и фотоэлектретного напряжений в темноте в режиме холостого хода после фотополяризации.

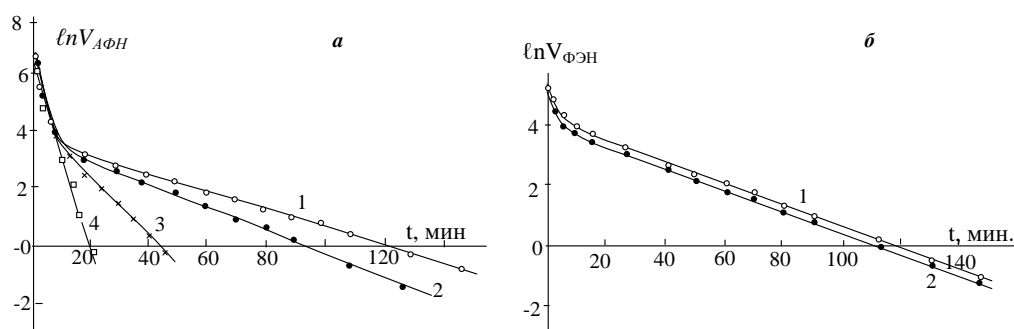


Рис. 1. Кривые релаксации  $V_{AFN}$  для *АФН* пленок CdTe : Ag (1, 2, 3), CdTe (4) (а) и кривые деполяризации «чистого»  $V_{ФЭН}$  для двух *АФН* пленок CdTe : Ag, полученных одновременно (б).  $T = 293 K$ .

На рис. 1,а приведены в полулогарифмических координатах зависимости  $V_{AFN}$  от времени релаксации для пленок CdTe : Ag (1, 2, 3) и CdTe (4). Кривые 1 и 2 соответствуют релаксацию  $V_{AFN}$  в пленках CdTe : Ag в воздухе и в вакууме  $10^{-2}$  мм.рт.ст., а кривая 3 представляет собою релаксацию фотонапряжения этой же пленки после неполной её фотополяризации (время поляризации 2–3 с). Кривая 4 характеризует ход релаксации  $V_{AFN}$  контрольного нелегированного образца, полученного одновременно с активированными

пленками. Из кривых релаксации видно, что время спада  $A\Phi H$  легированной пленки значительно больше времени релаксации контрольной пленки теллурида кадмия. Время релаксации  $A\Phi H$  в контрольной пленке практически совпадало с начальным временем релаксации нелегированных пленок и определялось временем максвелловской релаксации. Время релаксации одной и той же  $A\Phi H$  пленки  $CdTe:Ag$  на воздухе и в вакууме различаются на десятки мин. Это объясняется тем, что в процессе исследования  $\Phi Э С$  пленок, находящихся на воздухе или в атмосфере других газов, на значение фотополяризации влияют адсорбированные на поверхность образца ионы и электроны.

Для отделения «чистого» фотоэлектрического напряжения ( $\Phi Э Н$ ) от  $A\Phi H$  контакты фотополяризованного образца короткозамыкались на 2–3 с. Когда пленка вновь подключалась к электрометру, то через  $\sim 10$  с. устанавливалось стационарное  $\Phi Э Н$ .

На рис. 1,б представлены кривые деполяризации «чистого» фотоэлектрического напряжения в полулогарифмическом масштабе для двух активированных  $A\Phi H$  пленок  $CdTe:Ag$ , полученных в одинаковых технологических условиях. Из кривых деполяризации  $V_{\Phi Э Н}$  видно, что у каждой из них проявляются два прямолинейных участка, для которых деполяризация фотонапряжения описывается зависимостью вида

$$V_{\Phi Э Н} = V_{\Phi Э Н}^{CT} \exp(-t/\tau^*) \quad , \quad (1)$$

где  $V_{\Phi Э Н}^{CT}$  - начальное значение стационарного  $\Phi Э Н$ ,  $\tau^*$  - характеристическое время жизни неосновных носителей заряда на глубоких примесных уровнях, значение которого различно для участка кривых с различными наклонами. Начальный участок релаксационных кривых соответствует сравнительно быстрому спаду  $V_{\Phi Э Н}$  ( $\tau = \tau_{нач}$ ) и видимо связан с максвелловским временем релаксации, в тоже время также может проявляться наличие в пленках неглубоких уровней, а второй участок с долговременной релаксацией фотонапряжения ( $\tau = \tau^*$ ) и обусловлен более глубоким уровнем прилипания.

На рис. 2 приведены кривые релаксации  $V_{\Phi Э Н}$  для пленок  $CdTe: Cd$  (1),  $CdTe: Cu$  (2),  $Sb_2Se_3: Se$  (3) после полной фотополяризации с  $L = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$ . Участок

сравнительно быстрого спада  $V_{\Phi Э Н}$  во всех исследованных образцах имеет качественно одинаковый характер и мало зависит от экспозиции (сравните рис. 1,б, и 2). Второй участок кривых, соответствующий долговременному

спаду  $V_{\Phi Э Н}$ , сильно зависит от экспозиции. Насыщение  $V_{\Phi Э Н}$  наступает, например, в случае  $A\Phi H$  пленки  $CdTe: Ag$  при  $Z = 20 \frac{\text{Вм} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}$ . Значения  $\tau_{нач}$  и  $\tau^*$  определились по углам наклона

кривых темновой деполяризации  $V_{\Phi Э Н}$ , т.е. как

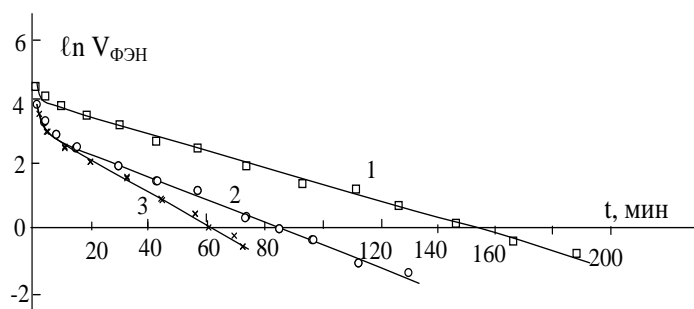


Рис. 2. Кривые деполяризации  $V_{\Phi Э Н}$  для  $A\Phi H$  пленок  $CdTe: Cd$  (кривая 1),  $CdTe: Cu$  (2) и  $Sb_2Se_3: Se$  (3) при  $T = 293 \text{ К}$ .

$$\tau = t / \ln \frac{V_{\PhiЭН}^{CT}}{V_{\PhiЭН}(t)}. \quad (2)$$

На рис. 3 приведены зависимости  $\tau_{нач.}$  и  $\tau^*$  от времени фото-поляризации, полученные в результате возбуждения светом интенсивности  $L = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$  исследуемых АФН пленок при комнатной температуре. Как видно из рисунка,  $\tau^*$  для пленок  $CdTe: Cd$ ,  $CdTe: Ag$  и  $Sb_2Se_3: Se$  доходило соответственно до значений 40–45, 30–35 и 20–25 мин, тогда как  $\tau_{нач.}$  было несколько минут. Отметим, что с понижением температуры значение  $\tau^*$  резко возрастало и измерялось часами, а значение  $\tau_{нач.}$  мало зависело от температуры. Рост измеряемой величины  $\tau^*$ , по-видимому, связан с изменением времени релаксации на уровне чувствительности аппаратуры, а не временем релаксации на заключительном этапе процесса. Экспериментальное значение  $\tau^*$  позволяет с помощью выражения

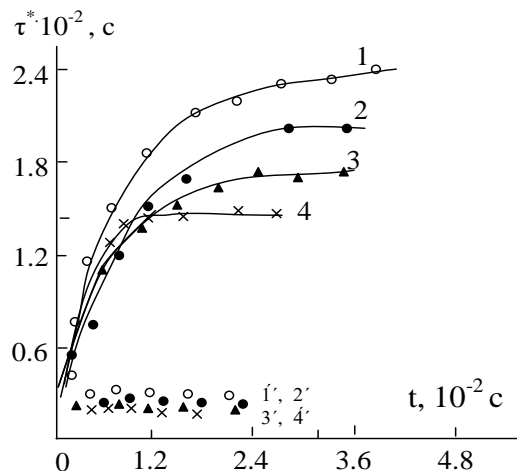


Рис.3. Зависимости  $\tau_{нач.}$  и (1-4) и  $\tau^*$  от времени фотополяризации для плёнок  $CdTe: Cd$  (1, 1'),  $CdTe: Ag$  (2, 2'),  $Sb_2Se_3: Se$  (3, 3')  $CdTe: Cu$  (4, 4').

определить энергию активации глубоких уровней прилипания, ответственных за ФЭС в исследуемой пленке.

$$\tau = \lambda \tau' = \frac{M}{N_v} \exp \frac{\varepsilon_l - \varepsilon_v}{kT} \cdot \tau' \quad (3)$$

Из второго линейного участка зависимости  $V_{\PhiЭН}(t)$  находим характеристическое время релаксации  $\tau = \tau^* = 35 \text{ мин}$ . Если считать, что этот основной участок релаксационной кривой ФЭН связан с захватом дырок на глубокий примесный уровень в  $n$ -областях АФН пленки, то принимая для этого уровня  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau = 10^{-7} \text{ с}$ , получим следующее значение её глубины залегания:

$$\varepsilon_{л_2} = \varepsilon_v + 0,25 \text{ эВ} (40 - 15 \cdot 2,3 + 7,69) = \varepsilon_v + 0,33 \pm 0,05 \text{ эВ}, \quad (4)$$

что хорошо совпадает с положением основного примесного уровня  $Ag$  в кристаллах  $CdTe$ . Это значение энергии активации подтверждается ещё и по

результатам исследований температурной зависимости  $\tau^*(T)$  (рис. 4), в которой в температурной области 300–400<sup>0</sup> K проявляется уровень  $0,35 \pm 0,05$  эВ, а в пределах температур 200–250 K, описываемое зависимостью  $\ln \tau \sim T^{-1/4}$  (предполагается, что  $\tau^*$  определяется электропроводностью как в неупорядоченном полупроводнике (закон Мотта), что наблюдается в сильно компенсированном CdTe [4]) - один мелкий уровень  $0,05 \div 0,11 \pm 0,05$  эВ.

Первый и второй энергетические уровни наблюдаются и по температурным зависимостям  $R_{nl}(T)$ ,  $V_{\phi\Delta H}(T)$  и  $\tau^*(T)$ . Уровень с энергией активацией 0,32 эВ в пределах погрешности также наблюдается в спектральных зависимостях фотоэлектрического напряжения  $V_{\phi\Delta H}(\lambda)$  и тока короткого замыкания  $I_{к.з.}(\lambda)$ . Отсюда заключаем, что ФЭС активизированных АФН пленок CdTe:Ag обусловлено с глубокими примесными уровнями Ag или комплексом, в которой входит Ag.

Экспериментальные релаксационные кривые  $V_{\phi\Delta H}$  кроме этого позволили определить эффективные значения ёмкости активированных АФН пленок. Ёмкость пленки ( $C_{nl}$ ) определялась из формулы  $\tau^* = R_{nl}(C_{cx} + C_{nl})$ , где  $C_{cx}$  - схемная емкость (в наших измерениях  $C_{cx} \approx 3n\phi$ ).

### Литература

1. Адирович Э.И., Матов Э.М., Мирзамахмудов Т., Найманбоев Р., Рубинов., Шакиров Н., Юабов В.М. В сб.: «Фотоэлектрические явления и оптоэлектроника». Изд. «Фан», Ташкент, 1972. с.143.
2. Эргашев Ж., Юлдашев Н.Х. Фотоэлектрический эффект в полупроводниковых пленочных структурах. Монография.. «Техника», Фергана-2017, 180 с.
3. Нурматов, О. Р., Абдуллаев, Ш. Ш., & Юлдашев, Н. Х. (2021). Временная релаксация фотоэлектрического состояния в фотовольтаических пленках cdte: ag, cd, cu и sb2se3: se. Central Asian Journal of Theoretical and Applied Science, 2(12), 315-322.
4. Юлдашев, Н. Х., Ахмаджонов, М. Ф., Мирзаев, В. Т., & Нурматов, О. Р. У. (2019). Фотоэлектрические пленки CdTe: Ag и Sb2Se3 при собственном и примесном поглощении света share\* MERGEFORMAT. Евразийский Союз Ученых, (3-4 (60)), 72-78.

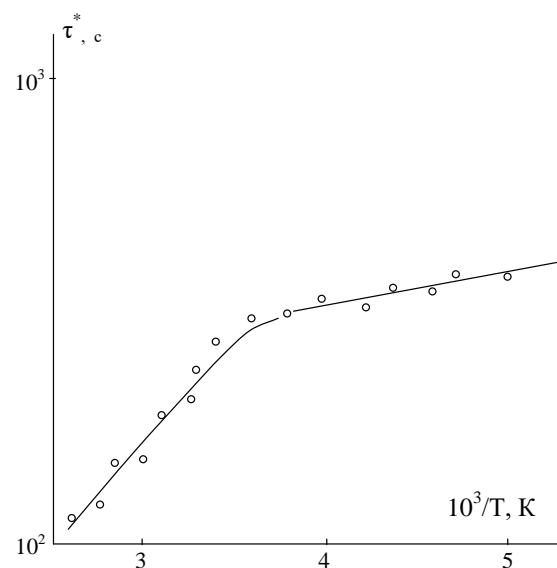


Рис. 4. Температурная зависимость  $\tau^*$  для АФН пленок CdTe:Ag.

## ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

<sup>1</sup>Розиков Ж.Ю., <sup>2</sup>Холмирзаев Ж.Ю., <sup>3</sup>Абдуллаев М.Х.<sup>1</sup>Ферганский государственный университет,<sup>2</sup>Андижанский машиностроительный институт,<sup>3</sup>Ферганский политехнический институт

**Аннотация:** Общие проблемы переноса излучения в среде, поглощающей, излучающей и рассеивающей излучение, чрезвычайно сложны и общего решения не получено. Каждый подход, разработанный до сих пор, включал в себя упрощение допущений того или иного типа.

**Ключевые слова,** рассеяния света, солнечный спектр, перенос излучения, оптическая толщина, альbedo поверхности Земли.

Для наших целей мы ограничимся рассмотрением главным образом случая солнечной радиации в системе атмосфера — поверхность Земли, но, конечно, основные принципы применимы и к другим планетам и к средам вообще. Кроме того, акцент на режиме солнечной радиации позволяет нам эффективно игнорировать всю проблему длинноволнового или земного типа излучения, вызванного излучением материала при температурах, типичных для естественной среды Земли. Более того, энергия солнечного излучения настолько преобладает над другими источниками видимого или ближнего видимого излучения, что для практических целей мы можем пренебречь такими источниками, как свечение воздуха, звездный свет и полярные сияния, хотя время от времени нам еще придется упоминать о таких источниках. Эрифазис будет рассматривать поле поляризации во всех ее различных аспектах, но интенсивность будет учитываться там, где это необходимо.

Хотя мы ограничиваем свое внимание нашей собственной планетой, есть несколько аспектов, которые применимы и к другим планетам, как это станет ясно со временем. Атмосферу можно рассматривать как однородную или неоднородную среду, а также сферическую или плоскопараллельную (без изменения в горизонтальном направлении) по геометрии. Задачи могут включать в себя попытки определить поля излучения, возникающие в результате взаимодействия солнечного света со средой, или обращение задачи по определению свойств среды на основе измерений излучения. Поскольку атмосфера освещается снизу светом, отраженным от подстилающих поверхностей, будь то почвы, пески, вода, снег, растительность и т. д., отражательные свойства естественных поверхностей являются важной частью общей радиационной проблемы. Фактически, привлекательной возможностью дистанционного зондирования является определение свойств поверхностей на основе измерений интенсивности и поляризации их отраженного излучения.

Особенности общей задачи схематически показаны на рис.1. Поток солнечного  $(-\mu', \theta')$  излучения падает в верхнюю часть атмосферы в направлении, указанном  $F(\infty, -\mu', \phi')$  где  $-\mu' = -\cos^{-1} \theta'$ ,  $\theta'$  — зенитный угол, отрицательный знак указывает на направленное вниз излучение, а  $\theta$  — угол азимута относительно произвольной точки отсчета. Определенная часть исходного луча ослабляется за счет поглощения и рассеяния, но оставшаяся часть  $F(0; -\mu', \phi')$ , все еще исходящая от исходного направления, достигает поверхности. То, что поглощается, идет на нагревание атмосферы, а то, что рассеивается, представленное интенсивностью  $I(z; \mu; \phi)$ , может претерпеть различные судьбы, прежде чем будет поглощено

или покинет систему. Интенсивность  $I(\infty, +\mu, \phi)$  возвращается в пространство и  $I(0; -\mu; \phi)$  рассеивается на землю. Многократное рассеяние, представленное на схеме  $I(z_1; \mu_1; \phi_1)$  и  $I(z_2; \mu_2; \phi_2)$  происходит внутри атмосферы и  $I(0; +\mu; \phi)$  представляет собой излучение, отраженное от поверхности земли. Очевидно, что любая из этих величин может подвергаться дальнейшему поглощению и рассеянию при прохождении через среду.

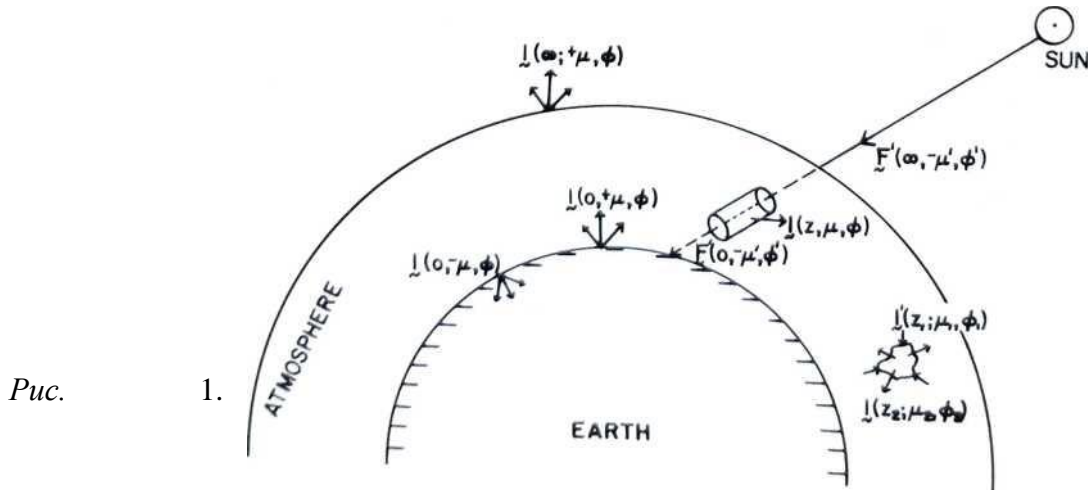


Рис. 1.

Принципиальная схема радиационных параметров в системе Земля-атмосфера. Символы со штрихами обозначают падающее излучение, а символы без штрихов — рассеянное или отраженное излучение. Положительный знак соответствует излучению, направленному в верхнюю полусферу, а отрицательный знак — излучению, направленному вниз.

Как указано на схеме, каждый из этих потоков излучения можно представить в виде вектора Стокса отмеченных в предыдущей главе форм. Например, мы можем представить неполяризованное падающее солнечное излучение эквивалентными формами

$$F' = \begin{pmatrix} F \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad F' = \begin{pmatrix} \frac{1}{2F} \\ \frac{1}{2F} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Процесс рассеяния обычно вносит поляризацию в рассеянный свет, и в этом случае мы имеем обобщенные векторы интенсивности

$$I = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad I = \begin{pmatrix} I_e \\ I_r \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (2)$$

где ортогональные оси расположены в направлениях  $e$  и  $r$ .

### Системы координат и обозначения

Из множества систем координат, использованных разными авторами в прошлом, мы выберем две для использования здесь. Обе являются полярными координатами, единственная разница между ними заключается в ориентации ортогональных осей в полярной системе координат. Схематически они показаны на рис. 2 и 3.

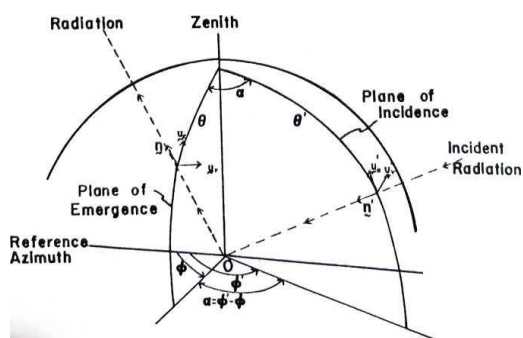


Рис. 2. Геометрия задачи переноса излучения для случая, когда ортогональные оси  $(e, r)$  и  $(e', r')$  отнесены к меридиональным плоскостям через зенит и направления распространения излучения.

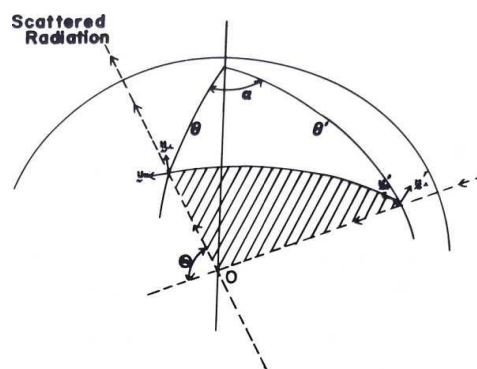


Рисунок 2.3 То же, что и на предыдущей диаграмме, за исключением ортогональных осей  $(\parallel, \perp)$  и  $(\parallel', \perp')$  относятся к рассеянию  $r$  (р<sub>к<sub>и</sub></sub> показан заштрихованным и определяется направлениями распространения входящего и исходящего излучения.) Угол  $\theta$  называется углом рассеяния.

На рис. 2 рассеивающий или отражающий объем находится в точке  $O$ , а опорными плоскостями являются меридиональные плоскости, определяемые некоторым азимутом  $\phi$  или  $\phi'$  зенитным направлением. (Символы со штрихом обозначают падающее излучение, а символы без штриха — рассеянное или отраженное излучение.) Углы от зенита  $\theta$  равны или  $\theta'$  и  $\alpha = \phi' - \phi$ .

Излучение распространяется в направлении единичного вектора  $\mathbf{n}$  или  $\mathbf{n}'$ . Пары единичных векторов  $(\mathbf{u}_e, \mathbf{u}_r)$  или  $(\mathbf{u}'_e, \mathbf{u}'_r)$  обозначают направление вдоль ортогональных

$(e, r)$  осей  $(e', r')$ , причем оси  $e$  и  $e'$  параллельны опорным планам, а оси ортогональны  $r$  и  $r'$  перпендикулярны этим плоскостям. Как и прежде, мы определяем  $\pm\mu = \pm\cos\theta$  и  $\pm\mu' = \pm\cos\theta'$ , где знак  $+$  обозначает излучение в пространство, а знак  $-$  — излучение, направленное к поверхности.

Прежде чем идти дальше, стоит отметить неоднозначность относительно направлений, рассматриваемых в дискуссиях о переносе излучения. Некоторые авторы (например, Чандрасекхар, 1950) рассматривают различные углы как относящиеся к направлению распространения излучения, тогда как другие авторы (например, Секера, 1956) ссылаются на примеры, показанные на рис. 2  $(\theta, \phi)$  и  $(\theta', \phi')$  на рис. 2. Углы  $(\theta, \phi)$  определяют направление к где распространяется излучение и  $(\theta', \phi')$  укажите, откуда оно исходит. Эта двусмысленность настолько глубоко укоренилась в литературе, что попытка устранить ее здесь, вероятно, приведет к путанице. Более того, для ортогональных координат углы просто дополняют друг друга, и исходное направление обычно будет ясно из контекста.

### Литература

1. Розиков, Ж. Ю., Собиров, М. М., & Рузибоев, В. У. (2021). Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной. «Узбекский физический журнал», 23(2), 11-20.



2. Sobirov, M. M., Rozikov, J. Y., & Ruziboyev, V. U. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. *International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis*, 4, 406-412.
3. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.
4. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.
5. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Особенность в поляризации диффузно отраженного и пропущенного излучения в среде с конечной оптической толщиной. *Научнотехнический журнал*, 85-89.
6. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Некоторые вопросы теории переноса поляризованного излучения в изотропной среде с конечной оптической толщиной. *Научно-технический журнал*, 15-24.
7. Ivchenko, E. L., & Sobirov, M. M. (1986). Theory of two-phonon resonance light scattering involving an acoustic and an optical phonon. *Fizika Tverdogo Tela*, 28(7), 2023-2031.
8. SOBIROV, M., & Yuldashev, N. K. (1984). THEORY OF TRANSFER OF POLARIZED RADIATION IN CUBIC-CRYSTALS LOCATED IN A LONGITUDINAL MAGNETIC-FIELD IN THE REGION OF EXCITON RESONANCE. *ZHURNAL EKSPERIMENTALNOI I TEORETICHESKOI FIZIKI*, 87(2), 677-690.
9. Ахмедов, Б. Б. (2020). МЕТОД КР-ВОЗМУЩЕНИЙ С УЧЕТОМ ВЫРОЖДЕНИЯ. In *Наука и современное общество: актуальные вопросы, достижения и инновации* (pp. 21-25).
10. Akhmedov, B., Rozikov, J., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2018). ABOUT WAVEFUNCTIONS IN LOW-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS. *Central Asian Problems of Modern Science and Education*, 3(4), 51-57.
11. Полвонов, Б. З., Насиров, М., Мирзаев, В., & Разиков, Ж. (2019). Диагностика полупроводниковых материалов методом поляритонной люминесценции. In *General question of world science* (pp. 39-42).
12. Akhmedov, B. B., Rozikov, J. Y., & Muminov, I. A. MATERIAL'S ELECTRONIC STRUCTURE. *Zbiór artykułów naukowych recenzowanych*, 78.
13. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. *Scientific Bulletin of Namangan State University*, 1(6), 58-63.
14. РАСУЛОВ, В., РАЗИКОВ, Ж., КАРИМОВА, Г., АБДУБАНАНОВ, А., & ЭШБОЛТАЕВ, И. (2017). Расчет коэффициента прохождения электронов через многослойной полупроводниковой структуры, состоящей из прямоугольных потенциальных ям и барьеров. *Современные научные исследования и разработки*, (2), 183-185.
15. Собиров, М. М. (2021). ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА В ЧИСТОЙ АТМОСФЕРЕ. *EDITOR COORDINATOR*, 308.
16. Расулов, Р. Я., Мамадалиева, Н., Ахмедов, Б., & Разиков, Ж. К теории зонной структуры халькогенидов свинца. *Ilmiu xabarnoma*, 6(1), 18.

17. Собиров, М., Розиков, Ж., Рузибоев, В., & Ходиев, И. (2021). ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА В ЧИСТОЙ АТМОСФЕРЕ НА БОЛЬШОЙ ВЫСОТЕ. *InterConf*, 249-253.
18. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.
19. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.
21. Bakhodir, A. Rozikov Jurabek Lecturer, Fergana State University Muminov Isломjon, Lecturer, Fergana State University Ruziboev Valijon. ACTUAL PROBLEMS OF MATHEMATICS, PHYSICS AND MECANICS.

## ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ ЦИНКА И ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ КРЕМНИЯ.

Юсупов Ф.Т

**Аннотация.** Оксид цинка (ZnO) привлек значительное внимание различных исследовательских групп во всем мире. Благодаря своей прямой широкой запрещенной зоне ( $E_g \sim 3,3$  эВ при 300 К) и большой энергии связи экситона  $\sim 60$  мэВ ZnO является перспективным материалом для изготовления синих и ультрафиолетовых светодиодов и лазеров, работающих при высоких температурах и экстремальных излучениях, условиях [1-6]. Кроме того ZnO широко используется в электроакустических приложениях из-за большой константы электромеханической связи, при изготовлении варисторов и прозрачных электродов для солнечных элементов.

**Методика и результаты эксперимента.** Для снятия ВАХ тонких пленок ZnO и гетеро структур полученных на основе n-Si использована. При снятии ВАХ гетероструктуры помещались экранированную измерительную ячейку в термостате, который позволяет получать стабильную температуру в пределах от комнатной до 300 °С. Контакт с верхним никелевым электродом образца, осуществлялся микро-зондом, расположенным на микроманипуляторе внутри термостата.

В целях определение механизма проводимости в Ni-ZnO и создания на их основе гетерпереходы со структурой типа Ni-ZnO-n-Si-Ni и исследованы их вольт-амперные характеристики (ВАХ). Пленки ZnO нанесены на подложки из n-Si методом термического испарения металлического Zn на воздухе. Температуру тигель варьировали в пределах 80-450°C. Скорость формирования плёнок при температурах испарения составила 10-15 Å/с. Вычисленные значение удельных сопротивлений плёнкой ZnO из линейных участков ВАХ

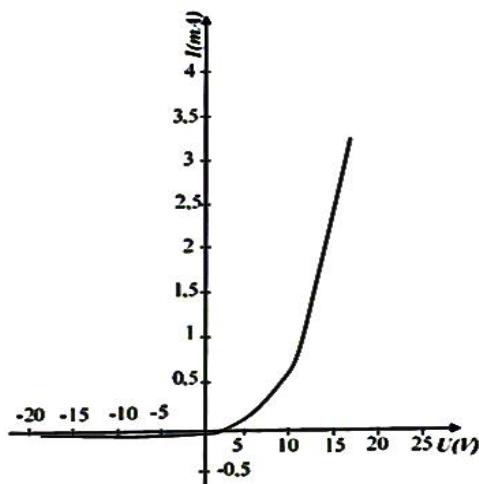


Рис.1. ВАХ структуры Ni-ZnO-n-Si-Ni для кристаллической пленки в прямом и обратном направлении тока.

составляют  $10^8 \div 10^9$  Ом.см., что делают их весьма перспективным материалом для диэлектрических покрытий.

Для исследования ВАХ подготовленные таким образом структуры Ni-ZnO-n-Si-Ni помещались в экранированную измерительную ячейку, в которой контакт с верхними никелевыми пленками осуществлялись микро-зондом, расположенным на микроманипуляторе. Ячейка находилась в термостате, который позволяет получить стационарную температуру от комнатной до 470 К.

Механизм электропроводности в тонких поликристаллических пленках удобно изучать, анализируя поперечную проводимость плёночных сэндвич структур. Как известно, при поперечном токе через пленку влияние межкристаллитные областей снижается, если толщина пленки порядка размеров кристаллитов, и тем самым условия эксперимента приближаются к идеальному случаю тока в монокристалле.

Исследование морфологии поверхности и толщины исследуемых образцов осуществлялось методами атомно-силовой микроскопии на АСМ НТ-206 (ОАО «Микротестмашины», г.Гомель, Беларусь) и стандартный кремниевый кантилевер NSC-11 (Микромаш, Эстония) с жесткостью консоли 3 Н/м и радиусом закругления острия 10 нм.

В ходе работы зонд устанавливался в держатель, настраивалась система детектирования, далее исследуемый образец размещался на предметном столике. Измерение проводилось в статическом режиме работы АСМ путем подвода исследуемой поверхности к зонду с использованием программы SurfaceScan. Для данного образца сканирование проводили в области 10, 5, 3 и 1,5 мкм.

Результаты исследования морфологии поверхности и толщины тонких пленок, в том числе и в 3D изображении, показаны на рис. 2.

Рисунок 2– АСМ-изображения поверхности пленок ZnO а,б - в поле 10 мкм<sup>2</sup> и 3 мкм<sup>2</sup> соответственно

Результаты определения шероховатости приведены в табл. 1.

Размер поля, мкм <sup>2</sup>	Ra, нм	Rq, нм
10	1,4	1,7
5	1,1	1,4
3	0,9	1,3
1,5	0,8	1,2

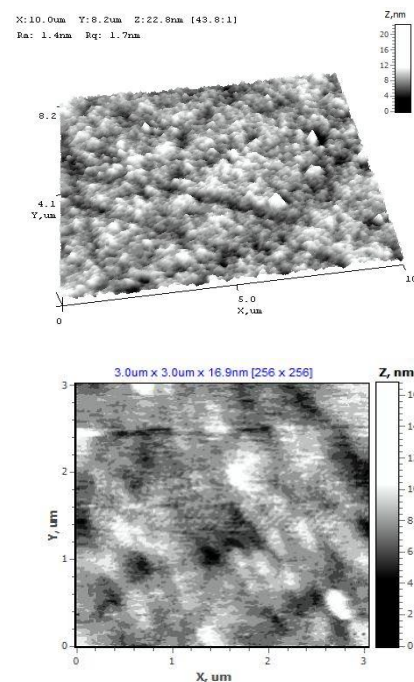


Рис.2 АСМ-изображения поверхности пленок ZnO

## Литература

1. Sultanov N. A. et al. Photoluminescence spectra of silicon doped with cadmium //Scientific-technical journal. – 2021. – Т. 4. – №. 3. – С. 22-26.

2. Nomanjan, Sultanov, Mirzajonov Zokirjan, and Yusupov Fahriddin. "THE INFLUENCE OF ORIENTED DEFORMATION ON DEEP LEVEL IMPURITIES AND RADIATION DEFECTS IN SILICON AND ZINC." *Universum: технические науки* 6-8 (99) (2022): 24-28.
3. Султанов, Н. А., et al. "СВОЙСТВА УРОВНЕЙ СКАНДИЯ В КРЕМНИИ." *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences* 1.11 (2021): 379-385.
4. Сулаймонов Х.М. Влияние циклической деформации на электропроводность пленок р-(Bi<sub>0.3</sub>Sb<sub>0.7</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> на переменном токе. // Журнал технической физики. – Российская Федерация, 2017. –Т. 87, № 3, С. 471-472. (Springer, IF: 1.02, 01.00.00, №20). <http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2017.03.44258.1904>
5. В.С. Бураков, Н.В. Тарасенко, Е.А. Невар, М.И. Неделько “Морфология и оптические свойства наноструктур оксида цинка, синтезированных методами термического и электроразрядного распыления” Журнал технической физики, 2011, том 81, вып. 2
6. Султанов Н. А. СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (ФЛ) ЗАКАЛЕННОГО И ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ //Nazariy va amaliy tadqiqotlar xalqaro jurnali. – 2022. – Т. 2. – №. 1. – С. 193-203.
7. Султанов Н. А. и др. Влияние ориентационной деформации на глубокие уровни примесей и радиационных дефектов в кремнии //Евразийский союз ученых (ЕСУ). – 2019. – Т. 46.
8. Султанов Н. А. СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ (ФЛ) ЗАКАЛЕННОГО И ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ //Nazariy va amaliy tadqiqotlar xalqaro jurnali. – 2022. – Т. 2. – №. 1. – С. 193-203.

## ТЕРМИК BUG'LANISH NATIJASIDA OLINGAN CdSe YUPQA PARDALARINING TUZILISHI VA OPTIK XUSUSIYATLARI

V.T.Mirzayev, B.K.Tuychibayev

**Annotatsiya.** Kadmiy selenid qotishmasi (CdSe va CdSe:Ga) vakuumli kvarts naychasida bosim ostida (1333,224 Pa) muvaffaqiyatli ishlab chiqarilgan. CdSe (kukun) qotishmasining tuzilishi rentgen diffraksiyasi (XRD) bilan tekshirildi va polikristalli (olti burchakli) strukturaga ega ekanligi aniqlandi. CdSe va CdSe-Si: yupqa pardalar shisha va kremniy tagliklariga termik bug'lanish orqali qo'llanilgan. Ushbu turdagi tadqiqotlarning maqsadi termik bug'lanish natijasida olingan CdSe va Ga qo'shilgan sof pardalarning ultrastrukturaviy morfologiyasi va optik xususiyatlarini aniqlash edi.

**Kalit so'zlar** SEM, AFM, yutilish koeffitsienti, rentgen diffraksiyasi, polikristall, termik bug'lanish, optik xususiyatlar, ultrastrukturaviy morfologiyasi.

**Kirish:** Yutilish koeffitsientlari katta, xona haroratida 1,74 eV ga teng taqiqlangan zonaning optik kengligi va yuqori yorug'lik sezuvchanligi tufayli kadmiy selenidi (CdSe) II-VI yarimo'tkazgich birikmalariga ega bo'lgan yupqa pardalar uchun istiqbolli materialdir. [1,2]. Odatda CdSe n-tipidagi material bo'lib, ularni fotoo'tkazgichlar [3], quyosh elementlari [4,5], yupqa pardali tranzistorlar [6], gaz sensorlari [5,6] sifatida ishlatishga qiziqish bildiradi. CdSe yupqa pardalarini ishlab chiqarish uchun termik bug'lanish usuli [6] usulidan foydalanilgan.

CdSe va CdSe: Ga ning to'rtta namunasi (1) jadvalda ko'rsatilganidek, 0, 1, 3, 5% qotishmada to'g'ridan-to'g'ri atom nisbati bilan yuqori darajada tozalangan, bazaviy bosim (10<sup>-2</sup> Pa)da vakuumli kvarts ampulada saqlanadigan Cd va Se ni to'g'ridan-to'g'ri aralashtirish orqali tayyorlangan. Lampochkalar pechda 1200°C haroratda doimiy isitish tezligi 50°C/min. besh soat davomida

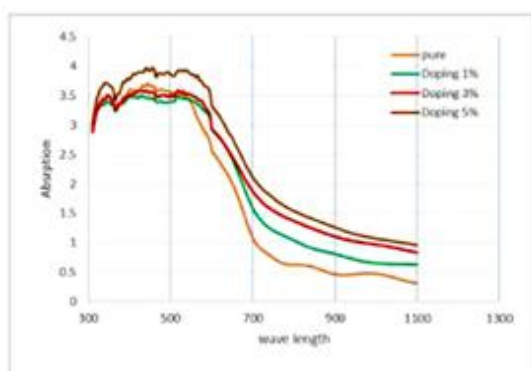
ushlangan. Qotishmalarning bir hil aralashmasini olish uchun ampula isitish jarayonida doimiy ravishda silkitildi. Tayyorlangan qotishmalardan taxminan  $2.3 \times 10^{-5}$  Pa bosimida bug'lanish usuli bilan yupqa pardalar tayyorlangan.

1-Jadval

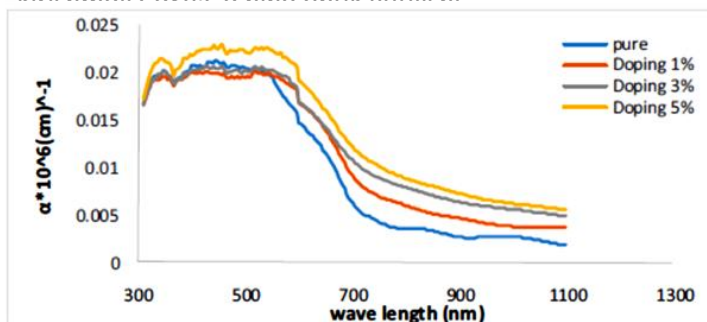
Kadmiy nisbati	Selenid nisbati	Galliy nisbati
58.66%	41.34 %	0 %
58.66%	40.34 %	1 %
58.66%	38.34 %	3 %
58.66%	36.34 %	5 %

Qotishmada foydalaniladigan elementlarning nisbati ko'rsatilgan

Xona haroratida 300 dan 1100 nm gacha bo'lgan to'lqin uzunligi oralig'ida optik o'tkazuvchanlik spektrini qayd etish uchun UV–VIS spektrofotometridan foydalanilgan. Taglikning



1-Rasm: CdS va turli foizli legirlovchi kirishmali CdSe:Ga ning optik yutilishi



yutilish darajasi qoplanmagan shisha tolali qatlamga nur tushirish yo'li orqali tuzatiladi. Ushbu nisbat  $\alpha$  yutilish koeffitsientini o'lchash uchun ishlatilishi mumkin [5].

$$\alpha = \frac{2,303(A-A')}{d} \quad (1)$$

Bu erda: A: - ma'lum bir to'lqin uzunligidagi yutilish, A': - tuzatish koeffitsienti, d: - yupqa parda qalinligi

Legirlangan CdSe pardalarining yutilish spektrlari legirlangan galliy ulushining ko'payishi bilan ko'paytirildi, bu esa yutilish qobiliyatini oshiradi.

Ushbu jarayonlar kirishmaning 0, 1, 3, 5% ga oshishi bilan o'tkir qirralarning (yutilish qirralari) past energiyalarga siljishi bilan birga yuz beradi (1-rasm).

Yutilish koeffitsienti: yutilish koeffitsienti a) pardaning asosiy yutilish chegarasidagi yuqori yutilish chegarasi asosida hisoblab chiqilgan. CdSe: Ga uchun to'lqin uzunligiga qarab Ga uchun

yutilish koeffitsienti har xil. Shunday qilib, Ga ortishi bilan barcha namunalar uchun ko'payganligini aniqlash mumkin (2-rasm). b) optik energiya bo'shlig'i: CdSe va CdSe:Ga yupqa pardalarning

2-Rasm: To'lqin uzunligiga qarab turli konsentratsiyalar uchun yutilish koeffitsientini o'zgartirish.

taqiqlangan zona energiyasini hisoblash uchun tushayotgan nurlanish energiyasining xarakteristikasi sifatida

qo'llanilgan. 2-rasmdan foydalanamiz. Taqiqlangan zonaning energetik kengligi egri chiziqning ekstrapolyatsiya qilingan chiziq qismini  $n=0$  da energiya o'qi bilan kesishishi orqali olinadi. CdSe va CdSe:Ga pardalarining yupqa pardalarning taqiqlangan zona kengligi legirlovchi moddaning taqiqlangan zonasi kengligiga ta'sir etishi kuzatiladi.

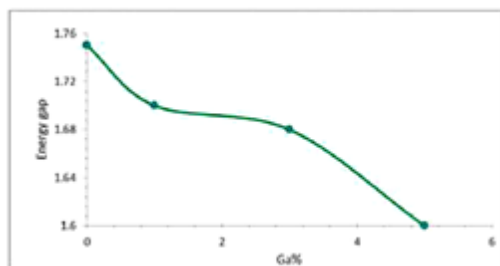


Рис. 3: Легирование коэффициентом энергии от энергии тирегиши о'згарishi ko'rsatilgan.

Natijalar shuni ko'rsatadiki, Ga darajasining oshishi o'tkazish qatlamlari farqining pasayishiga olib keladi (3-rasm). Taqiqlangan zona kengligi qiymatlari yupqa pardaning kristallanishiga bog'liq. Energiya oralig'ining bu pasayishi taqiqlangan aralashmalar bilan bog'liq bo'lishi mumkin, bu esa o'tkazuvchanlik zonasi yaqinidagi energiya oralig'ida donor sathlarining paydo bo'lishiga olib keladi.

### Foydalanilgan adabiyotlar

1. Mohammed, Hamza & Mundher, Shahlaa & Agool, Ibrahim. (2021). Structure and Optical Properties of CdSe:Ga Thin Films Prepared by Thermal Evaporation Method. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 790. 012082. 10.1088/1755-1315/790/1/012082.
2. Полвонов, Б. З., Насиров, М., Мирзаев, В., & Разиков, Ж. (2019). Диагностика полупроводниковых материалов методом поляритонной люминесценции. In General question of world science (pp. 39-42).
3. Полвонов, Б. З., Насиров, М. Х., Полвонов, О. З., & Туйчибаев, Б. К. (2021). Особенности повышения мощности фотовольтаических пленочных структур халькогенидов кадмия. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 1(11), 1046-1050.
4. Юлдашев, Н. Х., Ахмаджонов, М. Ф., Мирзаев, В. Т., & Нурматов, О. Р. У. (2019). Фотоэлектрические пленки CdTe: Ag и Sb<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> при собственном и примесном поглощении света shape\* MERGEFORMAT. Евразийский Союз Ученых, (3-4 (60)), 72-78.
5. Yuldashev, N. K., Mamadiyeva, D. T., Mirzaev, V. T., & Xidirov, D. S. (2022). Effect of Heat Treatment Conditions on Photo sensitivity of CdSexS<sub>1-x</sub> Polycrystalline Films. Journal of Applied Mathematics and Physics, 10(10), 3208-3217.
6. Tuychibaev, B. K. (2022). Organization of Solving Problems in the Module "Linear Optics" of General Physics Based on Modern Pedagogical Technologies. Eurasian Journal of Learning and Academic Teaching, 9, 109-112.

### NaCl (0,9% konsentratsiyali) va Oqsil (5% konsentratsiyalik) suyuqligining suvsizlanish jarayoni

Ergashev Erkinjon Abdusattor-ugli  
Farg'ona davlat universiteti, Farg'ona, O'zbekiston.

**Annotatsiya:** Biologik suyuqlik tananing ichki muhitining dinamik barqarorligini aks ettiradigan kompleks vosita bo'lib shu bilan birga, og'iz suyuqligi turli omillar ta'sirida turli, fizik-kimyoviy va biologik xususiyatlarga ega bo'lishi mumkin va organizm reaktivligining ko'rsatkichlaridan biri hisoblanadi. Ilm-fan sohasida erishilgan ko'plab ma'lumotlar, insondagi biologik suyuqlik (so'lak) asosiy tadqiqotlarda va tibbiy tashxislarda foydalanish uchun katta salohiyatga ega bo'lgan noyob moddadir degan xulosaga kelishimizga asos bo'lib xizmat qiladi.

**Kalit so'zlar:** Biologik suyuqlik, kristall, fatsiya,

**Tadqiqot Dolzarbligi.** Hozirgi kunda diagnostik maqsadlar uchun biologik suyuqlik (so'lak)ni tahlil qilish istiqbollari o'rganishga katta e'tibor qaratilmoqda. Biologik suyuqlik(so'lak) tananing ichki muhitining dinamik barqarorligini aks ettiradigan kompleks vosita bo'lib shu bilan

birga, og'iz suyuqligi turli omillar ta'sirida turli, fizik-kimyoviy va biologik xususiyatlarga ega bo'lishi mumkin va organizm reaktivligining ko'rsatkichlaridan biri hisoblanadi. Biologik suyuqliklarning ichki tuzilishi va uning miqdorlariga bog'liq holda bug'lanish jarayonida bo'ladigan fizikaviy o'zgarishlar va qattiq fazasini baholash usullari laboratoriya diagnostikasida juda keng qo'llanilishi, biologik suyuqlikni olish jarayonining soddaligi, shuningdek, yuqori sezuvchanlik va axborot olish imkoniyatining mavjudligi o'rganila boshlangan dolzarb muammolardan biridir.

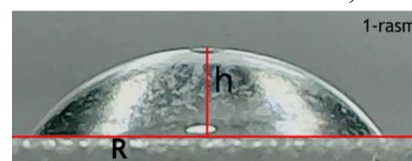
**Tadqiqot Maqsadi.** Biologik suyuqlik (so'lak)ning kristallanish usuli (Qattiq fazaga o'tish jarayonida suyuqlik tizimining yo'q bo'lib ketishi) oxirgi paytlarda keng qo'llanila boshlangan usul hisoblanadi. Biologik suyuqlik(so'lak)ning kristallanishi bo'yicha tadqiqotning asosiy yo'nalishlari kristallanishning suyuqlik tarkibida mavjud bo'lgan ya'ni natriy xlor va oqsil moddalar va ularning miqdorlariga bog'liq holda o'zgarishini aniqlashdan va biologik suyuqliklarning suvsizlanish jarayonida sodir bo'ladigan, molekulalararo tarkiblanish jarayonini, axborot berish imkonini o'rganishdan iborat[1].

Ilm-fan sohasida erishilgan ko'plab yutuqlar va olingan ma'lumotlar, insondagi biologik suyuqlik (so'lak) asosiy tadqiqotlarda va tibbiy tashxislarda foydalanish uchun katta salohiyatga ega bo'lgan noyob moddadir degan xulosaga kelishimizga yordam beradi. Hozirgi vaqtda diagnostik maqsadlar uchun biologik suyuqlik (so'lak)ni tahlil qilish istiqbollarini o'rganishga katta e'tibor qaratilmoqda. Klinik tahlilda biologik suyuqlik (so'lak)dan foydalanishni kengaytirish, kasallikni tashxislashni tezlashishga yordam beradi.

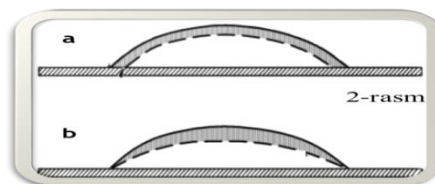
Odatda ushbu usuldan foydalanishda tekshirilayotgan biologik suyuqlikning tomchi ko'rinishini oluvchi ma'lum miqdorini bug'lanishi jarayonida bo'ladigan fizik jarayonlar va bug'langanidan so'ng hosil bo'ladigan qattiq ko'rinishdagi cho'kma (fatsiya)ni morfologiyasi o'rganiladi.

Biologik suyuqlik(so'lak) organizmdagi inson DNKlari va klinik tahlillarini o'rganish uchun manba bo'lishi mumkin deb xisoblanadi chunki so'lakdagi muayyan molekulalarning tarkibi (NaCl, Oqsil) ularning qondagi konsentratsiyasini aks ettiradi. Turli laboratoriya testlari uchun so'lakni qo'llash, ayniqsa, bolalar va qariyalarda sinab ko'rishda qonni ishlatishdan ancha soddaroq, xavfsizroq va arzonroq.

**Tadqiqot usuli.** Har kuni odamda 1-1,2 litrgacha biologik suyuqlik (so'lak) ajraladi. Biologik suyuqlik (so'lak) tarkibidagi anorganik moddalarda natriy, kaliy, kalsiy, va boshqa mikroelementlar uchraydi. Biologik suyuqlik (so'lak) tarkibidagi organik moddalar asosan oqsillardan va tuzlardan iborat. Biologik suyuqliklarning bug'lanishi va qattiq fazasining tuzilishini o'rganish uchun quyidagi uslub ishlab chiqildi. Hajmi  $1 \text{ mm}^3$ - $10 \text{ mm}^3$  oralig'ida bo'lgan biologik suyuqlik gorizontol ravishda gorizontol holda joylashgan yassi oynaga tomiziladi. Bir tomchisining diametri 2-5 mm oralig'ida, temperetaurasi esa  $23.8 \text{ }^\circ\text{C}$  haroratda va nisbiy namlikni o'zgartirmagan holda kuzatiladi. Biologik suyuqlikning bug'lanish jarayonida hosil bo'ladigon fizikaviy o'zgarishlar kuzatiladi va shular asosida natijalar olinadi (1-rasm – gorizontol holatdan qaralganda ko'rinishi bunda balandlik, asos radiusi, burchak, va umumiy radiuslarning qiymati belgilangan). Biologik suyuqlikning shisha oynaga tomchi ko'rinishida joylashtirib (1-rasm) dastlabki ko'rinishdan boshlab belgilangan ma'lum vaqt oralig'idagi bug'lanish jarayoni hozirgi paytlarda o'rganilib kelinmoqda.



Suyuqlikning bir tomchisi toza shisha oyna sirtiga joylashtirilsa, bug'lanish jarayonida uning balandligi pasayib boradi, asosining diametri quritish paytida o'zgar olmaydi (moddalar turiga bo'g'liq holda) bug'lanish jarayonida uning sirtidan suyuqlik chiqib ketishi natijasida qolayotgan suyuqlikning ko'rinishi 2(a)-rasmdagi shaklida emas, balki 2(b)-rasmdagi ko'rinish holatini oladi[2].



Bugungi kunda, mikroskop bo'lmasa, har qanday tibbiyot laboratoriyasining to'liq ishlashini tasavvur qilish qiyin. Ushbu qurilmadan foydalangan holda olib borilgan tadqiqotlar natijalariga ko'ra, shifokor bemorga aniq tashxis qo'yishi, davolanish jarayonini kuzatishi va agar kerak bo'lsa, davolashning sifati va samaradorligini oshirish maqsadida qo'shimcha tekshiruvlar o'tkazish zarur. Mikroskopsiz, ilmiy kashfiyotlar yoki yangi tibbiy preparatlar joriy etilmaydi. Shuning uchun, mikroskop tibbiy (va ko'plab boshqa) amaliyotda asosiy vositalardan biri deb atalishi mumkin.

Biz jarayonni o'rganish uchun hozirgi kunda davr talabiga javob bera oladigan zamonaviy mikroskopdan foydalandik, mikroskopning asosiy vazifasi faqatgina ob'ektni kengaytirilgan ko'rinishda ko'rsatish emas balki, rasm olish, rasmga olingan ob'ektni ekranga uzatish, ularni ko'rsatkichlarini aniqlash, video tasvir hosil qilishdan iborat. Tajriba natijalarini olish jarayonida biz kichik o'lchamdagi ya'ni mikrometr darajadagi qiymatlarni o'lchash imkoniyatiga ega bo'lamiz. Kamalak shakli ko'rinishini olgan biologik suyuqlik (so'lak)ning tarkibida mavjud bo'lgan moddalar vaqt birligi ichida sirt yuzidan bug'lanishi natijasida havoga ko'tarilib ketayotgan hajmining miqdorini hisoblash, shar segmenti hajmidan foydalanamiz

**Tekshiruv obyekti.** Tekshiruvlarimiz obyekti bo'lgan inson organizmdagi biologik suyuqlik (so'lak) tarkibida mavjud bo'lgan moddalar (0,9% konsentratsiyadagi NaCl, 5% va 10% Oqsil), ushbu suyuqliklarning (25% NaCl+75% Oqsil, 50% NaCl+50% Oqsil 75% NaCl+25% Oqsil) namunasini olib uning bir tomchisi shisha oynaga tomizg'ich (pipidka) yordamida tomizildi va undagi bo'ladigan jarayonlar ya'ni vaqt o'tishi bilan uning sirtidan bug'lanib chiqib ketayotgan suyuqlik hajmi va qattiq fazasiga o'tish jarayonlari kompyuterga ulangan usb mikroskop orqali kuzatilib borilishi natijasida quyidagi natijalar olindi.

1-jadval

Oqsil va NaCl eritmasining miqdorlari	Tomchining balandligi (mm)	Tomchi hosil qilgan sfera radiusi (mm)	Tomchining hajmi (mm <sup>3</sup> )	biologik suyuqlikning to'liq bug'lanib qattiq fszaga o'tishi uchun zarur bo'lgan vaqt (minut)
75% NaCl(0.9%)+25% Oqsil(5%)	0.698	1.881	2,523	25
50% NaCl(0.9%)+50% Oqsil(5%)	0.698	1.881	2,523	26
25% NaCl(0.9%)+75% Oqsil(5%)	0.698	1.881	2,523	27



2-jadval

Oqsil va NaCl eritmasining miqdorlari	Tomchining balandligi (mm)	Asosining radiusi (mm)	Tomchining hajmi (mm <sup>3</sup> )	biologik suyuqlikning ma'lum bir hajmi bug'lanishi uchun zarur bo'lgan vaqt (minut)
75% NaCl(0.9%)+25% Oqsil(10%)	0.688	1.887	2.465	25
50% NaCl(0.9%)+50% Oqsil(10%)	0.688	1.887	2.465	23
25% NaCl(0.9%)+75% Oqsil(10%)	0.688	1.887	2.465	21

**Xulosalar.** Biologik suyuqlik tomchisini suvsizlantirish jarayonini o'rganishda uning hajmi va sirti o'zgarishini o'rganish ilk bor tajribada amalga oshirildi va buning natijasida biologik suyuqlik(so'lak) tarkibida mavjud bo'lgan moddalar (0,9% konsentratsiyali NaCl eritmasi va oqsil)ning miqdori o'zgarishi natijasida uning suvsizlanish jarayonida chiqib ketayotgan suyuqlik hajmi kamayishi, suvsizlanish jarayonining vaqti o'zgarishi kuzatildi

#### Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Ergashev, E. A. U. (2023). THE STRUCTURE OF THE PROTEIN MOLECULE AND THE FORCES GENERATED IN IT. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 3(4), 816-819.
2. Karabayevich, K. M. (2022). PROCESS OF DEHYDRATION OF LIQUIDS WITH DIFFERENT COMPONENTS. *PEDAGOG*, 5(6), 770-774.
3. Барер Г.М., Денисов А.Б. Кристаллографический метод изучения слюны. - М.: ВУНМЦ Росздрава, 2008.
4. Karabaev, M. K., & Ergashev, E. A. (2019). Effect of Sodium Chloride on Morphology Self-Organization of Saliva During Their Dehydration.
5. Шабалин В.Н., Шатохина С.Н. морфология биологических жидкостей человека. М.: Хризостом, 2001
6. Qoraboyev, M. Q., Onarqulov, K. E., Ergashev, E. A. O. G. L., & Nazirjonov, S. B. O. G. L. (2022). KICHIK HAJMGA EGA BO 'LGAN SUYUQ MODDALARNING (NaCl va Oqsil) SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(Special Issue 4-2), 933-941.
7. Ergashev, E. A. O. G. L. (2022). TUZ (0, 9% KONSENTRATSIYALIK), OQSIL VA MODEL SUYUQLIKLARNING SUVSIZLANISH KINETIKASI. *Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences*, 2(11), 94-99.
8. Ergashev, E., & Kuchkorov, A. (2023, June). SALIVA CRYSTALLIZATION ANALYSIS: REVOLUTIONIZING DIAGNOSTIC MEDICINE. In *International Conference on Management, Economics & Social Science* (Vol. 1, No. 3, pp. 60-63).