

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

1

Fizika

Cild

V

1999

Bakı * Elm

PION, KAON ELECTROMAGNETIC FORM FACTORS IN THE FRAMEWORK OF THE RUNNING COUPLING CONSTANT METHOD AND INFRARED MATCHING SCHEME

S.S. AGAEV, A.I. MUKHTAROV, Y.V. MAMEDOVA

Baku State University

370148, Baku, Z. Khalilov st. 23

The pion and kaon electromagnetic form factors $F_M(Q^2)$ are calculated at the leading order of perturbative QCD using the running coupling constant method and infrared matching scheme. In computations the asymptotic distribution amplitudes for mesons are used. The Borel transform and resummed expression for $F_M(Q^2)$ are found. It is shown that the running coupling constant method allows one to estimate power suppressed corrections to $F_M(Q^2)$. Comparison is made with the infrared matching scheme's result and with the experimental data.

Investigation of the infrared (ir) renormalon effects in various exclusive and inclusive processes is one of the important problems in the perturbative QCD [1]. It is well known that all-order resummation of ir renormalons corresponds to the calculation of the one-loop Feynman diagrams with the running coupling constant $\alpha_s(-k^2)$ at the vertices or, alternatively, to calculation of the same diagrams with non-zero gluon mass. Both these approaches are generalization of the Brodsky, Lepage and Mackenzie scale-setting method [2] and are equivalent to absorbing certain vacuum polarization cor-

rections appearing at higher-order calculations into one-loop QCD coupling constant.

Unlike inclusive processes exclusive ones have additional source of ir renormalon contributions [3-5], namely, integration over longitudinal fractional momenta of hadron constituents in the expression of the elm form factor, which generates such corrections.

In this work we consider light mesons (pion, kaon) electromagnetic form factor, which in the context of QCD has the form

$$F_M(Q^2) = \int_0^1 \int_0^1 dx dy \phi_M^*(y, Q^2) T_H(x, y; Q^2, \alpha(\hat{Q}^2)) \phi_M(x, Q^2) , \quad (1)$$

where $Q^2 = -q^2$ is the square of the virtual photon's four-momentum. Here ϕ_M is the meson M distribution amplitude, containing all non-perturbative hadronic binding effects. In

(1) T_H is the hard-scattering amplitude of the subprocess $q\bar{q}' + \gamma^* \rightarrow q\bar{q}'$ and can be found using QCD.

At the leading order T_H is given by the expression

$$T_H = \frac{16\pi C_F}{Q^2} \left\{ \frac{2}{3} \frac{\alpha_s [Q^2(1-x)(1-y)]}{(1-x)(1-y)} + \frac{1}{3} \frac{\alpha_s (Q^2 xy)}{xy} \right\}, \quad C_F = \frac{4}{3} . \quad (2)$$

One of the important moments in our study is the choice of the meson distribution amplitude $\phi_M(x, Q^2)$. Here for the pion and kaon we use the asymptotic amplitudes

$$\phi_{asy}^{(K)}(x) = \sqrt{3} f_{\pi(K)} x(1-x) \quad (3)$$

and $f_\pi = 0.093 \text{ GeV}$, $f_K = 0.122 \text{ GeV}$ are the pion and kaon decay constants.

The QCD running coupling constant $\alpha_s(\hat{Q}^2)$ in Eq.(2) suffers from ir singularities associated with the behaviour of $\alpha_s(\hat{Q}^2)$ in the soft regions $x \rightarrow 0, y \rightarrow 0; x \rightarrow 1, y \rightarrow 1$. To solve this problem in the context of the running coupling constant method let us relate the running coupling $\alpha_s(\lambda Q^2)$

in terms of $\alpha_s(Q^2)$ by means of the renormalization group equation [6]

$$\alpha_s(\lambda Q^2) \approx \frac{\alpha_s(Q^2)}{1 + [\alpha_s(Q^2) \beta_0 / 4\pi] \ln(\lambda)} , \quad (4)$$

where $\alpha_s(Q^2)$ is the one-loop QCD coupling constant, $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$ is the QCD beta-function's one-loop coefficient.

As it was shown in the works [3-5], integration in (1) using (2) and (4) generates ir divergences and as a result for $F_M(Q^2)$ we get a perturbative series with factorially growing coefficients. This series can be resummed using the Borel transformation [7]

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{res} = \frac{(16\pi f_M)^2}{\beta_0} \int_0^\infty du \exp\left(-\frac{4\pi u}{\beta_0 \alpha_s}\right) B[Q^2 F_M](u), \quad (5)$$

where $B[Q^2 F_M](u)$ is the Borel transform of the corresponding perturbative series.

When we take both of the variables x, y in Eq.(2) as the running ones, for $B[Q^2 F_M](u)$ we find

$$B[Q^2 F_M](u) = \frac{1}{(1-u)^2} + \frac{1}{(2-u)^2} - \frac{2}{1-u} + \frac{2}{2-u} \quad (6)$$

The Borel transform (6) has double and single poles at $u=1,2$ which are the ir renormalon poles. The resummed expression (5) can be calculated with the help of the principal value prescription [6]

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{res} = \frac{(16\pi f_M)^2}{\beta_0} \left[-\frac{3}{2} + (\ln \lambda - 2) \frac{\text{Li}(\lambda)}{\lambda} + (2 + \ln \lambda) \frac{\text{Li}(\lambda^2)}{\lambda^2} \right] \quad (7)$$

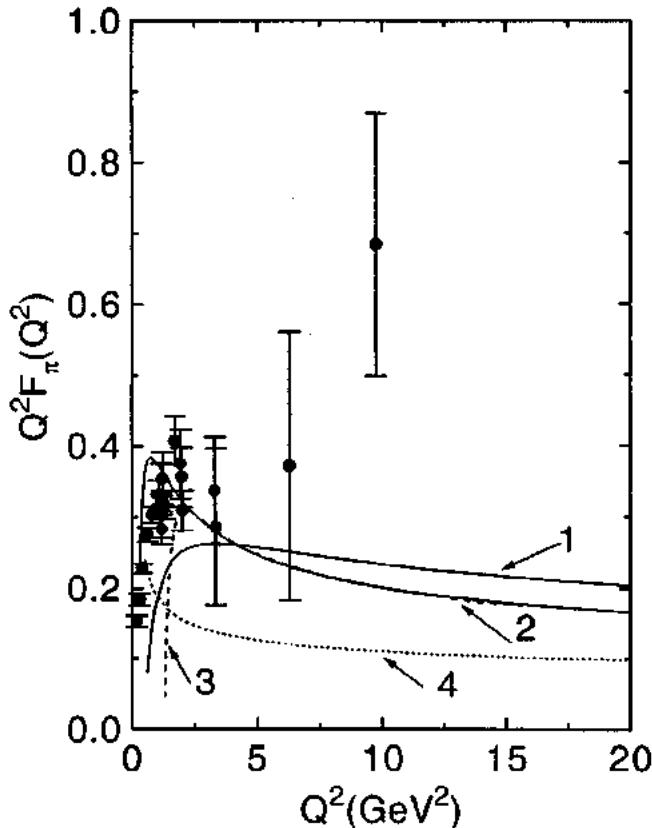


Fig. The pion form factor calculated using $\Phi_{asy}(x)$ (3). The curves correspond to the following computational schemes: 1 - resummed expression (7), 2 - resummed expression (9), dashed curve 3 - ir matching scheme, short-dashed curve 4 - frozen coupling approximation.

Here $\text{Li}(\lambda)$ is the logarithmic integral

$$\text{Li}(\lambda) = P.V. \int_0^\lambda \frac{dx}{\ln x}, \lambda = \frac{Q^2}{\Lambda^2} \quad (8)$$

In the case with one frozen (for example, y) and one running (x) variables we get

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{res} = \frac{(16\pi f_M)^2}{2\beta_0} \left[\frac{\text{Li}(\tilde{\lambda})}{\tilde{\lambda}} - \frac{\text{Li}(\tilde{\lambda}^2)}{\tilde{\lambda}^2} \right], \tilde{\lambda} = \frac{Q^2}{2\Lambda^2} \quad (9)$$

The ir renormalon carried out analysis allows one to estimate power corrections to the light mesons' form factor. Another way of such estimation is the infrared matching scheme, in the context of which one explicitly divides power corrections from the full expression by introducing moments of α_s at low scales as new non-perturbative parameters [8]. By

freezing one of variables (y) we can express $Q^2 F_M(Q^2)$ in terms of moment integrals f_p defined by the formula

$$f_p(Q) = \frac{P}{Q^P} \int_0^Q dk k^{P-1} \alpha_s(k^2). \quad (10)$$

After simple calculations we get

$$\begin{aligned} Q^2 F_M(Q^2) = & 64\pi f_M^2 \left\{ \left(\frac{\mu}{Q}\right)^2 f_2(\mu) - \left(\frac{\mu}{Q}\right)^4 f_4(\mu) + \frac{\alpha_s}{4} [1 - 2\Gamma(1,2z) + \Gamma(1,4z)] + \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_s^2 \beta_0}{32\pi} [3 - 4\Gamma(2,2z) + \Gamma(2,4z)] + \dots \right\} \end{aligned}$$

where $\mu=2$ GeV is the ir matching scale, $z=\ln(Q/\sqrt{2}\mu)$, $\alpha_s(Q^2/2)$ and $\Gamma(n, x)$ is the incomplete gamma function.

Results of numerical calculations for the pion are shown in Fig. The similar results can be obtained also for the kaon. In our calculations we take for non-perturbative parameters $f_2(\mu)$ and $f_4(\mu)$ the following values

$f_2(\mu=2\text{GeV})=0.5$, $f_4(\mu=2\text{GeV})=0.347$. As is seen, Eq.(9) and ir matching scheme give approximately the same results, excluding a region of small Q^2 . In general, the ir renormalon effects enhance the ordinary perturbative predictions for the pion, kaon form factors approximately two times, partly, explain experimental data [9].

- [1] M. Beneke. Renormalons, CERN preprint, CERN-TH/98-233, hep-ph/9807443.
- [2] S.J. Brodsky, G.P. Lepage and P.B. Mackenzie. Phys. Rev. D28, 1993, 228.
- [3] S.S. Agaev. Phys. Lett. B360, 1995, 117; E. Phys. Lett. B369, 1996, 379; Mod. Phys. Lett. A10, 1995, 2009; Eur. Phys. J.C1, 1998, 321; Tr. J. of Physics 22, 1998, 761.
- [4] S.S. Agaev. ICTP preprint IC/95/291, hep-ph/9611215.
- [5] S.S. Agaev. Mod. Phys. Lett. A11, 1996, 957; Mod. Phys. Lett. A13, 1998, 2637.
- [6] H. Contopanagos and G. Sterman. Nucl. Phys. B419, 1994, 77.
- [7] V.I. Zakharov. Nucl. Phys., B385, 1992, 452.
- [8] B.R. Webber. Cavendish Lab. Preprint, Cavendish-HEP-98/08, hep-ph/9805484.
- [9] L.J. Bebek et al. Phys. Rev. D17, 1978, 1693.

Ş.S. Ağayev, A.İ. Müxtarov, Y.V. Məmmədova

PION, KAONUN ELEKTROMAQNIT FORM FAKTORLARI DƏYİŞƏN TƏ'SİR SABİTİ ÜSULU VƏ INFRAQIRMIZI İN'İKAS SXEMİ ÇƏRÇİVƏSİNDE

Pion ve kaon $F_H(Q^2)$ elektromaqnit form faktorları perturbativ KXD-nin esas yaxınlaşmasında deyişen tə'sir sabiti üsulu və infraqirmizi in'ikas sxeminin köməyi ilə hesablanmışdır. Hesablamalarda mezonların asimptotik paylanma funksiyalarından istifadə olunmuşdur. Üçün Borel çevrilməsi və yenidəncənlənmə ifadəleri təpilmişdir. Göstərilmişdir ki, deyişen tə'sir sabiti üsulu üstlülə azalan düzelişlərin $F_H(Q^2)$ -na verdiyi əlavələri qiymətləndirməye imkanverir. Infraqirmizi in'ikas sxeminin nticələri və təcrübə nticələrlə müqayise apalılmışdır.

Ш.С. Агаев, А.И. Мухтаров, Е.В. Мамедова

ПИОННЫЙ, КАОННЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМ-ФАКТОРЫ В РАМКАХ МЕТОДА БЕГУЩЕЙ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ И СХЕМЫ ИНФРАКРАСНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ

Электромагнитные форм-факторы пиона, каона $F_H(Q^2)$ вычислены в главном приближении пертурбативной КХД с помощью метода бегущей константы связи и схемы инфракрасного отображения. При вычислениях использованы асимптотические функции распределения. Для $F_M(Q^2)$ найдены Борелевское преобразование и просуммированное выражение. Показано, что метод бегущей константы связи позволяет оценить вклад в $F_M(Q^2)$ степенно-подавленных поправок. Проведено сравнение с результатом схемы инфракрасного отображения и с экспериментальными данными.

Дата поступления: 15.01.99

Редактор: И.Г. Джсафаров

К ВОПРОСУ О ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ InSe, GaSe И Cd_{1-x}Hg_xTe

Ю.Г. НУРУЛЛАЕВ

*Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расулзаде
370148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23*

Рассмотрены возможные механизмы дефектообразования в кристаллах InSe, GaSe и Cd_{1-x}Hg_xTe.

На основе анализа экспериментальных результатов и теоретических соображений показано, что дефекты при рассмотрении можно разделить на следующие типы: собственные структурные и неконтролируемые примесные, введенные специальным легированием, радиационные.

Накопленный к настоящему времени большой экспериментальный материал [1-3] однозначно свидетельствует о наличии различных типов собственных точечных и макроскопических дефектов в InSe, GaSe и Cd_{1-x}Hg_xTe (КРТ), о возможности создания в них различных дефектов путем легирования, термической обработки и радиационного облучения, а также об определяющей роли дефектов в электронных свойствах этих материалов. Однако до сих пор нет ясности в вопросе о механизме образования в них как собственных, так и специально введенных дефектов.

Полученные нами, а также имеющиеся в мировой научной литературе сведения по электронным свойствам кристаллов InSe, GaSe и КРТ позволяют выдвинуть некоторые соображения о механизмах образования дефектов в кристаллах соединений A³B⁶ и КРТ и об их влиянии на электронные свойства этих материалов.

При этом можно классифицировать дефекты по следующим типам: собственные структурные, неконтролируемые примесные, введенные специальным легированием, радиационные.

1. Собственные структурные и неконтролируемые примесные дефекты.

Совокупность полученных к настоящему времени экспериментальных результатов по физическим свойствам монокристаллов соединений A³B⁶ со слоистой структурой свидетельствуют о наличии в запрещенной зоне этих материалов различных локальных уровней, в частности, мелких (α) и глубоких (β) уровней прилипания, а также центров медленной (r) и быстрой (S) рекомбинации. Согласно полученным нами и существующим в мировой научной литературе данным, в нелегированных специально кристаллах InSe энергетические глубины залегания α - , β - , S - и r -центров составляют, соответственно, $E_{\alpha_1} = E_c - 0.05$ эВ; $E_{\alpha_2} = E_c - 0.34$ эВ; $E_{\beta} = E_c - 0.56$ эВ; $E_S = E_c - 0.40$ эВ; $E_r = E_v + 0.50$ эВ; а концентрации составляют $N_{\alpha_1} \approx 9.7 \cdot 10^{18}$ см⁻³; $N_{\alpha_2} \approx 2.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³; $N_r \approx 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

При 77 К значения коэффициентов захвата основных и неосновных носителей заряда r - и S -центрами равны $\gamma_{rs} = 10^{-18}$ см², $\gamma_{rr} = 3 \cdot 10^{-19}$ см², $\gamma_{ps} = 10^{-17}$ см², $\gamma_{pr} \sim 3 \cdot 10^{-16}$ см². В нелегированных специально монокристаллах GaSe эти же параметры имеют значения: $E_{\alpha_1} = E_v + 0.15$ эВ; $E_{\alpha_2} = E_v + 0.40$ эВ; $E_{\beta} = E_v + 0.55$ эВ; $E_S = E_c - 0.58$ эВ; $E_r = E_c - 0.40$ эВ; $N_{\alpha_1} \approx 5 \cdot 10^{20}$ см⁻³; $N_{\alpha_2} \approx 2.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³;

$$N_r \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}; \quad \gamma_{ps} \approx 10^{18} \text{ см}^2; \quad \gamma_{pr} \approx 10^{20} \text{ см}^2; \quad \gamma_{ns} \approx 10^{-16} \text{ см}^2;$$

$$\gamma_{nr} \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2.$$

Можно предположить, что все эти центры в монокристаллах InSe, GaSe и других соединений A³B⁶ со слоистой структурой связаны с собственными дефектами решетки - вакансиями, междуузельными атомами и т.д. и различными неконтролируемыми примесями. В частности, преобладание электронной, а не дырочной проводимости в монокристаллах InSe обусловлено большим избытком атомов индия, возникающим за счет легколетучести селена в процессе синтеза и выращивания. Часть из них вместе с освободившимися из узлов решетки атомами индия, находясь в междуузлиях, образуют донорные уровни, а остальная часть обуславливает наличие в изучаемом материале вакансий селена. Одновременно в InSe существуют также в немалом количестве вакансии In. Вакансии как индия, так и селена имеют акцепторный характер. Поэтому в исходном состоянии нелегированные специально монокристаллы селенида индия являются частично самокомпенсированными. Об этом свидетельствуют полученные результаты большого числа работ по изучению электронных процессов в монокристаллах A³B⁶ со слоистой структурой. Преобладание дырочного, а не электронного типа проводимости и в монокристаллах селенида галлия тоже может быть связано с собственными дефектами кристаллической решетки и наличием различных неконтролируемых примесей.

Под действием внутрекристаллических полей, обусловленных различными механическими разупорядочениями (скопление и отслаивание соседних слоев относительно друг - друга в отдельных локальных участках и т.п.), как междуузельные атомы, так и вакансии распределяются по объему кристалла пространственно-неоднородно (преобладает их локализация в отдельных областях). Те части кристалла, где преимущественно локализованы междуузельные атомы, ведут себя как низкоомная матрица (НО), а те части, в которых, преимущественно локализованы вакансии индия, селена (акцепторы) - как крупномасштабные высокоомные включения (ВО). На границе этих областей возникает рекомбинационный барьер. Не исключается также возможность возникновения в НО дрейфовых барьеров для носителей заряда с относительно малой высотой, обусловленной перекрыванием "хвостов" областей объемных (пространственных) зарядов соседних рекомбинационных барьеров. Наличие дрейфовых барьеров приводит к уменьшению длины диффузии носителей заряда в НО матрице, и образец

ведет себя как система, состоящая из последовательно соединенных проводников с различным сопротивлением.

Предполагается, что α - и S -центры локализованы в низкоомной матрице, а β и γ -центры - в высокоомных включениях. Следует отметить, что лишь такое распределение локальных уровней может обеспечить низкоомность НО и высокоомность ВО.

Наличие в запрещенной зоне этих материалов двух групп рекомбинационных центров (быстрых S - и медленных γ -центров) подтверждается обнаружением сублинейной области на ЛАХ собственной фотопроводимости, ИК и температурным гашением фототока [4]; наличие неосновных мелких уровней α -прилипания - обнаружением ТОПЗ, ТСП, индуцированной примесной фотопроводимостью, а наличие глубоких уровней β -прилипания - обнаружением эффекта остаточной отрицательной фотопроводимости.

2. Дефекты, обусловленные легированием.

Анализ экспериментальных результатов исследования влияния легирования редкоземельными элементами (РЗЭ) на физико-химические и электронные свойства монокристаллов соединений A^3B^6 [5] позволяет предположить следующий механизм введения и размещения примесных атомов, а также дефектообразования, обусловленного легированием монокристаллов A^3B^6 со слоистой структурой.

В частности, предполагается, что при относительно малом процентном содержании вводимых примесей (N_D) ионы РЗЭ входят в эти материалы как междуузельные точечные дефекты (дефекты внедрения) с дальнейшей миграцией при температуре выращивания к исходным скоплениям дефектов. В результате этого, с одной стороны увеличивается степень структурной дефектности, а с другой - растет по размеру макроскопическая неоднородность и увеличивается степень пространственной неоднородности. Естественно, что это в свою очередь, должно привести к усилению эффектов, характерных для структурно-дефектных и пространственно-неоднородных кристаллов, что и наблюдается в соответствующих измерениях.

При дальнейшем росте N_D ионы РЗЭ замещают вакансию компонента третьей группы (In или Ga). В результате, во-первых, происходит внутрислоевое упорядочение кристаллов, во-вторых, из-за замены иона A ионом РЗЭ увеличиваются межслоевые связи, что в свою очередь приводит к уменьшению степени дефектности, а также пространственной неоднородности кристаллов, обусловленной скольжением и смещением соседних слоев относительно друг друга. По-видимому, из-за этого в легированных относительно большим количеством РЗЭ кристаллах электронные свойства уже начинают подчиняться закономерностям, характерным для пространственно-однородных полупроводников с соответствующими локальными уровнями в запрещенной зоне. В пользу правильности обоих предложенных механизмов внедрения и размещения примесей РЗЭ в кристаллах соединений A^3B^6 со слоистой структурой свидетельствует также и то, что ионный ($r_{Dy}^u = 0.908 \text{ \AA}$, $r_{Ga}^u = 0.81 \text{ \AA}$, $r_{Ho}^u = 1.075 \text{ \AA}$) и кова-

лентный ($r_{Dy}^k = 1.60 \text{ \AA}$, $r_{Ga}^k = 1.48 \text{ \AA}$, $r_{Ho}^k = 1.95 \text{ \AA}$) радиусы используемых примесей, межатомные расстояния ($A_3-A_3 \approx 3.16 \text{ \AA}$, $A_3-B_6 \approx 2.60 \text{ \AA}$), толщина естественных слоев (~3.16 \AA), ионный ($In^{+u} = 0.92 \text{ \AA}$, $Ga^{+u} = 0.62 \text{ \AA}$) и ковалентный ($In^k = 1.46 \text{ \AA}$, $Ga^k = 1.25 \text{ \AA}$) радиус А компонента оказываются в благоприятных для этого соотношениях [6]. Следует отметить, что из-за изовалентности используемых РЗЭ с индием и галлием, внедренные в кристаллы InSe и GaSe примесные атомы Dy, Ga и Ho как при размещении в междуузлиях, так при замещении вакансий In или Ga не должны создавать новые (отличающиеся от соответствующих междуузельных атомов или вакансий In или Ga) примесные уровни. При этом может меняться (увеличиваться при внедрении и уменьшаться при замещении) лишь концентрация соответствующих примесных центров.

Далее, при дальнейшем повышении N_D , при больших N_D введенные атомы РЗЭ начинают уже распределяться по всему объему изучаемых кристаллов, т.к. скопления точечных дефектов уже насыщены, что приводит к пространственному упорядочению кристалла. Однако, при этом одновременно идут различные конкурирующие процессы. Во-первых, атомы РЗЭ занимают вакансии In (или Ga), и это приводит к уменьшению концентрации акцепторов и, соответственно, изменению удельного сопротивления материала. Причем для InSe и GaSe это изменение имеет различный характер. Во-вторых, постепенно снижается пространственная неоднородность кристаллов.

3. Дефекты, возникающие при радиационных облучениях.

При облучении γ -квантами в кристаллах КРТ образуются радиационные дефекты как донорного, так и акцепторного типа. Однако, образование дефектов акцепторного типа преобладает, и поэтому, степень компенсации в кристаллах п-типа увеличивается.

При температуре осуществления γ -облучения происходит вторичное явление миграции точечных радиационных дефектов в сторону исходных макроскопических неоднородностей. В результате этого происходит скопление первичных радиационных дефектов. Этот процесс может объясняться следующим образом. При γ -облучении в кристаллах КРТ возникают точечные радиационные дефекты как донорного, так и акцепторного типа. Эти дефекты обусловлены вакансиями и междуузельными атомами ртути, соответственно, т.е. образованием дефектов по Френкелю. В этих же кристаллах до облучения существуют большие скопления собственных дефектов и эти скопления возникают вследствие наличия некоторого внутрикристаллического поля; после облучения под действием того же внутреннего поля начинается миграция созданных γ -квантами радиационных дефектов. Естественно, что более эффективно и интенсивно будет осуществляться миграция более подвижных точечных дефектов - дефектов донорного типа. По видимому, с этим и связан тот факт, что как будто при γ -облучении преобладает введение в кристаллы радиационных дефектов акцепторного типа. При относительно малых дозах облучения скопления еще не "насыщены", поэтому с ростом до-

зы облучения (D_r) они увеличиваются. При достижении некоторого граничного значения D_r скопления уже насыщаются и созданные γ -облучением дефекты начинают

распределяться почти равномерно по всему объему образца. Это вполне может иметь место, т.к. γ -кванты обладают высокой способностью проникновения в материал.

- [1] A.Sh. Abdinov, A.M. Guseinov, Yu.G. Nurullaev, O.M. Sadykhov. Ohys. Stat. Sol., 1989, (a), 116, 11, p. k173-k177.
- [2] А.Ш. Абдинов, Ю.Г. Нуруллаев, Г.С. Сейдли, Н.Г. Садыгов. ДАН Аз. ССР, 1988, т. XLIV, № 4, с. 29-33.
- [3] Ф.А. Заитов, Г.Ю. Андерсон, Н.В. Аристова, Л.П. Бовела, В.И. Стafeев. "Неорганические материалы", 1981, т. 19, в. 11, с. 1811-1813.
- [4] А.Ш. Абдинов, В.К. Мамедов, Ю.Г. Нуруллаев. ФТП. 1981. Т.15. В. 2. С. 258-262.
- [5] Z.A. Iskender-zade, O.M. Sadykhov, A.Sh. Abdinov. Phys. Stat. Sol. (a), 1985, v. 92, № 1, p. 77-80.
- [6] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, Ю.Г. Нуруллаев. "Неорганические материалы", 1996, т. 32, № 12, с. 1446-1448.

Y.Q. Nurullayev

InSe, GaSe VƏ Cd_{1-x}Hg_xTe KRİSTALLARINDA DEFEKT ƏMƏLƏ GƏLMƏSİNƏ ALI

InSe, GaSe ve Cd_{1-x}Hg_xTe kristallarında defekt yaranmanın mümkün məxanizmləri nezərdən keçirilmişdir.

Təcrübə neticələrin və nezəri mülahizələrin əsasında göstərilmişdir ki, defektləri aşağıdakı kimi təsvir etmək olar: məxsusi qu-rulus və idarəolunmayan aşqar defektləri; xüsusi aşqarlanma vasitəsi ilə yaranan və radiasiya neticəsində yaranan defektlər.

Yu.G. Nurullayev

ON THE PROBLEM OF DEFECT CREATION IN InSe, GaSe AND Cd_{1-x}Hg_xTe

Possible mechanisms of defect creation in InSe, GaSe and Cd_{1-x}Hg_xTe crystals have been considered..

On the base of analysing experimental results and theoretical considerations it is shown that defects can be distinguished to following types: proper structural defects and non-controlled impurity ones, involved by special doping defects radiation ones.

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF SILICON CONTACT PREPARED WITH AMORPHOUS METALLIC PbSb ALLOY

SH.G. ASKEROV, A.A. AGASIEV, SH.S. ASLANOV, I.G. PASHAEV

Baku State University

370148, Baku, Z. Chalilova st. 23

The electrophysical properties of silicon, contact prepared with α (PbSb) amorphous metallic alloy have been investigated in the present paper. The change of diode parameters due to the thermal annealing effect has been studied. It has been found that the properties of the Schottky diodes are sensitive to the structural changes of the metallic film. In the case of Si contact with the amorphous film of metallic alloys the dimensional dependence of the SD barrier height is weaker as compared to that of the metallic film with a polycrystalline structure.

Recently, great interest is shown in the Schottky diodes (SD) based on the amorphous metal films [1-6]. The amorphous metals in a thin-film state can widely be applied in microelectronics when preparing the active and passive elements. Due to the lack of the boundaries of grains and grain structure, the above materials are firstly attractive in terms of diffusion barriers [3] in construction of integrated circuits on the film structures with a multilevel metallization. Secondly, such films allow to prepare the reliable, qualitative and thermostable elements of integrated circuits [4].

However, with the change of the temperature in amorphous metallic films the structural changes which considerably affect the diode parameters are observed [5]. In this connection, the investigation of electrophysical properties of the silicon contact prepared on the base of the amorphous metallic alloy is of great interest.

The results of studying the electrophysical properties of (PbSb)-nSi Schottky diode are shown in the present paper. In [6] the $Pb_x Sb_{100-x}$ -nSi Schottky diodes where $x=2, 15, 52, 70, 87, 98$ have been obtained and the dependences of the main SD parameters on the percentage of components in the alloy at $V > 3kT/1$ and $V < kT/1$ have been investigated.

sistivity of 0.7 Ohm·cm was used. The diode matrix consists of 14 diodes with the SD areas from 100 to 1400 m^2 . The thermal annealing was carried out at temperatures from 323 to 523 K. The annealing time at all temperatures was 10 min. After annealing at temperatures of about 453 K the main SD parameters change abruptly. In our opinion, such a change of the SD parameters is attributed to the change of the metal film microstructure due to the thermal annealing [5].

The dimensional dependences of the barrier height of the α (PbSb) - nSi Schottky diodes before and after crystallization of the α (PbSb) alloy are shown in Fig.1. The barrier heights of α (PbSb) - nSi Schottky diodes were determined from the current-voltage characteristic described by the known formula

$$I = SA_0 T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{nkT} - 1\right),$$

where S is the contact area, A_0 is the Richardson constant, Φ_B is the height of the barrier, V is the applied voltage, n is the coefficient of nonideality. As seen in Fig.1, the contact based on the α (PbSb) amorphous alloy has a weaker dimensional dependence of the barrier height, and at the transition of the α (PbSb) alloy to the polycrystalline structure a rather wide range of the change of the barrier height is observed. The spread in the Φ_B value is due to the change of the metal structure.

The electron diffraction pattern of the (PbSb) alloy amorphous films after the thermal annealing is shown in Fig.2. As seen in Fig.2, at 453 K the metal film transforms from the amorphous state to a polycrystalline one. The electron microscopic investigations of the film surface point to this fact (Fig.3).

Thus, one can affirm that the change of the α (PbSb)-nSi SD parameters due to the thermal annealing at temperature of 453 K is attributed to the change of the metallic alloy film structure. The electrophysical properties of the Schottky diodes are very sensitive to the structural changes of the metallic film. In the case of the amorphous metallic film the dimensional dependence of the SD parameters is weaker as compared to that of the metallic film with a polycrystalline structure.

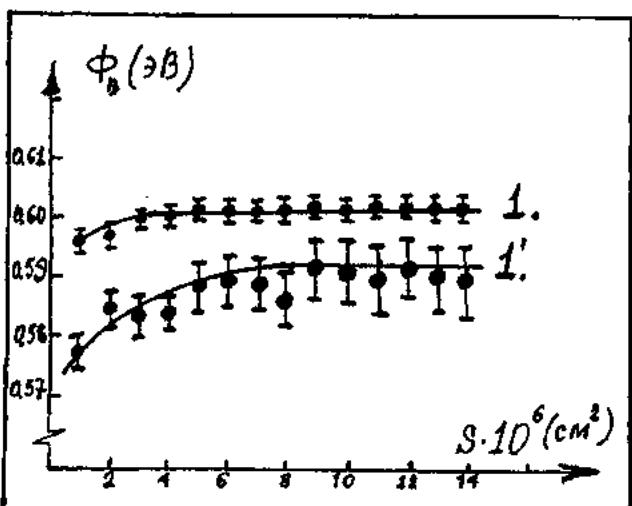
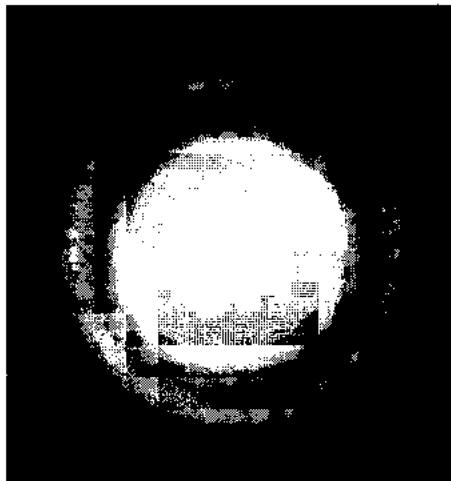
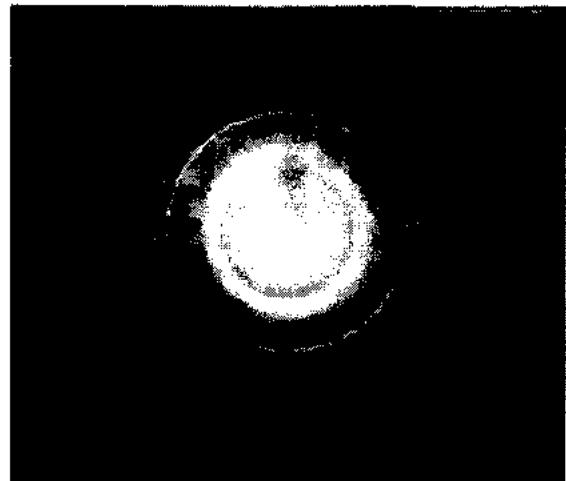


Fig. 1. Dimensional dependences of the barrier height before (1) and after (1') crystallisation of the α (PbSb) amorphous alloy.

The alloy film structure was controlled by electron-microscopic analysis in a transmission electron microscope. The n-type silicon substrate with the /111/ orientation and the re-

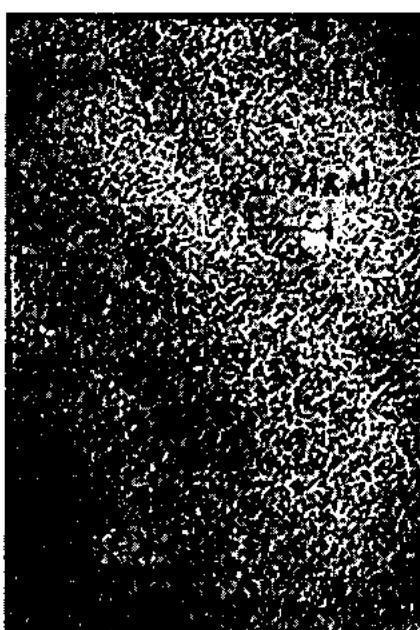


(1)



(1')

Fig. 2. The electron-diffraction pattern of the α (PbSb) films before (1) and after (1') crystallisations.



(a)



(b)

Fig. 3. The electron-microscopic investigations of the α (PbSb) film surface before (a) and after (b) crystallisation.

- [1] M.J. Kelly, A.G. Todd, M.J. Sisson, D.K. Wickenden. Electr. Lett., 1983, v. 19, № 13, p. 474-476.
- [2] Sh.G. Askerov, Sh.S. Aslanov, I.G. Pashaev. Elektronaya Tekhnika, ser. 10, Mikroelektronnye ustroistva, 1989, № 6 (78), p. 46-48.
- [3] S.E. Homstrom, T. Lin, O. Thomas, P.M. Fryer, J.M.E. Horper. J. Vac Sci Technol A., 1988, v.6, № 3, p.1650.
- [4] D.K. Wickenden, M.J. Sisson, A.G. Todd and M.J. Kelly. Solid State Electr., 1984, v. 6, p. 515-518.
- [5] Sh.G. Askerov, A.A. Agasiev, I.G. Pashaev, Sh.S. Aslanov. Fizika, 1997, № 3, p. 60-62.
- [6] I.G. Pashaev. Fizika, 1997, № 4, p. 64-66.

Ş.Q.Əsgərov, A.A. Ağasıyev, Ş.Ş. Aslanov, İ.G. Paşayev

PbSb AMORF XƏLİTƏSİ ƏSASINDA HAZIRLANMIŞ SİLİSIUM KONTAKTININ ELEKTROFİZİKİ XASSƏSİ

Bu məqalədə α (PbSb) amorf metal xəlitesi əsasında hazırlanmış silisium kontaktının elektrofiziki xassəsi öyrənilmişdir. Termotablananın tə'sirində diod parametrlərinin dəyişməsi tədqiq edilmişdir. Alınmışdır ki, Şotki diodonun xassəsi metal təbəqənin struktur dəyişməsində həssasdır. Silisium əsasında hazırlanmış Şotki diodonun potensial çəpərinin hündürlüğünün ölçü asılılığı təbəqənin amorf struktur olduğu halda polikristal strukturla müqayisədə çox zəifdir.

Ш.С. Аскеров, А.А. Агасиев, Ш.С. Асланов, И.Г. Пашаев

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА КРЕМНИЯ, ИЗГОТОВЛЕННОГО НА ОСНОВЕ
АМОРФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА PbSb.**

В статье изучены электрофизические свойства контакта кремния, изготовленного на основе α (PbSb) аморфного металлического сплава. Исследованы изменения параметров в результате воздействия термоотжига и показано, что свойства ДШ чувствительны к структурным изменениям пленки металла. В случае контакта Si с аморфной пленкой металлических сплавов имеет место более слабая размерная зависимость высоты барьера ДШ, по сравнению с пленкой металла с поликристаллической структурой.

Дата поступления: 10.04.98

Редактор: З.А. Исхендерзаде

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ФОТООТКЛИКА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ n-Cd_xHg_{1-x}Te.

Ш.О. ЭМИНОВ, Э. К. ГУСЕЙНОВ, А.А. АЛИЕВ, А.А. РАДЖАБЛИ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана,

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

В работе рассмотрены вопросы методики выращивания варизонных эпитаксиальных слоев n-Cd_xHg_{1-x}Te ($0 \leq x \leq 1$) и особенности спектров их фотоответа. Представлено описание оригинального устройства для жидкостной эпитаксии, позволившего получить эпитаксиальные слои с зеркально гладкой поверхностью.

Показано, что в спектрах фотоответа наблюдаются три области максимумов, соответствующих областям варизонной структуры с градиентами ширины запрещенной зоны 640 эВ/см, 80 эВ/см и 2,2 мэВ/см. Поведение спектров фотоответа сильно зависит от величины и направления приложенного электрического поля, что может быть использовано для регулирования спектральной чувствительности ИК-фотоприемников.

Твердые растворы Cd_xHg_{1-x}Te, ширина запрещенной зоны которых изменяется с изменением "x", являются базовым материалом для создания фотодетекторов ИК-излучения среднего и дальнего диапазонов спектра.

В последнее время при создании приборов на основе монокристаллов Cd_xHg_{1-x}Te широко применяется планарная технология. При этой технологии монокристаллы подвергаются прецизионной механической обработке, а это неизбежно усложняет технологический процесс и ухудшает физические свойства материала. Эти недостатки устраняются применением эпитаксиальной технологии. Жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ) широко используется в технологии соединений A³B⁵, а в последние годы ее применяют и к Cd_xHg_{1-x}Te [1, 5].

В настоящей работе рассмотрены некоторые вопросы методики выращивания варизонных эпитаксиальных слоев (ЭС) n-Cd_xHg_{1-x}Te ($0 \leq x \leq 1$) и особенности спектров фотоэффекта этих слоев.

Эпитаксия проводилась в вакуумированной кварцевой ампуле из раствора, содержащего ртуть и теллур с малой добавкой кадмия. Подложками служили пластины монокристаллического CdTe, ориентированного в плоскости (111). Подложки механически полировали и травили в растворе 8 % Br + 92 % HBr для удаления нарушенного слоя.

Общий вид устройства для ЖФЭ [6], использованного в работе, представлен на рис. 1. Подложку устанавливали в держателе, состоящем из воронки, размещенной на емкости для расплава, и прижима в форме перевернутого стакана, покрывающего воронку. Между пробкой ампулы и стаканом устанавливали кварцевый столбик, подпирающий пробку ампулы.

После гомогенизации раствора и снижения температуры до заданной печь с ампулой, расположенной в ней вертикально, поворачивали на 180 градусов. При этом раствор-расплав из емкости переливался в стакан и покрывал поверхность подложки. Эпитаксию проводили при температурах 490-520°C при скорости охлаждения 0,01-5 K/min.

По окончании выращивания печь поворачивали в обратном направлении, при этом остатки раствора сливались с поверхности выращенного эпитаксиального слоя обратно в емкость и после охлаждения ампулы, до ком-

натной температуры пластина с эпитаксиальным слоем извлекалась из ампулы.

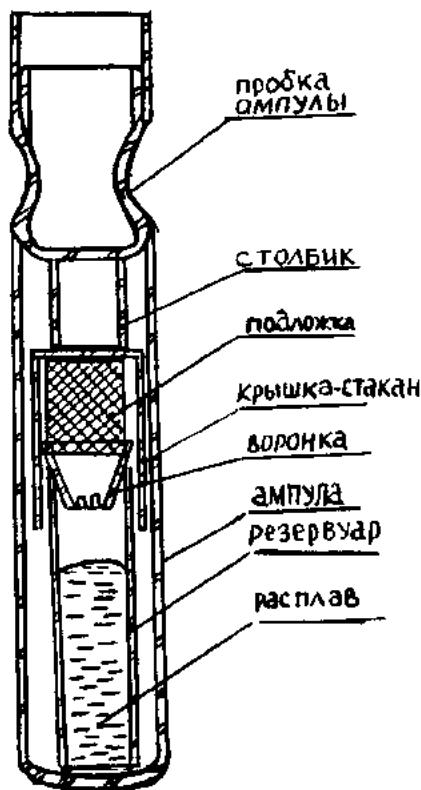


Рис. 1. Общий вид устройства для ЖФЭ.

Выращенные слои имели толщины 20-60 мкм и зеркально гладкую поверхность. Рентгеноструктурный анализ структур, выполненный на установке "DRON-2" показал, что эпитаксиальные слои имели монокристаллическую структуру.

Методом снятия спектра оптического пропускания при послойном стравливании при 300 K [2] был изучен характер распределения кадмия по толщине (z) слоев. На рис. 2 представлен типичный профиль распределения кадмия в структурах. Как видно из рисунка, при использованных режимах выращивания на поверхности эпитаксиального слоя $\sim 0,15+0,16$ ($E_g \sim 0,06$ эВ) и растет по мере приближения к границе раздела CdTe-CdHg_{1-x}Te. Анало-

гичные результаты были получены ранее в работах [1,2]. Кривую зависимости $x(z)$ можно разбить на три участка с характерными наклонами. Эти участки соответствуют трем участкам варизонной структуры со следующими градиентами E_g : ΔE_{g_1} - 640 эВ/см, ΔE_{g_2} - 80 эВ/см, ΔE_{g_3} - $2,2 \cdot 10^3$ эВ/см.

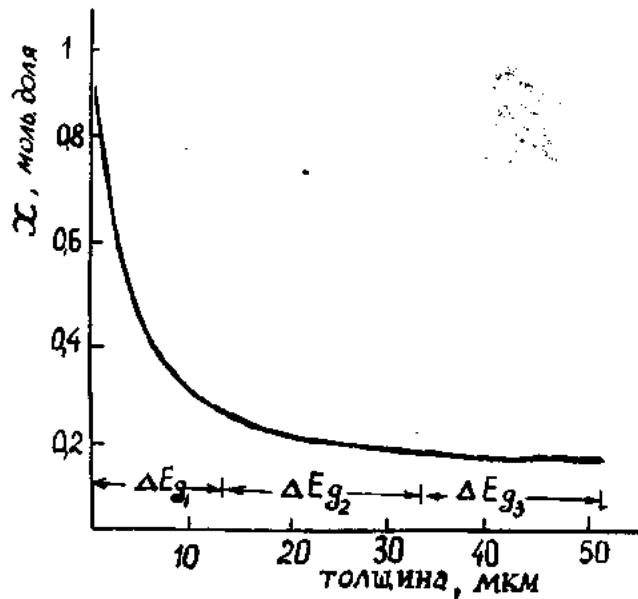


Рис. 2. Типичный профиль распределения кадмия по толщине эпитаксиальных слоев. ΔE_{g_1} , ΔE_{g_2} , ΔE_{g_3} - градиенты ширины запрещенной зоны на соответствующих участках варизонной структуры.

Измерения спектров фоточувствительности проводили в диапазоне температур 77-775 K и длин волн 2-14 мкм при электрических полях 0-1,5 В/см.

Омические (In) контакты наносили на эпитаксиальную часть структуры CdTe-CdHgTe. Структуру освещали со стороны CdTe, причем узкая полоса света направлялась в область, близкую к одному из контактов. При этом создавался градиент концентрации неравновесных носителей и наблюдалась фотоэдс.

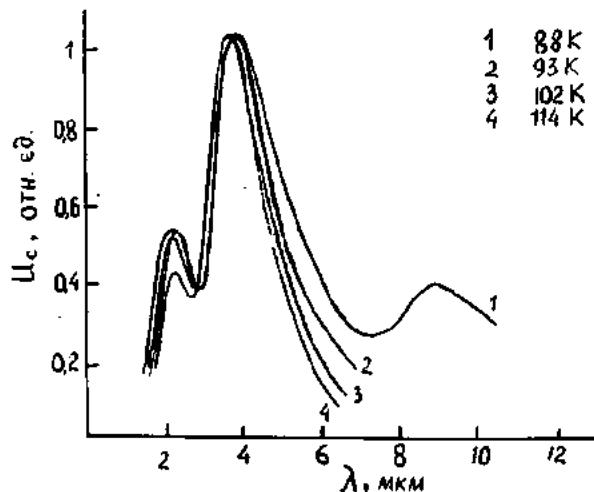


Рис. 3. Спектральная зависимость фотоотклика варизонной структуры при разных температурах и нулевом смещении.

На рис.3 представлены спектральные зависимости фотоотклика варизонных структур при нулевом смещении и при разных температурах, а на рис.4 представлен спектр фоточувствительности при разных электрических полях (при 80 K).

Как видно из рис.3 на спектре фотоотклика при нулевом смещении имеются три пика в области $\lambda=2,3-2,5$ мкм, $\lambda=4-4,5$ мкм и $\lambda=7-10$ мкм. Происхождение каждого из этих пиков на наш взгляд, связано с наличием в запрещенной зоне варизонной структуры указанных выше градиентов ΔE_g . Наименьший из этих градиентов вырождается уже при 93 K, поэтому третий пик, наблюдаемый при 88 K, с ростом температуры исчезает.

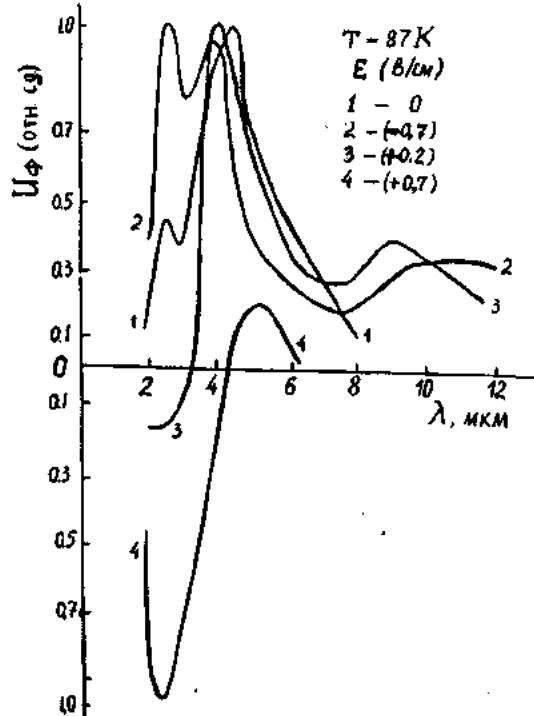


Рис. 4. Спектральная зависимость фотоотклика варизонной структуры при разных электрических полях ($T=87$ K).

Как видно из рис.4, приложенное электрическое поле заметно влияет на спектральную зависимость. Так, при полях 100-750 mV/cm пик в области $\lambda=2,3-2,5$ мкм с ростом поля постепенно уменьшается, величина фотоотклика достигает нулевого значения, а затем его знак меняется на противоположный. Второй и третий пики с ростом поля также уменьшаются и постепенно исчезают ($E=0,7-2,1$ V/cm). Объяснить полученные результаты можно следующим образом. Спектральную зависимость фототока можно рассчитать по формуле

$$J_\phi = \int_0^z g(z) \exp(-z/L) dz ,$$

где $g(z)$ - функция генерации в слое толщиной z , $L(z)$ - диффузионно-дрейфовая длина. В нашем случае весь диапазон измерений охватывается суммой функций генерации $g(z)$ на трех участках структуры с соответствующими градиентами ширины запрещенной зоны. В тоже врем-

мя, существенное влияние на форму спектра оказывает и зависимость $L(z)$, которая также неравномерна, и, в свою очередь, зависит от приложенного электрического поля. Последним и определяется, на наш взгляд, существенная зависимость спектра фотоотклика от величины и направления электрического поля.

Полученные результаты показывают, что в структурах, аналогичных исследованным в работе, можно существенно управлять формой спектра фоточувствительности и, таким образом, создавать фотоприемники с регулируемой спектральной чувствительностью.

-
- [1] C. C. Wang, S. H. Shin, M. Chu, M. Lanir, and A. H. B. Vanderwyck. J.Electrochem. Soc. Solid, State Science and Technology, 127 ph. 175-178, jan. 1980.
 - [2] M.Chu, A.H.B. Vanderwyck and D.T.Cheung. Appl. Phys. Lett., 37(5) ph. 486-488 Sep. 1980.
 - [3] J.G. Fleming and D.A. Stevenson. I. Electrochem. Soc. 1987, v. 134, № 5, ph. 1225-1227.
 - [4] E. Sand, D. Levy and Y. Nemirovsky. Appl. Phys. Lett. 46(5) March, 1985, ph. 501-503.
 - [5] Ш. А. Мирсагатов, Б. У. Айтбаев, В. М. Рубинов. ФТП, 1996, т. 30, с. 550-557.
 - [6] Э.К. Гусейнов, Д. И. Гусейнов, А. А. Раджабли и Ш. О. Эминов. Автор. Свид. СССР № 1707090, 5, 12, 1989.

Ş.O. Eminov, E.K. Hüseyinov, Ә.Ә. Әлиев, Ә.Ә. Рәсәбәли

EPİTAKSİAL n-Cd_xHg_{1-x}Te TƏBƏQƏLƏRİNİN FOTOCAVAB SPEKTRLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Məqalədə n-Cd_xHg_{1-x}Te ($0 \leq x \leq 1$) varizon epitaksial təbəqələrinin yetişdirme üsulları və təbəqələrin fotohəssashlıq spektrlərinin xüsusiyyətlərinə baxılmışdır. Güzgü hamar sethli epitaksial təbəqələrin alınmasına imkan yaradan maye faza epitaksiyası üçün yeni qurğunun təsviri verilmişdir.

Gösterilmişdir ki, fotohəssashığın spektrində üç maksimum bölgəsi müşahidə olunur. Bu maksimumlar varizon strukturunun qadağan olunmuş zonasının 640 eV/sm, 80 eV/sm və 2,2 meV/sm qradientli bölgələrinə uyğundurlar. Fotohəssashlıq spektrlərinin xassələri tətbiq olunmuş elektrik sahəsinin qiymət və istiqamətindən güclü dərəcədə asılıdır və bu da fotoqəbuledicilərin spektral his-sətməsinin nizamlanması üçün istifadə oluna biler.

Sh. O. Eminov, E.K. Guseynov, A.A. Aliyev, A.A. Radjabli

CHARACTERISTIC PROPERTIES OF EPITAXIAL PHOTOCALLING SPECTRUM n-Cd_xHg_{1-x}Te.

Range of problems of methods of growth of varizone epitaxial layers of n-Cd_xHg_{1-x}Te ($0 \leq x \leq 1$) and characteristic properties of their photocalling spectrum are presented. The original device for liquid phase epitaxy (LPE) make a possible to prepared of epitaxial layers with mirror smooth surface is described.

It is shown that wavelength regions, where maximums of photocalling spectrum is observed is in agreement with regions of varizone structure where gradient of energy band is 640 eV/ sm, 80 eV/ sm and 2,2 meV/ sm. The behavior of the photocalling spectrum strongly depends on magnitude and direction of applied electrical Held and this fact can use for regulating of spectral sensitivity of IR – photoreceivers.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ОДНОЙ ИЗОЛИРОВАННОЙ ДИСЛОКАЦИИ

С.Г. РЗАЕВ

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

Исследована DC - проводимость вдоль ядра краевой дислокации в кремнии и установлено, ненасыщенные связи ядра создают кулоновские центры со слабо перекрывающимися потенциальными ямами, перекрытие которых при определенной пороговой величине электрического поля ($E = 0,84 \cdot 10^5$ В/см) усиливается и проводимость ядра становится металлической. При определенной температуре перекрытие снимается и проводимость ядра становится диэлектрической, т.е. ядро краевой дислокации претерпевает переход металл - изолятор.

Проблема электрической активности дефектов возникла одновременно с созданием первого полупроводникового транзистора и ей посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования.

Проведенный анализ известных работ по исследованию электрически активных дефектов (ЭАД) показывает, что они все, без исключения, проводились в таких полупроводниковых приборах и кристаллах, которые содержали одновременно несколько дефектов различного вида и типа, а контролировался только один вид, т.е. изучение электрической активности каких-либо дефектов проводилось без учета наличия дефектов другого вида. В этих исследованиях не учитывалось так же место локализации дефектов по отношению к активным областям прибора, влияние на их электрическую активность величины и направления электрического поля, взаимодействие дефектов, а также функциональные и технологические особенности прибора [1-4]. Поэтому особую актуальность приобретает проведение исследований отдельных единичных ЭАД с учетом вышеуказанных особенностей, которые представляют большую научную и практическую ценность.

Из всех известных дефектов в полупроводниках, дислокациям, вследствие их широкого распространения и значительного влияния на электронные процессы, посвящено наибольшее число исследований. Однако, несмотря на это, ряд вопросов, связанных с электрической активностью дислокаций, до проведения настоящих исследований оставались нерешенными. Так, исследования электрической активности дислокации в зависимости от места ее локализации в приборе вообще не проводились: не установлена зависимость изменения электрической активности дислокаций как от величины, так и от направления электрического поля; не выяснен ряд существенных вопросов, связанных с энергетическим спектром дислокаций: является ли дислокационный спектр системой локальных уровней, одномерной зоной или системой нескольких зон? Какова ширина этих зон? Неизвестна степень локализации электронов в дислокационных состояниях, и как она изменяется под действием электрического поля. Как влияет зарядовое состояние ядра дислокации на ее энергетический спектр и проводимость. Кроме того, не изучена зависимость зарядового состояния ядра дислокации от величины и направления электрического поля, не выяснена роль примесной атмосферы в электрической активности дислокации, отсутствуют экспериментальные методы определения формы по-

тенциального барьера пространственного заряда дислокации.

Нерешенность указанных проблем объясняется отсутствием комплексных исследований, одновременно учитывающих все факторы, определяющие электрическую активность дефектов в полупроводниковых приборах: концентрация; тип; форма; ориентация; взаимодействие дефектов; место локализации в приборе; направление и величины внешнего электрического поля; функциональные особенности прибора.

Данная работа посвящена решению этих вопросов. Исследования проводились на эпитаксиально-планарных кремниевых р-п переходах, разработанных нами на базе тестовых ячеек серийных интегральных схем и изготовленных на промышленной технологии. Общий вид экспериментальных образцов приведен в [1,3]. Прежде чем приступить к изучению влияния дефектов на электронные процессы в исследуемых р-п структурах из анализа ВАХ и ВФХ, используя известные формулы и учитывая технологические особенности изготовления образцов, были определены их основные электрофизические параметры.

С целью установления корреляции между параметрами р-п структур и дефектами был использован широкий класс экспериментальных методов, основанных на различных электрофизических, электронно-микроскопических и металлографических явлениях: анализ ВАХ, ВФХ и ТСТ; методы растровой и просвечивающей электронной микроскопии (РЭМ, ПЭМ), релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), металлографии.

Используя перечисленные методы, исследована электрическая активность дислокации в контролируемых условиях, т.е. учитывались тип, форма, наличие примесной атмосферы, место локализации в приборе и его функциональные особенности, взаимная ориентация электрического поля и дислокации, что позволило исключить статистический разброс измеряемых величин и однозначно интерпретировать полученные результаты. Из исследования электрической активности одной дислокации, выделенной из множества дислокаций в р-п переходе, в зависимости от ориентации внешнего электрического поля показано, что ее активность проявляется в различных формах. Установлено, что в перпендикулярном поле ядро дислокации без примесной атмосферы играет роль генерационно-рекомбинационных центров, которые обуславливают повышенные токи утечки и уменьшают напряжение пробоя р-п перехода [1,2]. На рис.1 показаны

кривые ТСТ р-п переходов с одной краевой вторичной дислокацией, перпендикулярной полю слоя объемного заряда (СОЗ). На основе анализа этих кривых показано, что краевая дислокация в кремнии создает глубокие центры донорного типа и определены их основные параметры: энергия активации ($0,38$ эВ); концентрация ($5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$); сечение захвата (10^{-20} см 2); коэффициент эмиссии ($5,33 \cdot 10^{-2}$ с $^{-1}$). Высота потенциального барьера цилиндрического пространственного заряда, окружающего дислокацию, и коэффициент заполнения ненасыщенных связей ядра линейно изменяются с полем. Определена форма кривой потенциальной энергии взаимодействия краевой дислокации с носителями. Показано, что электронные состояния ненасыщенных связей ядра краевой дислокации в кремнии образуют энергетическую зону шириной $\sim 0,007$ эВ, в которой плотность состояний экспоненциально растет от ее краев к середине и максимум плотности приходится на уровень $E_v + 0,38$ эВ.

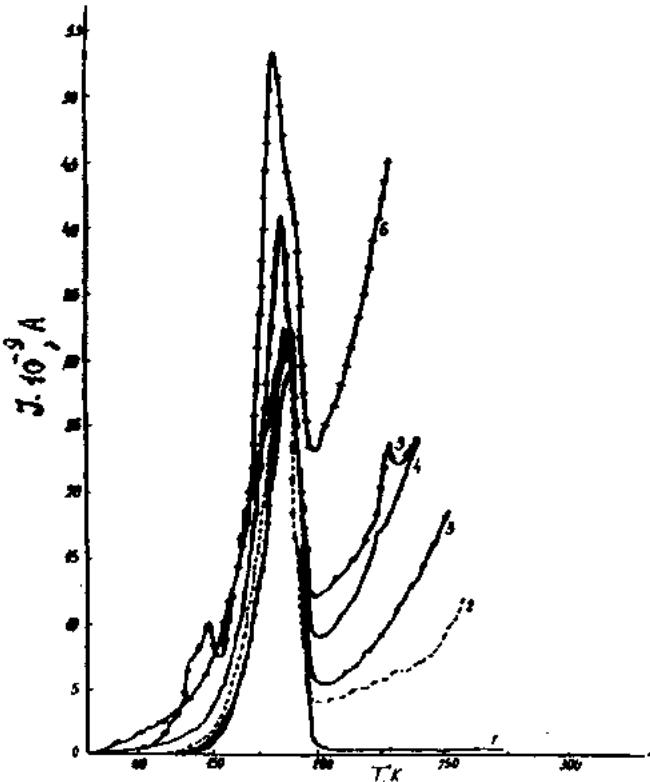


Рис. 1. Термостимулированные токи при различных величинах обратного смещения U_R на р-п переходе с одной активной дислокацией $U_R=0,2,3,4,5$ В, соответственно, для кривых 1-5, скорость нагревания образца $0,35$ град./с.

Исследована DC-проводимость вдоль ядра краевой дислокации в кремнии и установлено, что ненасыщенные связи ядра создают кулоновские центры со слабо перекрывающимися потенциальными ямами, перекрытие которых при определенной пороговой величине электрического поля ($E = 0,84 \cdot 10^5$ В/см) усиливается и проводимость

ядра становится металлической. При определенной температуре перекрытие снимается и проводимость ядра становится диэлектрической, т.е. ядро краевой дислокации претерпевает переход металл-изолятор [2-4]. Температура перехода металл-изолятор увеличивается с ростом электрического поля (рис.2а) и уменьшается с увеличением степени заполнения ненасыщенных связей ядра (рис.2б).

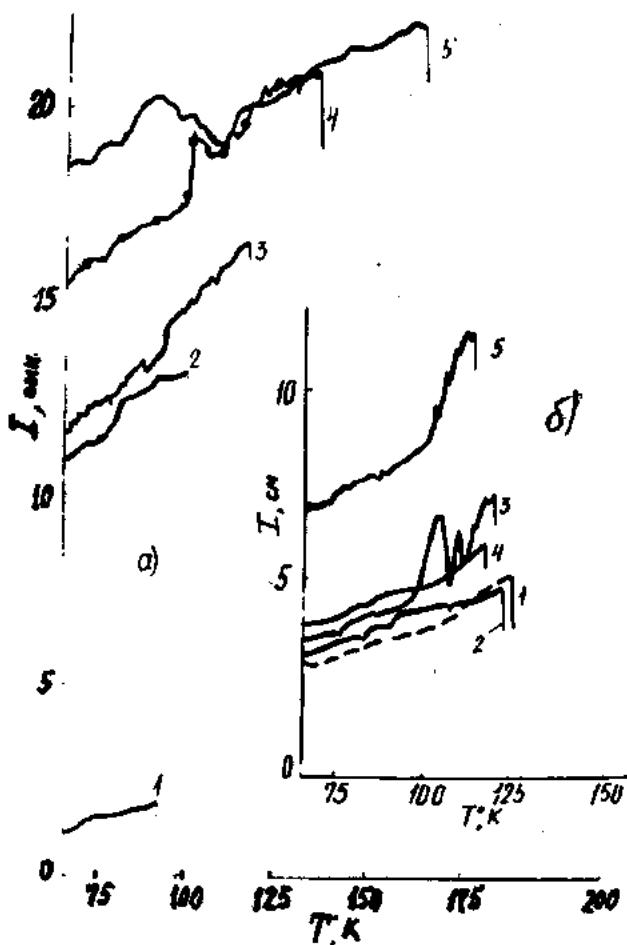


Рис.2. Температурная зависимость тока I вдоль дислокации
а) - при различных обратных смещениях на р-п переходе $U_R = 1,2,3,4,5$ В, соответственно для кривых 1-5;
б) - от тока зарядки дислокации. Кривым 1-5 соответствуют следующие значения прямого тока: $1 \cdot 10^{-9}$, $1 \cdot 10^{-7}$, $1 \cdot 10^{-6}$, $1 \cdot 10^{-5}$ А. Величина тока I приведена в относительных единицах, одному делению соответствует ток $2,5 \cdot 10^{-10}$ А.

Наблюдаемый переход металл-изолятор объясняется сильными корреляционными эффектами. Хаббардовское взаимодействие электронов приводит к расщеплению дислокационной зоны на полностью заполненную и пустую, вследствие чего проводимость ядра становится диэлектрической. Определена энергетическая структура дислокационной зоны в кремнии.

- [1] С.Г. Рзаев, А.Г. Абдуллаев. Микроэлектроника, 1984, т. 13, в. 3, с. 260-263.
- [2] С.Г.Рзаев. ЭТ, сер. "Материалы", 1991, в. 7, с.23-26.
- [3] С.Г.Рзаев, Э.П.Нахмедов.ФТГ,1993,в.4,с.1038-1042.
- [4] S.G.Rzayev. Second Internal. School-conference PPMSS' 97, Chernivtsi, 1997.

S.Q. Rzayev

İZOLƏ EDİLMİŞ TƏK DİSLOKASIYANIN ELEKTRİK AKTİVLİYİ

Silisiumda izole edilmiş tek qıraq dislokasiya boyunca DC-keçiriciliyi tedqiq edilmişdir ve müəyyənmişdir ki, dislokasiyanın özəyində doymamış rabitələr bir-birini zəif bürüyən Kulon mərkəzləri yaradır. Elektrik sahesi müəyyən həddə ($E=0,84 \cdot 10^5$ V/sm) çatdıqda bürümə artır və özəyin keçiriciliyi artıb metalik olur. Müəyyən temperaturda bürümə aradan qalxır və keçiricilik dielektrik xarakterli olur, yəni dislokasiyanın özəyində metal-izolyator keçidi müşahidə olunur.

S.G. Rzayev

ELECTRICAL ACTIVITY OF THE ONE ISOLATED DISLOCATION

There have been investigated DC-conductivity alone edge dislocation in Si and its established that nucleus broken bonds give rise to Coulomb centres with weakly overlapping potential well-overlap of these wells at certain threshold quantity of electric field ($E = 0.84 \cdot 10^5$ V/cm) reinforces and conductivity of nucleus becomes metal. At temperature overlap takes off and nucleus conductivity becomes insulator, i.e. nucleus edge dislocation undergo metal-insulator transition.

ЭЛЕКТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОЙ ФАЗЫ $\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{1,75}\text{S}_3$

М.Г.КЯЗУМОВ, Г.Г.ГУСЕЙНОВ, А.Б.МАГЕРРАМОВ, И.Г. АЛИЕВ

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

Из отдельных элементов синтезированы кристаллы $\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{1,75}\text{S}_3$ и по электронограммам от текстуры установлены следующие параметры моноклинной решетки: $a=6,552 \text{ \AA}$, $b=3,783 \text{ \AA}$, $c=12,621 \text{ \AA}$, $\beta=99,997^\circ$, пр. гр. $C2/m$.

Известно, что в системе $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{S}_3$ ($0 \leq x \leq 0,5$) синтезировано и выращено много соединений со структурными типами ТТОТП₁, ТОТП₁, ТОТП₁, ТОТП₁ОО₁, ТОТП₁ОО₁ТОТП₂ [1-8]. О и Т - октаэдры и тетраэдры, соответственно. П - пустой, Π_1 и Π_2 - частично заполненные (менее 1/3, причем, надо иметь ввиду, что эта цифра относится к каждым П(Т) и П(О) позициям отдельно, т.е. они не слагаются) полизидрические слои. Настоящая работа является результатом продолжающихся исследований в этом направлении.

Кристаллы $\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{1,75}\text{S}_3$ синтезированы из отдельных элементов. Текстурированные образцы приготовлены путем осаждения микрокристалликов из суспензии в воде на целлюлонидную пленку, покрывающую металлическую сетку. Электронографические исследования проведены на электронографе ЭГ-400, ($2L\lambda=39,4 \text{ mm} \cdot \text{\AA}$).

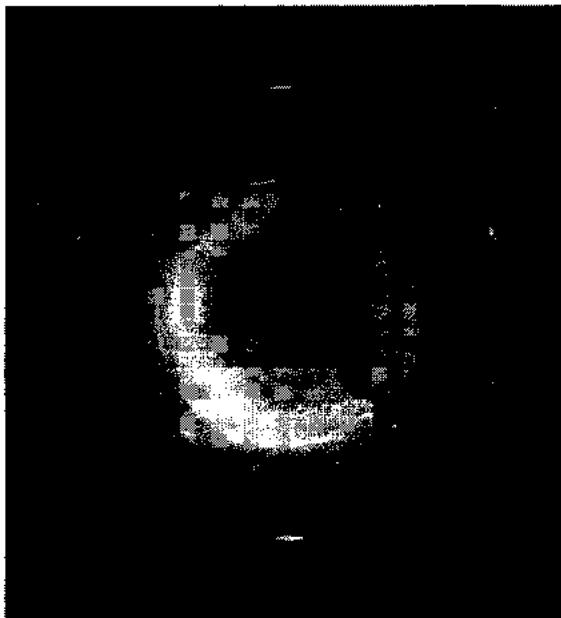


Рис. Электронограмма от текстуры $\text{Ga}_{0,25}\text{In}_{1,75}\text{S}_3$.

На рис. показана электронограмма от текстур этого соединения. Геометрия расположения рефлексов на малой оси эллипсов указывает на моноклинность кристаллической решетки. В таблице 1 приведены геометрические параметры $2R$, $2D$, d и интенсивности каждого рефлекса, где d - межплоскостное расстояние. D_{hk1} - в масштабе $L\lambda$, расстояния между узлами обратной

решетки и плоскости, соответствующей плоскости пленки.

$$D_{hk1} = (R_{hk1}^2 - R_{hk}^2)^{1/2},$$

где R_{hk} - малая ось эллипса, R_{hk1} - радиус-векторы рефлексов [9].

Используя эти данные, определены параметры кристаллической решетки:

$2q = 3,174 \text{ mm}$; $2p = 1/3q = 1,06 \text{ mm}$; $b = 3,783 \text{ \AA}$; $2p/2R_{10} = \operatorname{tg}(90-\beta)$; $R_{10} = R_{30}/3$; $90-\beta = 99,997^\circ$; $\beta = 99,997^\circ$; $c_n = 12,429 \text{ \AA}$; $c = c_n/\sin\beta = 12,621 \text{ \AA}$; $c_n = 2\lambda L/2q$; $a = 6,552 \text{ \AA}$, где q - в масштабе λL , расстояние между узлами $hk1$ и $hk(1+I)$ обратной решетки.

Таблица 1

№	$I_{\text{эксп.}}$	$2R$	2D		$hk1$	$d_{\text{скр.}}$
			эксп.	теор.		
1.	0 0 сл.					
2.	ср. сл	10,355	8,43	8,45	103	3,805
3.	сильн.	12,152	10,56	10,57	103	3,242
0.	0.сл.	10,415			010	3,783
1.	сред.сильн.	12,198	6,35	6,34	012	3,230
1.	сильн.	12,076	1,10	1,06	110 (201)	3,263
2.	сильн.	12,216	2,15	2,12	200 (111)	3,225
3.	сред.сильн.	12,744	4,22	4,23	111 (202)	3,092
4.	0 0 сл.	14,073	7,31	7,4	112 (203)	2,800
5.	сильн.	14,709	8,47	8,46	202 (113)	2,679
6.	0 сл.	15,894	10,53	10,57	113 (204)	2,465
7.	0 сл.	16,757	11,67	11,63	114 (203)	2,351
8.	0 сл.	18,229	13,70	13,74	114 (205)	2,161
9.	0 сл.	19,054	14,78	14,79	115 (204)	2,068
10.	сильн.	20,750	16,91	16,91	115 (206)	2,899
1.	0 сл.	18,014	8,45	8,46	212	2,187
2.	средн.	19,084	10,54	10,56	214	2,065
0.	0 сл.	18,039			301	2,184
1.	средн.	19,107	6,30	6,34	301	2,062
0.	0.0.сильн.	20,830			020	1,892
1.	средн.	22,836	9,48	9,51	0,23 (312)	1,722
2.	0. сл.	24,376	12,66	12,68	0,24 (313)	1,616
1.	сл.	24,117	10,56	10,57	123	1,634

- [1] Г.Г. Гусейнов, М.Г. Кязумов, А.С. Кулиев, И.Р. Амирасланов, Г.С. Мехдиев. ДАН Аз. ССР, 1988, т. XIV, № 7, с. 26-29.
- [2] И.Р. Амирасланов, Г.Г. Гусейнов, Х.С. Мамедов, А.С. Кулиев. Кристаллография, 1988, т. 33, вып. 3, с. 767-768.
- [3] А.Г. Абдуллаев, И.Р. Амирасланов, М.Г. Кязумов. Препринт № 66, 1988, НПО КИ, Баку, с. 19.
- [4] М.Г. Кязумов. Материалы I Всесоюзного симпозиума "Методы дифракций электронов в исследовании структуры вещества", г. Звенигород, 1991, с. 35.
- [5] М.Г. Кязумов, И.Р. Амирасланов, М.Г. Казымов. Сообщения НПО КИ, Баку: Элм, 1990, № 6, с. 213-218.
- [6] И.Р. Амирасланов, Ф.Ю. Асадов, А.А. Исаев, Г.Г. Гусейнов. Кристаллография, 1989, т. 34, № 4, с. 1012.
- [7] И.Р. Амирасланов, Ф.Ю. Асадов, Б.А. Максимов, В.И. Молчанов, А.А. Мусаев, Н.Г. Фурманова. Кристаллография, 1990, т. 35, вып. 2, с. 332-336.
- [8] Б.Б. Заягин, М.Г. Кязумов. Известия АН России, сер. физ., 1993, т. 57, № 2, с. 22-29.
- [9] Б.Б. Заягин. Электронография и структурная кристаллография глинистых материалов, М., Наука, 1964, с. 312.

М.Н. Казимов, Г.Н. Hüseyinov, Ə.B. Məhərrəmov, İ.H. Əliyev

Ga_{0,25}In_{1,75}S₃-YENİ FAZASININ ELEKTRONOQRAFİK TƏDQİQİ

Aüpl-augl elementlerden Ga_{0,25}In_{1,75}S₃ kristalları sintez olunmuş və teksturadan alınmış elektronogramlar əsasında monoklinik qəfəsin $a=6,552 \text{ \AA}$, $b=3,783 \text{ \AA}$, $c=12,621 \text{ \AA}$, $\beta=99,997^\circ$ parametrləri və faza qrupu $C2/m$ tə'yin olunmuşdur.

M.G. Kyazumov, G.G. Guseinov, A.B. Magerramov, I.G. Aliev

ELECTRON DIFFRACTION INVESTIGATIONS OF NEW PHASE OF Ga_{0,25}In_{1,75}S₃.

From separate elements Ga_{0,25}In_{1,75}S₃ crystals have been synthesized and determined following parameters of monoclinic lattice: $a=6,552 \text{ \AA}$, $b=3,783 \text{ \AA}$, $c=12,621 \text{ \AA}$, $\beta=99,997^\circ$ and space group $C2/m$ by electron diffraction patterns.

ОБ ОДНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ф.Т. ХАЛИЛ-ЗАДЕ

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

Работа посвящена построению и исследованию суперсимметричной $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ модели электрослабого взаимодействия. Рассмотрен вопрос спонтанного нарушения суперсимметрии, получены выражения для масс калибровочных, хиггсовских бозонов и их суперпартнеров, а также гиперзарядов хиггсовских полей.

Несмотря на впечатляющие успехи стандартной модели, она содержит ряд теоретических недостатков (проблема иерархии, проблема семейств и т.д.) и требует выхода за ее рамки. Суперсимметричные теории дают элегантное решение проблемы иерархии. Такой же подход решения проблемы иерархии нашел свое развитие в суперструнных теориях. В работе [1] было показано, что если калибровочная группа $E_8 \times E_8$ или $SO(32)$, то такая теория свободна от аномалий, и она включает в себя все виды взаимодействий, в том числе и гравитацию. Далее группа E_8 нарушается до E_6 с $N=1$ локальной суперсимметрией. В низкоэнергетическом пределе группа E_6 содержит, по крайней мере, один дополнительный $U(1)$ фактор [2]. Вследствие этого представляет определенный интерес построение и исследование низкоэнергетических суперсимметрических $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ моделей. Этому вопросу посвящены ряд работ [3-9].

Настоящая работа посвящена одной из возможностей построения суперсимметричной $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ модели электрослабого взаимодействий.

Предположим, что некоторая часть гиперзаряда Y_1 гольдстоун-хиггсовских полей обуславливает взаимодействие с бозонным полем α_μ а также с его фермионным партнером λ' . Другая часть гиперзаряда Y_2 , определенная как $Y_2 = 2 \bar{Q} - Y_1$, обуславливает взаимодействие со вторым бозонным полем $\tilde{\alpha}_\mu$ и его фермионным партнером λ'' . Рассмотрим случай, когда суперсимметрия нарушена двумя изодублетами $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$, $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$ и изосинглетом N . Для гиперзарядов гольдстоун-хиггсовских полей примем обозначения: для $H_1 - Y_1 = Q_1$ ($Y_2 = -1 - Q_1$); для $H_2 - Y_1 = Q_2$ ($Y_2 = 1 - Q_2$) и для $N - Y_1 = Q_N$ ($Y_2 = -Q_N$). В этом случае скалярный потенциал имеет вид:

$$V = \frac{1}{8} \left\{ g^2 (H_1^+ \bar{\tau} H_1^- + H_2^+ \bar{\tau} H_2^-)^2 + g_1^2 (Q_1 |H_1|^2 + Q_2 |H_2|^2 + Q_N |N|^2) + g_2^2 \left[-(1 + Q_1) |H_1|^2 + (1 - Q_2) |H_2|^2 - Q_N |N|^2 \right] \right\} + |h_1 \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + h_2|^2 + h_1 (|H_1|^2 + |H_2|^2) |N|^2 \quad (1)$$

Выбирая вакуумные средние хиггсовских полей в виде $\langle H_1 \rangle = (v_1 / \sqrt{2})(1,0)$, $\langle H_2 \rangle = (v_2 / \sqrt{2})(0,1)$, $\langle N \rangle = 0$, из условия минимальности скалярного потенциала (1), имеем

$$\operatorname{tg} \theta_v = \frac{g^2 + Q_2^2 g_1^2 + (1 - Q_2)^2 g_2^2}{g^2 + Q_1^2 g_1^2 + (1 + Q_1)^2 g_2^2}, \quad (2)$$

где $\operatorname{tg} \theta_v = v_1/v_2$. Отличный от нуля минимум потенциала (1) показывает, что как суперсимметрия, так и калибровочная симметрия спонтанно нарушены.

Взаимодействие калибровочных бозонов с хиггсовыми полями приводит к тому, что поля W^\pm , приобретают массу $m_W^2 = g^2(v_1^2 + v_2^2)/4$. Преобразование полей b_μ^3 , α_μ и $\tilde{\alpha}_\mu$ в физические поля A_μ , $Z_{1\mu}$ и $Z_{2\mu}$ выразим через углы Эйлера, а именно рассмотрим представление

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_{1\mu} \\ Z_{2\mu} \end{pmatrix} = O \begin{pmatrix} b_\mu^3 \\ a_\mu \\ c_\mu \end{pmatrix},$$

где $O = O_3(\xi)$, $O_1(\theta)$, $O_3(\eta)$. Далее рассмотрим случай вращения $\varepsilon = \pi/2$. Это условие приводит к следующему соотношению

$$\operatorname{tg} \theta_v = \frac{Q_2 - \sin^2 \eta}{Q_1 + \sin^2 \eta}, \quad (3)$$

где $\sin \eta = g_2/g_0$, $g_0 = (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}$. Для масс нейтральных векторных Z_1 и Z_2 -бозонов имеем (поле A_μ остается безмассовым):

$$m_{z_1}^2 = \frac{m_W^2}{\cos^2 \theta}, \quad m_{z_2}^2 = \frac{1}{4} \frac{g_o^2 v_1^2 v_2^2 (Q_1 + Q_2)^2}{v_1^2 + v_2^2}, \quad (4)$$

где $\cos \theta = gg_0 / \bar{g}$, $\bar{g} = (g^2 g_0^2 + g_1^2 g_2^2)^{1/2}$.

Условия (2) и (3) позволяют определить гиперзаряды хиггсовских полей H_1 и H_2

$$\begin{aligned} Q_1 &= -\frac{1 - 2 \sin^2 \eta \cos 2\theta}{2 \sin^2 \theta} (1 + ctg^2 \theta_v), \\ Q_2 &= -\frac{\cos^2 \eta}{2 \sin^2 \theta} (1 + tg^2 \theta_v) \end{aligned} \quad , \quad (5)$$

Отметим, что пользуясь выражениями (5) легко можно показать, $m_{z_2} > m_{z_1}$.

Теперь рассмотрим массы физических скалярных бозонов, возникающих в предложенной модели. Представим хиггсовские поля в виде

$$H_1 = \begin{pmatrix} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} + H_2^2 \end{pmatrix} \text{ и } N.$$

Диагонализация потенциала (1) осуществляется с помощью выражений, приведенных в [9]. В этом случае получаем, что в предложенной модели имеются заряженные H^\pm и четыре нейтральных H_i^0 ($i=1+4$) хиггсовских бозонов, имеем

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_{W^\pm}^2 + m_{z_2}^2, \quad m_{H_1^0}^2 = \frac{1}{4} [h_1^2 (v_1^2 + v_2^2) + m_{z_1}^2 + 2m_{z_2}^2], \\ m_{H_2^0}^2 &= \frac{1}{4} [h_1^2 (v_1^2 + v_2^2) + m_{z_2}^2], \quad m_{H_3^0}^2 = m_{H_4^0}^2 = h_1^2 (v_1^2 + v_2^2) + \frac{Q_N}{|Q_1 + Q_2|} m_{z_2}^2 \end{aligned}$$

Для масс суперпартнеров калибровочных бозонов, появляющихся в предложенной модели, имеем

$$\begin{aligned} m_{\tilde{W}_1^-} &= \sqrt{2} m_W \sin \theta_v, \quad m_{\tilde{W}_2^-} = \sqrt{2} m_W \cos \theta_v, \\ m_{\tilde{Z}_1} &= m_{z_1}, \quad m_{\tilde{Z}_2} = m_{z_2}. \end{aligned}$$

Отметим, что в предложенной модели также имеется суперпартнер хиггсовского бозона массы

$$m_{\tilde{H}}^2 = \frac{h_1^2}{2} \cdot (v_1^2 + v_2^2).$$

В заключении перечислим основные результаты предложенной модели. В модели имеется один безмассовый калибровочный мультиплет (\tilde{y}, γ) , состоящий из Майорановского фермиона (фотино) и фотона. Четыре массивных мультиплета $(H^-, \tilde{W}_1^-, W^-)$, $(H^+, \tilde{W}_2^+, W^+)$, $(H_1^0, \tilde{Z}_1, Z_1)$ и $(H_2^0, \tilde{Z}_2, Z_2)$, состоящих из реального скалярного поля, Дираковского фермиона и калибровочного поля. Кроме того, имеется массивный мультиплет $(H_3^0, H_4^0, \tilde{H})$, состоящий из двух скаляров и одного Дираковского фермиона.

- [1] M.B.Green, J.H.Schwarz. Phys. Lett., B149, 117, 1984.
- [2] F. del Aguila et al. Nucl.Phys., B272.413, 1986; B284, 530, 1987.
- [3] P. Fayet. Phys. Lett., B64, 159, 1976; B69, 489, 1977.
- [4] S. Weinberg. Phys. Rev., D26, 287, 1982.
- [5] R. Barbieri, S. Ferrara, P.V. Nanopoulos. Phys. Lett.,

- B116,16,1982.
- [6] T. Inami, C.S. Lim. Nucl.Phys., B207, 533, 1982.
- [7] T.G. Rizzo. Phys. Rev., D34, 1438, 1986.
- [8] V. Barger, K. Whisnant. Phys. Rev., D36, 3429, 1987.
- [9] Ф.Т. Халил-заде. Препринт №315, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1989.

F.T. Khalil-zade

ELEKTROZƏİF QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİN SUPERSİMMETRİK $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ -MODELİ

Elektrozeif qarşılıqlı təsirlərin supersimmetrik $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ -modeli qurulmuş və tədqiq edilmişdir. Supersimmetriyanın spontan pozulması baxılmış, aralıq, hıqqıs bozonlarının, onların supersimmetriyalarının kütlələri və hıqqıs bozonlarının hiperyükləri üçün ifadələr almışdır.

F.T.Khalil-zade

ABOUT THE SUPERSYMMETRIC $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ MODEL OF ELECTROWEAK INTERACTIONS

The possibility of construction of the supersymmetric $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ model of electroweak interactions have been considered. Spontaneous symmetry breaking have been investigated and the masses of the gauge, Higgs bozons and their superpartners and the Higgs fields hypercharges have been calculated.

Дата поступления: 29.11.98

Редактор: И.Г. Джасаров

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЁНОК $Pb_{1-x}Sn_xSe$

Х.Д. ДЖАЛИЛОВА, И.Р. НУРИЕВ, Н.В. ФАРАДЖЕВ, М.И. АБДУЛЛАЕВ, Е.К. ГУСЕЙНОВ
Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана,
370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 кв-л

На подложках BaF_2 получены epitаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0,03 \leq x \leq 0,07$) с пониженной концентрацией легируемых элементов In ($N_{In} \geq 0,3$ вес %). Структурное совершенство пленок контролировалось электронографическим и рентгенодифрактометрическим методами. В интервале температур 77-300 К исследованы температурные зависимости коэффициента Холла в этих пленках. В пленках n- $Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se$ ($n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$) обнаружен аномальный ход температурной зависимости постоянной Холла $R_H(T)$ обусловленный наличием примесного донорного уровня, находящегося на глубине $\varepsilon = \varepsilon_c - (0,02-0,03 \text{ эВ})$ в запрещенной зоне исследуемого материала.

Эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$, получившие широкое практическое применение в спектральном диапазоне 8-12 мкм [1] широко используются в оптоэлектронике. Наилучшие результаты достигнуты на подложках из свежесколотого BaF_2 [2,3], который прозрачен в этом спектральном диапазоне, имеет хорошую механическую прочность и химически инертен. В [4], на основе epitаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($0,062 \leq x \leq 0,070$) изготовлены высококачественные фотодиоды с барьером Шоттки. Переходы формировались нанесением слоев свинца на пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$, полученные вакуумным напылением на сколы BaF_2 . Концентрация носителей в слоях $Pb_{1-x}Sn_xSe$ составляла $(2-6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 77 К. Однако о фотопроводимости монокристаллов или epitаксиальных пленок твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xSe$ в области составов, соответствующих длинам волн 8-12 мкм, до настоящего времени, по-видимому, не сообщалось. Причина заключается в сравнительно высоких примесных концентрациях ($\geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) получаемых образцов, ввиду того, что они кристаллизуются с отклонением от стехиометрии. В ряде работ [5,6] исследовались монокристаллы и epitаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$, в которых имеются данные по их электрофизическим и фотоэлектрическим свойствам. Однако, характер механизмов рассеяния носителей тока в этих материалах окончательно не выяснен. В связи с вышеизложенным, целью настоящей работы являлось получение epitаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с пониженной концентрацией носителей тока и исследование их электрофизических свойств. С целью снижения концентрации носителей тока и уменьшения вакансий из под металла, epitаксиальные пленки были получены из заранее синтезированных и легированных индием образцов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ на диэлектрической подложке $BaF_2(111)$ методом молекуллярно-лучевой epitаксии. Перед процессом напыления подложки, для очищения поверхности от возможных загрязнений, отжигались при разных температурах.

Для получения информации о процессах рассеяния тока носителей, исследованы электрофизические свойства epitаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0,03-0,07$), легированных In с различными степенями компенсации и однородности. Пленки n-типа проводимости получались легированием $Pb_{1-x}Sn_xSe$ индием (более 0,3 вес %) при избытке сверхстехиометрического Se. Температура осаждения ($420-450 \pm 0,5^\circ\text{C}$, рабочее давление остаточных газов в установке $1-2 \cdot 10^{-4} \text{ Па}$, толщина полученных пленок

составляла 1-1,5 мкм. Кристаллическую структуру пленок исследовали методами электронографии и рентгенодифрактометрии.



Рис. 1. Электронограмма epitаксиальных пленок $Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se$.

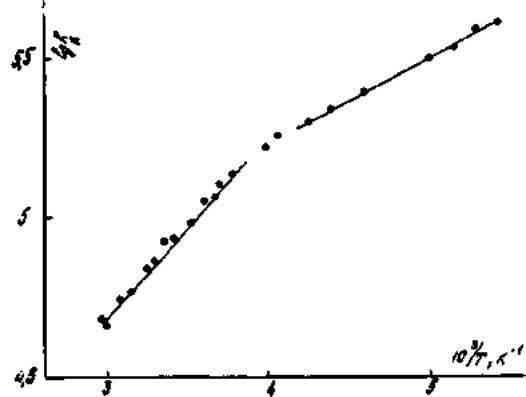


Рис. 2. Температурная зависимость постоянной Холла для n- $Pb_{0,93}Sn_{0,07}Se$.

На рис. 1 приведена электронограмма на отражение поверхности epitаксиальных пленок на $Pb_{1-x}Sn_xSe$ легированных In. Пленки имеют мозаично-монокристаллическую структуру с плоскостью роста (111) пл. II (111) подл. Полуширина кривого качания рентгеновской дифракции $W_{1/2} = 180-200''$. В случае нелегированной In пленки $Pb_{1-x}Sn_xSe$ структура пленок менее совершенна, о чем можно судить по появлению между дуговыми рефлекса-

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ВОЗДУХЕ И В ВАКУУМЕ НА ПОВЕРХНОСТНОЕ И ОБЪЕМНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ Cu_2O

Э.Н. ЗАМАНОВА, Л.А. АЛИЕВА

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

Высокотемпературным окислением получены однофазные образцы закиси меди с удельным сопротивлением $\rho = 1+2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Исследовано влияние отжига на воздухе при 500°C и в вакууме при 1020°C на поверхностное и объемное удельное сопротивление Cu_2O . Установлено, что электрические параметры однофазных образцов Cu_2O в результате отжига на воздухе и в вакууме слабо изменяются, наблюдается стабильность состава и электрических параметров.

Введение.

В связи с поиском дешевых фотопреобразователей и высокотемпературных сверхпроводников в последние годы интерес к закиси меди непрерывно возрастает [1-3]. Однако, вопросы деградации параметров Cu_2O в зависимости от условий получения и обработки, их влияния на характеристики приборов, созданных на основе Cu_2O остаются в центре внимания. В настоящей статье исследуется влияние отжига на воздухе и в вакууме на удельное сопротивление Cu_2O .

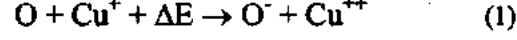
Эксперимент и обсуждение.

Согласно литературным данным закись меди является типичным дырочным полупроводником нестехиометрического состава с избытком кислорода, что приводит к образованию катионных вакансий и электронных дырок [4]. Дефектные полупроводники исследовались нами и ранее [5-7]. Однофазные образцы Cu_2O были получены нами по технологии, описанной в работе [8] введение нескольких изменений в продолжительность окисления. Так как при получении Cu_2O размеры зерен зависят от размеров кристаллов исходной меди [9], пластиинки меди (марки М1) размерами 1 см х 1 см х 0,8 мм шлифовались, полировались, травились в разбавленной азотной кислоте, промывались в дистиллиированной воде, просушивались, а затем отжигались в вакууме (10^{-4} мм рт.ст.) при температуре $1025-1035^\circ\text{C}$ 3 часа с последующим медленным охлаждением в течении 16 часов. Полученные образцы во избежание реакции Cu_2O с конструкционными материалами печи помещались в кварцевую трубку и окислялись на воздухе при 1040°C в течение 4 час. 30 минут. Слой CuO , образующийся на поверхности Cu_2O , имеющий черный цвет, удалялся механически шлифовкой и полировкой.

Объемное и поверхностное удельное сопротивление Cu_2O было измерено двухзондовым методом. Во всех случаях измерения на образцы наносился омический контакт с помощью Ag-пасты. Исходные образцы имели следующие значения удельного сопротивления: $\rho_{\text{пов.}} = 1+2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_{\text{об.}} = 1,5+4 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Заниженные значения $\rho_{\text{пов.}}$ (в 1+2 раза) могут быть связаны с хемосорбицией кислорода на поверхности, которая зависит от температурных режимов обработки. Для исследования влияния температурных обработок на воздухе и в вакууме на удельное сопротивление Cu_2O , нами применя-

лись разные режимы. Как известно, отжиг на воздухе при 500°C увеличивает концентрацию кислорода в Cu_2O , что приводит к росту концентрации основных носителей [10]. Нами использованы исходные образцы, имевшие $\rho_{\text{пов.}} = 2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и $\rho_{\text{об.}} = 4 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, которые подвергли отжигу на воздухе при 500°C в течении 4-5 часов. Затем образцы сразу закаливались путем погружения в дистиллиированную воду. Такой режим обработки приводит к уменьшению и поверхностного и объемного удельного сопротивления: $\rho_{\text{пов.}} = 10 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_{\text{об.}} = 3,5 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, что по-видимому связано с увеличением числа внедренных атомов кислорода в решетке Cu_2O .

По мнению авторов [11] избыток кислорода в кристаллической решетке Cu_2O , вероятнее всего, связан с атомами кислорода, внедренными в кристаллическую решетку, но не с вакансиями регулярных ионов меди в этой решетке. Во время высокотемпературной обработки кристаллов Cu_2O происходит захват электронов иррегулярными атомами кислорода от регулярных ионов меди за счет тепловой энергии:



где O - иррегулярный атом кислорода; Cu^+ - регулярный ион меди; O^- - иррегулярный ион кислорода (атом кислорода, захвативший электрон от иона Cu^+); Cu^{++} - регулярный ион меди, носитель электронной дырки; ΔE - энергия активации процесса.

По экспериментальным данным авторов [11] энергия внедрения кислорода в решетку Cu_2O равна 0,5 эВ, а электропроводность изменяется в зависимости от давления кислорода в окружающей среде по закону:

$$\sigma = \text{const} \cdot P \cdot O_2^{1/7} \quad (2)$$

Для удаления кислорода с приповерхностных слоев исходные образцы помещались в кварцевую ампулу и в вакууме 10^{-4} мм рт.ст. в закрытом объеме отжигались при 1020°C в течении 3,5 часа с последующим медленным охлаждением в течении 18 часов. После такого отжига удельное сопротивление увеличилось: $\rho_{\text{пов.}} = 2,6 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_{\text{об.}} = 6,5 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, что мы связываем с дефицитом кислорода. Эти значения удельного сопротивления не согласуются с результатами авторов [12], согласно которым после такого отжига удельное сопротивление Cu_2O должно было увеличиться до

$\sim 10^{10} \div 10^{11}$ Ом·см. В свежих образцах полученных авторами [12] после пребывания на воздухе в течение 30 минут удельное сопротивление падало на порядок, а в течении часа - на 2 порядка. По-видимому, это объясняется тем, что у них образцы во время отжига находились под постоянной откачкой, избыточный кислород удалялся, что приводило к увеличению удельного сопротивления на 6-7 порядков, а при выносе на воздух их удельное сопротивление было нестабильным и изменялось со временем. В нашем случае образцы находились в закрытом объеме и во время отжига освободившийся кислород создавал определенное равновесное давление, при котором удельное сопротивление Cu_2O увеличивалось в 2,6-3,2 раза, однако, порядок (10^4) оставался, как и

в исходных образцах и не менялся со временем на воздухе.

Выводы.

1. Введение кислорода (отжиг на воздухе до 500°C) и выведение кислорода (отжиг в вакууме до 1020°C) изменяет только коэффициент в значениях удельного поверхностного и объемного сопротивления Cu_2O , а порядок (10^4) остается неизменным, как у исходных образцов.

2. Подобран оптимальный высокотемпературный режим получения однофазных образцов Cu_2O со стабильными электрическими параметрами.

-
- [1] А.А. Самохвалов, Т.И. Арбузова, Н.А. Винглин, С.В. Наумов, В.Р. Галахов и др. ФТТ, 1998, т.40, №2, с.295-298.
 - [2] В.К. Мухоморов. Оптика и спектроскопия, 1998, т.84, №3, с.481-485.
 - [3] Л.И. Ленюк, Г.Ю. Бобонас, Д.Ю. Пущаровский, В.В. Мальцев. Кристаллография, 1998, т.43, №2, с.291-312.
 - [4] Б.А. Тазенков, Э.А. Абляисова. Неорганические материалы, 1969, т.5, №5, с.858-863.
 - [5] Э.Н. Заманова, М.А. Джсафаров. ФТП, 1995, т.29, №8, с.1411-1415.
 - [6] Э.Н. Заманова, К.П. Мамедов. Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1979, т.15, №7, с. 1165-1167.
 - [7] Э.Н. Заманова, М.А. Джсафаров. Приборы и техника эксперимента, 1995, т.38, №1, с.129-181.
 - [8] Э.Н. Заманова, А.Г. Абдуллаев, Л.А. Алиева. Деп. ВИНТИ, 197, с.1-8.
 - [9] Ю.И. Гриценко. Изв. АН СССР, 1957, т.21, №1, с.154-157.
 - [10] Y.Paradimitriou, N.A.Economou. J.Cryst.Growth., 1983, n.64, №3, с.604-608.
 - [11] Б.А. Тазенков. Ученые записки ЛГПИ им А.И. Герцена, 1961, т.207, с.119-128.
 - [12] Б.А. Тазенков, Ф.А. Груздев. в сб. XXVI Герценовские чтения, Физика и полупроводники. Электроника, Научн. Докл., ч.2, 1973, Ленинград, с.199-205.

E.N. Zamanova, L.Ә. Әliyeva

Cu₂O-NUN SƏTHİ VƏ HƏCMİ MÜQAVİMƏTİNƏ HAVADA VƏ VAKUUMDA TABLAMANIN TƏ'SİRİ

Yüksek temperaturlu oksidlesme yolu ile xüsusi müqavimeti $\rho=1\div2\cdot10^4$ Ohm·sm olan bırfazalı Cu_2O nümunələri almılmışdır. Havada 500°C -də və vakuumda 1020°C -də tablamanın Cu_2O -nun səthi və hecmi xüsusi müqavimətinə tə'siri öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, bırfazalı Cu_2O nümunələrinin elektrik parametrləri havada və vakuumda tablama neticəsində zəif deyisir, tərkibin və elektrik parametrlərinin stabililiyi müşahidə olunmuşdur.

E.N. Zamanova, L.A. Aliyeva

INFLUENCE OF THE ANNEAL IN AIR AND VACUUM ON THE SURFACE AND VOLUME Cu₂O RESISTANCE

The one phase Cu_2O samples by high temperature oxidation with electric resistivity $\rho=1\div2\cdot10^4$ Ohm·sm are prepared. The influence of the anneal on the surface and volume electric resistivity of Cu_2O at 500°C in air and at 1020°C in vacuum is investigated. It is established, that electric parameters of the one phase Cu_2O samples, annealed in air and vacuum, have very small changes.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Н.М. МЕХТИЕВ

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
Баку, 370601, пр. Азадлыг, 20*

Исследованиями электрических и фотоэлектрических свойств гетеропереходов на основе слоистых полупроводников GaSe и тройных соединений CdSnP₂ и CdIn₂Se₄ установлены принципы разделения неравновесных photoносителей гетеропереходом. Обнаружена смена дрейфового характера тока фотодырок на диффузионный при высоких уровнях возбуждения в ГП GaSe-CdSnP₂. Выявленная анизотропия fotoотклика при освещении ГП линейно поляризованным светом объясняется сложностью валентных зон узкозонных пар гетеропереходов.

В работах [1-3] были приведены результаты по исследованию электрических и фотоэлектрических свойств гетеропереходов на основе слоистых полупроводников GaSe и тройных соединений CdIn₂Se₄ и CdSnP₂, созданных методом посадки на оптический контакт. В настоящей работе приводятся результаты исследований фотоэлектрических свойств этих же гетеропереходов при облучении естественным и поляризованным излучениями. Параметры образцов и технологии их изготовления аналогичны [1,2]. Ширины запрещенных зон CdIn₂Se₄ ($\epsilon_{g_1} = 1,78$ эВ) и CdSnP₂ ($\epsilon_{g_1} = 1,17$ эВ) меньше, чем GaSe ($\epsilon_{g_2} = 2,04$ эВ) и в гетероструктурах GaSe выполняет роль широкозонной пары. Из энергетической зонной диаграммы гетеропереходов GaSe-CdSnP₂ [1] следует, что контактная разность потенциалов (φ_{kpa}) со значением 0,67 В полностью локализуется в широкозонной паре GaSe и энергетический разрыв в валентной зоне ($\Delta E \approx 0,16$ эВ) намного меньше, чем в зоне проводимости ($\Delta E_c \approx 1,0$ эВ). В гетеропереходе GaSe-CdIn₂Se₄ разрывы валентной зоны и зоны проводимости почти равны ($\Delta E \approx 0,60$ эВ, $\Delta E_c \approx 0,83$ эВ).

На рис.1 приведена зависимость fotoэдс ГП p-GaSe-n-CdSnP₂ от интенсивности внешнего излуче-

GaSe и области сильного поглощения кристаллов CdSnP₂ ($\lambda=1,04$ мкм).

Как следует из рис.1, при малых количествах фотонов fotoэдс растет по закону $V_\Phi \sim \ln I$, предсказываемому диодной теорией, а при относительно больших количествах - наблюдается тенденция к насыщению. Однако, как следует из рис.1, fotoэдс холостого хода продолжает возрастать с увеличением интенсивности освещения и после достижения значения $V_\Phi = 0,67$ В, согласующегося со значением φ_{kpa} [1]. Наблюдающийся излом в зависимости $V_\Phi \sim F(L)$, может объясняться сменой дрейфового характера тока фотодырок из CdSnP₂ при $V_\Phi < \varphi_{kpa}$ (рис.1а) на диффузионный при $V_\Phi > \varphi_{kpa}$ (Рис.1б). Дифференциальное сопротивление как при прямом, так и обратном смещениях при сильном освещении и $U < V_\Phi$ становится меньше, чем темновое сопротивление монокристаллов GaSe, поэтому ограничивающим ток ГП p-GaSe-n-CdSnP₂ является сопротивление слоя GaSe. Поскольку photoносители при освещении генерируются в CdSnP₂, то причиной повышения проводимости слоя GaSe является инжекция дырок гетеропереходом, для которых ΔE_c имеет довольно низкое значение (~0,1 эВ). Вследствие этого, в обоих материалах гетероструктуры образуются прилегающие к плоскости раздела области, обогащенные основными носителями. Последнее схематически показано на рис.1б и, как видно, позволяет получить fotoотклик, превышающий контактную разность потенциалов как и в случае ГП p-GaSe-n-InSe [4].

Спектральное распределение fotoэдс ГП GaSe-CdIn₂Se₄ и GaSe-CdSnP₂ при освещении со стороны GaSe представлено на рис.2. Как видно, спектры fotoотклика гетеропереходов проявляют эффект "окна" с четкими границами, соответствующими энергиям фотонов, равным ширинам запрещенных зон контактирующих материалов. Когда энергия светового кванта имеет значения $\epsilon_{g_1} < h\nu < \epsilon_{g_2}$, где ϵ_{g_1} и ϵ_{g_2} ширины запрещенных зон узкозонной и широкозонной пары, соответственно, он практически без поглощения проходит через GaSe и поглощается в узкозонном материале вблизи границы раздела.

Рожденные носители в пределе диффузационной длины носителей заряда от перехода коллективируются энергетическим барьером и вносят вклад в fotoэдс, а широкозонный материал выполняет роль оптического фильтра. Свет с энергией $h\nu \geq \epsilon_{g_2}$ поглощается широкозонным

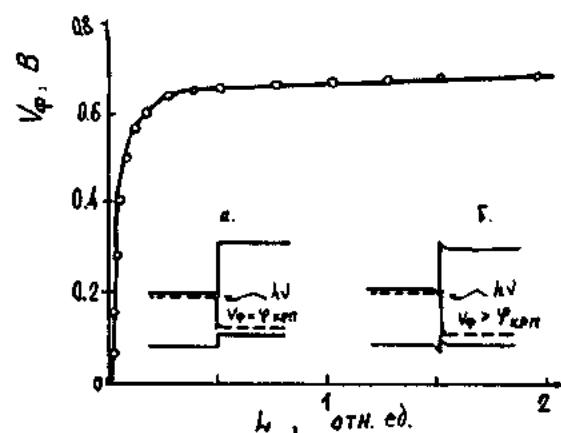


Рис.1. Зависимость fotoэдс ГП GaSe-CdSnP₂ от интенсивности освещения: а и б соответствует энергетической зонной диаграмме, когда fotoэдс V_Φ равны и больше φ_{kpa} .

ния при освещении со стороны GaSe. Энергия падающих фотонов, при этом, соответствует области прозрачности

материалом и в фотоэдс вносят вклад лишь photoносители, генерированные на расстоянии диффузионной длины от границы раздела. Поэтому наблюдается резкий спад fotoэдс при $h\nu \leq \epsilon_{g_1}$ и $h\nu > \epsilon_{g_2}$, и величина фоточувстви-

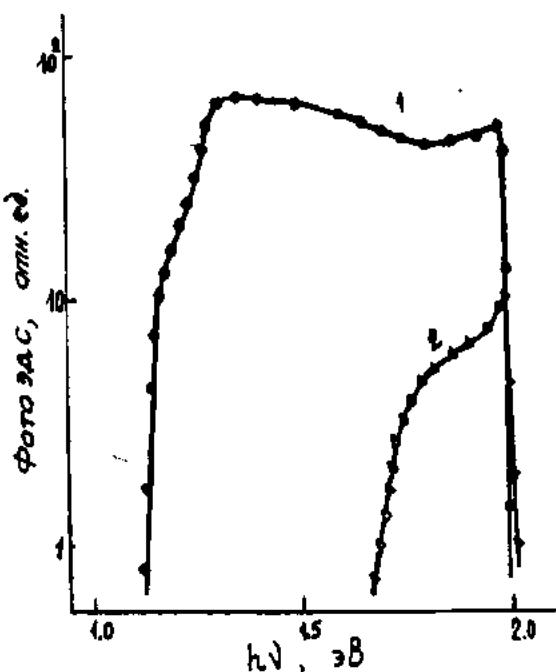


Рис.2. Спектральное распределение фотоэдс ГП GaSe-CdSnP₂ (1) и GaSe-CdIn₂Se₄ (2) при 300 К.
Освещение со стороны GaSe.

тельности определяется диффузионным потенциалом в каждом компоненте гетеропары. В режиме холостого хода fotoответ определяется собственным гетеропереходом и влиянием фотопроводимости базы можно пренебречь. Если скачок в валентной зоне мал и не мешает протеканию неосновных носителей из первого полупроводника во второй через переход, плотность поверхностных состояний на границе раздела мала и не снижает времени жизни как внутри, так и около обедненного слоя. При этом длинноволновая граница спектра fotoэдс определяется величиной ϵ_{g_1} , а отклик в коротковолновой части спектра зависит от ширины запрещенной зоны и толщины широкозонного полупроводника.

Наличие поверхностных состояний в плоскости сопряжения гетеропар вызывает дополнительную рекомбинацию на границе раздела, приводящую к уменьшению квантовой эффективности fotoотклика. Многократное уменьшение эффективности разделения photoносителей реальным гетеропереходом исключает возможность применения их в качестве фотопреобразователей. Однако, из рис.2 видно, что fotoэдс гетероперехода GaSe-CdSnP₂ в широкой области изменения частоты света не уменьшается, что видимо, обусловлено совершенством гетерограницы и несущественным влиянием поверхностных состояний на разделение photoносителей гетеропереходом. Вышеуказанное является существенным преимуществом слоистых полупроводников и метода посадки на оптический контакт при создании гетеропереходов [1,5].

При облучении ГП GaSe-CdSnP₂ линейно поляризованным светом (ЛПИ) значение fotoотклика зависит также и от взаимного направления оптической оси кристалла CdSnP₂ и электрического вектора излучения \vec{E} . На рис.3 представлены спектры fotoэдс при нормальном падении естественного (кр.1) и ЛПИ в ортогональных поляризациях $\vec{E} \parallel \vec{C}$ (кр.2) и $\vec{E} \perp \vec{C}$ (кр.3), где C оптическая ось кристалла CdSnP₂.

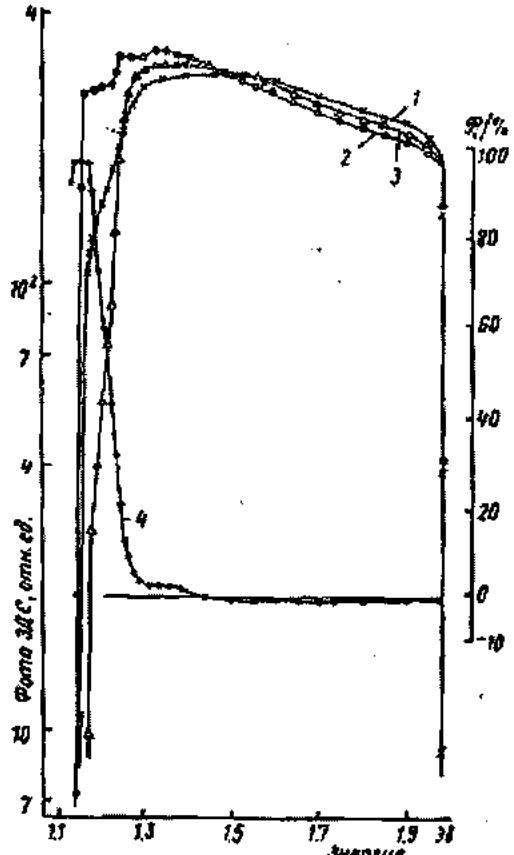


Рис.3. Спектр fotoэдс (1-3) и фотоплеохроизма (4) ГП GaSe-CdSnP₂ при освещении со стороны GaSe естественным (1) и поляризованным светом 2 - $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и 3 - $\vec{E} \perp \vec{C}$.

Как следует из рисунка, в области поглощения света кристаллами GaSe, fotoотклик не зависит от поляризации излучения, несмотря на анизотропию электронных состояний GaSe [6]. В рассмотренной геометрии направление распространения света параллельно оптической оси кристалла GaSe, а поверхность слоя последнего изотропная [6]. Существенная анизотропия fotoотклика наблюдается в области краевого поглощения монокристаллами CdSnP₂. При этом зависимость fotoотклика от угла θ между оптической осью кристалла CdSnP₂ и электрическим вектором излучения \vec{E} соответствует закону Малюса

$$V = V_{||} \cos^2 \theta + V_{\perp} \sin^2 \theta$$

где $V_{||}$ и V_{\perp} значение fotoэдс при ортогональных поляризациях $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и $\vec{E} \perp \vec{C}$.

Коэффициент естественного фотоплеохроизма фотоотклика, вычисленный на основе $P_1 = V_{II}/(V_{II} + V_{I})$, представлен на рис.3. Как следует из рисунка, в области энергии фотонов $2,0 \pm 1,35$ эВ значение P_1 ничтожно мало, а при $\hbar\nu \leq 1,35$ эВ значения P_1 положительны и с ростом длины волны растет. Максимальное значение P_1 (0,90) соответствует энергии $\hbar\nu \approx 1,17$ эВ и является рекордным для всех типов барьеров на основе CdSnP₂. Отметим, что указанное значение энергии соответствует частоте фотонов *Nd*-лазера и указывает на перспективность применения рассмотренного ГП в качестве детектора линейно поляризованного излучения.

Поляризационная зависимость фотоотклика рассмотренного ГП обусловлена анизотропией энергетического спектра CdSnP₂. Известно [7], что CdSnP₂ кристаллизуется в решетке халькопирита (пр. группа D_{2d}^{12}) и является прямозонным полупроводником. Наличие тетрагонального сжатия кристаллической решетки $\delta = 2 - c/a = 0,05$, где "a" и "c" постоянные решетки, при переходе от сфалерита к халькопириту способствует возникновению внутрикристаллического поля и расщеплению трехкратно вырожденного состояния валентной зоны сфалерита [7].

Основываясь на расчетах зонной структуры CdSnP₂,

-
- [1] Н.М. Мехтиев, Ю.В. Рудь, Э.Ю. Салаев. Микроэлектроника, 1985, № 3, с. 271-273.
 - [2] Н.М. Мехтиев, Р.Н. Мехтиева, Х.Б. Гезалов. ФТП, 1986, т.20, № 2, с. 389.
 - [3] Н.М. Мехтиев, Ю.В. Рудь, Э.Ю. Салаев, Г.В. Абдуллаев. Авторское свид. № 1195864.
 - [4] В.Л. Бакуменко, В.Г. Тагаев. ФТП, 1982, т.16, № 10, с. 1825-1827.
 - [5] А.Г. Казымзаде. Автореферат докторской диссертации, Баку, 1986.
 - [6] Н.М. Мехтиев, Ю.В. Рудь, Э.Ю. Салаев. ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1566-1570.
 - [7] I.L. Shay, J.H. Wernick. Ternary chalcopyrite semiconductors, Pergamon Press, 1975.
 - [8] Г.А. Медведкин, К.О. Овездов, Ю.В. Рудь. ФТП, 1976, т. 10, № 11, с. 2081-2084.
 - [9] Т.Г. Керимова, Н.М. Мехтиев, З.З. Гусейнов, Ф.Р. Аджалова, Э.Ю. Салаев. ФТП, 1983, т. 17, № 6, с. 1169-1173.

N.M. Mehdiyev

LAYLI YARIMKEÇİRİCİLƏR ƏSASINDA POLYARİZASIYA FOTODETEKTORLARI

Anizotrop GaSe, CdSnP₂, CdIn₂Se₄ monokristalları əsasında hazırlanmış heterokeçidlerde işığın tə'siri ilə yaranan yüksəkşəyiçilərin heterokeçid vasitə ilə yarılmış prinsipləri tədqiq edilmişdir. Yüksek həyecanlaşmalarда GaSe-CdSnP₂ heterokeçidində kontakt potensialları fərqiində böyük qiymətə malik foto e.h.q. müşahidə olunması fotodeşiklərin cərəyanın dreyf təbiətinin diffuziya ilə əvəz olunması ilə elaqələndirilir.

GaSe-CdSnP₂ heterokeçidini xətti polarizasiya olunmuş işqla həyecanlandırdıqda foto e.h.q.-nın anizotropluğu və yüksək fotopleoxroizmi (0,90) əmsali CdSnP₂-nin valent zonasının mürəkkəb quruluşa malik olması ilə izah olunmuşdur.

N.M. Mehdiyev

POLARIZATION PHOTODETECTORS ON THE BASIS OF LAYERED SEMICONDUCTORS

The principles for the separation of the nonequilibrium photocarriers by the heterojunction have been established by means of research of electric and photoelectric properties of heterojunction on the basis of layered semiconductors GaSe and threefold compound CdSnP₂ and CdIn₂Se₄. Change of drift character of a current photohole on diffusion is found out at high levels of excitation in heterojunction GaSe-CdSnP₂. Revealed anisotropy of photoresponse at illumination, heterojunction by linearly polarized light is explained by complexity of valence band of narrow band of heterojunction pairs.

Дата поступления: 18.12.98

Редактор: Дж.Ш. Абдинов

ON THE SURFACE WAVES IN THE SOLAR PHOTOSPHERE

M.B. KERIMBEKOV

Shamakhy Astrophysical Observatory

Azerbaijan Academy of Sciences

Observatory, settl. Y. Mamedaliyev, Shamakhy

The regular structures similar to the chains and clusters on the Solar Photosphere are investigated and mechanism these origin are proposed.

Scrutinising direct pictures, obtained by the method of cinematography, one may find the structures similar to the chains and clusters. The same configurations may be observed in high Photosphere in the line: $H_{\alpha} - 1 \text{ Å}$, etc. The configurations differ from each other due to their shapes and sizes.

Their considerable length may be due to two mechanisms of the origin (waves and Percolation processes). In this paper we'll discuss the first one. Recently, it was indicated that at the frontiers of supergranulae there were small-scale spin waves ($\lambda \leq 10^7 \text{ cm}$) [1]. The explanation of this phenomenon is very difficult from classical point of view. That is why we to turn to the quantum mechanical interpretation.

According to the last one solar plasma partly degenerates at the level under the surface where the n is equal $10^{17} + 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ charged particles per cm^3 and $T \approx 10^4 \text{ K}$. Here the distance between particles are $r = 10 \div 100 \lambda_s$, where $\lambda_s = \frac{\hbar}{p} = 10^{-6} \div 10^{-7}$, ($x = \lambda_s$) and orbits are overlapping. It leads to the origin of collective processes in the continuum [2] and to the arrangement of magnetic momenta M_{orb} in "domains". The value of M_0 may be of order:

$$|M| = 4\pi \frac{eVr}{c} n\mu$$

μ is magnetic permeability.

The "domains", located previously at the same levels under the surface came up to the photosphere due to the mechanism of E. Parker [3]. Analyses of dispersion relationship show that the shortest part of spin wave is most energetic ($\varepsilon \sim g_{group} \sim \lambda^{-1}$; $\lambda_s^{min} \equiv \lambda_{deby}$). But what is the longest wavelength? To answer on this question let us consider the electron - ion interaction leading to the broadening of the spin wave spectra. The potential of the interaction is

$$V = \frac{M_e M_i}{r_0^3}; \text{ where } r_0 \text{ is the mean distance between the}$$

particles. And $M_{e,i} = \frac{er_0}{c} g_{e,i}$. The interaction occurs during the interval $\tau = \frac{r_0}{g_{e,i}}$ between subsequent collisions. The probability of spinslip (of the M) may be described by the formulae [2]

$$P = \left(\frac{V\tau}{h} \right)^2 = \left(\frac{e^2}{r_0 \hbar^2} \cdot \frac{g_e g_i}{c^2} \cdot \frac{r_0}{g_e} \right)^2 = \left(\frac{e^2}{\hbar g_i} \cdot \frac{kT}{m_i c^2} \right)^2 = 10^{-16}$$

Coulomb cross-section of the collision is $\sigma_c = 10^{-12} \text{ cm}^2$. And in the result we have effective cross-section $\sigma_m = P \cdot \sigma_c = 10^{-28} \text{ cm}^2$. The process occurs on the free-path $l' = \frac{1}{n\sigma_m} = 10^7 \text{ cm}$ (if $n \sim 10^{21}$); the spin-waves must be $10 \div 100$ times less than l' i.e. $\lambda_s = 10^5 \div 10^6 \text{ cm}$. Let us find the life-time of the domain t : $t = \frac{\lambda_s}{g_i} \geq 10^5 \text{ s}$ (where

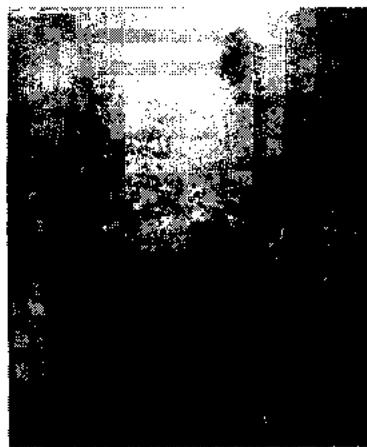
$g_i = \frac{D_m}{L_h}$, D_m is the coefficient of magnetical diffusion:

$D_m = \frac{g_c \cdot r_c}{3} = 10^7 \text{ cm}; r_c = \frac{m g_c c}{eB} = 1 \text{ cm}; g_c = 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$;
 L_h - the height of homogenous atmosphere = 10^7 cm) The frequency of spin wave is very low: $\omega < 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$. Our observations of the Density wave and Rossby waves show the same period: $T \sim 1 \text{ day}$ (pictures 1-3).

On the other hand partly degenerated plasma in the photosphere may be at frontiers of the Density and Rossby waves.

It is why we investigate short waves in the Solar Photosphere [1,2] and particularly logarithmic waves (the Density waves). Our pictures (1-4) show the arrangement of the tiny pores ($\varnothing = 3'' \div 5''$) along the logarithmic spiral (1-4). In the picture 1a we have 15 points; the spiral has the radius $r \sim e^{k\phi}$, (ϕ - polar angle; $k = \cot \vartheta \mu_0$; $\mu_0 = \arccos M^{-1}$; $M > 1$ (M is number)). This case has been discussed in details in our paper [1]. In July 1989 we observed the evolution of the Density wave from $m=4$ to $m=0$ ("m" is the number of branches) during ~ 1 day. In the pictures (1a, 1b) the spiral transformed into the oval with diameter $\approx 96''$ ($\approx 10^9 \text{ cm}$). This shape of the configuration does not account for the well-known Rossby wave. The center of the oval has the latitude $\approx 23^\circ \text{N.L}$. In the South hemisphere we observed the Rossby-wave during the 21th-22th July, 1989; Picture 2. Here we see $\lambda/2 = 108''$ (1 mm = 5").

There is a spiral of the shock wave in the granulation field, picture 3, (1mm = 1"). The length of the spiral arm is 25".



a

Fig. 1. a). Two branches of the Density wave ($m=2$); b). The last stage of the evolution of the Density wave ($m=0$).



b



Fig. 2. The wave of the Density. from the film June, 15th.



Fig. 3. Rossby wave (1/2 half of the wave); December 21th-22th, 1989.



a

Fig. 4. Filtrogramm of the upper photosphere $H_\beta - 0.2 \text{ \AA}$. We see the arrangement of the Moustaches of A.B. Severyn along the logarithmic branches. August 7th, 1957.



b

In the picture 4 we see spiral waves in the upper Photosphere ($H_\beta - 0''$, 2).

These illustrations of the regular geometrical structures on the chaotic background of the Photosphere are only part of observational data. In the following paper we'll discuss the phenomena of the delicate and fragile "chains" in Photo-

sphere. Those β hemomela are of great importance due to the fact of the emerging regular structures from irregular ones.

The author thank G.M. Seidov and A. A. Rumyantsev for the valuable advises.

- [1] M.B. Kerimbekov, A.A. Rumyantsev, E.V. Orlenko. Doklady Academy of Science of Azerbaijan, № 1, 1990, p. 29.
- [2] M.B. Kerimbekov, A.A. Rumyantsev, E.V. Orlenko. Doklady Academy of Science of Azerbaijan, № 2, 1990, p. 26.
- [3] M.B. Kerimbekov, A.A. Rumyantsev, E.V. Orlenko, A.A. Dovlatov. Circular of ShAO, v. 84, 1989, p. 13.
- [4] M.B. Kerimbekov, A.A. Rumyantsev, E.V. Orlenko, A.A. Dovlatov. Circular of ShAO, v. 85, 1989, p. 3.
- [5] E. Parker. The cosmical magnetic fields, 1981, № 1, v. 1, Mir, Moscow, p. 71.

M.B. Kərimbəyov

GÜNƏŞ ATMOSFERİNDƏ SƏTH DALĞALARI

İlk dəfə olaraq müəllif tərəfindən Güneş atmosferində müşahidə olunmuş regulyar həndesi strukturların təbəti müzakirə edilmiş və onların əmələ gəlmə mexanizmi xətti və zərbə dalğaları ilə əlaqələndirilmişdir.

М.Б. Керимбеков

О ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНАХ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Обсуждается природа регулярных геометрических структур - цепочечных и кластерных, наблюдаемых автором в атмосфере Солнца. Предложен механизм их возникновения на основе линейных и ударных волн.

Дата поступления: 23.20.98

Редактор: Р.Р. Гусейнов

РЕЗОНАНСНЫЕ АКЦЕПТОРНЫЕ УРОВНИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, ЛЕГИРОВАННЫХ ОЛОВОМ

Б.А. ТАИРОВ

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

Проведено экспериментальное исследование температурных зависимостей концентрации электронов при гидростатическом давлении в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($x=0,09; 0,15$) в интервале температур $77 \leq T \leq 130$ К. Измерения проведены с помощью электромагнитного высокочастотного магнитоплазменного метода. Обнаружено, что в сплаве $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ легированного до 10^3 ат.% Sn концентрация ионизированной примеси повышается с ростом температуры, а в сплаве $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ она уменьшается при увеличении давления и температуры, что объясняется перераспределением электронов между зоной проводимости и квазилокальными акцепторными уровнями.

Наиболее активными примесями акцепторного типа в висмуте и сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ являются ближайшие к нему четырехвалентные элементы Sn и Pb, которые по сравнению с шестивалентными элементами [1] отличаются более сложной структурой валентной зоны.

Из ряда экспериментов следует, что как донорные, так и акцепторные примеси ионизированы уже при низких температурах, примесь лишь незначительно искажает зонный спектр сплавов, а примесные носители просто заполняют соответствующие зоны [2]. Однако в работах [3,4] обнаружен максимум на температурной зависимости удельного сопротивления, который объяснялся влиянием примесных состояний на зонный спектр. В работе [5] исследовались барические зависимости концентрации и подвижности электронов в сплавах $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ и $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$, легированных оловом при 77К, которые показали, что акцепторные состояния зависят от структуры и параметров валентной зоны. Как было показано в [6], рост температуры приводит, кроме очевидного изменения концентрации и подвижности носителей заряда, и к некоторому изменению энергетического спектра, которое может повлиять на акцепторные состояния в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$. Поэтому представляет интерес сравнение температурных зависимостей электрофизических параметров этих сплавов.

Измерения температурных зависимостей кинетических параметров носителей заряда проводились электромагнитными ВЧ магнитоплазменными (ЭМПВ) методами [7], обладающими рядом преимуществ при исследованиях анизотропных материалов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$. В частности, эта методика исключает погрешности измерений, обусловленные электрическими контактами и влиянием формы образца. Измерения производились в диапазоне частот $0,1 \div 25$ МГц с применением скрещивающихся катушек индуктивности. Эффективная концентрация электронов определялась по отношению f_r/B_r , где f_r и B_r – соответственно частота и магнитная индукция, соответствующая максимуму передаваемого на индикационную катушку сигнала.

В настоящей работе представлены результаты исследования температурных зависимостей эффективной концентрации электронов в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $x=0,09; 0,15$, легированных оловом, в условиях всестороннего сжатия до 0,8 ГПа. Отметим, что сплав $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ при атмосфер-

ном давлении и низких температурах представляет собой прямозонный полупроводник с минимальной щелью в L точке зоны Бриллюэна (ЗБ), а в сплаве $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ вблизи потолка валентной зоны в L точке имеется другой экстремум валентной зоны в T точке (ЗБ).

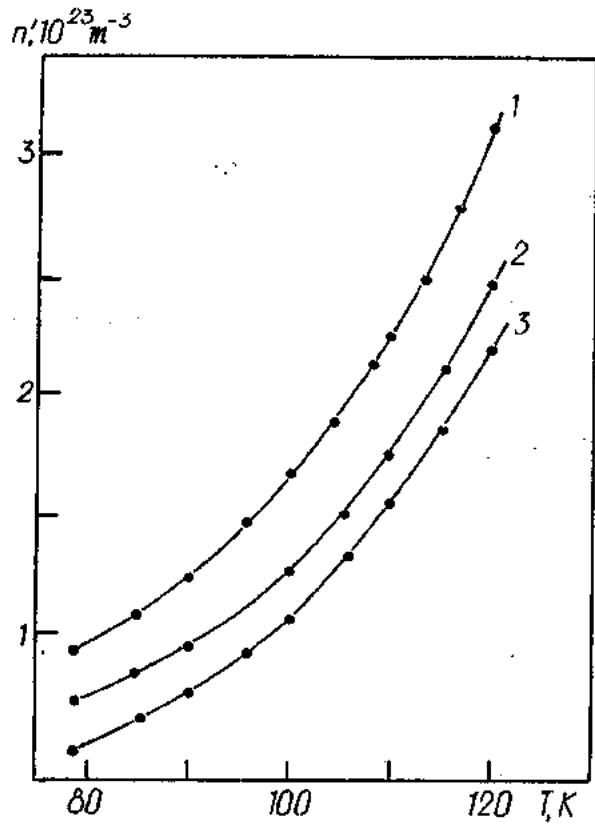


Рис. 1 Зависимости эффективной концентрации носителей заряда от температуры в сплаве $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$, легированном Sn: 1-0 ат.% Sn; 2-5- 10^{-5} ат.% Sn; 3- 10^{-3} ат.% Sn.

На рис. 1 представлены зависимости эффективной концентрации электронов от температуры для сплава $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ легированного до 10^3 ат.% Sn при атмосферном давлении. По эффективной концентрации n' и известных параметрах энергетического спектра носителей заряда можно оценить концентрацию ионизированной примеси: $N_{\text{d}} = P_L + P_T + P - n$; здесь P_L , P_T и P – концентрации дырок в L, T и Σ точках зоны Бриллюэна (ЗБ). Для сплава $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с $x=0,15$ параметры энергетического

спектра хорошо известны при низких температурах [8]. Как было показано в [9], экспериментальная и теоретическая зависимости $n' (T)$ сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, последняя из которых рассчитана в предположении независящих от температуры параметров энергетического спектра носителей заряда, близки в области температур 77-100К. Выше 130К экспериментальные и расчетные зависимости n' от T значительно расходятся, что указывает на значительное изменение энергетического спектра носителей заряда. Поэтому анализ температурных зависимостей эффективной концентрации следует ограничить областью температур 77-130К. Оценка концентрации ионизированной примеси в этой области температур показала, что она возрастает примерно вдвое для образцов с различным уровнем легирования. На результаты расчета может повлиять температурная зависимость щели E_{gL} особенно для сильнолегированных образцов, для которых уровень Ферми близок ко дну зоны проводимости. Так как всестороннее сжатие меняет значение E_{gL} , то представляет интерес сравнение зависимостей эффективной концентрации электронов $n' (T)$ под воздействием гидростатического давления, особенно когда E_{gL} близка к нулю. На рис.2 представлены зависимости $n' (T)$ для $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15} + \text{Sn}$ при различных давлениях. Видно, что они подобны зависимостям $n' (T)$ при атмосферном давлении. Обратим внимание, что при $P=0,62$ ГПа значение E_{gL} близко к нулю (при $T=77$). Сравнение зависимостей $n' (T)$ легированных и собственного сплавов показывает, что и при этом давлении концентрация ионизированной примеси растет.

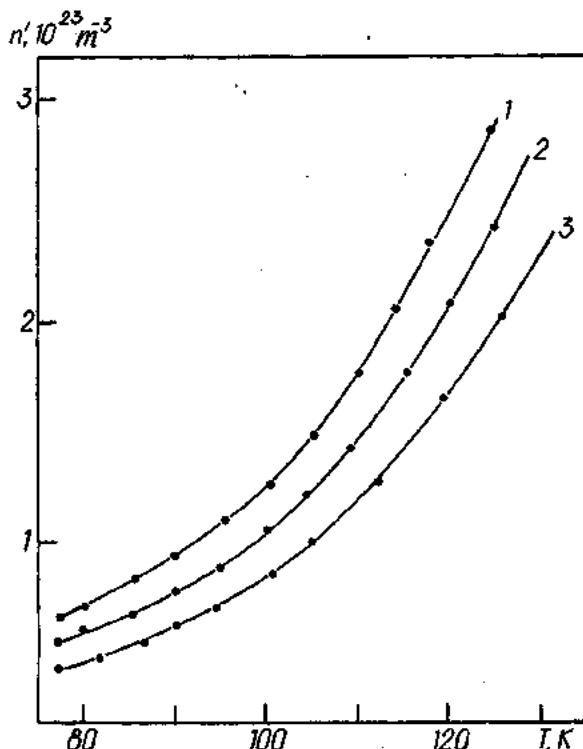


Рис. 2 Зависимости эффективной концентрации носителей заряда от температуры для $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15} + 5 \cdot 10^{-5}$ ат.% Sn при различных значениях давления: 1- 10^5 Па, 2 - 0,3 ГПа, 3 - 0,056 ГПа.

Небольшая вариация параметров энергетического спектра (например, изменение эффективной массы Σ -дырок энергетического расстояния между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны в Σ точке E_{Lx}) не влияет на результаты расчета, поэтому можно полагать, что концентрация ионизированной примеси действительно растет в указанной области температур. Заметим, что при давлении $P=0,62$ ГПа и $T=77$ К сплав $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ переходит в бесщелевое состояние, следовательно акцепторные уровни в L (если такие существуют) становятся резонансными. Однако, как можно увидеть из рис.2, это не отражается на зависимостях $n' (T)$. Можно ожидать, что для акцепторных состояний, связанных с L экстремумами, выполнено условие сильного легирования ($\sim 10^3$ ат.% Sn).

На рис.3 представлены зависимости эффективной концентрации от температуры для сплава $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ легированного до 1,5-10 ат.% Sn при атмосферном давлении. Оценка концентрации ионизированной примеси в области температур 77-130К показала, что она не зависит от температуры.

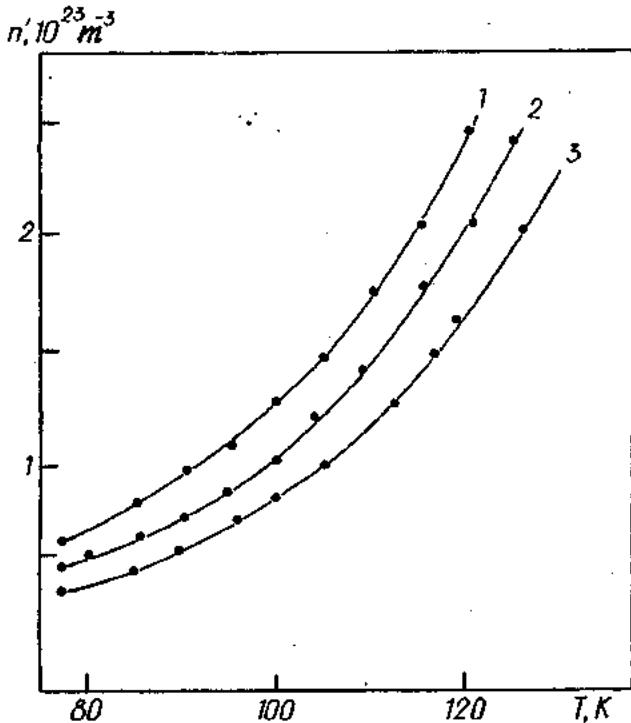


Рис. 3. Зависимости эффективной концентрации электронов в $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$, легированном Sn:
1-0 ат.% Sn; 2- 10^{-4} ат.% Sn; 3- $1,5 \cdot 10^{-4}$ ат.% Sn.

На рис.4 представлены зависимости $n' (T)$ для сплава $\text{Bi}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$ с различным уровнем Sn при различных значениях гидростатического давления. Видно, что при $P=0,07$ ГПа эффективная концентрация электронов легированных образцов выше, чем при атмосферном давлении до $T=100$ К, а при более высоких температурах - ниже, т.е. в легированных образцах в отличие от нелегированного в интервале температур 77-100К в барических зависимостях эффективных концентраций наблюдается максимум, что указывает на перераспределение электро-

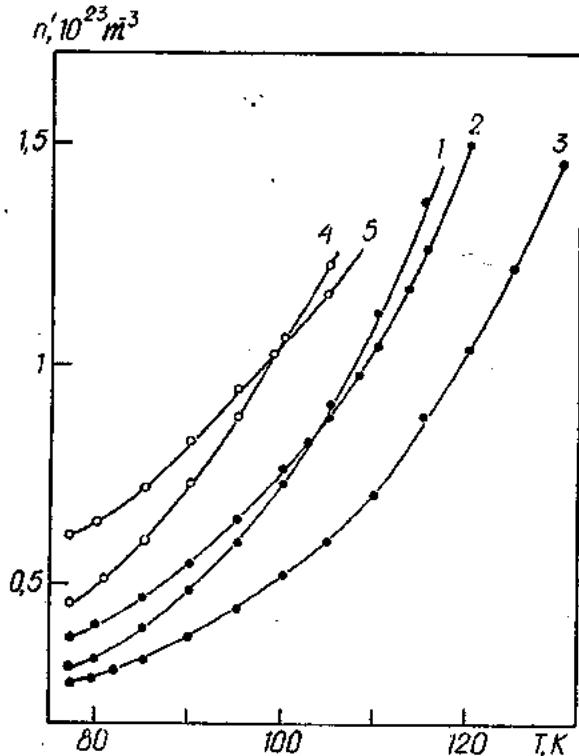


Рис. 4. Зависимости эффективной концентрации носителей заряда от температуры для $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$, легированном Sn при различных значениях давления: $\text{O}-10^{-4}$ ат. % Sn, $\bullet-1.5 \cdot 10^{-4}$ ат. % Sn; 1 - $1.4 \cdot 10^{-5}$ Па, 2 - 0,04 ГПа, 3 - 0,32 ГПа, 4 - 0,07 ГПа.

нов между зоной проводимости и акцепторными состояниями. При температурах выше 100К меняется характер барических зависимостей $n'(T)$: исчезает максимум к зависимости от P , они становятся подобными аналогичным зависимостям для сплава $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$. Заметим, что смена характера барических зависимостей $n'(P)$ для сплава $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ с различным уровнем легирования происходит при одном значении температуры. Увеличение температуры от 77 до 100К не может существенно повлиять на ионизацию отдельных акцепторных уровней в запрещенной зоне. Действительно, уровень Ферми при таком повышении температуры меняется лишь на 1 мэв в собственном сплаве. Поэтому можно предположить, что смена характера зависимости $n'(P)$ при $T=100\text{K}$ связана с изменением энергетического спектра носителей заряда, вероятно щели E_{gL} . Действительно, при давлении $P=0,07$ ГПа, когда наблюдается максимум эффективной концентрации электронов в легированных оловом образцах $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ при 77К, E_{gL} изменяется всего лишь на 1 мэв. Примерно на такую энергию E_{gL} уменьшается и при повышении температуры от 77 до 100 К [10]. Поэтому, как и при увеличении давления, акцепторные уровни с ростом температуры становятся резонансными.

Эти результаты позволили сделать заключение, что в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ существуют акцепторные уровни, а их влияние на температурные и барические зависимости эффективной концентрации и циклотронной подвижности определяется составом сплава.

- [1] П.П. Бодюл. Анизотропия явлений переноса в сплавах висмута с акцепторными примесями и ее взаимосвязь со структурой зон вблизи уровня Ферми. Автореф. канд.дис. Новосибирск, 1970.
- [2] Н.Б. Брандт, Х. Диттмак, Я.Г. Пономарев ФТТ, 1971, т.13, в.10., С.2860-2872.
- [3] П.П. Бодюл, В.У. Гарбажиу. Особенности действия примесей в висмуте. Полуметаллы и узкозонные полупроводники под влиянием воздействий. Кишинев, 1983, С.26-49.
- [4] Б.А. Таиров, Д.С. Томтиев, М.Г. Шахтахтинский. Известия АН Азерб. ССР, 1977, н.ч.
- [5] А.Суткус, Р.Толутис. Лит. физ. сб., 1991, т. 21, №5, с.478-484.
- [6] N.M. Ravindra, V.R. Srivastava. J. Phys. Chem. Sol., 1979, v.40, n10, p.791-793.
- [7] Ю.Пожела, В. Ряцка, Б. Таиров, Р. Толутис. Лит. Физ. Сб., 1973, т.13, № 4, с.535-543.
- [8] Н.Б. Брандт, Р. Германн, Г.Л. Толышева, П.Л. Девяткова, Д. Кусник, В. Криак, Я.Г. Пономарев. ЖЭТФ, 1982, т.83, № 6, с. 2152-2169.
- [9] B.A. Tairov, A.A. Sutkus, R. Tolutis, M.G. Shakhtakhinski. Turkish Journal of Physics, v.18, n.2.
- [10] В.Г. Алексеева, Г.М. Лившиц, Е.Г. Чиркова, А.Я. Шульман. Радиотехника и электроника, 1976, №9, с.1926-1938.

B.A. Tahirov

QALAYLA AŞQARLANMIŞ YARIMKEÇİRİCİ $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ XƏLİTƏLƏRİNDE REZONANS AKSEPTOR SƏVİYYƏLƏRİ

İşdə qalayla aşqarlanmış $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.09 \leq x \leq 0.15$) xəlitelerində hidrostatik təzyiq altında elektromaqnit maqnitoplazma dalğalarının dispersiyasının tədqiqi nəticəsində, elektronların konsentrasiyasının temperatur asılılığı analiz edilmişdir. Gösterilmişdir ki, 10^{-3} ат.% Sn səviyyəsinə qədər aşqarlanmış $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$, $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ xəlitelerində 77-100K temperatur intervalında elektronların konetrasiyasının temperatur asılılığının xarakteri müxtelidir. $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ xəlitəsində ionlaşmış ionların konsentrasiyası təzyiqdən asılıdır ki, bu da rezonans akseptor səviyyəsinin emələ gəlməsile əlaqədardır.

Б.А. ТАИРОВ

B.A. Tairov

THE RESONANCE ACCEPTOR LEVELS IN SEMICONDUCTOR ALLOYS OF $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ DOPED BY Sn

There have been carried out experimental investigation of temperature dependences of effective electron concentrations in $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0.09 \leq x \leq 0.15$) doped by Sn under the hydrostatic pressure in temperature range $77 \leq T \leq 130$ K. The measurements are conducted by electromagnetic high-frequencies magnetoplasma method (EMPW). It is found that in $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ alloy doped up to 10⁻³ at.% Sn the concentration of ionizing impurities increases with temperature, and in $\text{Bi}_{0.91}\text{Sb}_{0.09}$ alloy doped up to 15-10⁻⁴ at.% Sn it decreases from pressure and temperature which is due to redistribution of charge carriers between conduction band and quazilocal acceptor levels.

Дата поступления: 24.02.97

Редактор: С.А. Алиев

MAGNETISATION OF NANOPARTICLES OF MAGNETITE WITH MAGNETIC DIPOL-DIPOL INTERACTION IN DISPERSE MEDIUMS

R.A. ALI-ZADE

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

The potential of magnetic dipol-dipol interaction of magnetite nanoparticles has been described by expression:

$$E_{d-d} = -\frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\coth \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2. \text{ Magnetisation and magnetic susceptibility expressions for magnetic dipol-dipol interacting}$$

systems of magnetite nanoparticles has been obtained. Magnetisation and magnetic susceptibility curves determined by experimental and by means of obtained equations are good agree. Initial magnetic susceptibilities determined by numerical differentiation of experimental magnetisation curve and by means of obtained equations are 0.112, 0.0945 correspondingly. It has been established, that magnetic dipol-dipol interaction help to formation of chains of magnetic nanoparticles, along external magnetic fields line and magnetisation occurs by the method "parallel" mechanism magnetisation of chains.

1. INTRODUCTION

Investigation of the magnetisation of samples -I and -II (samples -I, -II are medium of magnetite nanoparticles with average geometrical size of nanoparticles 9.48 nm and 7.77 nm correspondingly) obtained from the experiments and calculated by means of Langevan equation showed, that at magnetisation region $H=0-300$ kA/m they don't agree and value of $(M_{exp.} - M_{theor.}) / M_{exp.}, -\Delta M / M_{exp.}$ changes in interval 0.945-0.055 and 0.458-0.056 for samples -I, -II correspondingly. The dependence $\Delta M(H)$ on tension magnetic field has been investigated by means of the square root method and it has been shown, that at weak magnetic field it increases, at middle field it is hyperbolic correlation and it increases with decreasing of magnetic field. The dependence $\Delta M(H)$ on concentration of magnetite nanoparticles is parabolic. Experimental and calculated initial magnetic susceptibilities of samples -I and -II at magnetite nanoparticles concentration 0.007, 0.0047 correspondingly are equal to 0.112, 0.0423 and 0.0102, 0.00011. Maximum magnetic diameter of nanoparticles of sample -I calculated by means of experiment is

$$\left(d = \left(\frac{18\chi_0 kT}{\pi M_0} \right)^{1/3} \right) \text{ and theoretical magnetic sus-}$$

ceptibilities obtained from expressions of the difference geometrical size and nonmagnetic layer ($d-d_g=0.839$ nm) are 17.569, 8.0303, 16.73 correspondingly.

The correlation of energies of external magnetic fields ($E_{m-H}-mH$) and magnetic dipol-dipol interaction

$$E_{d-d} = \frac{m^2}{r^3} \text{ showed, that at concentration}$$

$$\varphi_m \geq \frac{3H}{4\pi M_0} \left(\varphi_m = \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right), \text{ where } r_0 \text{ is magnetic}$$

radius of nanoparticles, r is distance between centres of magnetite nanoparticles) $E_{d-d}=E_{m-H}$ and it is sufficient at weak and middle magnetic fields. Numerical analysis of correlation of energies of external magnetic field and magnetic dipol-dipol interaction of magnetite nanoparticles at changing ten-

sion of external magnetic field in 0-300 kA/m has been carried out. It is established that at weak and middle magnetic fields magnetisation occurs by the expense magnetite nanoparticles in large size and shown, that at weak and middle magnetic fields the correlation value is significant and equal to 11.24, 2.57 correspondingly for medium-I at concentration of magnetite nanoparticles $\varphi_m = 0.007, 0.0048$.

Numerical calculation of magnetisation and initial magnetic susceptibility of our mediums on the base of expressions indicated in [1-3] showed, that these value is essential less than (0.04235) [1] or more than (0.194) [2].

2. RESULTS AND DISCUSSION

Taking into account the results of analysis of experimental and calculated magnetisation we established, that magnetic dipol-dipol interaction of magnetite nanoparticles and the magnetic dipol-dipol energy depend on the orientation of magnetic dipoles, which depend on external magnetic field value. We suggested, that dipoles of all magnetic nanoparticles are oriented to along external magnetic field line even at weak magnetic fields and the dependence of energy magnetic dipol-dipol interaction of magnetite nanoparticles on the orientation of particles and of external magnetic field values in first approximation is determined by Langevan equation:

$$E_{d-d} = -\frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\coth \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2.$$

This expression has been substituted in statistical sum of system of magnetite nanoparticles, that statistical sum consists from the production of two statistical sums. The first part of statistical sum is statistical sum of noninteracting magnetite nanoparticle system, obtained by the Langevan equation. Second part of statistical sum is:

$$Z_2 = \int_{\Omega_2} \exp \left(\sum \frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\coth \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2 \right) d\Omega_2.$$

The second part of statistical sum has been expanded in Taylor's set and taken into consideration first two terms. After integration over all volume and consideration the integral for two interacting particles, we take into account, that number twice interactions in unit volume is equal to $\frac{N(N-1)}{2}$, at $N \gg 1$ to $\frac{N^2}{2}$, and then we obtain:

$$Z_2 = 1 + \frac{N^2}{2V^2} \int_{V_2} \int_{V_1} \frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\coth \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2 dV_1 dV_2.$$

Last configuration integral has been taken in the centre of one of interacting nanoparticles and use following formulas

$$\Phi_2 = -kT \ln Z_2, M_2 = -\frac{d\Phi_2}{dH}, \chi_{20} = \left. \frac{dM_2}{dH} \right|_{H=0}$$

and $\varphi_m = NV_o$ for obtaining following expressions for additional terms of the magnetisation and initial susceptibility of interaction of medium of magnetite nanoparticles:

$$M_2 = \frac{1}{3} M_s^2 \varphi_m^2 \frac{1}{\mu_0 H} \ln \left(\frac{VM_s}{m} \right) \left(\coth \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right) - \frac{mH}{kT} \csc h^2 \frac{mH}{kT} + \frac{1}{\frac{mH}{kT}},$$

$$\chi_{20} = \frac{1}{27} M_s^2 \varphi^2 \frac{1}{\mu_0} \ln \left(\frac{VM_s}{m} \right) \left(\frac{m}{kT} \right)^2.$$

In fig. The magnetisation curves obtained by 1 - experiment, 2 - Langevan equation and 3 - considered additional term are presented. Numerical analysis of magnetisation expression showed, that at changing magnetic field in 0-300kA/m, $\Delta M/M_{exp}$ changes at 0.836-0.026 and 0.109-0.058 for samples -I and -II correspondingly. Additional term of the

magnetisation is sufficient at weak and middle magnetic fields and at large magnetic fields it leads to zero. Initial magnetic susceptibilities are determined by above mentioned expressions are 0.0945 and 0.0189 for samples -I and -II correspondingly. The suggested model is the generalisation one of models of pair sphere [1], effective volume [2].

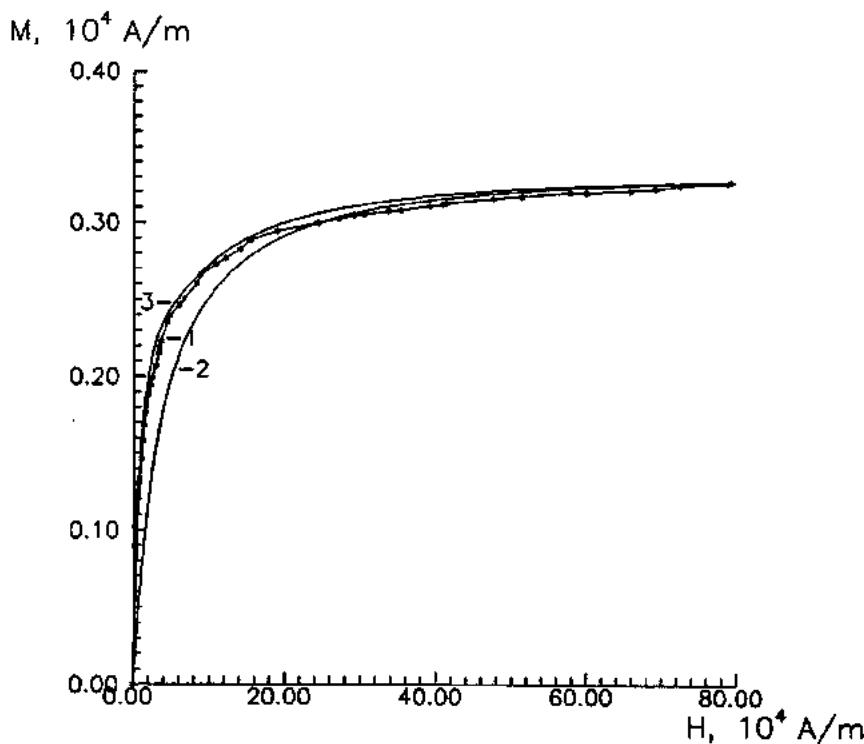


Fig. Magnetisation curves of sample-I obtained by 1 - experiment, 2 - Langevan equation and 3 - additional term.

The maximum of the additional term of the magnetisation has been determined by Nuton method and it has been shown, that at $x=1.566$ ($x = \frac{mH}{kT}$) the additional term of magnetisation has maximum. The value of maximum is linear function of magnetic moments and parabolic function of concentration of magnetite. The values of experimental and calculated magnetic field corresponding to maximum for sample-I are $1.19 \cdot 10^4$ A/m and $1.25 \cdot 10^4$ A/m correspondingly.

Analysis of curves of magnetic susceptibility of medium obtained by numerical differentiation of experimental curves of magnetisation and by analytical differentiation of expression obtained by us correspond with each other. Analysis of this curves showed, that magnetisation don't occurs uniform, that it's related with dispersity of system or magnetic dipol-dipol interaction of magnetite nanoparticles. At initial part of magnetisation average value of magnetic moment is maximal and at magnetisation it is approach to average value of magnetic moment of medium. At magnetisation time quantity of

magnetic nanoparticles taken part in magnetisation increase. Certain section of magnetic susceptibility curves of magnetite nanoparticles is responsible some size or near size of magnetite nanoparticles. Decreasing part of curves is characterised by small size magnetite nanoparticles in magnetisation. Magnetic dipol-dipol interaction assisted to formation of chains, of magnetic nanoparticles which construct along external magnetic fields line and consequently magnetisation of medium occurs by the "parallel" mechanism method of the magnetisation of chains.

ACKNOWLEDGMENT

Author thanks to Dr. A.N.Buryakov from Physico-Chemical Institute of Russian Academy of Sciences in Moscow for preparation and let of samples, to Dr. M.M. Mayorov from Institute of Physics Latvian Academy of Sciences for help to carry out measurement of magnetisation of samples.

- [1] A. Hamm. Phys. Kondens. Materials, 4, 1965, 20-32.
[2] W.F. Brown. J.Appl. of Physics, 38, 1967, 1017-1018.

- [3] A. Aharoni. IEEE transactions on magnetics, 23, 1987, 1853-1855.

R.Ə. Əli-zadə

MAQNİT DİPOL-DİPOL QARŞILIQLI TƏ'SİRDE OLAN NANOÖLÇÜLÜ MAQNİTİT ZƏRRƏCİKLƏRİNİN DİSPERS SİSTEMLƏRDƏ MAQNİTLƏŞMƏSİ

Nanoölçülü maqnetit zərrəciklərin dipol-dipol qarşılıqlı tə'sir potensialı

$$E_{d-d} = -\frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\operatorname{cth} \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2$$

tənliyi vasitəsilə ifadə olunmuşdur. Maqnit dipol-dipol qarşılıqlı tə'sirde olan maqnetit nanozərrəcikler sisteminin maqnitleşmə və maqnit həssaslığı tənlikləri alınmışdır. Eksperimental və bu tənliklərdən alınmış maqnitleşmə və maqnit həssaslığı eyriləri yaxşı uyğunlaşır. Eksperimental maqnitleşmə eyrisinin ədədi differensasiyasında və bu tənliklərdən alınmış sistemin başlangıç maqnit həssaslığı uyğun olaraq 0,112 və 0,0945 bərabərdir. Göstərilmişdir ki, maqnit dipol-dipol qarşılıqlı tə'siri maqnetit nanozərrəciklər zəncirinin xarici maqnit sahəsinin qüvvə xətləri istiqamətində yönəlməsinə kömək edir və maqnitleşmə nanozərrəciklərinin "paralel" maqnitleşmə mexanizmi ilə baş verir.

P.A. Али-заде

НАМАГНИЧИВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА С ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНЫМ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕМ В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Потенциал магнитного диполь-дипольного взаимодействия наночастиц магнетита описан выражением

$$E_{d-d} = -\frac{m^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\operatorname{cth} \frac{mH}{kT} - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right)^2$$

Получены уравнения намагничивания и магнитной восприимчивости систем наночастиц магнетита с магнитным диполь-дипольным взаимодействием. Кривые намагничивания и магнитной восприимчивости, определенные экспериментально и с помощью полученных уравнений согласуются. Начальные магнитные восприимчивости, определенные численной дифференциацией экспериментальной кривой намагничивания и с помощью полученных уравнений равны 0,112 и 0,0945 соответственно. Доказано, что магнитное диполь-дипольное взаимодействие помогает образованию цепочек наночастиц магнетита вдоль силовых линий внешнего магнитного поля и намагничивание происходит по "параллельному" механизму намагничивания цепочек.

Дата поступления: 09.11.98

Редактор: Р.Р. Гусейнов

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛОКАЛЬНЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СТРУКТУР

О.А. АГЕЕВ, А.Ш. МЕХТИЕВ, Н.М. МУРАДОВ

Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство

370106, Баку, пр. Азадлыг, 159

В.В. ПЕТРОВ, М.О. ПОХОДИЙ

*Таганрогский Государственный Радиотехнический Университет,
пер. Некрасовский, 44, ГСП-17А, Таганрог, Ростовская обл., Россия*

В работе рассматриваются вопросы, связанные с формированием локальных разупорядоченных структур и подтверждением их дислокационной природы.

Выполнена оценка влияния режимов обработки на структуру локальных дислокационных структур (ЛДС).

Проведенный анализ закономерностей пластической деформации в кремниевой подложке позволил разработать методику, с помощью которой были определены электрофизические параметры ЛДС.

До последнего времени развитие микроэлектронной технологии шло по пути получения и использования в ИС полупроводниковых материалов, содержащих минимальную концентрацию дефектов и дислокаций, что обеспечивало максимальную стабильность и надежность параметров.

Однако в последнее время заметно возрос интерес к изучению свойств дефектных структур. С одной стороны это обусловлено тем, что исследование таких структур дает возможность расширить существующие представления о физических механизмах протекающих в них процессов. С другой стороны, сложность и многообразие явлений и эффектов в этих структурах позволяют создавать на их основе активные приборы и, тем самым, увеличивать функциональные возможности единицы объема микроэлектронных устройств.

Особый интерес с этой точки зрения представляют структуры, содержащие локальные дислокационные или дефектные области, чередующиеся с бездислокационными участками, содержащими минимальное количество дефектов. Использование таких структур позволяет получать функциональное устройство на дислокационной части структуры и схему обработки и усиления сигнала на ее бездислокационных участках. Немаловажным фактором при этом является повышенная радиационная стойкость неупорядоченных структур.

Ограничения в использовании таких структур связаны с возможностью их получения по приемлемому технологическому маршруту и с воспроизводимостью характеристик. Условию воспроизводимости результатов, прежде всего, отвечают линейные несовершенства монокристалла – дислокации, вследствие их весьма большой стабильности, а также значительного влияния на электрические свойства в объеме кристалла.

В качестве способов получения локальных дислокационных структур (ЛДС) ранее использовались методы трехточечного изгиба и локальной пластической деформации с помощью индентора. Основным недостатком этих способов введения дислокаций в полупроводниковый кристалл является их несовместимость со стандартным технологическим процессом изготовления полу-

проводниковых интегральных схем. Новым методом, позволяющим получить локальные дислокационные структуры и не имеющим указанного выше недостатка, является метод быстрой термической обработки (БТО), локально окисленных кремниевых пластин.

Сущность технологии формирования ЛДС с помощью БТО заключается в следующем. При быстрой термической обработке системы пленка SiO_2 -подложка, из-за несоответствия физических характеристик материалов (температурный коэффициент линейного расширения, модуль упругости, коэффициент Пуассона) и наличия температурного градиента в системе возникают термоупругие напряжения. Кроме того, неровности поверхности пленки (края, ступеньки, места изгибов) являются концентраторами механических напряжений. Механические напряжения в подложке релаксируют с образованием дислокаций в случае превышения предела пластичности [1]. Таким образом, изменяя режимы БТО локально маскированных подложек, можно воздействовать на параметры ЛДС (плотность дислокаций, локализацию).

Для формирования ЛДС использовались кремниевые пластины КЭФ-4,5 ориентации (100) со слоем термического окисла толщиной 0,5 мкм, в котором с помощью фотолитографии был создан набор тестовых ячеек. Их топология, привязанная к кристаллографическим направлениям на поверхности пластины, схематически изображена на рис. 1.

После этого методом БТО на установке ИТО-18МВ [2] были сформированы локальные дефектные структуры. Термическая обработка проводилась в различных режимах при температуре БТО 800–1300 °C.

Детальные исследования проводились на элементах тестовой ячейки 4 и 10 ($300 \times 90 \text{ мкм}^2$ и $290 \times 90 \text{ мкм}^2$ соответственно), исходя из следующих соображений: геометрические размеры структур должны быть одинаковыми и структуры должны быть расположены взаимно перпендикулярно. Остальные элементы тестовой ячейки использовались для изучения влияния ориентации элемента, его геометрических размеров и формы на плотность дислокаций с помощью металлографии.

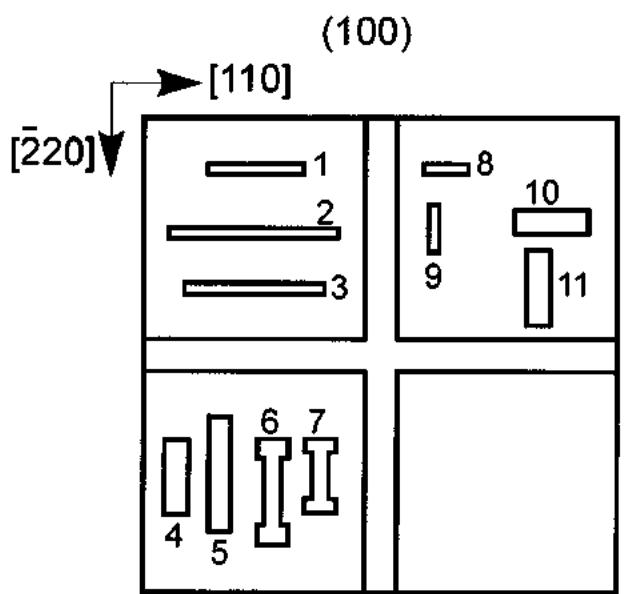
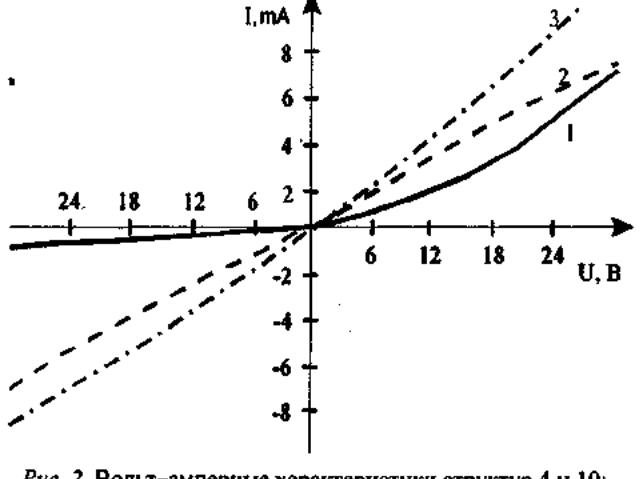


Рис. 1. Топология тестовой ячейки.

Вольт-амперные характеристики ЛДС измерялись с помощью прижимных вольфрамовых зондов на установке, позволяющей изменять температуру в диапазоне (+20 – +100) °C.

С помощью метода металлографии было установлено, что плотность дислокаций возрастает с увеличением температуры обработки, однако, одновременно с этим увеличивается их расплывание в области, покрытые окисной пленкой. С этой точки зрения оптимальным является режим БТО $T=1000$ °C, поскольку именно этот режим позволяет получить наибольшую плотность дислокаций $2 \cdot 10^7$ см $^{-2}$ при локализации их строго в окнах пленки окисла. Именно образцы, прошедшие обработку по этому режиму, и исследовались в дальнейшем.

Измеренные при комнатной температуре вольт-амперные характеристики структур 4 и 10, подвергнутых БТО по оптимальному режиму, представлены на рис. 2.

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур 4 и 10:
1 – структура 4; 2 – структура 10; 3 – ВАХ бездислокационного кремния КЭФ-4,5.

ВАХ структуры 4 имеет барьерный характер, а ВАХ структуры 10 – омический характер. При этом сопротивление структур 4 и 10 выше, чем у бездислокационного кремния, что говорит о захвате основных носителей заряда и акцепторном действии структурных несовершенств.

Это подтверждает предположение о дислокационной природе дефектов, вводимых с помощью БТО, и согласуется с известными представлениями [3,4] об анизотропии проводимости при наличии в кристалле преимущественно ориентированных дислокаций.

Известно, что кремний обладает анизотропией свойств, и дефекты дислокационного типа расположены в кристаллографической плоскости (111) в кристаллографическом направлении <110> [4]. Это, в сочетании с ориентацией плоскости кремниевой пластины – (100), и кристаллографическими направлениями длинных граней тестовых структур ([110] и [220]), позволяет сделать вывод, что дислокации присутствуют в объеме ЛДС в виде полуяиц разного диаметра, лежащих преимущественно в плоскости (111). Особенности формирования таких дислокационных конфигураций подробно рассмотрены в [5].

Таким образом, анализ кристаллической структуры ЛДС позволяет предположить, что они представляют собой квазиполикристаллические локальные области, или области с набором барьеров, сформированных преимущественно 60° дислокациями [4].

Используя это предположение, для анализа ВАХ структуры 4, линии тока в которой направлены преимущественно поперек дислокационных трубок, применялась методика, изложенная в [6,7], что позволило определить ряд электрофизических параметров ЛДС.

Методика основана на анализе ВАХ набора бикристаллов с барьерными слоями типа Шоттки, обусловленных полным заполнением акцепторных ловушечных состояний на границах зерен. Теоретическая ВАХ такой структуры предполагает наличие двух областей: линейной ($qU < xkT$) и экспоненциальной ($qU \geq xkT$), где x – число барьерных слоев. Причем экспоненциальная зависимость наблюдается в координатах

$$\ln\left(\frac{I}{(1 - 4a^2U^2)}\right) = f(U - aU^2), \text{ где } a = \frac{q}{8\phi_0},$$

ϕ_0 – высота потенциального барьера границы зерен.

Анализ экспериментальной ВАХ элемента 4 по приведенной методике позволил определить значение высоты барьера, вносимого дислокацией, которое оказалось равным $9,7 \cdot 10^{-3}$ эВ, что хорошо согласуется с результатом, полученным в [5].

Для оценки плотности пограничных состояний на барьерах N_s и концентрации основных носителей заряда в объеме ЛДС N_D в [8] предлагается использовать независимые значения подвижности основных носителей заряда μ , в объеме ЛДС. Полагая $\mu = 1450$ см 2 ·В $^{-1}$ ·с $^{-1}$ [5] получаем $N_s = 5 \cdot 10^9$ см $^{-2}$, $N_D = 2,8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Поскольку в исходном кремнии $N_D = 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, то полученные значения явно указывают на обеднение объема ЛДС основными носителями заряда за счет их захвата на пограничные состояния, плотность которых велика.

Оценка тока насыщения ($\approx 9 \cdot 10^{-6}$ А) и проводимости в омической области ВАХ ($\approx 2 \cdot 10^{-4}$ см) указывает на шунтирование ЛДС объемом кремниевой подложки.

Проводя дальнейший анализ, можно определить степень заполнения f , энергетический уровень, вносимый дислокациями в запрещенную зону кремния E_D и скорость рекомбинации носителей заряда v_p [5]. Эти значения

составили $f = 1,5 \cdot 10^{-2}$, $E_D = 0,39$ эВ, $V_F = 8 \cdot 10^4$ см/с, и полностью коррелируют с приведенными в [5].

Оценка тока насыщения ($\approx 0,5$ мА) и проводимости в омической области ВАХ ($\approx 0,02$ Ом $^{-1}$) указывает на шунтирование ЛДС объемом кремниевой подложки.

Таким образом, расчет и анализ фундаментальных физических параметров ЛДС подтверждает их дислокационную природу, и полностью согласуется с существую-

щей теорией заряженных дислокаций в полупроводниковых кристаллах [8].

Из отношения сопротивлений взаимно-перпендикулярных структур можно оценить плотность дислокаций [3] в ЛДС: она составила $3,34 \cdot 10^7$ см $^{-2}$, что согласуется с данными металлографических исследований.

Температурная зависимость проводимости структур 4 и 10 (рис.3) обнаруживает рост проводимости с увеличением температуры, что связано с наличием глубоких уровней захвата в запрещенной зоне кремния [4]. В бездислокационном кремнии для исходной пластины КЭФ-4,5 с ростом температуры в этом интервале должно наблюдаться снижение проводимости, связанное с уменьшением подвижности при рассеянии на фонах решетки [4].

Расчет энергии активации уровней захвата по наклону зависимости $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ дал значение 0,4 эВ, что соответствует полученному ранее из анализа ВАХ.

Освещение локальных дислокационных областей белым светом приводит к незначительному увеличению тока при прямом смещении (на ~3%), а при обратном смещении величина тока либо остается неизменной, либо уменьшается (на ~2%). Это также подтверждает наличие барьерных слоев в ЛДС и глубоких уровней захвата, которые, заполняясь генерируемыми светом носителями тока, повышают величину барьера, снижая тем самым обратный ток [6].

Проведенные исследования полностью подтвердили дислокационную природу вводимых дефектов (анизотропия проводимости, барьерный характер вольт-амперных характеристик, аномальная температурная зависимость проводимости, значения фундаментальных параметров ЛДС). Это позволяет утверждать, что отработана технология получения локальных дислокационных структур, которая максимально совместима со стандартной микрэлектронной технологией и позволяет формировать ЛДС с необходимой конфигурацией и параметрами.

Благодаря этому, локальные дислокационные структуры могут быть использованы в технологии ИС как боковая изоляция элементов, радиационно-стойкие сопротивления, сенсоры различных неэлектрических величин, границы с повышенной скоростью рекомбинации, в качестве областей для локального геттерирования точечных дефектов из рабочих структур ИС и т. д., что может значительно повысить функциональные возможности ИМС.

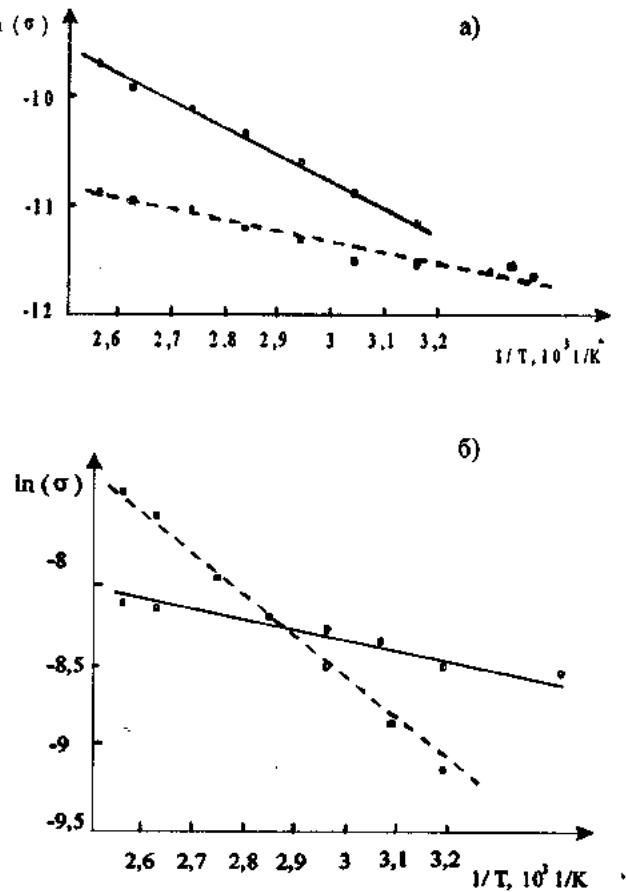


Рис.3. Зависимость проводимости ЛДС от температуры (сплошная линия – при положительном смещении; пунктирующая – при отрицательном смещении):
а) для структуры 4; б) для структуры 10.

- [1] J. Vanhellemont, S. Amelinckx, C. Claeys. J. Appl. Phys., 1987, v. 61, № 6, p. 2170–2188.
- [2] А.М. Светличный, Д.А. Сеченов, В.М. Бурштейн, П.В. Воронцов, В.В. Поляков, С.И. Соловьев, О.А. Агеев. Электронная промышленность, № 3, 1991, с. 6-7.
- [3] К. Рейви. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. М.: "Мир", 1984, с. 475.
- [4] Г. Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: "Мир", 1974, с.464.
- [5] С.А. Шевченко. ЖЭТФ, 1971, т. 61, в. 6(1), с. 2330–2336.
- [6] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. ФТП, 1976, т. 10, № 10, с. 1839–1845.
- [7] Е.И. Гольдман, И.Б. Гуляев, А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирский. ФТП, 1976, т. 10, № 11, с. 2089–2092.
- [8] В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина. УФН, 1996, т. 165, № 6, с. 887–917.

O.A. Aqeyev, A.Ş. Mehdiyev, N.M. Muradov, V.V. Petrov, M.O. Poxodi

LOKAL DİSLOKASIYA STRUKTURLARININ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQİQİ

İşdə lokal nizamsız strukturların, onların dislokasiya təbiətinin təsdiqi ilə formallaşması məsələlərinə baxılır.

Lokal dislokasiya strukturlarının (LDS) strukturuna işlənmə rejiminin tə'siri qiymətləndirilmişdir.

Silisium təbəqələrində plastik deformasiyanın qanunauyğunlaşdırılmış analizi, metodika hazırlamağa imkan vermişdir ki, bunun da sayesinde LDS-nin elektrofiziki parametrləri tə'yin edilmişdir.

O.A. Ageyev, A.Sh. Mekhtiev, N.M. Muradov, V.V. Petrov, M.O. Pokhodi

INVESTIGATION OF ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF THE LOCAL DISLOCATION STRUCTURES

In this article the problems connected with formation the local defects structures and confirmation their dislocations nature are considered.

The evaluation of influence of modes of processing on a structure of local dislocations structures (LDS) is executed.

The conducted analysis of regularities of plastic deformation in a silicon substrate has been allowed to apply to the analysis of the volt-ampere characteristics LDS a technique, with the help of which electrophysical parameters LDS have been obtained.

КИНЕТИКА ФОТОПРОВОДИМОСТИ В $Cd_xHg_{1-x}Te$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г.С. СЕИДЛИ, О.М. САДЫХОВ, Р.М. ИСМАЙЛОВ

Бакинское Высшее Военно-Морское Училище,

г. Баку, 153, ул. Нахимова

Экспериментально на монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ изучено влияние магнетоконцентрационного эффекта на процесс релаксации фотопроводимости. Полученные результаты объясняются различием скоростей процессов генерации-рекомбинации в объеме и на поверхности полупроводника под влиянием поперечного магнитного поля.

В последние годы предметом широкого исследования в целях изучения и практического применения стали полупроводниковые тройные соединения $Cd_xHg_{1-x}Te$. Особенно интенсивно изучаются его электрические и фотоэлектрические свойства. Анализ литературных данных показывает, что большая часть работ посвящена материалу с $x=0,18 \pm 0,22$, тогда как сообщений для $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x \geq 0,25$ гораздо меньше [1-4].

В работе [1] было показано, что при асимметричной обработке противоположных поверхностей образца p- $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$, на диффузионное растекание, созданное на одном из граней неравновесных пар носителей заряда, накладывается их дрейф в поперечном току направлении, скорость и направление которого определяется величиной и знаком электрического и магнитного полей. В результате этого время релаксации фототока в пластине полупроводника, толщина которого сравнима с диффузионной длиной носителей заряда, определяется не только временем жизни неосновных носителей в объеме кристалла, но и скоростями поверхностной рекомбинации на противоположных гранях, а также величиной и знаком электрического и магнитного полей.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию действия поперечного магнитного поля на кинетику фотопроводимости монокристаллов ($0,25 \leq x \leq 0,3$) n и p-типов проводимости, с целью выяснения возможности управлением τ_{rel} - в этом полупроводниковом материале.

Изучаемые нами образцы вырезались из крупных слитков монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ $x=0,25$ и $x=0,3$, выращенных методом твердотельной рекристаллизации и имели размеры $3 \times 1 \times 0,1$ мм³. Измеренные с помощью эффекта Холла концентрация и подвижность носителей заряда при $T=77$ К оказались равными для n и p- $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ $n_0 \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_n \approx 1,5 \cdot 10^5$ см²/в·сек, $\rho_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\mu_p \approx 2,5 \cdot 10^4$ см²/в·сек, а для n- $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te$ $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_n \approx 2 \cdot 10^5$ см²/в·сек, соответственно. В качестве сильнооглощающего излучения использовался ОКГ ЛГ-126 $\lambda=0,63$ мкм и 3,39 мкм. Для формирования коротких импульсов излучения применялся электрооптический модулятор МЛ-4, который питался от генератора Г5-54 при этом фронты нарастания и спада импульсов света составляли $4 \cdot 10^{-8}$ с. Поскольку собственное время спада импульсов излучения намного меньше, чем собственное время жизни неосновных носителей тока, то вышеописанная установка позволяет непосредственно с экрана осциллографа наблюдать кривые релаксации фотопроводимости.

При необходимости релаксационные кривые записываются на двухкоординатном самописце ПДС-021 М.

При асимметричной обработке поверхностей образца, для обеспечения минимальной скорости поверхностной рекомбинации (S_{min}) на освещаемой грани, указанная сторона оптически полировалась и травилась в бромисто-кислотном полирующем травителе, соответственно, противоположная грань (S_{max}) - подвергалась только полировке алмазной пастой.

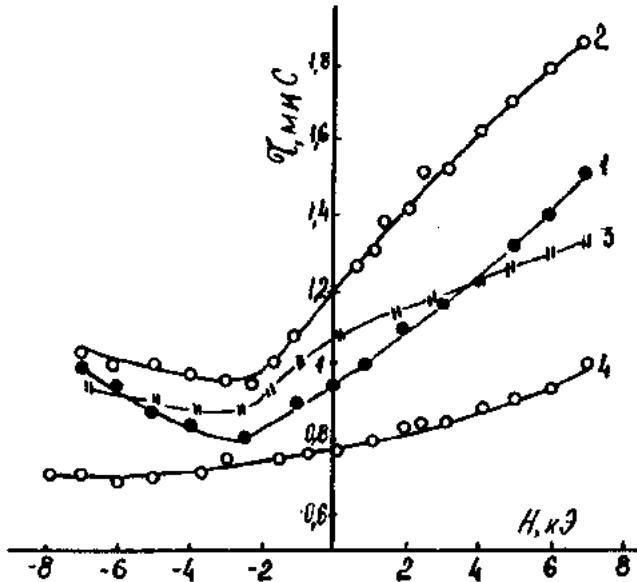


Рис. 1. Зависимость времени релаксации τ от напряженности магнитного поля H , при различных температурах t , К: 1-80; 2-125; 3-170; 4-220.

Магнитное поле варьировалось с помощью электромагнита практически от 0 до 8 кЭ. При всех измерениях в диапазоне температур 80-300 К выполнялся линейный режим фотопроводимости ($\Delta n \ll n_0$).

На рис. 1 приведены зависимости времени релаксации от напряженности магнитного поля $\tau(H)$, определенные из кривых релаксации, для образцов $Cd_{0,25}Hg_{0,75}Te$ в интервале температур 90-300 К. Как видно, с увеличением магнитного поля (положительное направление H), при фиксированном направлении и значении электрического поля время релаксации увеличивается, что соответствует накоплению генерированных светом носителей тока у неосвещенной грани с S_{max} , причем с увеличением температуры, начиная с 95 К ход кривых имеет различный

характер, а при $T=125$ К приращение времени релаксации достигает максимального значения (кривая 2). С дальнейшим увеличением температуры вплоть до 300 К зависимости $\tau(H)$ имеют более пологий характер. При противоположном направлении магнитного поля (отрицательные значения H), при котором осуществляется вынос носителей тока на освещаемую грань с S_{min} , время релаксации уменьшается и в районе $H=2.5$ кЭ достигает минимального значения, что обусловлено конечностью минимального значения скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой грани. В случае симметричной обработки поверхностей ($S_{min}=S_{max}$) минимум τ должен располагаться в точке $H=0$. С дальнейшим увеличением магнитного поля время релаксации начинает увеличиваться, это по-видимому связано с тем, что если бы на одной из поверхностей скорость поверхностной рекомбинации была бы равна нулю, то при накоплении носителей на этой грани $S=0$ с увеличением магнитного поля H асимптотически стремилась бы к объемному времени жизни.

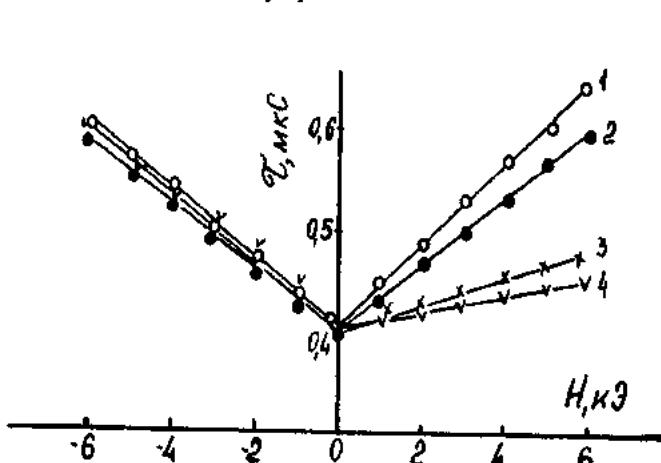


Рис. 2. Зависимость времени релаксации τ от напряженности магнитного поля H , при $T=90$ К.
Е, В/см: 1-0; 2-30; 3-40; 4-60.

- [1] А.Ш.Абдинов, Р.Р.Агаев, Э.Ю.Салаев, Г.С.Сейдли. ФТП, 1982, т.16, в.4, с.880-883.
- [2] А.Ш.Абдинов, Р.Р.Агаев, Э.Ю.Салаев, Г.С.Сейдли. ДАН Аз.ССР, 1963, т.39, в.10, с.39-43.

На рис.2 представлены зависимости $\tau(H)$ при различных значениях напряжения смещения фиксированного направления для образцов p-Cd_{0.25}Hg_{0.75}Te при температуре 90 К. В данном случае с увеличением магнитного поля в обоих направлениях время релаксации увеличивается, однако для $H=0$, с увеличением значения электрического поля, при заданном значении H время релаксации уменьшается почти в 2 раза.

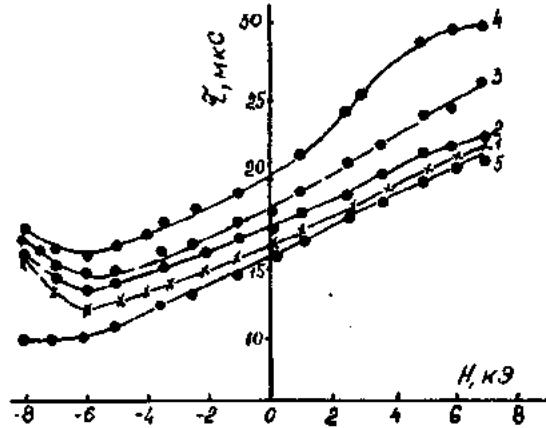


Рис. 3. Зависимость $\tau(H)$ для n-Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te при различных температурах. т, К: 1-80; 2-120; 3-190; 4-215; 5-250.

Экспериментальные кривые зависимости $\tau(H)$ для n-Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te в интервале температур 100-300 К показаны на рис.3, откуда хорошо видно, что с увеличением температуры при заданном значении H , изменение времени релаксации максимальны при $T=215$ К, которая соответствует переходу от примесной области проводимости к собственной в материалах данного состава.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить с помощью изменения отношения темпов генерации и рекомбинации носителей тока на поверхности и в объеме кристалла под действием поперечного магнитного поля.

- [3] А.Ш.Абдинов, Р.Р.Агаев, Г.С.Сейдли. ДАН Аз. ССР, 1982, т.38, в.7, с.18-20.
- [4] Э.К.Гусейнов, Ф.Н.Казиев, А.К.Мамедов, Г.С.Сейдли. ДАН Аз. ССР, 1984, т.40, в.4, с.39-42.

H.S. Seyidli, O.M. Sadixov, R.M. Ismailov

Cd_xHg_{1-x}Te MONOKRİSTALLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİNİN KİNETİKASINA ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNİN TƏ'SİRİ

Təcrübə olaraq Cd_xHg_{1-x}Te monokristallarında fotokeçiriciliyin relaksasiya prosesine maqnetokonsentrasiya effektinin tə'siri öyrənilmişdir. Alınmış təcrübə nəticələr eninə maqnit sahəsinin tə'siri altında yarımkəciriçinin hecmində və səthində baş veren generasiya - rekombinasiya proseslərinin sürətlərinin müxtəlif cür deyişməsi ilə izah olunur.

H.S. Seidly, O.M. Sadixov, R.M. Ismailov

KINETICS OF PHOTOCONDUCTIVITY IN Cd_xHg_{1-x}Te MONOCRYSTALS UNDER THE INFLUENCE OF CROSS MAGNETIC FIELD

In this work the influence of Magneto concentrational effect on the curves of photoconductivity relaxation has been experimental by investigated in Cd_xHg_{1-x}Te with $x=0.25$. Obtained experimental relation rates of charge carriers in the surface and in crystals volume under the influence of cross magnetic field.

Дата поступления: 01.03.98

Редактор: Дж.Ш. Абдинов

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДОВ НА СВЯЗЯХ В СТРУКТУРЕ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ

Т.Р. МЕХТИЕВ

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

Исследованы распределения плотностей электронного заряда на связях в кристаллической структуре селенида галлия и их изменения в условиях одноосного давления, направленного перпендикулярно плоскости слоев. Приводится возможная интерпретация полученных результатов.

В работах [1-4] опубликованы хорошо согласующиеся результаты расчетов методом псевдопотенциала зонной структуры селенида галлия. Там же были опубликованы сведения о распределениях плотности электронного заряда, из которых следовало, что в межслоевом пространстве имеется слабое связывание атомов селенов двух соседних слоев. В работах [5-7] были приведены оценки величин кулоновского и вандерваальсовского взаимодействий между слоями и сделан вывод, что вклад электронной компоненты в межслоевое взаимодействие является существенным и, по-видимому, играет малую, но значимую роль в процессе возникновения политипов селенида галлия. Учет вклада электронной компоненты становится особенно важным, когда в результате экспериментов производится возбуждение кристалла GaSe и происходит заполнение электронами его зоны проводимости. Изучение характеров распределений плотности зарядов для пятой и шестой групп зон (обозначения зон см. в работах [1,4]) указывает на их родственность. Шестая группа по отношению к пятой является антисвязывающей по (Ga-Ga) внутрислоевой связи и слабосвязывающей по (Se-Se) между слоями. Известно также, что при деформациях кристаллической решетки селенида галлия в направлении перпендикулярном плоскости слоев основные изменения зонной структуры возникают на энергетических уровнях пятой и шестой групп зон, формируемых р-состояниями Ga и Se и s-состояниями Ga [1,4] (дно зоны проводимости и потолок валентной зоны, шестая и пятая группы зон).

В настоящей работе приведены данные теоретических исследований по распределениям плотностей зарядов на связях в кристаллической структуре селенида галлия, возникающих при сжатии и растяжении внутрислоевой (Ga-Ga) и межслоевой (Se-Se) связей (пространственная группа симметрии и параметр "a" кристаллической решетки остаются неизменными). Кроме того, в настоящей работе не учитываются деформационные изменения валентного угла (Ga-Ga-Se). Такая модельная ситуация может наблюдаться при одноосном, перпендикулярном плоскости слоев, сжатии и растяжении кристалла GaSe.

Все количественные вычисления производились на основе зонных расчетов, выполненных методом псевдопотенциала [1-4]. Модельные псевдопотенциалы Ga и Se строились по методике, предложенной в работе [8], с дальнейшим уточнением подгоночных коэффициентов. Значения параметров кристаллической структуры были выбраны из работы [9].

Распределение плотности заряда строилось по выражению

$$\rho(\vec{r}) = e \int d\vec{k} \psi^*(\vec{k}, \vec{r}) \psi_n(\vec{k}, \vec{r})$$

с использованием метода особых точек [10].

Характеристики зонной структуры и распределения зарядовой плотности можно легко связать, используя понятие локальной плотности заряда [4]:

$$N(\vec{r}, E) = \frac{1}{\alpha} \sum_{k,n} \delta(E_k^n - E) \rho_k^n(\vec{r}),$$

где $\alpha = \int_{V_E} N(r, E) dE$;

V_E – область энергий занятых валентных состояний. Суммирование по \vec{k} производится в пределах первой зоны Брилюэна.

Выражение позволяет найти гистограмму плотности состояний с весовыми коэффициентами, равными плотности заряда в рассматриваемой точке \vec{r} , которую располагают в характерных точках связей или местах расположения атомов.

Анализ гистограмм локальной плотности заряда первой группы валентных зон показал, что это состояние достаточно протяжено в плоскости xu и искажено по отношению к сферически симметричным s-состояниям. Характерна форма пика локальной плотности заряда. Если бы он образовался просто кристаллическим расщеплением невзаимодействующих состояний, то он должен был быть симметричным, так как амплитуды пиков, на которые расщепляется исходное состояние, определялись бы только плотностью заряда. Асимметрия, которая наблюдается в пике локальной плотности заряда, указывает на то, что он образуется слабосвязанными состояниями. Наше предположение подтверждается тем фактом, что в точке расположения атома амплитуда электронной плотности выше для антисвязывающего и, следовательно, более высокозенергетического состояния, при котором электроны локализуются на связываемых атомах. Для связывающего состояния с меньшей энергией электроны локализуются на связи вне атомных остовов. Таким образом, данная асимметрия пика локальной плотности прямо указывает, что связанными оказываются именно ближайшие атомы селенов соседних слоев.

То обстоятельство, что в гистограммах локальной плотности заряда максимумы, соответствующие второй и третьей группам, присутствуют не только в местах расположения атомов Ga и Se, но и на их связях, указывает, что происхождение этих групп нельзя связывать со связями, образованными только чистыми или же только гибридизованными атомными орбиталами. Анализ гистограмм позволяет предложить следующую схему. Молекулярный терм связанныго состояния, относящийся к молекуле селенида галлия, при сближении с другой молекулой образует два состояния, из которых связывающее, более низкоэнергетическое (вторая группа), будет относиться ко всему слою (Se-Ga-Ga-Se), и антисвязывающее, высокоэнергетическое (третья группа), представляет по существу связанное состояние отдельных молекул селенида галлия.

Анализ максимумов локальной плотности заряда, соответствующих четвертой группе валентных зон свидетельствует о наличии связывающих и антисвязывающих состояний внутри группы. Кроме того, становится ясным тот факт, что эта группа вносит наибольший, относительно других групп, вклад в ковалентный заряд межслоевого пространства. Последнее как будто вступает в противоречие с тем фактом, что изменение межслоевого промежутка при одноосной перпендикулярно слою деформации слабо влияет на дисперсию зон четвертой группы в направлении ГА зоны Бриллюэна. Однако, этот результат является следствием того, что состояние оказывается протяженным в плоскости ху (т.е. слоев).

На всех гистограммах локальной плотности заряда легко обнаружить сложную структуру, соответствующую пятой группе зон (потолок валентной зоны). Слабая на Se и связи селен-галлий внутри слоя, она приобретает доминирующий характер на Ga и (Ga-Ga) связи. Небольшая асимметричность структуры позволяет предположить, что она формируется состояниями, которые не являются чисто связывающими. С другой стороны, характер распределений зарядовой плотности шестой группы (дно зоны проводимости) явно указывает на ее родственность с пятой группой. Она антисвязывающая по (Ga-Ga) связи и слабо связывающая по (Se-Se) между слоями.

Введем обозначения: (Ga-Ga) – связь между атомами галлиев внутри слоя; (Ga-Se(1)) – связь между галлием и селеном внутри слоя; (Se(1)-Se(2)) – связь между ближайшими атомами селенов двух соседних слоев. Изменения длин рассматриваемых связей приведены в таблице 1:

Таблица I

Длина (Ga-Ga) связи, в Å	Длина (Se-Se) межслоевой связи, в Å	Обозначения вариантов на рисунках
2,58626	3,90800	■
2,45874	3,85211	•
2,34716	3,72457	*
2,39498	3,63634	Δ
2,26746	3,55054	x

Анализ публикуемых в настоящей работе распределений плотности электронного заряда на связях при изменениях расстояний между атомами (Ga-Ga) внутри и

(Se-Se) между слоями указывает на следующие наблюдаемые особенности:

- Уменьшение (увеличение) расстояния между (Ga-Ga) внутри слоя приводит к соответственным изменениям в зарядовой плотности между атомами галлиев (рис.1а) и слабому увеличению (уменьшению) плотности заряда на связи (Se-Se) между слоями (рис.1б). Положение максимума плотности заряда в рассматриваемых связях не меняется;
- Уменьшение (увеличение) расстояния между (Se-Se) между слоями приводит к соответственным изменениям в распределении зарядовой плотности между ними (рис.3а) и слабому увеличению (уменьшению) плотности заряда на связи (Ga-Ga) внутри слоя (рис.3б). Положение максимума плотности заряда в рассматриваемых связях не меняется;
- Уменьшение (увеличение) расстояния между (Ga-Ga) внутри слоя или (Se-Se) между слоями приводит к существенному перераспределению плотности заряда в связях атома галлия с атомами селенов ближайшего окружения (рис.2а,б). Наблюдается смещение положения максимума распределения плотности заряда для (Ga-Se(1)) связи;

Рассмотрим эти особенности более детально

1. Уменьшение (увеличение) расстояния между (Ga-Ga) внутри слоя.

Эта связь строго направлена вдоль оси z перпендикулярной плоскости слоя. Деформация кристалла в данном направлении не приводит к разориентациям связей (Ga-Ga), (Ga-Se(1)) и (Se(1)-Se(2)).

При уменьшении или увеличении расстояния между атомами галлия наблюдаются соответственные изменения распределения зарядовой плотности на связи, сильные изменения в распределениях плотности заряда вдоль связи (Ga-Se(1)) и слабые изменения распределения плотности на связи (Se(1)-Se(2)). Распределение заряда на связи (Se(1)-Se(2)) имеет вид перевернутого купола с небольшим плато в минимуме, располагающимся в центре связи. Наличие плато обусловлено перекрытием волновых функций атомов селенов. К сожалению, точность расчетов не позволяет зафиксировать очень слабый максимум в центре связи. Изменения зарядовой плотности на связи (Se(1)-Se(2)) происходят в противофазе к изменениям зарядовой плотности на связи (Ga-Ga), то есть уменьшение (увеличение) расстояния между галлиями внутри слоя, приводящее к росту (спаду) плотности заряда на этой связи, приводит к уменьшению (увеличению) заряда между ближайшими селенами соседних слоев (межслоевое пространство).

Более интересно развиваются изменения на связи (Ga-Se(1)). При уменьшении расстояния между атомами галлиев на связи (Ga-Se(1)) наблюдается последовательное снижение плотности заряда в максимуме с одновре-

менным его смещением в сторону атома селена. Далее, изменения достигают некоторого минимума, соответствующего расстоянию между атомами галлиев, определенному из рентгеновских исследований. Затем процесс идет в обратную сторону – возникает максимум, который по мере роста в нем плотности заряда смещается в сторону от селена.

Обычно такой эффект наблюдается при разориентациях межатомных связей. Последние приводят к изменениям во взаимодействиях атомов кристаллической структуры и, следовательно, степени их гибридизации.

В данном случае нет разориентации связи, но изменения длины (Ga-Ga) связи приводят к искажениям галлиевого тетраэдра, и, следовательно, будут влиять на степень гибридизации галлия.

2. Уменьшение (увеличение) расстояния между (Se-Se) между слоями

Деформация кристалла GaSe в направлении перпендикулярном плоскости слоев приводит, прежде всего, вследствие слабости межслоевого взаимодействия, к изменению величины межслоевого промежутка и, следовательно, расстояний между ближайшими атомами селенов двух соседних слоев. При не очень больших значениях деформации изменения параметра “*a*” структуры малы, и, вследствие этого, их можно не учитывать, как и изменениями длин связей внутри слоя и всех валентных углов, кроме (Ga-Se(1)-Se(2)). Эту точку зрения подтверждают теоретические и экспериментальные данные по значениям деформационных потенциалов.

Изучение наблюдаемых изменений распределения плотности заряда в (Ga-Ga), (Ga-Se(1)) и (Se(1)-Se(2)) связях структуры селенида галлия указывает на схожесть с изменениями, которые мы обсудили в первом пункте (сравните рис. 1-3). Заметим, что изменение валентного угла (Ga-Se(1)-Se(2)) не должно приводить к смещению положения максимума плотности заряда на связи (Se(1)-Se(2)), а влияет только на его величину. С другой стороны, предположение об искажении галлиевого тетраэдра, в условиях использованной для расчетов модели (изменяется только межслоевое расстояние), невозможно.

Можно предположить, что в действительности происходит не изменение валентного угла (Ga-Se(1)-Se(2)), а разориентация связи (Se(1)-Se(2)). Последняя должна проявиться в виде изменений в распределениях плотности заряда вблизи атомов селенов и, в частности, в направлении от атома селена к атому галлия, слабо влияя на распределения плотности заряда вблизи атомов галлия и в центре связи (Ga-Ga).

Асимметрия пика локальной плотности уменьшается при отклонениях длины (Se(1)-Se(2)) связи от некоторой оптимальной величины, соответствующей значению, определенному из рентгеноструктурных исследований. Таким образом, действительно наблюдается разориентация (Se(1)-Se(2)) связи.

Полученные данные могут быть использованы при изучении слоистых кристаллов группы $A^{III}B^{VI}$, а также в тех расчетах колебательных спектров этих материалов, для которых необходимо иметь полную информацию о картинах и характеристиках распределений плотности заряда на связях в них.

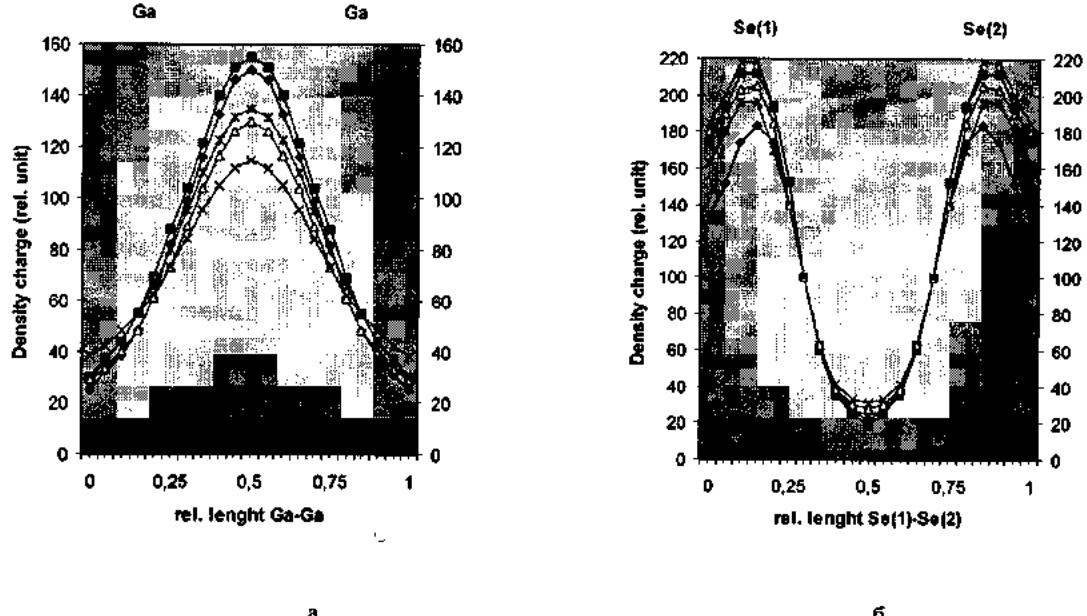


Рис. 1(а, б). Плотности электронного заряда вдоль связей (Ga-Ga) (а) и (Se(1)-Se(2)) (б) в зависимости от расстояния между галлиями в кристаллической структуре GaSe.

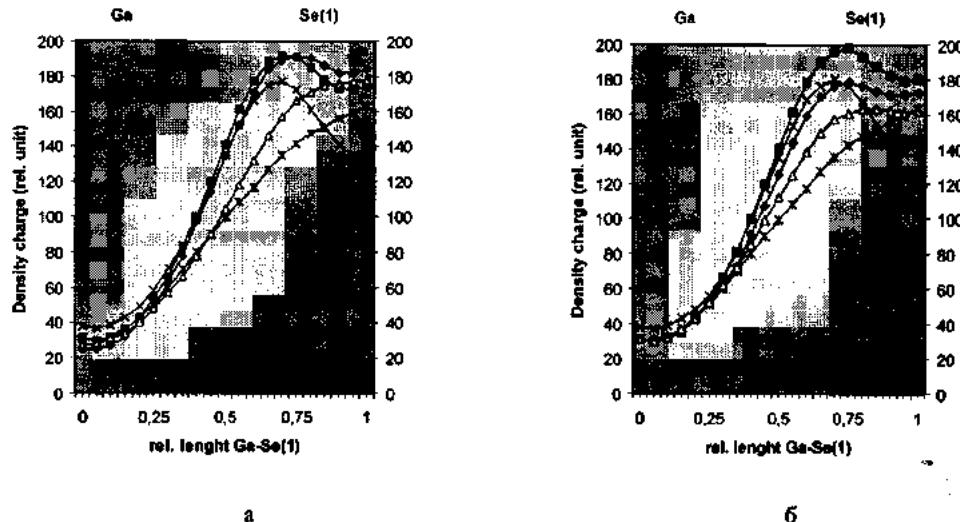


Рис. 2 (а, б). Плотности электронного заряда вдоль связи (Ga-Se(1)) в зависимости от расстояний Ga-Ga (а) и Se(1)-Se(2) (б) в кристаллической структуре селенида галлия.

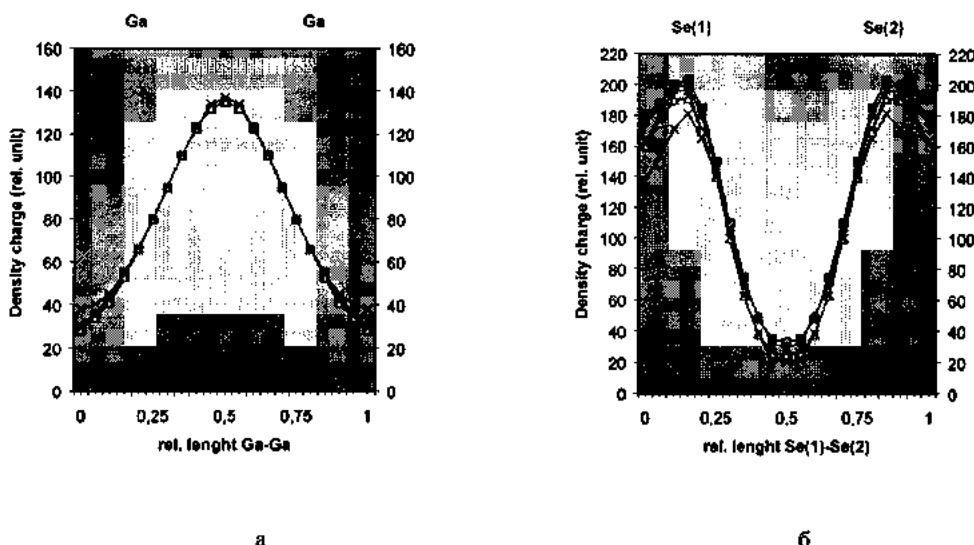


Рис. 3 (а, б.) Плотности электронного заряда вдоль связей (Ga-Ga) (а) и (Se(1)-Se(2)) (б) в зависимости от расстояния Se(1)-Se(2) в кристаллической структуре селенида галлия.

- [1] I. Deparsinge. Il Nuovo Cimento, 1981, v. 64B, № 1, pp. 111-150.
- [2] In "Electrons and Phonons in Layered Crystal Structure", by J. Weiting and M. Schluter, 1979, Holland, USA, England .
- [3] T.R. Mekhtiyev, A. Aliyev. Satellite conference of the XXX annual meeting of European high pressure research group, Baku, 1992, p. 23-25.
- [4] T.P. Mekhtiyev. Докторская диссертация "Химическая связь и энергетические спектры политипов селенида галлия" Баку, 1992, с. 346.
- [5] Т.Р. Мехтиев, В.П. Радионов, А.М. Алиев. Письма ЖЭТФ, 1991, т.17, вып. 2
- [6] Т.Р.Мехтиев, В.С.Рытневский, В.Я. Штейншрайбер. Докл. Ак Азерб. ССР, 1980, т. XXXVI, №3, с. 16-20.
- [7] Т.Р. Мехтиев. Физика, 1997, т. 3, № 2.
- [8] О.В. Константинов, Ш.К. Насибуллаев, М.М.Панахов. ФТП, 1977, т.11, в.5, с.881-885.
- [9] A. Kuhn, A. Chevy, R. Chevalier. Phys. Stat. Sol. (a), 1975, v.31, p. 469-475.
- [10] D.J. Chady, M.L. Cohen. Phys. Rev. B8, 1973, p.5747.

T.P. MEXTHIE

T.R. Mehdiyev

HALLİUM SELENİDİN STRUKTURUNDAKI RABİTƏLƏRDƏ YÜKLƏR SIXLİĞİNİN PAYLANMA XÜSUSİYYƏTLƏRİ.

Hallium selenidin kristallik strukturundakı rabitələrdə elektrik yukları sixliğinin paylanması və ləylərə perpendikulyar olan bir-oxly təzyiq şəraitində onların dəyişməsi tədqiq olunmuşdur. Alınan nəticələrin mümkün interpretasiyası verilmişdir.

T.R. Mekhtiyev

FEATURES OF DISTRIBUTION OF DENSITY CHARGES ON BOUNDS IN STRUCTURE OF GALLIUM SELENIDE

The distributions of density of an electronic charge on bounds in crystalline structure of gallium selenide and their change under conditions of single-axis pressure directed perpendicularly to a plane of layers are investigated. The possible interpretation of the obtained result is given.

Дата поступления: 01.03.98

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

ВЛИЯНИЕ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ ГЕРМАНИЯ

Р.С. МАДАТОВ, А.И. АЛИЕВ, Г.М. ГАСУМОВ, А.А. АБДУРРАГИМОВ

Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана,

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 31^а

Обнаружено, что фотовозбуждение во время облучения германия электронами с энергией 4,5 МэВ приводит к существенному изменению зарядового состояния радиационных дефектов. Изменения зарядового состояния подвижных дефектов и кинетики дефектных реакций, вследствие избыточной концентрации неосновных носителей заряда, рассматриваются как наиболее вероятные причины обнаруженного эффекта.

В настоящее время широко используется модификация структуры и приповерхностных слоев твердых тел путем воздействия электронами, ионами или лазерными лучами [1-3]. Она позволяет легко управлять количеством и распределением инжектированных атомов. Практически во всех теоретических моделях, развитых к настоящему времени, при описании механизмов дефектообразования при облучении полупроводников, предполагается, что состояние электронной подсистемы кристалла может существенно влиять на кинетику образования и перераспределения радиационных дефектов [3].

В последние годы появилось несколько работ [3-5], в которых было показано, что световое возбуждение в процессе ионной имплантации приводит как к количественным, так и к качественным изменениям в свойствах слоев. Механизм влияния фотовозбуждения при облучении высокозэнергетическими частицами на формирование радиационных дефектов в полупроводниках в настоящее время окончательно не выяснен, что, в частности, связано со сложным характером системы дефектов, образующихся в модификации структур. Поэтому в настоящей работе была предпринята попытка обнаружения влияния фотовозбуждения на дефектообразование во время электронного облучения.

Методика эксперимента.

Исследовались пластины монокристаллического Ge n-типа проводимости, прошедшие химико-механическую обработку. После обработки поверхности образцов путем термического напыления золота формировались диоды Шоттки. Омические контакты с тыльной стороны, а также к n-слою в образцах изготавливались путем втирания пасты. Облучение электронами с энергией 4,5 МэВ проводилось на линейном импульсном ускорителе. Доза облучения во всех экспериментах составляла $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Часть образцов во время облучения электронами освещалась светом ртутной лампы. Плотность мощности света на поверхности образцов, принудительно охлаждавшихся во время облучения, не превышала 300 К.

Изучение параметров глубоких уровней, соответствующих вводимым радиационным дефектам, проводилось методом DLTS [6] в диапазоне температур 100÷300К. Измерения вольт-фарадных характеристик показали, что концентрация свободных носителей заряда одинакова по всей толщине кристалла.

Экспериментальные результаты и их обсуждение.

На рис.1 приведены характерные спектры DLTS для образцов, облученных в темноте (кривая 1) и при освещении (кривая 2). Общий вид спектров DLTS n-ных образцов, облученных в темноте, хорошо согласуется с описанными в литературе для аналогичных кристаллов, что позволяет идентифицировать дефекты, обуславливающие этот спектр [7]. Как видно из рис.1, в спектрах DLTS наблюдаются два пика, соответствующие дефектам с энергетическими положениями $E_c - 0,18 \text{ эВ}$ и $E_c + 0,28 \text{ эВ}$. Значения энергии активации (E_t), сечения захвата носителей (σ_n) и концентрации радиационных дефектов получены из зависимостей Аррениуса [7] для скорости термоэмиссии (рис.2).

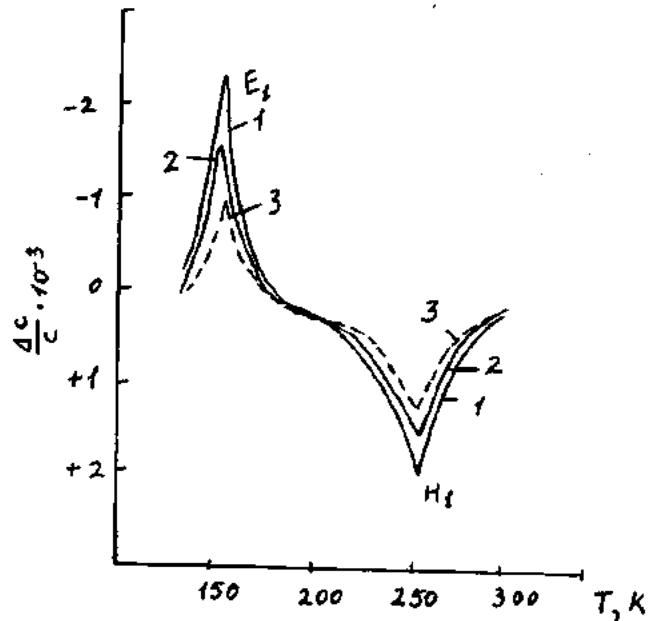


Рис. 1. Спектры DLTS n-Ge, облученные электронами при 293 К: $\Phi = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $U = -5 \text{ В}$, $t = 20 \text{ мс}$, $P_F = 300 \text{ мВт/см}^2$; 1 - в темноте; 2 - после изохронного отжига; 3 - при фотовозбуждении.

Релаксация емкости, в случае $N \ll N_D$, где N_D - концентрация доноров, N - концентрация глубоких уровней, определяется следующим выражением:

$$c(t) = \Delta c \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где Δc - уменьшение емкости при $t=0$, обусловленное импульсом инжекции, который в случае выброса электронов с глубокого уровня определяется по формуле:

$$\tau = \frac{1}{V_n \sigma_n N_c} \cdot \exp [(E_0 - E_t)]/kT.$$

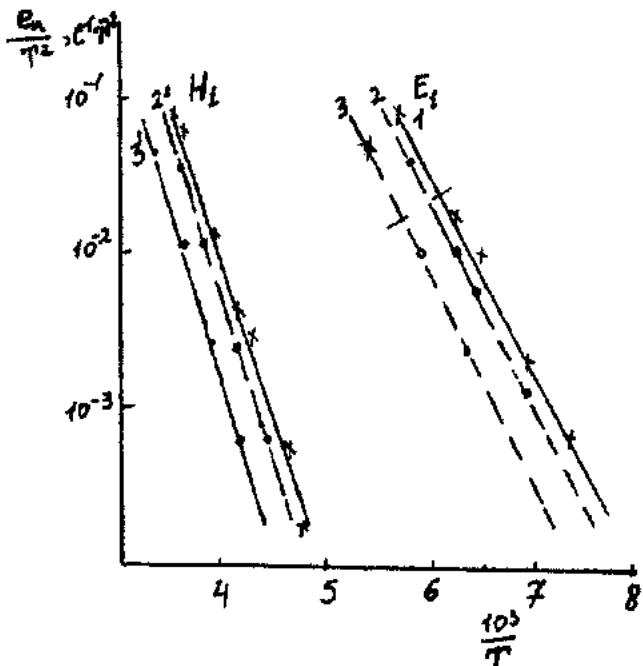


Рис. 2. Температурная зависимость скорости термоэмиссии носителей заряда с уровнями E_1, U, H_1 ; 1 - в темноте; 2 - после изохронного отжига; 3 - при фотовозбуждении.

В основе метода DLTS лежит изменение разности емкостей $c(t_1)$ и $c(t_2)$ для двух фиксированных моментов времени t_1 и t_2 в зависимости от температуры. Определим нормализованный сигнал DLTS в виде $S(t) = [c(t_1) - c(t_2)]/\Delta c$, тогда для экспоненциальной релаксации имеем:

$$S(t) = \exp\left(-\frac{t_1}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau}\right) \quad (1)$$

Таким образом, задавая определенные значения t_1 и t_2 , можно выделить эмиссию электронов, происходящую с данной скоростью, в виде определенного пика на зависимости $S(t)$. Приравнивая производную нулю, получаем $\tau_{mc} = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_1/t_2)}$. Скорость эмиссии электронов, соответствующая максимуму сигнала, наблюдавшегося при термическом сканировании кристалла, используется для определения энергетического положения глубокого уровня. Оценки сечения захвата электронов определялись выражением $\tau_n = v \sigma_n n_p$, где $\sigma_i = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$,

$\sigma_i = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$, а концентрации радиационных дефектов по формуле [4] составляют $N_1 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Емкостные измерения в диапазоне температур $80 \pm 300 \text{ K}$ показали, что концентрация радиационных дефектов и сечение захвата носителей уменьшаются при облучении во время фотовозбуждения, что обусловлено фотоотжигом.

Для определения области температурной стабильности радиационных дефектов были проведены изохронные отжиги образцов (по 20 минут), сопровождавшиеся DLTS измерением величины концентрации радиационных дефектов (рис.3). Установлено, что отжиг радиационных дефектов происходит в диапазоне $400 \pm 450 \text{ K}$. Из сравне-

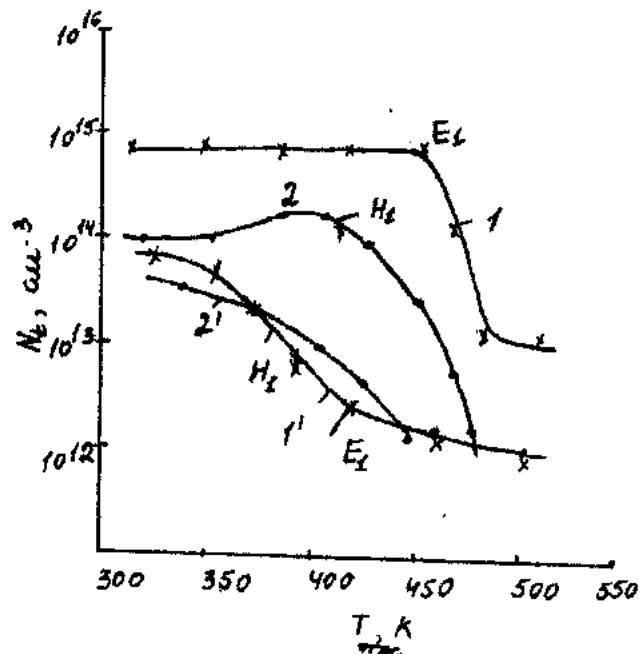


Рис. 3. Зависимость концентрации радиационных дефектов от температуры 20 минутного отжига после облучения электронами ($\Phi = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $T = 293 \text{ K}$); 1,2 - при облучении в темноте; 1',2' - при облучении под действием фотовозбуждения.

ния полученных данных DLTS до и после отжига можно сделать вывод, что ловушки E_1 и H_1 - одной природы и идентифицировать их как А-центр. Это подтверждают и результаты изохронного отжига, доказывающего, что область температурной стабильности ловушек E_1 и H_1 совпадает и не противоречит литературным данным.

Из рис.1 (кривая 1 и 2) видно, что в случае подсветки во время облучения электронами уменьшается количество радиационных дефектов, вносящих глубокие уровни в запрещенную зону, на что указывает уменьшение амплитуды пика DLTS. Оно обусловлено фотоотжигом радиационных дефектов.

Можно предположить, что нарушение кристаллической структуры происходит под действием двух конкурирующих механизмов - разупорядочения и отжига. В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что при подсветке концентрация радиационных дефектов уменьшается. По-видимому, наблюдаемый фотоотжиг вызван передачей энергии, освобождаемой при рекомбинации электронно-дырочной пары в области обь-

емного заряда (дефектам). В результате такой дефект может перейти в новое положение равновесия в кристаллической решетке. Это в свою очередь может привести к изменению зарядовою состояния, и в конечном счете к наблюдаемому уменьшению числа электрически активных комплексов.

Таким образом, фотовозбуждение во время облучения германия электронами с энергией 4,5 МэВ приводит к радиационно-стимулированной диффузии примесей и дефектов, в результате чего происходит отжиг радиационных дефектов.

-
- [1] Т.Д. Джасаров. "Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках", Энерго-атомиздат, М., 1991.
 - [2] А.К. Аллахвердиев, М.Я. Бакиров, Р.С. Мадатов, И.А. Кабулов. ФТП, 1991, с.177-180.
 - [3] С.П. Балдырев, В.Н. Мордкович, И.М. Омельяновская ФТП, 1992, т.28, №10, с.1823.
 - [4] Р.С. Мадатов, Г.М. Гасумов, Т.Б. Тагиев, А.И. Алиев. "Физика", Баку, 1997, № 2, с.1-3.
 - [5] В.В. Артамонов, М.Я. Валах, А.В. Денисов, В.Н. Мордкович. ФТП, 1992, т.26, №12, с.2083-2090.
 - [6] Л.С. Берман, А.А. Лебедев "Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках", Л., Наука, 1981, с.176.
 - [7] А.В. Danilm, Yn.N. Erokhin, V.N. Mordkovich. Nucl. Instrum. Meth.Phys. Res. 1981, B59/60, с. 985.

R.S. Mədətov, A.I. Əliyev, Q.M.Qasımov, A.A. Əbdürəhimov

GERMANİUMDA DEFEKTLƏRİN ƏMƏLƏĞƏLMƏ PROSESİNƏ FOTOHƏYƏCANLANMANIN VƏ ELEKTRON ŞÜALARININ BİRGƏ TƏ'SİRİ

Müəyyən edilmişdir ki, germanium monokristalını enerjisi 4,5 MeV olan elektronlarla şüalandıran zaman ona işıq şüaları ilə tə'sir etdiğdə radasiya defektlerinin azalması müşahidə edilir. Defektlerin yüksək halının və konsentrasiyasının dəyişməsi qeyri-əsas yüksəkdaşıyıcıların rekombinasiyasının baş vermesi nəticəsində, müşahidə edilən effektin əsas səbəbi kimi götürülür.

R.S. Mədətov, A.I. Aliyev, Q.M. Qasimov, A.A. Abdurragimov

THE INFLUENCE OF PHOTOEXCITATION ON THE DEFECT FORMATION PROCESS AT THE ELECTRON IRRADIATION OF Ge

It has been observed that the additional photoexcitation at the electron irradiation of Ge with 4,5 MeV by electrons leads to the essential change of radiation defect concentration. The effect is discussed in terms of radiation mobile point defects and changes in the kinetics of defect reactions due to high concentration of minority charge carriers.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Ф.Д. КАСИМОВ, М.Р. РАГИМОВ, Ф.Ф. КАСИМОВА, Н.М. МУРАДОВ

Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство,

370106, Баку, пр. Азадлыг, 159

Исследованием температурных и частотных зависимостей электропроводности слаболегированных пленок поликристаллического кремния (ППК) различной микроструктуры установлено, что наряду с барьерной проводимостью через границы зерен имеет место и прыжковый перенос заряда по локализованным состояниям межзеренных прослоек в широком диапазоне температур. Показано, что в ППК с размером зерен 0,5 мкм и концентрацией свободных носителей в объеме зерен порядка 10^{14} см^{-3} прыжковая проводимость осуществляется вплоть до комнатных температур.

Как известно, при описании электропроводности ППК рассматривается как чередование монокристаллических зерен с межзеренным промежутком толщиной в несколько десятков ангстрем, материал которых считается аморфным. Согласно модели сегрегации примесей [1], концентрация свободных носителей в объеме зерен при уровнях легирования до 10^{18} см^{-3} всегда меньше, чем концентрация в монокристаллическом кремнии с таким же уровнем легирования. Ненасыщенные связи на границах зерен (ГЗ) создают глубокие уровни энергии в запрещенной зоне, захват носителей на которые образует потенциальные барьеры, ограничивающие проводимость ППК [2]. Для количественного описания барьерного механизма проводимости обычно используется или диффузионная модель [3], или модель термоэлектронной эмиссии [4]. При этом считается, что прохождение тока через ГЗ осуществляется надбарьерной эмиссией, а через межзеренные промежутки, разделяющие зерна в направлении, перпендикулярном прохождению тока - туннельным переходом. В [5] была сделана попытка объединения этих двух моделей на основе термоэмиссионно - диффузионной теории. При последовательном учете влияния ГЗ на перенос заряда получено обобщенное выражение для статистической ВАХ одномерной цепочки одинаковых бикристаллов, существенно новым в котором является учет зависимости концентрации носителей в объеме зерен от приложенного напряжения.

Однако в рамках барьерной модели не учитывается, во-первых, возможность прохождения тока по межзеренным промежуткам вдоль направления электрического поля, а во-вторых, поскольку наличие глубоких ловушек связано с оборванными связями на ГЗ, то остается непонятным существованием двух уровней глубоких ловушек с энергиями активации 0,12 и 0,44 эВ, обнаруженных в ППК различными авторами [6, 7].

Исследование проводимости ППК в зависимости от размера зерна и степени легирования в [8] показано, что в мелкозернистых ППК при низких температурах помимо барьерной проводимости наблюдается и прыжковый механизм переноса по локализованным в межзеренных промежутках состояниям, характеризующимся, в отличие от барьерного механизма линейной зависимостью тока от напряженности поля. Действительно если концентрация свободных носителей в зернах меньше концентрации поверхностных состояний на их границах, то обедненный слой распространяется на весь объем зерна. В этом случае

преобладающей будет проводимость по межзеренным промежуткам, представляющим собой аморфный материал с ковалентными связями, в котором проводимость, согласно [9], осуществляется главным образом перескоками по локализованным состояниям.

С целью выявления физических механизмов электропроводности нами исследовались температурные зависимости проводимости двух типов ППК со средним размером зерен 0,5 и 5 мкм при толщине пленки 10 мкм. ППК n-типа проводимости, легированные фосфором до концентрации 10^{16} см^{-3} , получались в процессе восстановления тетрахлорида кремния водородом при температуре 1200°C на промышленной установке УНЭС-1. Концентрация свободных носителей в объеме зерен ППК, вычисленная с помощью измерений С-В характеристик МОП-структур на их основе, по методике описанной в [10], была $1,4 \cdot 10^{14}$ и $9,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для мелкозернистых и крупнозернистых пленок соответственно.

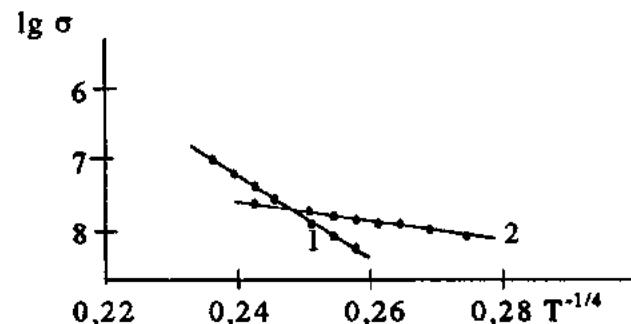


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости в моттовских координатах для мелкозернистых (1) и крупнозернистых (2) ППК.

Результаты измерений в координатах $\lg \sigma$ от $T^{-1/4}$ приведены на рис. 1. Как видно из графика, в интервале температур $133\text{--}253\text{K}$ для крупнозернистых ППК зависимость проводимости от температуры в используемых координатах линейна, а это означает, что имеет место прыжковый механизм переноса по формуле Мотта

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

где T_0 выражается формулой

$$T_0 = \frac{16}{kN_f a^3} \quad (2)$$

N_f - плотность состояний вблизи уровня Ферми, а - радиус локализации, а k - постоянная Больцмана.

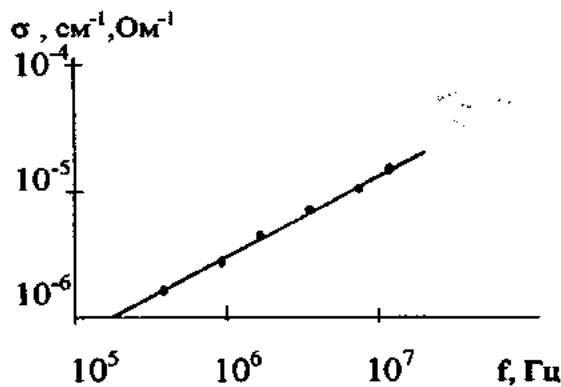


Рис. 2. Частотная зависимость проводимости мелкозернистых ППК при комнатной температуре.

В указанных интервалах температур энергия активации, определенная из зависимостей $\lg\sigma$ от T^{-1} составляла для мелкозернистых и крупнозернистых пленок 0,14 и 0,05 эВ соответственно.

Определяя из графиков T_0 как наклон зависимостей $\lg\sigma$ от $T^{-1/4}$ и подставляя в формулу (2), принимая при этом $a=10$ Å, получаем значения плотностей локализованных состояний N_f для мелкозернистых пленок $8 \cdot 10^{17}$ эВ⁻¹см⁻³, а для крупнозернистых $3 \cdot 10^{22}$ эВ⁻¹см⁻³.

Измерения частотных зависимостей проводимости при комнатной температуре показали, что проводимость мелкозернистых пленок подчиняется закономерности $\sigma(\omega) \approx \omega^{0,8}$ (рис.2), что характерно для прыжкового механизма переноса носителей тока. Проводимость крупно-

зернистой пленки в диапазоне частот 0,5÷10 МГц от частоты не зависела.

Как показали проведенные частотные и температурные измерения, прыжковая проводимость наблюдается в мелкозернистых ППК по закону $T^{-1/4}$ в широком интервале температур вплоть до комнатных и выше. В крупнозернистых пленках подобный характер прыжковой проводимости наблюдался при более низких температурах. Это объясняется, по-видимому, тем, что вследствие более развитой поверхности границ зерен, концентрация поверхностных состояний в мелкозернистых пленках много больше, чем в крупнозернистых, что приводит к полному обеднению объема зерен свободными носителями тока в них даже при высоких температурах. Подобный характер прыжковой проводимости в ППК наблюдался также и авторами [8], однако только при низких температурах, причем в отличие от наших образцов со слабым уровнем легирования, в указанной работе использовались полностью нелегированные пленки со сверхмелкой микроструктурой.

На основе полученных результатов и литературных данных можно сделать вывод, что благодаря межзеренным аморфным прослойкам в пленках ППК наряду с барьерным присутствует и прыжковый характер проводимости, что наиболее ярко проявляется при слабом уровне легирования и мелких зернах. При определенных соотношениях концентраций носителей тока в объеме зерен и поверхностных состояний на их границах прыжковый характер проводимости может стать преобладающим.

Следует отметить, что полученный результат представляет и практический интерес, поскольку по технологии локального выращивания [11] могут быть сформированы ППК и пленки монокристаллического кремния с концентрацией 10^{16} см⁻³, которые широко применяются в микроэлектронике в производстве интегральных схем.

- [1] M.E. Cowher, T.O. Sedgwick. J. Electrochem. Soc., 1972, v.119, p.1565-1570.
- [2] J. Seto. J.Appl.Phys., 1975, v.46, № 12, p5247-5253.
- [3] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. Физика и техника полупроводников, 1976, т. 10, № 10, с. 1839-1845.
- [4] C.Y. Lu, N.-C.C. Lu. Solid - State Electronics, 1983, v.26, № 6, p. 549-557.
- [5] К.М. Дошанов. ФТП, 1994, т.28, № 4, с.692-700.
- [6] L.C. Kimerling. J.Appl.Phys.,1974, v.45, p.1839-1845.
- [7] Е.В. Кучис, Ф.Д. Касимов. Материалы Российско-Французского семинара «Структура и свойства границ зерен», Санкт-Петербург, 1993, с.126-129.
- [8] Е.В. Куприянов, Д.А. Павлов, А.Ф. Хохлов. Тезисы

докладов Всероссийской научно-технической конференции с международным участием «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог, 1994, ч.1, с.62.

- [9] А.К. Джоншер, Р.М. Хилл. В кн.: Физика тонких пленок, М: Мир,1978, с. 180-263.
- [10] Ф.Д. Касимов, А.Г. Абдуллаев, В.А. Ветхов и др. Междуведомственный республиканский сборник «Дизелектрики и полупроводники», Киев: «Вища школа», 1985, вып. 28, с.64-68.
- [11] A.G. Abdullayev, F.D. Kasimov. Thin Solid Films, 1984, v.115, № 3, p.237-243.

F.C. Qasimov, M.R. Rahimov, F.F. Qasimova, N.M. Muradov

ZƏIF AŞQARLANMIŞ POLİKRİSTAL SİLİSİUM TƏBƏQƏLƏRİNİN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN TƏDQİQİ

Zəif aşqarlanmış müxtəlif mikrostrukturlu silisium təbəqələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur və tezlik asılılığı tədqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, keçiriciliyin baryer mehanizmi ilə yanaşı sıçrayış mehanizmi də mövcuddur. Müyyəyen olunmuşdur ki, dəneciklərin ölçüsü 0,5 mkm, və sərbəst daşıyıcıların konsentrasiyası 10^{14} см⁻³ olan silisium təbəqələrində sıçrayış keçiricilik hətta otaq temperaturunda belə müşahidə olunur.

Ф.Л. КАСИМОВ, М.Р. РАГИМОВ, Ф.Ф. КАСИМОВА, Н.М. МУРАДОВ

F.J. Kasimov, M.R. Ragimov, F.F. Kasimova, N.M. Muradov

INVESTIGATION OF ELECTRIC CONDUCTION OF LIGHTLY DOPED POLYCRYSTALLINE SILICON FILMS

The investigations of temperature and frequency dependences of electric conduction slightly doped polycrystalline silicon films with various microstructure are showed, that hopping conduction along intergrain layers take place side by side with the barrier conduction across grain boundary.

Дата поступления: 25.09.98

Редактор: Дж.Ш. Абдинов

INTERBAND ELECTRON RAMAN SCATTERING IN SIZE-QUANTIZED FILMS OF INVERSE SEMICONDUCTORS

T.G. ISMAILOV, R.A. NAZANLY, M.A. BAGIROV

Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan

H. Javid, av. 33, Baku, 370143

The interband electronic Raman scattering in size-quantized films of semiconductor with inverted band structure within the scope of the two band Kane model is studied theoretically. Both the resonance and nonresonance cases are considered in detail. Calculations show, that the spectra of the scattered light exhibit sharp peaks due to the size-quantization. The polarization rules are established. The magnitude of the cross sections suggests that it is possible to observe this effect in an experiment.

The investigation of the low-dimensional systems is of widening interest because of their large possibilities of application in micro- and optoelectronics [1-3]. Typical representatives of such systems are the quantum-confined low-dimensional semiconductor systems. The size decreasing lead to the reconstruction of the electron spectrum what makes possible to fabricate new systems with different electronic and optical properties [2].

It is established that the inelastic light scattering is the sensible method of the investigation of elementary excitations of low-dimensional electron system [4]. It turned out that also as in the three-dimensional case one could separate the one particle excitation from the collective one. This peculiarity gives a possibility of study of energy level structure and collective electron-electron interactions.

The resonance Raman scattering of light involving the electron transitions between the discrete size-quantized levels was observed in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterostructure [4-6]. In [7] the interband electron Raman scattering (IERS) in inverse layer of MDS structure is considered. In [8] IERS involving the valence size subbands as intermediate states in size-quantized thin semiconductor films with the simple band structure is investigated. It should be noted that the scattered light energy changes in the narrow interval that is equal to the difference of two nearest subbands. However the account of the realistic band structure and wave functions of the semiconductor can lead to many quantitatively new processes with the different frequency intervals for the scattered light [9,10].

Lately the great success are achieved in technology of the thin layers and structures with two-dimensional electron gas based on narrow gap semiconductors as well as semiconductors with inverted band structure [11]. The unique properties have an spin superlattices [12]. In these structures one can manage the energy intervals by different ways. The investigations of Raman scattering on two-dimensional electron gas in above mentioned structures are great interest both the theoretical and practical.

In the present paper the IERS on size-quantized levels in the semiconductors with inverse band structure is investigated (for simplicity the thin films case is considered). It is shown, that owing to the size-quantization the peaks appear in the spectrum of IERS and the scattered light frequency changes in large interval.

In fig.1 the band structure of α -Sn type inverse semiconductors near the Γ point of the Brillouin zone in the case of

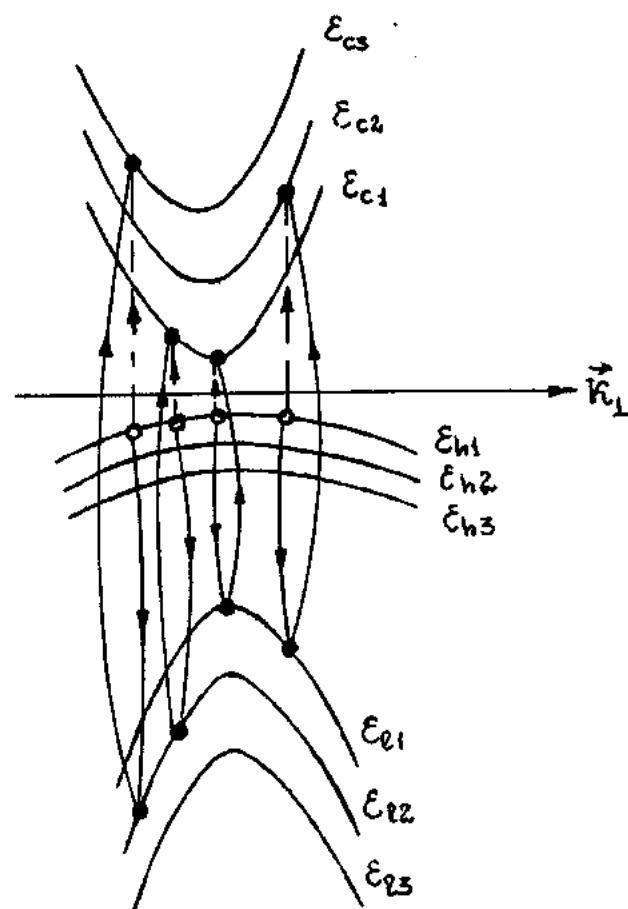


Fig.1. The band structure of zero gap semiconductor near the Γ point in the case of size quantization and possible IERS process.

size-quantization and possible IERS process are shown. The incident photon of frequency of ω_0 excites the electron from the light hole subband (1) to the conduction subband (c). Simultaneously the electron from the heavy hole subband (h) drops back to the hole created by the first transition in the subband (1) and emits the photon of frequency of ω_1 . The frequency shift $\omega = \omega_0 - \omega_1$ is equal to the excitation energy of the particle-hole pair created in the scattering process.

This process first has been considered by Burstein, Mills and Wallis in bulk inverted semiconductors [10].

The general expression for the differential cross section (DCS) per unit frequency, per unit solid angle can be written in the form:

$$\frac{d^2S}{d\Omega d\omega} = r_0^2 \frac{\omega_1}{\omega_0} \sum_{i,f} |A_{fi}|^2 \hbar \delta(\hbar\omega - E_f + E_i), \quad (1)$$

$$A_{fi} = \frac{1}{m_0} \sum_r \left[\frac{\langle f|\vec{e}_i \vec{p}|r\rangle \langle r|\vec{e}_0 \vec{p}|i\rangle}{E_i - E_r + \hbar\omega_0} + \frac{\langle f|\vec{e}_0 \vec{p}|r\rangle \langle r|\vec{e}_i \vec{p}|i\rangle}{E_i - E_r - \hbar\omega_1} \right] \quad (2)$$

Here $r_0 = e^2/m_0 c^2$ is the classical radius of electron; \vec{p} is its momentum in crystals; i, r, f refer to the initial, intermediate and final states of electron; E_i, E_r, E_f are the corresponding electronic energies; \vec{e}_0, \vec{e}_i and ω_0, ω_1 are, respectively, the polarization vector and frequency of the incident and scattered radiation's.

$$E_{n_\nu}(\vec{k}\perp) = E_{0\nu} + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_{n_\nu}} + E_\nu^0 n_\nu^2, \quad n_\nu = 1, 2, 3, \dots \ll N, \quad (3)$$

$$E_\nu^0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_\nu d^2}, \quad \nu = (c, h, l), \quad \vec{k}_\perp = (k_x, k_y, 0), \quad (4)$$

where

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_n^{(c)}} &= \frac{1}{m_c} \left(1 + \frac{3\beta^{1/2}}{\pi n} \frac{(-1)^n - ch(\pi n \beta^{-1/2})}{sh(\pi n \beta^{-1/2})} \right) \\ \frac{1}{m_n^{(h)}} &= \frac{1}{m_h} \left(1 + \frac{3\beta^{-1/2}}{\pi n} \frac{(-1)^n - ch(\pi n \beta^{1/2})}{sh(\pi n \beta^{1/2})} \right) \\ \frac{1}{m_n^{(l)}} &= \frac{1}{m_l}, \quad \beta = \frac{m_c}{m_h}. \end{aligned}$$

Here d is the thickness of the film, E_ν is the difference of energies between the extreme of conduction and valence subbands, m is the algebraic effective mass that is (+) for the conduction band and (-) for the valence band.

Using the spectrum (3) and found wave functions for arbitrary \vec{k} for the complicated matrix element (2) in the zz polarization case (when the incident and scattered radiations are polarized parallel to the z axis) we have the following expression:

$$|A_{fi}|^2 = \frac{\pi m_0^2 P^4}{3\hbar^2} \left\{ |A_{hh}|^2 \frac{k_\perp^4}{k_c^4} \delta_{n_c n_h} + 4 \frac{k_\perp^2}{k_h^2} \frac{T_{n_c n_h}^2}{k_c^2 d^2} |A_{hh}|^2 \right\} \quad (5)$$

where

$$\begin{aligned} A_{hh} &= \left[\varepsilon_g + \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2\mu_-} + \varepsilon_0 \left(n_c^2 - \frac{m_c}{m_h} n_h^2 \right) \right]^{-1}, \\ B_{hh} &= \left[\varepsilon_g - \hbar\omega_0 + \hbar\omega + \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2\mu_-} + \varepsilon_0 \left(n_c^2 - \frac{m_c}{m_h} n_h^2 \right) \right]^{-1} \\ T_{n_c n_h} &= [1 - (-1)^{n_c - n_h}] \frac{2n_c n_h}{n_c^2 - n_h^2}, \quad k_c^2 = \frac{m_c}{m_n^{(c)}} k_\perp^2 + \frac{\pi^2 n_c^2}{d^2}, \\ k_h^2 &= \frac{m_h}{m_n^{(h)}} k_\perp^2 + \frac{\pi^2 n_h^2}{d^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

Substituting (5) and (6) in to (1) for the DCS we get finally:

$$\frac{d^2S_{zz}}{d\Omega d\omega} = \sum_{n_c, n_h} D_0^{(n_c)} \left\{ A_{hc}^0 + B_{hc}^0 \right|^2 D_1^2 \delta_{n_c n_h} + 4 \cdot \left| A_{hh}^0 + B_{hh}^0 \right|^2 D_2 \right\} \theta(D_1) \quad (7)$$

$$\theta(D_1) = \begin{cases} 0, & D_1 < 0 \\ 1, & D_1 > 0 \end{cases}; \quad D_1 = 1 - \varepsilon_0 \left(n_c^2 + \frac{m_c}{m_h} n_h^2 \right) / \hbar\omega, \quad \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c d^2},$$

$$D_0^{(n_c)} = \frac{3r_0^2 m_0^2 \varepsilon_0^2}{32\pi d m_{n_c}^{(c)}} \cdot \frac{\omega_1}{\omega_0}, \quad D_2 = \frac{T_{n_c n_h}^2}{\pi^2} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\varepsilon_0 n_c^2}{\hbar\omega + \varepsilon_0 (n_h^2 - n_c^2)} \right)$$

$$A_{hh}^0 = [\varepsilon_g + \hbar\omega_0 + \hbar\omega + \varepsilon_0 (n_h^2 - n_c^2)]^{-1},$$

$$B_{hh}^0 = [\varepsilon_g - \hbar\omega_0 + 2\hbar\omega + \varepsilon_0 (n_h^2 - n_c^2)]^{-1}$$

$$A_{hc}^0 = A_{hh}^0 \cdot \delta_{n_c n_h}, \quad B_{hc}^0 = B_{hh}^0 \cdot \delta_{n_c n_h}, \quad A_{hl}^0 = A_{hh}^0 \cdot \delta_{n_l n_h}, \quad B_{hl}^0 = B_{hh}^0 \cdot \delta_{n_l n_h},$$

$$\frac{1}{\mu_\pm} = \frac{1}{m_{n_c}^{(c)}} \pm \frac{1}{m_{n_h}^{(h)}}, \quad H_{hc}^0 = A_{hc}^0 + B_{hc}^0, \quad H_{hh}^0 = A_{hh}^0 + B_{hh}^0$$

A like the bulk case, when two different geometries take place (the cubic symmetry is supposed) [9], in the thin film case there are four geometries: xx , xy , xz , zz .

Carrying out the similar calculations for the other geometries we have (as far as the quantitative behavior of DCS in xy geometry is similar to xx case, we give below the expressions only for xz and xx geometries):

$$\frac{d^2S_{xz}}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{4} \sum_{n_c, n_h} D_0^{(n_c)} \left\{ \left[\left(B_{hc}^0 \right)^2 + \frac{9}{2} \left(A_{hc}^0 \right)^2 \right]^2 D_1^2 + 2 \cdot \left(\frac{A_{hc}^0 D_1}{2} + 2D_3 \right)^2 \right] \delta_{n_c n_h} + \frac{1}{4} \left[\left(A_{hc}^0 + B_{hc}^0 \right)^2 + 2 \cdot \left(B_{hh}^0 \right)^2 \right] D_2 + 8 \cdot |D_3|^2_{n_c \neq n_h} \theta(D_1) \quad (7a)$$

$$\frac{d^2S_{xx}}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{8} \sum_{n_c, n_h} D_0^{(n_c)} \left\{ \left[\frac{13}{4} \left(H_{hc}^0 \right)^2 \cdot D_1 + \left(\frac{H_{hc}^0 D_1}{2} - 2D_3 \right)^2 \right] \delta_{n_c n_h} + 2 \cdot \left[5 \cdot \left(H_{hc}^0 \right)^2 + \left(H_{hh}^0 \right)^2 - 2 \cdot H_{hh}^0 H_{hc}^0 \right] \cdot D_2 + 4 \cdot |D_3 + D_4|^2_{n_c \neq n_h} \theta(D_1) \right\}, \quad (7b)$$

$$D_3 = \frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega} \sum_{n_l} \frac{B_{hl}^0 T_{n_c n_l} T_{n_l n_h}}{\pi^2 [1 + \varepsilon_0 (n_h^2 - n_c^2) / \hbar\omega]^{1/2}},$$

$$D_4 = \frac{\varepsilon_0}{\hbar\omega} \sum_{n_l} \frac{A_{hl}^0 T_{n_c n_l} T_{n_l n_h}}{\pi^2 [1 + \varepsilon_0 (n_h^2 - n_c^2) / \hbar\omega]^{1/2}}$$

It is seen from (7) that in the case of zz polarization there are both the process with $\Delta n = n_c - n_h = 0$ and the processes with $\Delta n = n_c - n_h = 1, 3, 5, \dots$

In dependence on pump energy there are two cases: resonance ($\hbar\omega_0 > \varepsilon_g$) and nonresonance ($\hbar\omega_0 < \varepsilon_g$). For the both cases the scattering begins from the threshold $n_c = n_h = 1$, that corresponds to the transition energy between first subbands of conduction and heavy hole bands

$$\omega_{th} = \hbar^2 \pi^2 / 2\mu_* d^2 \quad (8)$$

In the nonresonance case DCS beginning from the threshold initially increases. Then having reached maximum DCS begins to fall till the value corresponding to the transition energy between second subbands of conduction and heavy hole bands. Next with tendency of further decrease the following peaks appear and for $\omega = \omega_0$ DCS is zero.

In the resonance case the different resonance frequencies correspond to the processes with $\Delta n = 0$ and with $\Delta n \neq 0$:

$$\hbar\omega_R (\Delta n = 0) = (\hbar\omega_0 - \varepsilon_g) / 2 \quad (9)$$

$$\hbar\omega_R(\Delta n \neq 0) = [\hbar\omega_0 - \varepsilon_g - \varepsilon_0(n_h^2 - n_c^2)]/2 \quad (10)$$

The energy distance between this resonances is

$$\Delta\hbar\omega_R = |\varepsilon_0(n_h^2 - n_c^2)/2| \quad (11)$$

The condition (10) completely coincides with the resonance condition in the bulk case [10], that is the conse-

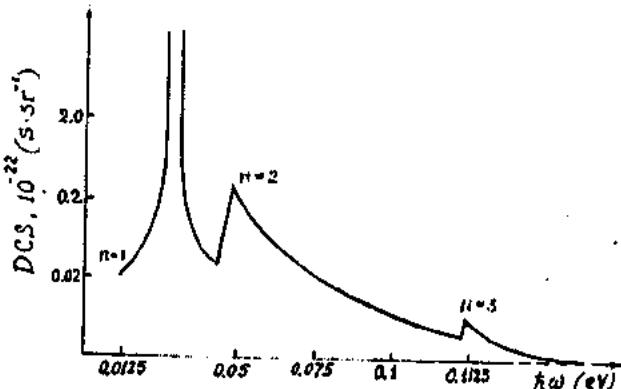


Fig.2. The dependence of DCS vs. $\hbar\omega$ in the resonance case ($\hbar\omega_0 > \varepsilon_g$).

quence of the use of two-band Kane model where $m_c=m_1$ and $(m_c/m_h) \rightarrow 0$. But condition (10) strongly depends on thickness, effective mass and subband numbers.

In fig.2 DCS vs. $\hbar\omega$ in the resonance case ($\hbar\omega_0 > \varepsilon_g$) for the process with $\Delta n=0$ is shown. For parameters the

following values a chosen: $\hbar\omega_0=0.37$ eV, $\varepsilon_g=0.3$ eV, $m_c=0.03m_o$, $m_h=0.4m_o$, $d=200$ Å. The dependence of DCS on $\hbar\omega$ for different thickness for the same process and for the same parameters is given in fig.3.

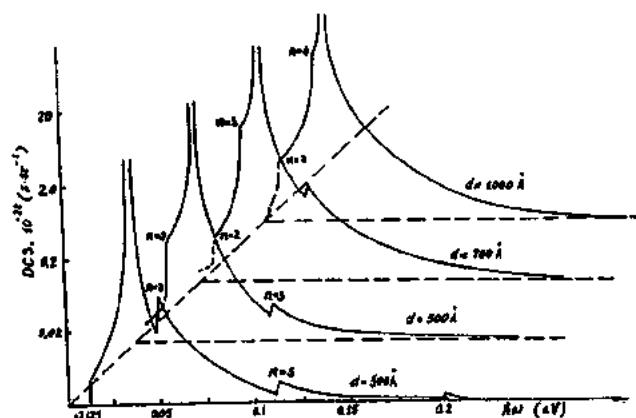


Fig.3. The DCS vs. $\hbar\omega$ for the different thickness in the resonance case.

As distinct from zz geometry the additional processes with $\Delta n=n_c-n_h=2, 4, 6, \dots$ arise in xz and xx geometries.

It should be noted that the obtained results can be applied to two dimensional in double heterostructure [15] is a case in a point. The obtained expressions may be useful also for analyses of IERS spectra in superlattices.

- [1] N.N.Ledentsov, V.M.Ustinov, V.A.Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1998, 32, 385.
- [2] Zh.I. Alferov. Fiz. Tekh. Poluprovodn. 1998, 32, 3.
- [3] Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Niral, D.J. Norris, M. Bawendi. Phys. Rev., 1996-I, B54, 4843.
- [4] G. Abstreiter, M. Cardona, A. Pinczuk. In: Light Scattering in Solids. IV Topics Appl. Phys. v. 54, Springer Verlag, 1984, p.84.
- [5] G. Abstreiter. Surf. Science, 1980, v. 98, p. 117.
- [6] A. Pinczuk et.al., Surf. Science, 1980, v. 98, p. 126.
- [7] S.T. Pavlov, B.E. Eshpulatov. Phys. Tverd. Tela, 1986, v. 28, № 2, p. 389.
- [8] M. Zaluzny. Thin Solid Films, 1983, v. 100, p.169.
- [9] Y. Yafet, Phys. Rev., 1966, v. 152C, p. 858.
- [10] E. Burstein, D.L. Mills, R.F. Wallis. Phys. Rev., v. 4, 1971, № 8, p.2429.
- [11] J.N. Schulman, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., v. 34, 1979, p. 663.
- [12] N.B. Brandt, V.V. Moshchalkov. Adv. Phys., v. 33, 1984, № 3.
- [13] W. Zavadski. J. Phys. C, Solid State Phys., v. 16, 1983, p. 229.
- [14] M.I.Dyakonov, A.V.Khaetsky. JETP, v.82, 5, 1982, p.1584.
- [15] L. Esaki, J.de Phys., v. 45, (C-5), 1984, p. 3.

T.H. İsmayılov, R.Ə. Nazanlı, M.A. Bağırov

İNVERS ZONA QURULUŞLU YARIMKEÇİRİCİ NAZIK LÖVHƏLƏRDƏ İŞİĞİN ZONALARARASI KOMBİNASİYALI ELEKTRON SƏPİLMƏSİ

Məqalədə ikizonalı Keyn modeli çərçivəsində invers zona quruluşuna malik yarımkəcirici nazik lövhələrdə işığın zonalalarası kombinasiyon elektron səpilməsi nezəri olaraq tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, işığın səpilmə spektrində ölçü kvantlanması ilə əlaqədar keskin maksimumlar (pikler) əmələ gelir. Polarizasiya assılıqları müəyyenləşdirilmişdir. Diferensial effektiv kəsiyin tərtibti bu effektiñ eksperimentde müşahidə olunmasının mümkünlüyünü göstərir.

Т.Г. Исмаилов, Р.А. Назанлы, М.А. Багиров

**МЕЖЗОННОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ
ИНВЕРСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

В рамках двухзонной модели Кейна теоретически исследовано межзонное электронное Раман-рассеяние в размерно-квантованных пленках полупроводников с инверсной зонной структурой. Рассмотрены как резонансный, так и нерезонансный случаи. Показано, что спектр рассеянного света содержит резкие пики, обусловленные размерным квантovaniem. Установлены поляризационные зависимости. Порядок дифференциальных эффективных сечений указывает на возможность экспериментального наблюдения этого эффекта.

Дата поступления: 24.09.98

Редактор: Ф.М. Гашим-заде

PbTe_{0,92}Se_{0,08} EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLƏRİNİN BÖYÜMƏ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

R.N. NƏBİYEV, H.R. NURİYEV, S.S. FƏRZƏLİYEV, M.İ. ABDULLAYEV

Azərbaycan EA Fotoelektronika İnstitutu,
370141, Bakı, F. Ağayev küç., 555-ci kvartal

Parametrləri fotohessas elementlər hazırlamaq üçün yararlı olan PbTe_{0,92}Se_{0,08} epitaksial təbəqəsinin mükemmelliyi kondensasiya sür'etindən asılıdır. Təbəqənin elektrofiziki parametrlərinin kompensasiya edici mənbenin temperaturundan (T_M) asılılığı öyrənilmiş və göstərilmişdir ki, T_M -un artması ilə yüksəkşiyicilərin sıxlığı (n) kiçilir, yürüklüyü (μ) isə artır.

Son dövrlərdə elmi ədəbiyyatda Ar_xB_y birləşmələri və onların berk məhlulları əsasında izoperiodik quruluşa malik heterokecidlerin alınmasına xüsusi əhəmiyyət verilir [1-4]. Bu məsələnin həlli üçün üçqat, dördqat (PbSnTe, PbTeSe, PbSSe, PbSnTeSe və b.) berk məhlulların tətbiqi zəruridir və onlar əsasında izoperiodik heterokecidler, çoxlaylı strukturlar alınması böyük elmi və praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

Hazırkı işin məqsədi p -Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te-n-PbTe_{0,92}Se_{0,08} keçidinin ikinci tərəfi olan n -PbTe_{0,92}Se_{0,08} berk məhlulunun yüksək kristallik mükemmelliyi və elektrofiziki parametrlərə malik epitaksial təbəqələrin böyümə xüsusiyyətlərini tədqiq etməkdən ibarətdir.

Məsələnin bu cür qoyuluşu, epitaksial təbəqələrin kristallik quruluşunun və elektrofiziki xassələrinin heterokecidlerin parametrlərinə böyük tə'siri ilə əlaqədardır.

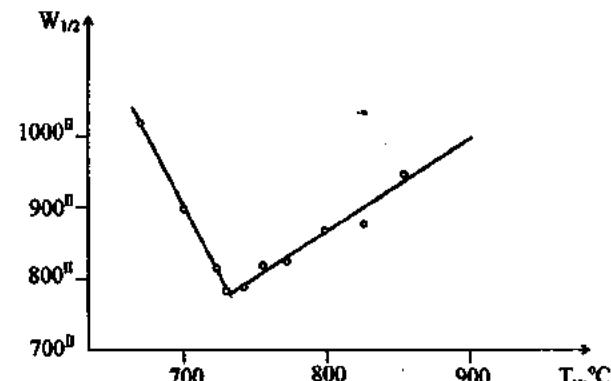
Qalınlığı 1-3 mikrometr olan PbTe_{0,92}Se_{0,08} epitaksial təbəqələrin qalıq təzyiqi $2 \cdot 10^{-6}$ Torr olan universal vakuum qurğusunda molekulyar dəstelerin kondensasiyası üsulu ilə böyüdülmüşdür. Təbəqələrdə yüksəkşiyicilərin konsentrasiyası kompensasiya edici Te buخارları mənbeynin temperaturu ilə tənzimlənmişdir. Altlıq kimi KCl monokristallarından istifadə olunmuşdur. Buxarlandırma, qrafittən və kvarsdan hazırlanmış Knudsen oyuqlarından aparılmışdır. Menbe kimi əvvəlcəden sintez olunmuş və kiçik hissələrə xirdalanmış (xətti ölçüləri $\leq 1,8$ mm) PbTe_{0,92}Se_{0,08} berk məhlulundan və xüsusi texnologiya [5] ilə təmizlənmiş Te-dan istifadə olunmuşdur.

PbTe_{0,92}Se_{0,08} epitaksial təbəqələrini tədqiq etmek üçün KCl altlıq üzərində müxtəlif şəraitlərdə çökədürülmüş nümunələrdən istifadə olunmuşdur. KCl altlıq epitaksial təbəqə çökədürülməmişdən əvvəl $p=2 \cdot 10^{-6}$ Torr vakuumda 400°C -de qışamüddətli (10 dəq.) termiki e'mala mə'ruz qalmışdır. Bundan sonra temperatur 380°C -ye endirilmiş və epitaksial təbəqənin çökədürülməsi prosesi aparılmışdır. Altlığın qəbul edilmiş 380°C temperaturu təcrübə üsulla təpilmə və epitaksial təbəqələrin çökədürülməsi üçün en optimal qiymətdir.

Lazımı elektrofiziki parametrlərin elde olunması üçün yüksək kristallik mükemmelliye malik epitaksial təbəqələrin alınması en mühüm şərtlərdən biridir. Bunun üçün kristallik mükemmelliyyətin yüksəldilməsini təmin edən şərtlərdən sayılan epitaksial təbəqələrin alınmasının optimallı sür'etinin seçilmesi mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Epitaksial təbəqələrin kristallik mükemmelliyyətinin onun çökədürülmə sür'etindən asılılığı DRON-3 rentgen-difraktometrində alınmış difraksiya əyrilərinin $1/2$ hündürlüyündəki enini ($W_{1/2}$) tədqiq etməkle öyrənilmişdir. Belə ki, şək.1-dən göründüyü kimi mənbenin temperaturunun (T_M) azalması ilə (bu eyni zamanda çökədürülmə sür'etinin (θ_k) azalması deməkdir) $W_{1/2}$ ədedinin qiyməti azahrə və $T_M=730^{\circ}\text{C}$ -da ($\theta_k=8\text{A/san}$) $W_{1/2}=776^{\text{||}}$ minimum

qiymətini alır. Çökədürüme sür'etinin sonrakı azalması ilə $W_{1/2}$ -nin böyüməsi müşahidə olunur.



Şək. 1. $W_{1/2}$ -in menbenin temperaturundan asılılığı.



A)



B)

Şək. 2. Epitaksial təbəqələrin elektronmikroskopik görünüşü. A) $\theta_k=145\text{Å/san}$. ($\times 15000$); B) $\theta_k=8\text{Å/san}$. ($\times 15000$).

Alınmış nəticələrdən belə qərara gelmek olar ki, en yüksək mükemmelliye malik epitaksial təbəqələr çökədürü-

mə sur'etinin $\theta_k=8\text{ Å/san}$ qiymətində alınır. Bu netice özünü elektronmikroskopik tədqiqatlarda da göstərir. Belə ki, MRGM-100 elektron mikroskopunda çekilmiş şəkillərdən göründüyü kimi böyük çökdürme sur'etlərində müşahidə olunan əlavə fazanın miqdarı sur'etin azalması ile azalır ve alınmış təbəqələrin səthinin hamarlığı artır (Şək.2). Çökdürme sur'etinin daha kiçik qiymətlərində ise ayrı-ayrı kristallik blokların yaranması müşahidə olunur.

Alınmış təbəqələrin elektrofiziki xüsusiyyətlərinin tədqiqi göstərir ki, onların yükdaşıyıcılarının yürüklüyü de təbəqənin çökdürülmə sur'etindən asılıdır ve sur'etin azalması ile artır. Belə ki, çökdürülmə sur'etinin $\theta_k=145\text{ Å/san}$ qiymətində yükdaşıyıcılarının yürüklüğünün $\mu=4644 \text{ sm}^2/\text{V}$ san olduğu halda $\theta_k=8\text{ Å/san}$ sur'etinde $\mu=9624 \text{ sm}^2/\text{V}$ san olur.

Yüksek fotohessashlıq malik fotoelementlərin alınması üçün istifadə olunan təbəqələre qoyulan teleblərdən biri de onların yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasının qiymətidir ki, bu da $N(n)=0,5-1 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ intervalında olmalıdır. Lakin əvvəlki təcrübələrdən göründüyü kimi epitaksiyal təbəqələrin mükəmməliyinə baxmayaraq, onlarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $3-5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ intervalında olur.

Epitaksiyal təbəqələrdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını lazımi həddə çatdırmaq üçün onların böyüməsi prosesində əlavə kompensasiya edici Te mənbeyindən istifadə

edilmişdir. Epitaksiyal təbəqələrin böyüməsi zamanı kompensasiya edici Te mənbeyinin temperaturunu tənzimləməklə artıq Pb atomları kompensasiya olunur. Temperaturun artması ilə sistemde iştirak eden əlavə Te-un miqdarı artır ve böyüməkdə olan epitaksiyal təbəqədə nütip yükdaşıyıcıların miqdarı azalmağa başlayır. Belə ki, kompensasiya edici Te mənbeyinin temperaturu 200°C -dən 250°C -yə qədər arturdıqda yükdaşıyıcıların kontrerasiyası $N(n)=3,5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ -den $0,6 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ -ə qədər, yürüklüyü isə $\mu(n)=0,9-1 \cdot 10^4 \text{ sm}^2/\text{V}$ san-dən $1,2-1,4 \cdot 10^4 \text{ sm}^2/\text{V}$ san-yə qədər deyişir. Alınmış PbTe_{0,92}Se_{0,08} təbəqələrinin parametrləri, fotohessas p-n heterokeçidlərin alınması üçün yararlıdır. Həmçinin qeyd etməliyik ki, bu qədər yüksəkkristallik - mükəmməliyə və elektrofiziki parametrlərə malik təbəqə KCl dielektrik monokristalı üzərində alınmışdır.

Yuxarıda deyilənlərdən başqa, alınmış təbəqələrin mühüm xüsusiyyəti onların səthinin güzgү parlaqlığına malik olmasıdır ki, bu da həmin təbəqələrdə fotoelement matrisasi hazırlanmasında planar texnologiyanın tətbiqinə imkan verir.

Təcrübələri yekunlaşdıraraq belə bir neticəye gəlmək olar ki, lazımi mükəmməliyə və elektrofiziki parametrlərə malik PbTe_{0,92}Se_{0,08} epitaksiyal təbəqələri alıtgın temperaturunun 380°C , çökdürme sur'etinin 8 Å/san və kompensasiya edici Te mənbeyinin 240°C qiymətində alınır.

Superlattice and thin films Simp., Boston, Dec. 1-6, 1986, Pishburgh (Pa) 1987, p. 199-204.

- [1] A.II. Məhtiev, M.I. Nikolaev, F.Z. Faradžev, G.A. Galandarov, T.I. Aliyev. FTT, 1986, t. 20, № 8, c.1388-1391.
- [2] Mochizuki Katsum, Iwata Hirokazu, Isshiki Minoru. J. Cryst. Growth., 1991, v.115, n.1-4, p.687-691.
- [3] L.Salamanca-Yung,D.L.Partin,J. Heremans, E.M. Dresselhaus. High resolution transmission electron microscopy of PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe_{1-y} heterostructures. Interfaces,

Р.Н. Набиев, И.Р. Нуриев, С.С. Фарзалиев, М.И. Абдуллаев

ОСОБЕННОСТИ РОСТА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК PbTe_{0,92}Se_{0,08}

Разработана технология получения эпитаксиальных пленок PbTe_{0,92}Se_{0,08} с параметрами, пригодными для изготовления на их основе фоточувствительных элементов. Показано, что степень совершенства пленок PbTe_{0,92}Se_{0,08} зависит от скорости конденсации. Изучена зависимость электрофизических параметров пленок от температуры компенсирующего источника паров теллура (T_{Te}) и показано, что с увеличением T_{Te} концентрация носителей заряда (n) уменьшается, а их подвижность возрастает.

R.N. Nabiiev, H.R. Nuriyev, S.S. Farzaliyev, M.I. Abdullaev

GROWTH PECULIARITIES OF PbTe_{0,92}Se_{0,08} EPITAXIAL FILMS

The technology of epitaxial films production with parameters suitable for preparation on its basis of photosensitive elements are presented in this paper.

It is shown that the degree of perfection of PbTe_{0,92}Se_{0,08} films depends on the condensation speed.

The dependence of electrophysical parameters of films on temperature of compensating sours of Te vapors have been tested and shown that concentration of carrier (n) decreases and their mobility increases at the increasing of T_{Te} .

Дата поступления: 09.06.98

Редактор: Р.Б. Шафизаде

INJECTION-CONTACT PHENOMENA IN SINGLE CRYSTALS OF InSe, GaSe AND GaS

Yu.G. NURULLAYEV

Baku State University,

370148, Baku, Z. Chalilov st., 23

The current - voltage (I-U) characteristics of high - resistivity InSe, GaSe and GaS crystals have been investigated. The observed peculiarities of the I-U characteristics are interpreted using the space-charge-limited current (SCLC) theory and the two-barrier model. It has been shown that the barriers considerably affect the charge carrier transport process only at relatively low temperatures and voltages. With increasing temperature or injection level, due to increase of free charge carrier concentration, the above barriers are gradually eliminated leading to the quasi-uniform state of the samples.

In this paper the results of studying the injection-contact phenomena - the space-charge-limited, currents (SCLC) in the single crystals of A_3B_6 compounds, i.e. indium and gallium selenides and gallium sulphide, have been presented.

The current-voltage (I-U) characteristics of high-resistance InSe, GaSe and GaS single crystals with the resistivity of 10^5 - 10^{11} Ohm·cm were investigated. The samples studied were of a sandwich-type structure, i.e. a single-crystalline layer of a semiconductor with thickness of 0.03 - 0.20 mm between two indium metallic contacts deposited so that the current passed along the "c" axis perpendicular to the natural cleavage planes of crystals. To obtain the reproducible data the I-U characteristics were taken after establishing of the steady-state values of current.

The I-U characteristics of InSe (curve 1), GaSe (curve 2) and GaS (curve 3) crystals at 77 K are shown in Fig 1. The current through the samples initially increase according to the exponential law and further the power sections $J \sim U^n$ with $n=1.0$; $n=2.0$; $n=m>2$ for InSe, GaSe and $n=1.0$; $n=2.0$; $n=m>2$ for GaS are observed.

Such a dependences are evident for the fact that the space - charge - limited currents place main role in charge transfer.

Based on the Lampert's theory for the SCLC [1], the concentration (N_t) and the depth (ϵ_t) of trapping levels as well as the density (n_0) and the mobility (μ) of the charge carriers were estimated from the power regions of the I-U characteristics. It turned out that although the values of N_t , n_0 and μ at $T \geq 200$ K obtained in such a manner are in good agreement with those obtained from the Hall measurements, the discrepancy between them becomes greater with the temperature decrease. At $T < 120$ K the values of N_t obtained from the SCLC some times proved to be equal to $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ and even more that arouses great doubts. This fact allows to assume that at relatively high temperatures in samples studied the charge carrier transport is determined by SCLC at a monopolar injection. With decreasing temperature in addition to SCLC, the other competitive mechanisms, which in the final analysis become predominant are assumed to affect the charge carrier transport process.

When extending the regions of a sharp increase in the I-U characteristics for different temperatures, they must intersect in a single point with the coordinates:

$$J_t = N_v \mu e \frac{V_t}{d} \quad (1)$$

$$U_t = N_t e \frac{d^2}{\epsilon} \quad (2)$$

where N_v is the density of states in valence band, d - is a distance between the contacts, ϵ is a dielectric constant of a semiconductor. As a result, the values obtained from (1) and (2) are $N_t = 7.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $N_v \mu = 1.6 \cdot 10^{10} (\text{cm} \cdot \text{V} \cdot \text{s})^{-1}$; $N_v \mu = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

The investigation of temperature dependence of the current density at different voltages has shown that the course of the $J(T)$ dependence is considerably defined by the U value (Fig. 2). At $U < U_{1-2}$, where $J(U)$ obeys the exponential law, the dependence of $\lg J$ on $10^3/T$ consists of two straight-line parts. The activation energies determined from the slope of the initial low-temperature regions are 0.07; 0.06; 0.05 eV and about 0.02; 0.36; 0.56 eV for InSe, GaSe and GaS, respectively. With increasing U in InSe crystals the first region disappears gradually and the dependence of $\lg J$ on $10^3/T$ is a

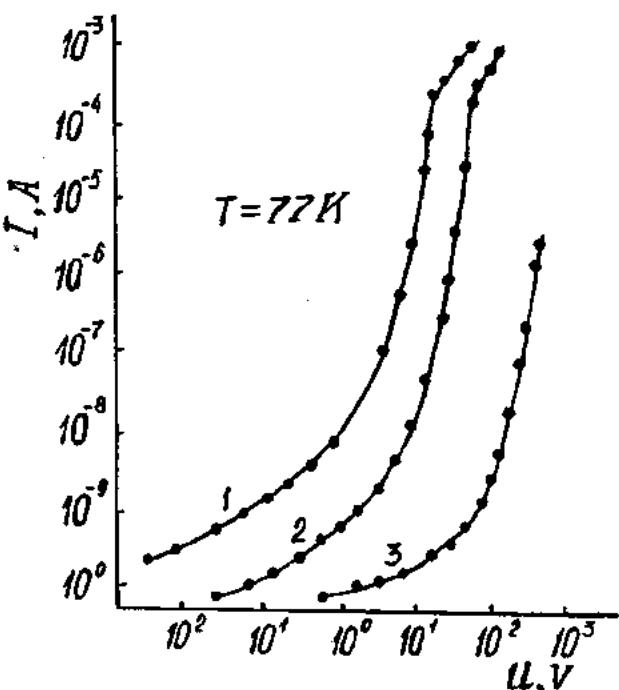


Fig. 1. Current - voltage characteristics of InSe (1), GaSe (2) and GaS (3) crystals. $T=77$ K.

GaSe and GaS as the U value increases the (T) dependence in a low-temperature region becomes more and more less pronounced and the slope of the dependence of $\lg J$ on $10^3/T$ in a high-temperature region remains nearly unchangeable.

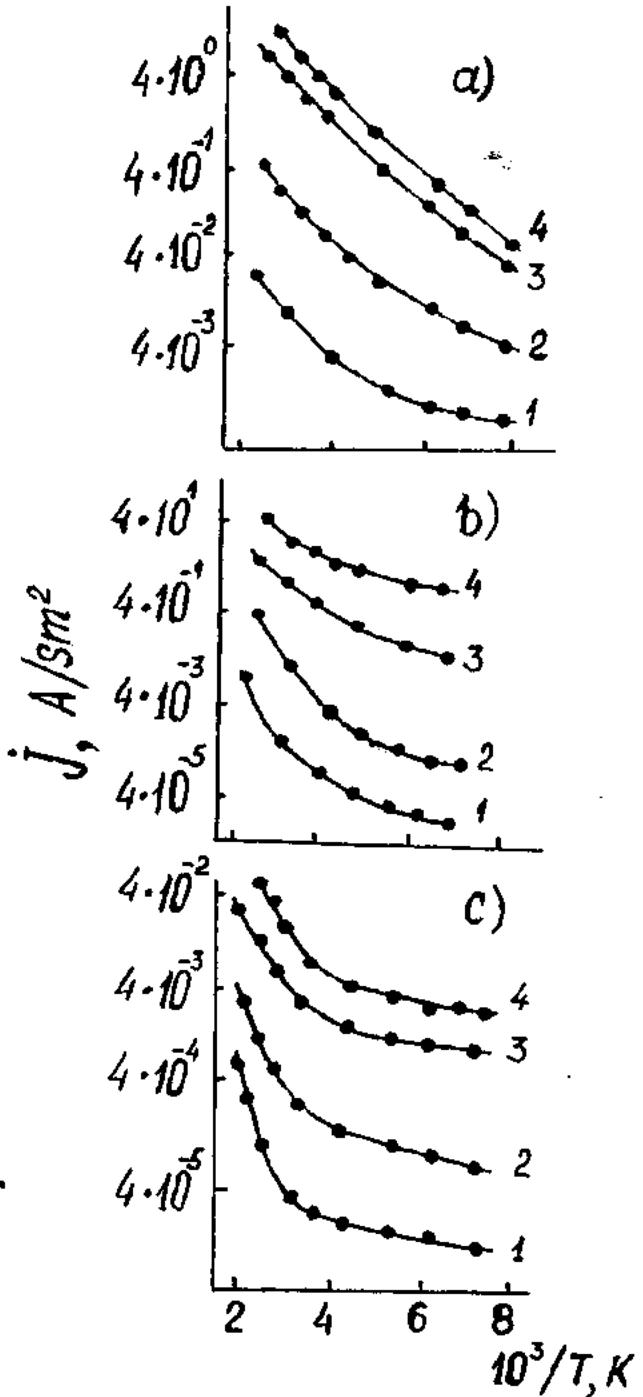


Fig. 2. Temperature dependence of the current density in InSe (a), GaSe (b) and GaS (c) single crystals. U, V : (a) 1 - 0.2; 2 - 1.0; 3 - 10; 4 - 20; (b) 1 - 0.1; 2 - 1.0; 3 - 4.0; 4 - 10; (c) 1 - 5.0; 2 - 20; 3 - 100; 4 - 150.

A correlation of results obtained from photoelectric, Hall measurements and the I-U characteristics for one and the same sample allows to conclude that the observed dependences of $\lg J$ on $10^3/T$ and the I-U peculiarities in high-resistance InSe, GaSe and GaS crystals can be interpreted only by the use of the SCLC theory and two-barrier model developed for macro-inhomogeneous semiconductors. Ac-

cording to this model high-resistivity crystals as whole consist of low-resistivity (LR) matrix with in a random way distributed high-resistivity (HR) inclusions, and in their interface potential barriers ($e\phi_z$) of recombination type exist. Also in HR regions the potential barriers of drift type create due to overlapping of the space charge of the adjacent LR regions. At the same time shallow, α - and β -trapping levels, as well as fast S - and slow r -centres of recombination exist in the forbidden bands of these crystals. In so doing S -centres and α -trapping levels are localized in LR, and r -centers and β -trapping levels are placed in HR inclusions. In particular, it is assumed that at low temperatures, when $U < U_{1-2}$, the current density is $J \sim \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right)$, where $e\phi$ is the effective

height of the drift barrier equal to the activation energy of the current determined from a low-temperature part of the dependence of $\lg J$ on $10^3/T$. With increasing temperature due to increase of majority charge carrier concentration, the height of the barrier, $e\phi$, and decreases and at relatively high temperatures the drift barriers disappear, i.e. the condition characterised of quasi-homogeneous semiconductor is provided. Under the given conditions, in this part of the $J(T)$ dependence the current through the sample is determined by the impurity conductivity. The impurity activation energy values determined from the slope of the $J(T)$ dependence curves for InSe, GaSe and GaS are 0.20; 0.36 and 0.56 eV, respectively. But in InSe crystals the equilibrium charge carrier concentration (n_0) is high, ($10^{14}-10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Therefore, in the given conditions, the current through the samples of InSe crystals is mainly determined by these carriers and the $J(T)$ dependence is described by a single straight line with a slope equal to the activation energy of impurity levels. In GaSe and GaS crystals at $U > U_{1-2}$ the drift barriers become negligible. However, in this case, the $J(T)$ dependence consists of two parts, i.e. the low- and the high-temperature regions. In a low-temperature region the J depends on T much weaker, while in a high-temperature region with increasing T it also increases and the activation energy is equal to 0.36 and 0.56 eV for GaSe and GaS, respectively. This situation is probably due to the fact that at relatively high temperatures the equilibrium charges carrier concentration increases and considerably exceeds the injected carrier concentration. Therefore these carriers and increases with temperature [2] mainly determine a total current density.

As at low T some part of the charge carriers the concentration of which has been determined from the Hall measurements, n_H , is localized in high-resistance regions and is almost not involved in the charge carrier transfer in the SCLC conditions, the concentration n_0 determined from the SCLC theory will be less than n_H . With increasing T the barriers at the boundaries of low- and high-resistance regions "disappear" and hence the discrepancy between n_H and n_0 decreases. Within the framework of the suggested model at relatively low temperatures $\mu = \frac{n_0}{n_H} \mu_H$; $\mu_H < \mu$ and with increase of T , n_0 approaches n_H and the discrepancy between μ and μ_H also disappears.

The drift barriers considerably effect the charge carrier transport process only at relatively low temperatures and applied voltages. With increasing temperature or the infection

plied voltages. With increasing temperature or the infection level (as the applied voltage increases), due to increase of free charge carrier concentration, these barriers gradually disappear. As a result, the sample converts to electrically quasi-uniform state [3, 4].

Based on the above considerations. It is assumed that the discrepancy between the values of N_t , μ and n_0 determined from SCLC at low rather attributed to a spatial non-uniformity crystals studied.

-
- [1] A. Lampert, P. Mark. *Injection currents in solids*. Moscow, 1973, p.416.
 - [2] A.Sh. Abdinov, A.G. Kyazim-zade, A.A. Ahmedov. FTP. 1976. v.10. p. 2299.
 - [3] A.Sh. Abdinov, A.G. Kyazim-zade, N.M. Mehdiyev, M.D. Khomutova, A.G. Sharipov. FTP, 1974, v.8. p. 2283.
 - [4] A.G. Akhundov, A.Sh. Abdinov, N.M. Mehdiyev, A.G. Kyazim-zade. *Problems of dielectric electronics*. Tashkent, 1974, p. 127.

Y.Q. Nurullayev

InSe, GaSe VƏ GaS MONOKRİSTALINDA İNJEKSİYA - KONTAKT HADİSƏLƏRİ

İşde yüksək omlu InSe, GaSe və GaS kristalların volt-amper xarakteristikaları (VAX) öyrənilmişdir. Alınan nəticələr hecmi yüklerle məhdudlaşmış cərəyan nəzəriyyəsi və ikiqat çəpər modelinin köməyi ilə izah olunur.

Müəyyən olunmuşdur ki, çəpərlər yalnız aşağı temperatur və gerginliyin kiçik qiymətlərində keçiriciliye nezərə alınacağı dərəcədə te'sir göstərir. Temperatur və ya injeksiya artlığıca yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması nəticəsində bu çəpər tədrisən yox olur və nümunə kvazibircins hala keçir.

Ю.Г. Нуруллаев

ИНЖЕКЦИОННО-КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ InSe, GaSe И GaS

Исследованы статические вольт-амперные характеристики высокоомных кристаллов InSe, GaSe и GaS. Наблюдаемые особенности вольт-амперных характеристик интерпретированы с привлечением теории ТООЗ и двухбарьерной модели. Показано, что барьеры оказывают значительное влияние на процесс токопрохождения лишь при относительно низких температурах и напряжениях. С ростом температуры или уровня инжеクции из-за увеличения концентрации свободных носителей заряда эти барьеры постепенно снимаются, в результате чего образцы переходят в квазинодородное состояние.

ВЛИЯНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НИКЕЛЯ НА ПРОБИВНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ КРЕМНИЕВЫХ p^+ - n ПЕРЕХОДОВ

Э.С. ТАПТЫГОВ, Э.А. ДЖАФАРОВА, Ш.А. АЛИХАНОВА, А.А. БАЙРАМОВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние примеси никеля в Si на электрические свойства высоковольтных p^+ - n переходов. Показано, что при высоких концентрациях никеля наблюдается преципитация междуузельных атомов никеля, что приводит к смягчению обратной ветви вольтамперной характеристики; при малых концентрациях никеля наблюдается немонотонная температурная зависимость напряжения пробоя p^+ - n перехода, связанная с перезарядкой глубоких уровней никеля в слое объемного заряда.

1. Введение

В настоящее время для изготовления приборов с заданными электрическими свойствами используются примеси с глубокими уровнями (ГУ) в запрещенной зоне. Одной из примесей, широко применяемой в полупроводниковой электронике, является никель. Проникая в объем кремниевой пластины в процессе высокотемпературной диффузии, атомы никеля располагаются в междуузлиях в нейтральном состоянии. В зависимости от условий обработки ($T_{\text{диф}}$, скорость охлаждения) определенная часть атомов (~0,1%) может занять вакантные узлы решетки, проявляя при этом электрическую активность [1]. Максимальная концентрация электроактивных атомов никеля в узлах (при данной $T_{\text{диф}}$) достигается при резком охлаждении (закалке) образцов после высокотемпературной обработки. При высоких концентрациях введенного никеля возможно также скапливание междуузельных атомов в преципитаты больших размеров [2]. В [3] показано, что глубокие уровни примеси золота приводят к снижению напряжения пробоя n^+ - p диодов. В [4] на примере золота и меди рассмотрен другой эффект влияния примеси на обратные ВАХ диодов. В [5] исследовалось влияние ГУ термических дефектов на пробивное напряжение ($U_{\text{пр}}$) высоковольтных диодов на базе n-Si. Установлено, что возникающие во время высокотемпературной диффузии ГУ существенно изменяют $U_{\text{пр}}$, приводя к немонотонной зависимости $U_{\text{пр}}$ от температуры. Максимальная концентрация термодефектов при этом составила $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Из-за малого сечения $\sim 10^{-20} \text{ см}^2$ эти ГУ почти не влияли на время жизни неосновных носителей. Опираясь на то, что напряжение пробоя диодов равно

$$U_{\text{пр.}} = \frac{\varepsilon_a E_{\text{пр}}^2}{2qN_r}$$

и в общем случае зависит от концентрации ионизованных уровней в СОЗ, где $N_r = N_m + N_e$, авторы связали данное явление с перезарядкой глубоких уровней термодефектов в СОЗ.

Целью данной работы является исследование влияния различных состояний примеси никеля в кремни на пробивное напряжение высоковольтных диодов.

2. Образцы и методы измерения.

Исходные структуры были изготовлены диффузией бора в n-Si, выращенный методом Чохральского с удельным сопротивлением $\rho=5$ и $50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Полученные p - n переходы имели "жесткие" обратные характеристики с четко выраженным участком лавинного пробоя объемного характера и временем жизни неосновных носителей $t=30-40 \text{ мкс}$. Объемный характер пробоя контролировался с помощью лазерного сканирующего микроскопа [6]. Введение никеля в p - n переход осуществлялось диффузионным способом из напыленного на одну из сторон пластины металлического никеля. Готовые структуры с никелем, а также контрольные без никеля имели форму диска площадью $\sim 1,0-1,5 \text{ см}^2$, с торцов которых были сняты фаски с последующим травлением в СР-4 [7]. Спектр ГУ контрольных и легированных никелем образцов снимали с помощью метода нестационарной емкостной спектроскопии (НЕСГУ) [8]. Концентрацию мелких N_m и глубоких N_r уровней определяли из измерений вольтфарадных характеристик (ВАХ) при соответствующих температурах. $U_{\text{пр}}$ в интервале 77-300 К измеряли с помощью импульсов напряжения синусоидальной формы длительностью 10 мс с частотой повторения $\sim 1 \text{ Гц}$. Объемное распределение атомов никеля в диодах наблюдалось с помощью инфракрасного микроскопа МИК-4.

3. Результаты измерений и обсуждения.

Измерения проводились на диодах двух партий, отличающихся содержанием примеси никеля. Диоды I партии, с большим содержанием никеля, были изготовлены из n-Si с $\rho=5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а диоды II партии, с малым содержанием никеля - из n-Si с $\rho=50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Введение необходимой концентрации никеля осуществлялось подбором $T_{\text{диф}}$. Концентрации мелкой и глубокой примеси для диодов I и II партии приведены в таблице.

Таблица.

Партия	ρ исходное	$N_m, \text{ см}^{-3}$	$N_r (\text{A}), \text{ см}^{-3}$	$N_r (\text{A}), \text{ см}^{-3}$
I	5 Ом	$9,9 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{14}$
II	50 Ом	$9,8 \cdot 10^{13}$	$9,6 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{12}$

Спектры НЕСГУ диодов, легированных никелем I и II партии, приведены на рисунке (кривая 1). На спектрах видны два пика, соответствующие ГУ никеля с энергиями

ионизации $E_i(A)=E_c=0,20$ и $E_i(B)=E_c=0,41$ эВ, соответственно [9].

Диоды I партии с $N_p \sim 10^{14}$ см⁻³ имели "мягкие" обратные ВАХ. Зависимость $I_{обр}=f(U_{обр})$ имела степенной характер с коэффициентом $\gamma=3$, что свидетельствует о плавном распределении примеси в СОЗ. Значение энергии активации ΔE уровня, ответственного за генерацию, определенное из температурной зависимости тока при различных $U_{обр}$, лежит в интервале 0,15-0,26 эВ. ΔE , определенная также из температурной зависимости времени жизни неосновных носителей, составила ~0,14 эВ.

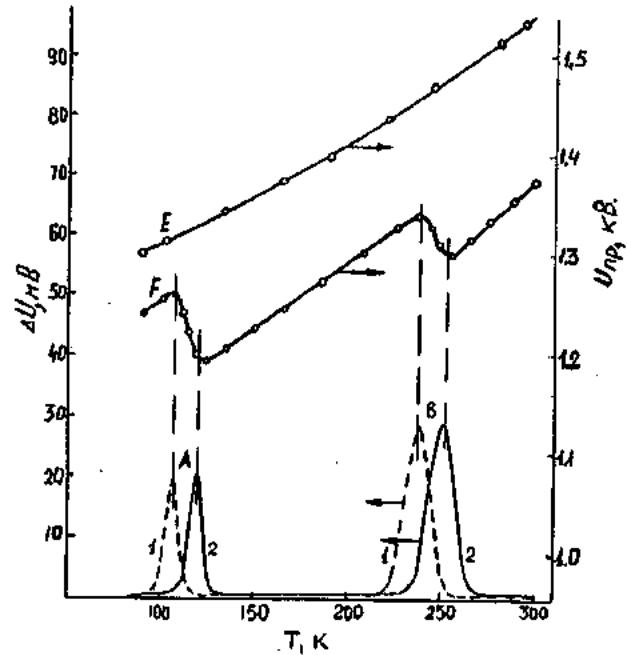


Рис. Температурная зависимость U_{bp} p⁺-n переходов (Е-контрольного, F- с малым содержанием никеля) и спектры НЕСГУ диодов с никелем при разных θ_m (1 - $\theta_m=91$ мс, 2 - $\theta_m=1,82$ мс).

Как видно, найденные значения энергии активации не совпадают с E_i для ГУ никеля, полученных из НЕСГУ измерений. Как было указано выше, при больших концентрациях никель способен скапливаться в преципитатах. Причем размеры и количество их зависит не только от концентрации примеси, но и от скорости охлаждения после ВТО. Действительно, в диодах I партии с мягкой обратной ВАХ с помощью ИК микроскопа были

обнаружены преципитаты никеля размером до 10 мкм. В диодах II партии с $N_p \sim 10^{13}$ см⁻³ наблюдалась резкая обратная ВАХ с выраженным участком лавинного пробоя. U_{bp} контрольных образцов данной партии монотонно растет с температурой (кривая Е), что связано с увеличением E_{fp} при изменении длины свободного пробега носителей тока [10]. Однако, температурная зависимость U_{bp} диодов с никелем немонотонна (кривая F). При сравнении этой кривой со спектрами НЕСГУ можно заметить, что участки уменьшения U_{bp} с ростом T совпадают с температурным диапазоном перезарядки ГУ А и В. Приведенные на рисунке спектры НЕСГУ никеля сняты для двух окон стробирования, при которых $\theta_m=91$ и 1,82 мс, соответственно (кривые 1 и 2). Видно, что начало уменьшения U_{bp} от T совпадает с максимумом пиков на кривой 1, а конец - с максимумом пиков на кривой 2. Если учесть, что ионизация ГУ происходит по закону $N^+=N_c [1-exp(-t/\theta)]$ [8], где t - интервал времени нарастания обратного смещения до величины U_{bp} , θ - постоянная времени перезарядки ГУ в максимуме пиков, то концентрация ионизированной глубокой примеси зависит, в общем случае, от соотношения t/θ . Для принятых в нашем эксперименте значений ~ 5 мс $N^+=N_c \approx 0,05$ при $\theta_m=91$ мс и $N^+=N_c \approx 0,95$ при $\theta_m=1,82$ мс.

Таким образом, проведенные исследования позволили установить, что характер изменения U_{bp} высоковольтных p-n переходов зависит от особенностей в поведении примеси никеля. При высоких концентрациях никеля, образующиеся в большом количестве, преципитаты приводят к смягчению обратных ВАХ диодов. Смягчение обратных ВАХ диодов может быть результатом сильного нарушения однородности электрического поля в СОЗ преципитатами никеля. Вклад генерационного тока через ГУ никеля незначителен. При малых концентрациях никеля образование междуузельных преципитатов незначительно и диоды имеют хорошую обратную ВАХ с выраженным участком лавинного пробоя. Однако наличие в СОЗ ГУ никеля приводит к немонотонной температурной зависимости U_{bp} , связанной с перезарядкой ГУ никеля. При этом следует учитывать, что пробой происходит в локальных областях диода с максимальной эффективной концентрацией ионизованных центров, что может быть обусловлено присутствием примеси с ГУ [11].

- [1] Б.И. Болтакс, М.К. Бахадирханов, С.М. Городецкий, Г.С. Куликов. Компенсированный кремний. Л. Наука, 1973, с.122.
- [2] М.К. Бахадирханов, С. Зайнабидинов. ФТП, 1978, т. 12, в.4, с.683-688.
- [3] А. Милнес. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М. Мир, 1977, с.562.
- [4] T. Ogawa. Japan Jour. Appl. Phys. 1966, n.5, p.145.
- [5] Е.В. Астрова и др. ФТП, т.28, в.11, 1994, с.2122-2125.
- [6] В.М. Волле и др. Автоматизированный электропривод, силовые полупроводниковые приборы, преобразовательная техника. М., 1983, с.304-309.
- [7] Ю.А. Евсеев. Полупроводниковые приборы для мощных высоковольтных преобразовательных устройств. М., Энергия, 1978, с. 193.
- [8] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981, с. 176.
- [9] А.А. Лебедев, Э.С. Таптыгов, Э.А. Джрафарова. Препринт ФТИ-1172, Ленинград, 1990, с. 11.
- [10] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. т. 1, М., 1984, с. 456.
- [11] Г.В. Акимов и др. ФТП, 1975, т.9, в.4, с.764-767.

E.S. Taplygov, E.Ə. Cəfərova, S.Ə. Əlihanova, A.A. Bayramov

NİKEL ATOMLARININ YARATDIĞI DƏRİN SƏVİYYƏLƏRİN YÜKSƏK GƏRGİNLİKLİ SILİSIUM $p^+ \text{-} n$ KEÇİDLƏRİN DEŞİCİ GƏRGİNLİYƏ TƏ'SİRİ

Nikel aşşarının yüksək gərginlikli silisium $p^+ \text{-} n$ keçidlərinin elektrik xasselerinə tə'siri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, nikelin konsentrasiyası yüksək olduqda nikel atomları qəfəsin düyünləri arasında yerləşir, bu da volt-amper xarakteristikasının eks istiqamətində yumşalmasına səbəb olur. Nikelin konsentrasiyası aşağı olduğu isə p - n keçiddə gərginliyin temperaturdan asılılığında qeyri-monotonluq və deşilmə müşahidə olunur. Bu isə yüklenmiş tebeqələrdə nikelin dərin səviiyələrinin yenidən yüklenməsi ilə əlaqədardır.

E.S. Taplygov, E.A. Jafarova, Sh.A. Alihanova, A.A. Bayramov

INFLUENCE OF DEEP LEVELS OF Ni ON THE BREAKDOWN VOLTAGE OF HIGH VOLTAGE SILICON $p^+ \text{-} n$ JUNCTION

An investigation has been made of the effect of nickel impurity in silicon on the breakdown voltage of high-voltage diodes. At high concentrations of nickel the precipitates formed in concentrations of nickel nonmonotone temperature dependence of the breakdown voltage due to charge exchange of nickel deep levels in the space charge layer has been observed.

PHYSICAL PROCESSES IN ENERGY CONVERTERS ON THE BASE OF InSe-GaSe_{1-x}S_x HETEROJUNCTIONS

A.G. KYAZYMZADE, V.M. SALMANOV, E.T. MURSALOV

*Baku State University,
Z. Khalilov, str.23, Baku, 370145*

A.A. AGAEVA

*Azerbaijan Oil Academy,
Azadlig, av. 20, Baku, 370601*

The InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions were prepared by the method of the optical contact. These structures have the pronounced diode characteristics ($k \sim 10^3$ for $x=0.2$ at $U=2$ V) and photosensitivity in the region 490-1040 nm. The efficiency changes between 2.36% (GaSe) and 1.62% (GaS).

1. Introduction.

It is known that compounds GaSe and GaS crystallize in a layer structure and form a continuous series of solid solutions. Wide-band monocrystals of solid solutions GaSe_{1-x}S_x possess the high photosensitivity and are perspective materials for creation of sources and receivers of a radiation in the visible spectral region. At the same time it is known that the photosensitivity of diode structures is much more than the photosensitivity of one and the same material. Therefore, making of photosensitive diode structures on the basis of given crystals is necessary for extension of possibilities of their practical applications. However, it is known that making of usual p-n junctions on the basis of solid solutions GaSe_{1-x}S_x is impossible in practice, because they possess, as a rule, by the conductivity of the p-type and it is not possible to change the type of the conductivity of these crystals by means of the doping. Therefore, the creation of heterojunctions (HJ) or rectifying contacts metal-semiconductor on their base is the only one way of making diode structures. However, as far as we know, there is no information on receipt and investigation of similar structures. Works [1,2] are the only exceptions which advise on receipt and investigation of HJ in the system GaSe_{1-x}S_x-InSe by the method of fusion of the low-temperature component InSe on high-temperature components GaSe_{0.4}S_{0.6} [1] and in the system GaSe_{0.6}S_{0.4}-InSe by the method of optical contact [2]. The error of the lattice constant of single crystals InSe and GaSe_{1-x}S_x (in particular at $x=0.6$) is 10%. Therefore, we can expect that HJ, manufactured by the fusion method, possesses the large concentration of boundary states and their properties, in the main, are determined by a state of the interface. For removal of this problem, we made (as in [2]) HJ in the system InSe-GaSe_{1-x}S_x by the method of the optical contact [3-5], when matching of lattice parameters and thermal coefficients of contacting materials is not necessary.

Present work devotes to results of investigations of some electrical and photoelectrical properties of HJ in the system InSe-GaSe_{1-x}S_x manufactured by the method of the optical contact.

2. Experimental method.

For making of HJ, single crystals n-InSe and p-GaSe_{1-x}S_x ($x=0; 0.2; 0.4; 0.6; 0.8; 1.0$) were used, which were obtained by the method of slow cooling at the constant gradient of temperatures. Concentration of charge carriers at 300 K was $n=10^{14}-10^{15}$ cm⁻³ in used crystals of InSe and $p=10^{10}-10^{14}$ cm⁻³ in crystals of GaSe_{1-x}S_x.

HJ were manufactured by the following method. At first, plane-parallel layers of InSe with a thickness 100-200 μm and GaSe_{1-x}S_x with thickness 50-100 μm were made by means of spalling from big ingots.

Then cut surfaces of given layers were in the close contact. The structure is kept between two plane layers under the pressure of the order of 10 kG/cm² during few hours for receipt of the durable contact. Then surfaces of contacted crystals are coalesced because of intermolecular forces. Strength of such contact does not yield the volume strength of layer crystals.

Ohmic contacts to layers InSe and GaSe_{1-x}S_x were manufactured by fusion of the indium. Ohmage of contacts was preliminary controlled of volt-ampere characteristic (VAC) symmetric structures In-InSe-In and In-GaSe_{1-x}S_x-In. Surface sizes of manufactured HJ were of the order of 3x3 mm². Surface of contacting crystals preliminary was not undergone by any chemical treatment.

3. Experimental results and their discussion.

Volt-ampere characteristic of all manufactured HJ possesses by the obvious diode character (Fig.1). Rectification coefficient is $k \sim 10^3$ or $x=0.2$ at $U=2$ V and smoothly decrease, with the increasing of x . It is connected with the increase of the volume resistance of the layer GaSe_{1-x}S_x with the increasing of x that restricts the current in the forward direction. Analysis of VAC at different temperatures shows that at forward bias are described by the exponential dependence at relatively low voltages

$$I = I_0 (e^{A(u - IR)} - 1)$$

where IR is the voltage drop in the volume resistance of samples, which may be determined from the linear section of VAC.

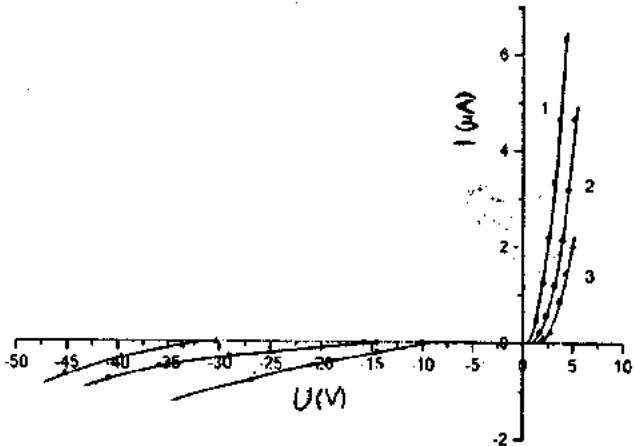


Fig. 1. The current-voltage characteristic of InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunction for different x : 1-0.2, 2-0.6, 3-1.0.

Observed direct bias of VAC for the system InSe-GaSe_{0.6}S_{0.4} at different temperatures shows that forward currents mainly correspond to the recombination-tunnel mechanism [6]. Tunnelling of holes with participation of acceptors centres in GaSe_{0.6}S_{0.4} with the position depth $\Delta E=0.4$ eV is the weak point in the process of the tunnelling. This position depth was determined from the temperature dependence of the parameter I_0 . Dependence of the type $I \sim U^n$ (where $n \geq 2$) are observed at relatively high voltages. It may be explained by the injection of charge carriers in GaSe_{1-x}S_x. Reverse bias of VAC correspond to the exponential dependence at relatively high voltages

$$I \sim (V_d - U) e^{B/(V_d - U)^{1/2}},$$

where V_d is the contact potential difference, B is some constant.

According to [6], this fact testifies on the tunnel mechanism of a transfer of charge carriers through HJ.

It is known that photoelectrical properties of HJ are determined by peculiarities of an energetic zone diagram. However, it is necessary to know values of the contact potential difference (CPD) for construction of such diagram for HJ under study. As monocrystals GaSe_{1-x}S_x have a relatively large volume resistance, then definition of CPD on a value of the current voltage of the cut-off is not accurate. Therefore, we have determined the CPD on a saturation of photo-emf at the irradiation of the structure by a flash of the pulsed lamp with the duration $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ s. In this case, the relaxation of the photo-emf corresponds to the exponential dependence with one constant on time of the order of $10^{-4} - 10^{-5}$ s.

Positions of Fermi levels were estimated from investigation of the temperature dependence of the conductivity of contacting materials. Energetic zone diagram was created on the basis of the Anderson model [7]. Values of zones breaks also were determined in the conduction band (ΔE_c) and in the valence band (ΔE_v) (Table). This table also presents values (ΔE_c) and (ΔE_v), calculated on the basis of quantities of electron affinities and widths of forbidden zones of monocrystals

InSe ($\chi = 4.6$ eV, $E_g = 1.2$ eV) and GaSe_{1-x}S_x. There are not values of electron affinities for crystals GaSe_{1-x}S_x in literature. Therefore, we determined these values on the basis of known electron affinities of monocrystals GaSe ($\chi = 3.4$ eV) and GaS ($\chi = 4.0$ eV) [8], taking into consideration that positions of zones boundaries linearly change with the increasing of x . According to the table, the experimental and calculated values (ΔE_c) and (ΔE_v) are in a good conformity. Thus, the boundary of manufactured HJ is sufficiently perfect and their zone diagrams satisfactorily correspond to the ideal Anderson model (Fig. 2). It is interesting to note that $\Delta E_v = 0$ at $x = 0.3$. The height of the barrier for holes is less than for electrons one for all values x . Therefore, we can suppose that monocrystals GaSe_{1-x}S_x effectively inject holes in InSe and transfer of minority carriers occurs from InSe in GaSe_{1-x}S_x at $x > 0.3$ by means of tunnelling through the "spike" in the valence zone.

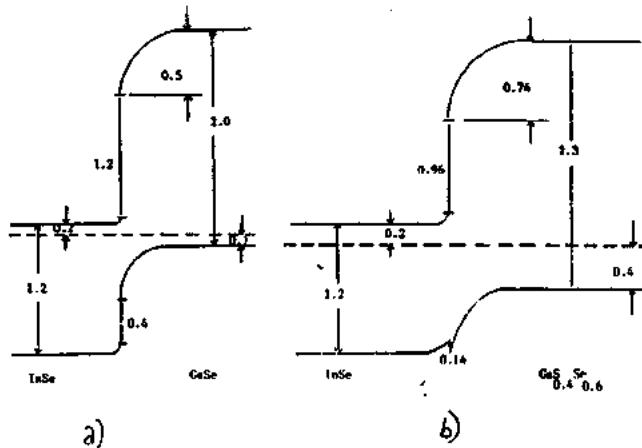


Fig. 2. The energy band diagram of InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions a) $x=0$, b) $x=0.4$.

According to presented diagrams, at $x < 0.3$ structures of energetic zones of the interface of HJ promote to an effective separation of non-equilibrium carriers at absorption of a light both by monocrystals InSe and GaSe_{1-x}S_x. However, the appearance of the energetic "spike" in the valence zone at $x > 0.3$ hampers processes of transition of minority holes in GaSe_{1-x}S_x at light absorption by monocrystals InSe. Therefore, according to experimental observations, photosensitivity decreases with the increasing of x in indicated systems in the absorption region of InSe. For example, Fig. 3 presents spectral distributions of photosensitivity of investigated HJ at the irradiation from GaSe_{1-x}S_x.

Table

x	Calculated Values		Experimental Values		$\Delta\lambda$ (nm)
	ΔE_c (eV)	ΔE_v (eV)	ΔE_c (eV)	ΔE_v (eV)	
0	1.20	-0.40	1.20	-0.40	600-1060
0.2	1.08	-0.13	1.10	-0.15	560-1060
0.4	0.96	0.14	1.0	0.10	520-1060
0.6	0.84	0.50	0.80	0.53	480-1060
1.0	0.60	0.90	0.65	0.85	450-1060

$$1/C^2 = 2(V_d - V) / S^2 q \epsilon \epsilon_0 N_I$$

where S is the junction area, q is the fundamental unit charge and ϵ_0, ϵ are the permittivity of free space and semiconductor material, respectively.

The variations of $1/C^2$ versus V for InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions are given in Fig.4. From the plot of figure, we find V_d (0.5; 0.75; 1) and N_I ($8.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; $7.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; $6.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) for $x=0, 0.4, 0.6$, respectively.

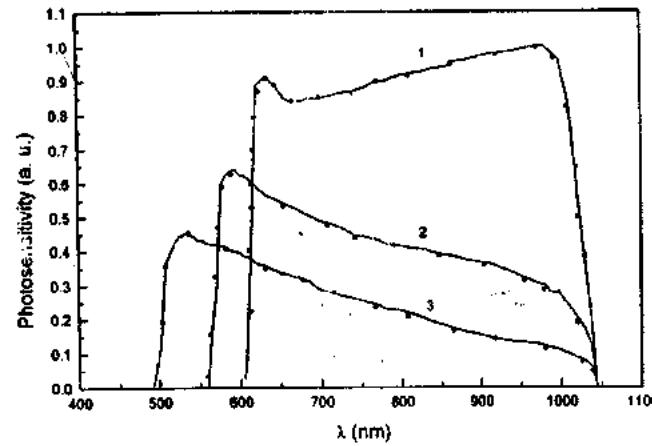


Fig. 3. The dependence between the photoelectric voltage and the wavelength light in InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions for different x : 1-0, 2-0.2, 3-0.6.

Regions of the spectral sensitivity $\Delta\lambda$ at different values x are presented in the table. We can see that the long-wave boundary of the spectrum corresponds to the width of the forbidden zone of monocrystal InSe for all values x . At the same time, short-wave boundaries of spectra are restricted by the region of the strong absorption of monocrystals GaSe_{1-x}S_x. In this case, the light is absorbed in surface region of monocrystals GaSe_{1-x}S_x. Thus, minority carriers do not reach the region of HJ, because of a small diffusion length of given carriers in layer crystals. Therefore, separation of photocarriers does not occur between phases.

Measurement of the junction capacitance (C) as a function of reverse bias (V) can be used to determine the built-in voltage (V_d) and the effective doped concentration (N_I) near the junction. This relation can be written as [9]:

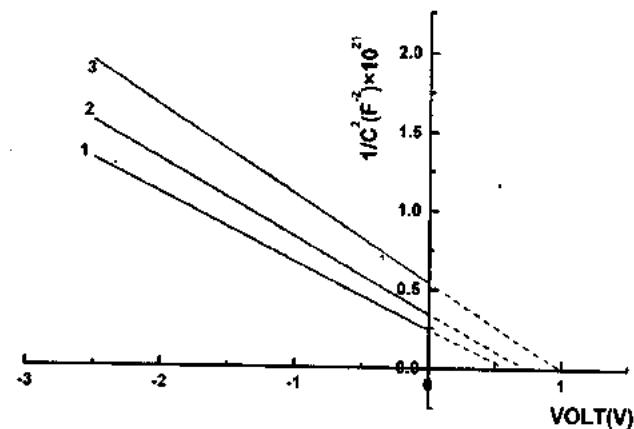


Fig. 4. $1/C^2$ versus V plot for abrupt InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions for different x : 1-0, 2-0.4, 3-0.6.

The variation of current density versus the applied voltage under illumination power density $P=100 \text{ mW/cm}^2$ for a InSe-GaSe_{1-x}S_x heterojunctions show that by the variation of the value of x from $x=0$ to $x=1$ the efficiency changes from 2,36 % to 1,62 %.

The photoelectric parameters of these heterojunctions exhibit the high stability under illumination.

-
- [1] A.G. Bagirov, C.Yu. Bagirov and E.Yu. Salaev. Fiz. Tekh. Poluprov, 1982, 16, 1099. (in Russian).
 - [2] A.G. Kyazymzade, Z.C. Samedov, F.A. Gasanova and V.I. Tagirov. Fiz. Tekh. Poluprov, 1985, 19, 1136. (in Russian).
 - [3] V.L. Bakumenko and V.F. Chishko. Fiz. Tekh. Poluprov, 1977, 11, 2000. (in Russian).
 - [4] A.G. Kyazymzade, D.X. Dzafarova and V.I. Tagirov. Fiz. Tekh. Poluprov, 1979, 13, 1990. (in Russian).
 - [5] A.A. Agaeva, A.A. Achmedov, I. Hympanova, A.G. Kyazymzade, R.N. Mechtieva and V.M. Salmanov. Acta Physic, 1993, 34, 115. (Czechoslovakia).
 - [6] A. Mills and D. Fojkht. Heterojunction and Metal-Semiconductors junctions, Moskva, Mir, 1975, p.432.
 - [7] R.L. Anderson. IBM, J. Res., 1960, 4, 283.
 - [8] R.H. Williams and A.J. Mc Evoy. Phys.Stat. Sol. 12A, 1972, 277.
 - [9] M.S. Tyagi. Introduction to semiconductor materials and devices, John Wiley and Sons. Inc., Singapore, 1991, p.171.

A.H. Kazimzada, V.M. Salmanov, E.T. Mürsəlov, A.A. Ağayeva

InSe-GaSe_{1-x}S_x HETEROKEÇİDLƏRİ ƏSASINDA ENERJİ ÇEVİRİCİLƏRİNDE FİZİKİ PROSES'LƏR

Optik kontakt üsulu ile InSe-GaSe_{1-x}S_x heterokeçidləri hazırlanmışdır. Hazırlanmış heterokeçidlər yaxşı ifadə olunmuş diod xarakteristikalarına ($x=0.2$ tərkibi üçün $V=2V$ olduqda $k \sim 10^3$) və geniş intervalda (490-1040 nm) fotohəssaslığa malikdir. Faydalı iş əomsalı 2,36 % (GaSe) və 1,62 % (GaS) intervalında deyişir.

PHYSICAL PROCESSES IN ENERGY CONVERTERS ON THE BASIS OF InSe-GaSe_{1-x}S_x HETEROJUNCTIONS

А.Г. Кязым-зяде, В.М. Салманов, Э.Т. Мурсалов, А.А. Агаева

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ InSe-GaSe_{1-x}S_x

Методом оптического контакта были изготовлены гетеропереходы InSe-GaSe_{1-x}S_x. Изготовленные структуры обладают ярко выраженным диодными характеристиками ($k \sim 10^3$ при $U=2$ В для состава $x=0,2$) и фоточувствительностью в широком диапазоне 490-1040 нм. Коэффициент полезного действия меняется в интервале 2,36 % (GaSe) и 1,62 % (GaS).

Дата поступления: 18.12.98

Редактор: З.И. Искендерзаде