

**ТЕНЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ
В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
С УЧЕТОМ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ**

Х. М. Сулаймонов, Н. Х. Юлдашев

*Ферганский политехнический институт,
Фергана,*

Поступила в редакцию 27.06.2015

Теоретически рассчитаны импеданс и коэффициент тензочувствительности поликристаллических полупроводников с учетом вклада модуляции поперечных приповерхностных областей поверхностного заряда кристаллических зерен под действием механической деформации и влияния поперечных поверхностных состояний, участвующих в формировании перпендикулярных к направлению тока потенциальных барьеров.

Ключевые слова: поликристаллические полупроводники, импеданс, область пространственных зарядов, продольные и поперечные потенциальные барьеры, поверхностные состояния, коэффициент тензочувствительности.

**ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ
У ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ
З УРАХУВАННЯМ ПОЗДОВЖНЬОГО І ПОПЕРЕЧНОГО
ПОВЕРХНЕВИХ ЕЛЕКТРОННИХ СТАНІВ**

Х. М. Сулаймонов, Н. Х. Юлдашев

Теоретично розраховані імпеданс і коефіцієнт тензочутливості полікристалічних напівпровідників з урахуванням внеску модуляції поперечних приповерхневих областей поверхневого заряду кристалічних зерен під дією механічної деформації та впливу поперечних поверхневих станів, що приймають участь у формуванні перпендикулярних до напрямку струму потенційних бар'єрів.

Ключові слова: полікристалічні напівпровідники, імпеданс, область просторових зарядів, поздовжні і поперечні потенційні бар'єри, поверхневий стан, коефіцієнт тензочутливості.

**PIEZORESISTIVE EFFECT
IN POLYCRYSTALLINE SEMICONDUCTORS
IN VIEW OF LONGITUDINAL
AND TRANSVERSE SURFACE ELECTRONIC STATES**

Kh. M. Sulaimonov, N. Kh. Yuldashev

An impedance and coefficient of tenzosensitivity of polycrystalline semiconductors is theoretically calculated taking into account the deposit of modulation transversal subsurface area of spatial charges crystalline grains under the action of mechanical deformation and influence of transversal surface state, participating in forming of perpendicular to the direction of current potential barriers.

Keywords: polycrystalline semiconductors, impedance, area of spatial charges, longitudinal and transversal potential barriers, superficial states, coefficient of tenzosensitivity.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ

Тензорезистивный эффект в поликристаллических полупроводниках имеет существенные особенности по сравнению с монокристаллами [1–5]. Это, прежде всего, вызвано неоднородной структурой, в частности наличием разориентированных кристаллических зерен различной формы, размера и межкристаллитных прослоек. Сильное изменение зонной структуры и условия

рассеяния носителей в приграничных областях зерен также в значительной степени отражаются на кинетических явлениях. Параметры неоднородности порой сильно зависят от технологических факторов и внешних воздействий. Можно указать следующие главные факторы, влияющие на электропроводность поликристаллических полупроводников: а) приповерхностные области пространственных зарядов (ОПЗ);

б) межкристаллитные диэлектрические слои, в частности, поры; в) наличие поверхностных состояний (ПС) на границах кристаллитов; г) отклонения от стехиометрии и наличие различных квазиравновесных фазовых состояний в случае многокомпонентных соединений.

Свойства этих факторов в зависимости от конкретных материалов в той или иной степени зависят от механической деформации. При исследовании тензорезистивного эффекта первые два фактора обычно рассматривают совместно и составляют предмет изучения барьерного пьезосопротивления. Однако сразу же заметим, что в работах, посвященных изучению барьерного механизма тензоэффекта, рассматривались лишь одномерные модели [3, 4] неоднородных структур, т. е. линейные цепочки одномерных потенциальных барьеров прямоугольной формы, расположенных вдоль направления прохождения электрического тока («продольные барьеры»). Одномерная модель, описывая некоторые общие черты барьерного тензоэффекта, не может охватить все его особенности. «Поперечные барьеры» и соответствующие им области ОПЗ также очень чувствительны к односторонней деформации и играют далеко не последнюю роль в пьезосопротивлении поликристаллических полупроводников. Первая задача данной работы состоит в учете вклада модуляции поперечных приповерхностных ОПЗ кристаллических зерен под действием деформации при расчете коэффициента тензочувствительности (КТЧ). Изменение степени заполнения и перезарядка ПС при деформации должны сильно отразиться в пьезосопротивлении поликристаллов, особенно для узкозонных полупроводников типа PbS в силу того, что энергии активации поверхностных уровней в последних малы. Влияние ПС на тензочувствительность обсуждалось также для одномерных моделей потенциальных барьеров в случае наличия моноэнергетического поверхностного уровня [3, 4]. Вторая задача работы состоит в теоретическом расчете КТЧ поликристалла с учетом влияния поперечных ПС, участвующих в создании перпендикулярных к направлению тока барьеров.

РАСЧЕТ ИМПЕДАНСА И КОЭФФИЦИЕНТА ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Для простоты рассмотрим кристаллическое зерно кубической формы с прилегающими к ним диэлектрическими слоями. Считаем, что поликристалл типа PbS можно разбить на отдельные ячейки, показанные на рис. 1, а. Поликристалл образован периодическим чередованием в трех пространственных направлениях OX , OY и OZ одинаковых кубических кристаллитов с идентичными параметрами. При такой примитивной постановке задачи сопротивление — импеданс поликристалла определяется как (см. рис. 1б)

$$Z = r^0 \cdot Z_0, \quad (1)$$

где $r^0 = Ld/ab$; L , a и b — длина, ширина и высота образца; $d = l_0 + d_0$, l_0 и d_0 — линейный размер кристаллита и ширина диэлектрической прослойки; z_0 — импеданс одной ячейки.

На рис. 1, в схематически представлена энергетическая зонная диаграмма отдельного кристаллита с прилегающими к нему диэлектрическими слоями вдоль оси OX . Поверхностные состояния и захват слоями свободных носителей из объема приводит к искривлению энергетических зон и образованию ОПЗ в приграничном слое кристаллита. Ширину этого слоя L_s (длина экранирования Дебая) и высоту барьера — $e\phi_s$ (где ϕ_s — поверхностный электростатический потенциал) при отсутствии деформации считаем одинаковыми во всех шести направлениях. Для конкретности рассмотрим полупроводник n -типа, акцепторные ПС преимущественно обмениваются электронами зоной проводимости. Тогда на поверхностях кристаллита возникает отрицательный заряд, а в его приграничных слоях — обедненный электронами области положительных пространственных зарядов.

Электропроводность ОПЗ существенно отличается от таковой квазинейтрального объема. Для расчета z_0 удобно разбивать ячейки на несколько участков, различных по электрическим свойствам, на основе чего получим эквивалентную электрическую схему сопротивлений ячейки (рис. 1, б).

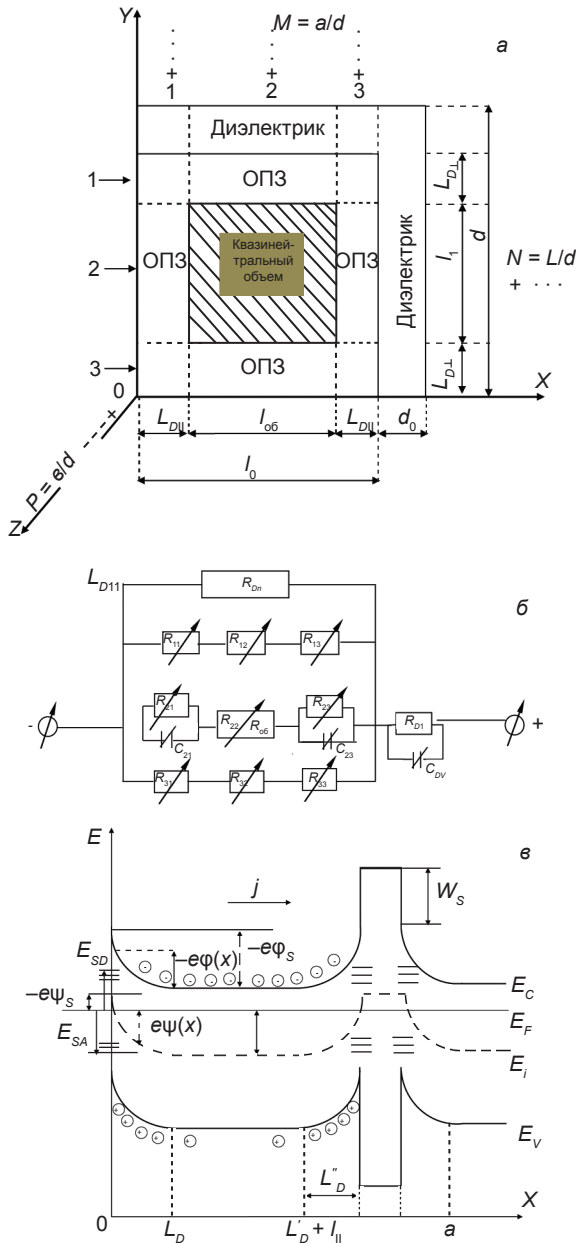


Рис. 1. Модельное представление сечения кристаллического зерна кубической формы плоскостью XOY (а), его эквивалентная схема сопротивлений (б) и энергетическая зонная диаграмма (в)

Необходимо обратить внимание на то, что все сопротивления и емкости изменяются под действием деформации. Исходя из этой схемы имеем

$$z_0 = (2R_{D||}^{-1} + z_{кр}^{-1})^{-1} + z_{D\perp}, \quad (2)$$

где $R_{D||}$, $z_{D\perp}$ — сопротивление продольного и импеданс поперечного диэлектрических слоев (ПДС), $z_{кр}$ — импеданс кристаллита;

$$z_{D\perp} = (R_{D\perp} + i\omega C_{D\perp} R_{D\perp}^2) / (1 + (\omega C_{D\perp} R_{D\perp})^2), \quad (3)$$

где $i = \sqrt{-1}$, ω — циклическая частота питающего напряжения; $R_{D\perp}$ — активное сопротивление; $C_{D\perp}$ — емкость ПДС;

$$z_{кр} = (2/R_1 + 1/Z_2 + 2/R_3)^{-1} = (1/Z_2 + 4/R_1)^{-1}, \quad (4)$$

где $R_1 = R_{11} + R_{12} + R_{13}$, $R_3 = R_{31} + R_{32} + R_{33}$, причем $R_1 = R_3$. Здесь $R_{оф}$ — активное сопротивление соответствующего характерного участка продольных ОПЗ (см. рис. 1а, б);

$$z_2 = R_{о6} + (R_{21} + i\omega C_{21} R_{21}^2) / (1 + (\omega C_{21} R_{21})^2) + (R_{23} + i\omega C_{23} R_{23}^2) / (1 + (\omega C_{23} R_{23})^2) \quad (5)$$

где $R_{о6} = R_{22}$ — сопротивление квазинейтрального объема кристаллита; C_{21} , C_{22} и R_{21} , R_{23} — соответствующие емкости и активные сопротивления поперечных ОПЗ.

Строго говоря, если пользоваться формулой (1), то в каждый член (2) необходимо ввести поправочные коэффициенты, учитывающие реальные расположения и индивидуальные особенности каждого блока, однако для простоты от этого воздерживаемся.

Рассмотрим некоторые частные случаи:

1. $\omega = 0$ — случай постоянных токов. Из (2)–(5) получим

$$z_0 = R_0 = (2R_{D||}^{-1} + R_{кр}^{-1})^{-1} + R_{D\perp},$$

$$R_{кр} = R_1 R_2 / (R_1 + 4R_2),$$

$$R_2 = R_{о6} + R_{21} + R_{23}; \quad (2a)$$

а) при $R_{D||}, R_{D\perp} \gg R_{кр}, z_0 = R_{D\perp}$ и сопротивление под деформацией может изменяться лишь за счет изменения сопротивления ПДС, т. е. пьезосопротивление поликристалла в этом случае обусловлено туннельным механизмом;

б) если $R_{D||} \gg R_{кр}, R_{D\perp}$, то из (2а)

находим

$$R_0 = R_{D\perp} + R_{кр}, \quad (2б)$$

откуда лишь при условии получается выражение

$$R_0 = R_{D_{\perp}} + R_{21} + R_{23} = R_{\sigma_{\perp}}, \quad (2в)$$

совпадающее с представлением пьезосопротивления по модели одномерных барьеров, однако даже и тогда необходимо учитывать влияние продольных ОПЗ на поперечные при деформации благодаря перезарядке ПС. В более общем случае, когда

$$R_2 \gg R_{\sigma_0}, R_2 \ll R_1,$$

из (2б) имеем

$$R_0 = R_{\sigma_0} + R_{D_{\perp}}; \quad (2г)$$

2. $\omega = \infty$ — случай сверхчастотных напряжений. При этом формула (2) сводится к выражению

$$z_0 = R_{\infty} = (2R_{D_{\perp}}^{-1} + R_{\sigma_0}^{-1} + 4R_1^{-1})^{-1},$$

откуда при

$$R_{D_{\perp}} \gg R_{\sigma_0}, R_1$$

получим

$$R_{\infty} = (R_{\sigma_0}^{-1} + 4R_1^{-1})^{-1},$$

а в случае $R_{\sigma_0} \ll R_1$ — $R_{\infty} = R_{\sigma_0} (1 - 4R_{\sigma_0} / R_1)$.

(2д)

Однако заметим, что последнее не означает, что при $\omega \rightarrow \infty$ тензoeffект в поликристаллах обусловлен только объемным пьезосопротивлением, так как перезарядка ПС все еще может привести к существенным изменениям R_{σ_0} . В этом случае значительная тензочувствительность поликристаллов при одноосной деформации обусловлена, если так можно выразиться, процессами перетекания носителей заряда из продольных ПС к поперечным ПС или наоборот, так как при любой одноосной деформации смещение атомов, находящихся на продольных и поперечных гранях кристаллитов, имеет разные знаки. По-видимому, это и является одним из главных механизмов пьезосопротивления в поликристаллах узкозонных полупроводников.

Для расчета R_{σ_0} необходимо знать параметры продольных и поперечных барьеров $L_{D_{\parallel}}, L_{D_{\perp}}, \Phi_{S_{\parallel}}$ и $\Phi_{S_{\perp}}$, которые зависят от энергии

активации и концентрации поверхностных примесных состояний, от степени легирования и деформации, а $L_{D_{\perp}}$ и $\Phi_{S_{\perp}}$ также и от плотности тока j . При больших плотностях тока в полярностях внешнего постоянного тока (рис 1б) левый потенциальный барьер сильно уменьшается, соответственно ОПЗ сужается, а этот процесс для правого барьера и ОПЗ протекает наоборот. Благодаря именно этому факту, возможно, наблюдается нелинейность ВАХ поликристаллов. Величины L_D и Φ_S определяются решением уравнения Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = 4\pi e / \epsilon_n \times \\ \times [n_0 (\exp(e\varphi/kT) - 1) - p_0 (\exp(-e\varphi/kT) - 1), \quad (6)$$

где ϵ_{Π} — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; n_0, p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок в объеме. Считаем, что мелкие примеси в объеме полностью ионизированы, и справедливо распределение Максвелла — Больцмана. Уравнение (6) в одномерном случае имеет граничные условия

$$\varphi|_{x=0} = \varphi_s, \quad |d\varphi/dx|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (7)$$

Строго говоря, для областей пространственных зарядов, соответствующих сопротивлениям R_{11}, R_{13}, R_{31} и R_{33} , где электростатический потенциал φ зависит не только от одной x , но и от y и z , решение уравнения (6) представляет значительные трудности. Для простоты будем считать, что φ в указанных областях является однопеременной функцией. Если сделать преобразования:

$$Y = e\varphi(x)/kT, \quad \lambda = n_0/n_i = n_i/p_0$$

и

$$L_s = \sqrt{2\pi\epsilon_{\Pi}kT/e^2n_i}, \quad (8)$$

где n_i — концентрация носителей в собственном полупроводнике, то из (6) и (7) можно получить

$$dY/dx = L_s^{-1} F(\lambda, Y),$$

$$F(\lambda, Y) = \sqrt{\lambda(e^Y - 1) - \lambda^{-1}(e^{-Y} - 1) + (\lambda^{-1} - \lambda)}. \quad (9)$$

Ширину приповерхностной ОПЗ находим как

$$L_D = L_s \int_0^{Y_s} dY / F(\lambda, Y),$$

в который входит неизвестный параметр $Y_s = e\phi_s/kT$, определяемый из условия равенства плотностей положительного объемного заряда

$$\begin{aligned} Q_{sp} &= 4\pi e/\varepsilon_{II} \times \\ &\times \int_0^{L_D} [n_0(\exp(\phi(x)/kT) - 1) - p_0(\exp(-\phi(x)/kT) - 1)] dx = \\ &= 2en_s L_s F(\lambda, Y_s) \end{aligned}$$

и отрицательного поверхностного заряда

$$Q_{ss} = -e \int_0^{\infty} f_s(E_s) g_s(E_s) dE_s,$$

т. е. из уравнения

$$Q_{sp} = -Q_{ss},$$

где $f_s(E_s)$ — степень заполнения поверхностного уровня, а $g_s(E_s)$ — плотность состояния этих уровней. В случае моноэнергетического поверхностного уровня акцепторного типа имеем

$$Q_{ss} = -eN_s / (2 \exp((E_s - E_F)/kT) + 1),$$

где N_s, E_s — концентрация и энергия активации поверхностных состояний, E_F — энергия Ферми. Расчет величин $L_{D||}, \phi_{S||}, L_{D\perp}^+, \phi_{S\perp}^+, L_{D\perp}^-$ и $\phi_{S\perp}^-$ можно произвести в общем случае лишь численно, которые попарно определяют сопротивления R_1, R_{21}, R_{23} соответственно.

Исходя из общей (1) и предельных (2d), (2e) формул рассчитан КТЧ поликристаллических образцов типа PbS в упомянутом модельном представлении:

$$K_o = (R_{o6} K_{o6} + R_{6\perp} K_{6\perp}) / R_o$$

$$\begin{aligned} (\omega = 0), \quad K_{\infty} &= \left(\frac{R_{o6}(1 - 8R_{o6}/R_1)K_{o6} +}{+4(R_{o6}/R)^2 R_1 K_1} \right) / R_{\infty} \\ (\omega \rightarrow 0). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $R_{o6} = R_{кр}(1 - \lambda_{||}) / ((1 - \lambda_{\perp})^2)$ — со-

противление квазинейтрального объема кристаллита, где

$$R_{кр} = \rho(\ell_o/S_{\perp}), \quad \lambda_{||} = (L_{D||}^+ + L_{D||}^-) / \ell_o,$$

$$\lambda_{\perp} = 2(L_{D\perp}/\ell_o),$$

сопротивления R_o и R_{∞} определяются формулами (2d) и (2e), а R_1 и $R_{6\perp}$ — соотношениями

$$R_1 = R_{кр}/f_1,$$

$$f_1 = (L_s/\ell_o) \int_{Y_{c1}}^0 (\exp Y + \lambda^2 \exp(-Y)) dY / F(\lambda, Y),$$

$$R_{6\perp} = R_{кр} \cdot f_{+-} + R_{D\perp}, \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} f_{+-} &= f^+ + f^-, \quad f^{\pm} = (L_s/\ell_o (1 - \lambda_{D\perp})^2) \times \\ &\times \int_{Y_{s||}}^0 F^{-1}(\lambda, Y) dY / (\exp Y \pm \lambda^{-2} \exp(-Y)). \end{aligned} \quad (11b)$$

Если полагать, что ток через ПДС проходит в основном туннельным образом, то $R_{D\perp}$ можно представить в виде (см. рис. 1)

$$R_{D\perp} = R_D \exp\left(-2(2m_n^*(W_s - E_F))^{1/2} d_o/h\right), \quad (12)$$

где R_D зависит от линейных размеров диэлектрического слоя. Коэффициенты тензочувствительности $K_{o6}, K_{6\perp}$ и K_1 , определяющие парциальные вклады в пьезосопротивление поликристалла квазинейтральных объемов, поперечных и продольных барьерных областей соответственно, принимают вид

$$\begin{aligned} K_{o6} &= dR_{o6}/R_{o6}d\varepsilon, \\ K_{6\perp} &= dR_{6\perp}/R_{6\perp}d\varepsilon = K_{барьер}^{\perp}, \\ K_1 &= dR_1/R_1d\varepsilon = K_{барьер}^{\parallel}. \end{aligned} \quad (13)$$

Учитывая (8) из (13), получим

$$K_{об} = 1 + 2\nu + \bar{m} + K_{геом.}^S,$$

где

$$K_{геом.}^S = d(L_{D||}^+ + L_{D||}^- + 4L_{D\perp}) / \ell_0 d\varepsilon \quad (14)$$

вклад в КТЧ, обусловленный модуляцией геометрических размеров продольных и поперечных ОПЗ, в результате перезарядки поверхностных состояний; ν — коэффициент Пуассона для кристаллита; \bar{m} — константа эластосопротивления, полученная путем усреднения $(m_{11} + m_{12}) / 2$ по пространственным направлениям.

Как видно из (14), если размер низкоомной области кристаллических зерен $\ell_0 \gg L_D$, что реализуется для крупнозернистых поликристаллов или при очень малых концентрациях поверхностных состояний N_S , вклад $K_{геом.}^S$ будет ничтожно мал и им можно пренебрегать. Такое же обстоятельство имеет место при обратном предельном случае $\ell_0 \ll L_D$ и $dL_D / d\varepsilon \ll \ell_0$.

Естественно, в случае, когда $dL_D / d\varepsilon \gg \ell_0$ реализуется заведомо в высокоомных образцах, полученных в определенных технологических условиях, величина $K_{геом.}^S$ может достичь больших значений, так что модуляция геометрических размеров квазинейтрального объема при деформации может привести к большим эффектам пьезосопротивления поликристаллов.

Подставляя (14) и (10) в (13) соответственно, получим

$$K_{барьер}^\perp = [1 + 2\nu + m + df_{+-} / f_{+-} d\varepsilon] R_{кр} f^\pm / R_{бл} + \left[+ \exp \left(-2\sqrt{2m_n^*} \left(\frac{\sqrt{W_S - E_F} \varepsilon_2 + \Delta W_S / \sqrt{W_S - E_F}}{d_0 / h} \right) \right) \right] R_{D\perp} / R_{бл}, \quad (15)$$

$$K_{барьер}^\parallel = 1 + 2\nu + m - df / f_1 d\varepsilon, \quad (16)$$

где ν_D и m_D — коэффициент Пуассона и константа эластосопротивления для ПДС; ΔW_S — изменение высоты потенциального барьера на границе кристаллита с диэлектрическим слоем при одноосной

деформации. Следует заметить, что при данной нагрузке значения деформации в кристаллите ε_1 и ПДС ε_1 разные:

$$\varepsilon_1 = d \cdot E_2 \varepsilon / (\ell_0 E_2 + d_0 E_1) \varepsilon,$$

$$\varepsilon_2 = d \cdot E_1 \varepsilon / (\ell_0 E_2 + d_0 E_1),$$

где E_1 и E_2 — значения модуля Юнга в кристаллите и в ПДС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, для окончательного численного расчета КТЧ поликристаллических полупроводников необходимо определить тензорезистивные величины

$$K_{геом.}^S, df^\pm / f^\pm d\varepsilon, df_1 / f_1 d\varepsilon$$

и ΔW_S из уравнений (10–14), которые обусловлены смешением энергетических уровней поверхностных состояний, в конечном итоге перетеканием носителей зарядов между поперечными и поверхностными электронными состояниями под действием механической деформации. Численному расчету и сравнению с экспериментальными результатами будет посвящена отдельная работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колосов С. А., Клевков Ю. В., Плотников А. Ф. // ФТП. — 2006. — № 9 (40). — С. 1028–1032.
2. Абдуллаев Э. А., Юлдашев Н. Х. Эффект пьезосопротивления в халькогенидах свинца и висмута. — Т.: «Фан», 1989. — Гл. 4. — 184 с.
3. Архипов А. Н., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. Тензочувствительность полупроводниковых пленок, содержащих межгранульные барьеры. // ФТП. — 1974. — Т. 8(5). — 1314 с.
4. Атакулов Ш. Б., Термо- и тензометрические свойства пленок халькогенидов свинца и висмута с неоднородным потенциальным рельефом. Дисс. канд. физ.-мат. наук. — Т. ФТИ АН РУз, 1981.
5. Султонов Ш. Д., Юлдашев Н. Х. Роль внутренних механических напряжений

в формировании деформационных характеристик поликристаллических пленок // ФИП. — 2009. — Т. 7, № 1–2. — С.123–129.

LITERATURA

1. Kolosov S. A., Klevkov Yu. V., Plotnikov A. F. // FTP. — 2006. — No. 9 (40). — P. 1028–1032.
2. Abdullaev E. A., Yuldashev N. H. Effekt p'ezosoprotivlniya v hal'kogenidah svinca i vismuta. — T.: «Fan», 1989. — Gl. 4. — 184 p.
3. Arhipov A. N., Zhdan A. G., Sandomirskij V. B. Tenzochuvstvitel'nost' poluprovodnikovyh plenok, sodержaschie mezhgranul'nye bar'ery. // FTP. — 1974. — Vol. 8(5). — 1314 p.
4. Atakulov Sh. B., Termo- i tenzometricheskie svojstva plenok hal'kogenidov svinca i vismuta s neodnorodnym potencial'nym rel'efom. Diss. kand. fiz.-mat. nauk. — T. FTI AN RUz, 1981.
5. Sul'tonov Sh. D., Yuldashev N. H. Rol' vnutrennih mehanicheskikh apyazhenij v formirovanii deformacionnyh harakteristik polikristallicheskih plenok // FIP. — 2009. — Vol. 7, No. 1–2. — P. 123–129.