

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ БИКРИСТАЛЛЕ

Дошанов К. М., Соколов В. Д.

На основе диффузионной теории переноса носителей заряда через межкристаллитный барьер рассмотрено влияние фотовозбуждения на ВАХ бикристалла с проводимостью зерен n -типа и с акцепторными пограничными состояниями (ПС). С целью исследования возможности генерации фотоэДС в бикристалле предполагается, что темп фотогенерации электронно-дырочных пар g_1 и время жизни дырок τ_1 с одной стороны от границы зерен в общем случае отличны от соответствующих значений g_2 и τ_2 — с другой. Представлены результаты численного расчета ВАХ бикристалла широкозонного полупроводника при различных значениях g_1 , g_2 , τ_1 и τ_2 . В освещенном бикристалле с несимметричными свойствами [$g_1 \neq g_2$ и (или) $\tau_1 \neq \tau_2$] кривые ВАХ не проходят через начало координат, что означает генерацию фотоэДС в бикристалле. В случаях $g_1 \neq 0, g_2 = 0, \tau_1 = \tau_2$ и $g_1 = g_2 \neq 0, \tau_1 \neq \tau_2$ найдены зависимости от g_1 напряжения холостого хода $U_{\text{ХХ}}$ и плотности тока короткого замыкания $j_{\text{КЗ}}$ ($U_{\text{ХХ}} \sim 10$ мВ, $j_{\text{КЗ}}$ до 200 мА/см²). Обсуждается возможность использования предлагаемой теории для объяснения АФН эффекта в поликристаллических пленках.

Потенциальные барьеры на границах зерен оказывают определяющее влияние на электрические свойства поликристаллических полупроводников, обуславливая их высокую фоточувствительность и долговременную релаксацию фотопроводимости [1, 2]. В работе [1] при изучении влияния межкристаллитных барьеров на кинетику фотопроводимости использовалось диодное приближение для переноса носителей заряда через барьер. В данном сообщении рассматриваются стационарная фотопроводимость и генерация фотоэДС в полупроводниковом бикристалле с симметричным барьером в рамках диффузионного приближения [3, 4], которое, по нашему мнению, соответствует более адекватному описанию фотоэлектрических явлений в поликристаллах.

Рассмотрим бикристалл с проводимостью n -типа. Равновесная концентрация электронов в объеме зерен $n_0 = N_d - N_a$, где N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов, которые предполагаются полностью ионизированными; пограничные состояния (ПС) — моноэнергетические акцепторные состояния с плотностью N_s и уровнем энергии E_s . Вследствие захвата электронов из объема зерен на ПС на границе зерен образуется симметричный потенциальный барьер, равновесная высота которого $V_0 = e^2 N_s^2 f_0^2 / 8 \epsilon \epsilon_0 n_0$, где f_0 — равновесная функция распределения электронов на ПС, e — абсолютная величина заряда электрона, $\epsilon \epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника. При освещении бикристалла свет генерирует электронно-дырочные пары, создавая неравновесные носители заряда. Если концентрация неравновесных дырок удовлетворяет условию $p(x) \ll n_0$, то для определения электрического поля в бикристалле можно использовать приближение шоттки-слоев обеднения. Тогда напряженность поля определяется выражением

$$E(x) = \begin{cases} 0, & x < -\mathcal{L}_2, x > \mathcal{L}_1, \\ \frac{en_0(\mathcal{L}_2 + x)}{\epsilon \epsilon_0}, & -\mathcal{L}_2 < x < 0, \\ -\frac{en_0(\mathcal{L}_1 - x)}{\epsilon \epsilon_0}, & 0 < x < \mathcal{L}_1, \end{cases} \quad (1)$$

где для ширины шоттки-слоев справа \mathcal{L}_1 и слева \mathcal{L}_2 от границы зерен (рис. 1) имеем [1]

$$\mathcal{L}_{1,2} = \frac{eN_s f}{2en_0} \left(1 \mp \frac{eU}{4V} \right). \quad (2)$$

Здесь f — неравновесная функция распределения электронов на ПС, зависящая от напряжения на бикристалле U и от интенсивности света, $V = e^2 N_s^2 f^2 / 8\epsilon\epsilon_0 n_0$.

В стационарном состоянии уравнение непрерывности для дырок в объеме зерен имеет вид

$$\frac{1}{e} \frac{dj_p(x)}{dx} = G(x) - R(x). \quad (3)$$

где $j_p(x)$ — плотность дырочного тока, определяемая известным выражением, состоящим из дрейфового и диффузионного членов, $G(x)$ — темп фотогенерации

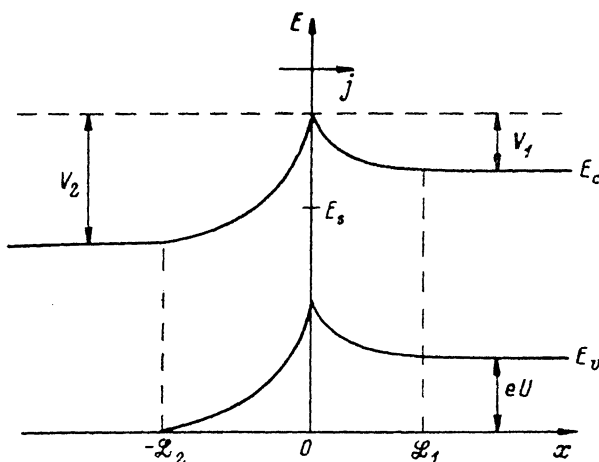


Рис. 1. Энергетическая диаграмма полупроводникового бикристалла при наличии на нем напряжения U .

ции электронно-дырочных пар, $R(x)$ — темп рекомбинации дырок. Будем предполагать, что условия освещения таковы, что

$$G(x) = \begin{cases} g_1, & x > 0, \\ g_2, & x < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Пренебрегая рекомбинацией в шоттки-слое обеднения, определим темп рекомбинации выражением

$$R(x) = \begin{cases} \frac{p(x) - p_0}{\tau_2}, & x < -\mathcal{L}_2, \\ 0, & -\mathcal{L}_2 < x < 0, \quad 0 < x < \mathcal{L}_1, \\ \frac{p(x) - p_0}{\tau_1}, & x > \mathcal{L}_1, \end{cases} \quad (5)$$

где τ_1 — время жизни дырок в объеме первого зерна (справа от границы), τ_2 — второго зерна, p_0 — равновесная концентрация дырок. Выражения (4) и (5) вводят асимметрию в свойствах освещенного бикристалла, необходимую для генерации фотоэдс. К выражениям (3)–(5) необходимо добавить уравнение непрерывности для дырок на границе зерен, учитывающее поверхностную рекомбинацию дырок,

$$-\frac{1}{e} [j_p(+0) - j_p(-0)] = S_p v_p N_s [p(0) f - p_1 (1 - f)], \quad (6)$$

где S_p — сечение захвата дырок на ПС, v_p — средняя тепловая скорость дырок, $p_1 = N_v \exp [-(E_s - E_p)/kT]$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, E_s — потолок валентной зоны.

Решение системы уравнений (3)–(6) приводит к следующему выражению для дырочного тока:

$$j_p(x) = \begin{cases} eg_2x + j_2 - \alpha_2^2 l_2 A e^{-v_2}, & -\mathcal{L}_2 < x < 0, \\ eg_1x - j_1 + \alpha_1^2 l_1 A e^{-v_1}, & 0 < x < \mathcal{L}_1, \end{cases} \quad (7)$$

где $j_{1,2} = eg_{1,2}[\mathcal{L}_{1,2} + l_{1,2}(1 - \alpha_{1,2}^2)] + ep_0 l_{1,2}/\tau_{1,2}$, $l_{1,2} = l_b[\alpha_{1,2} + \alpha_{1,2}^2 \sqrt{\pi/2} \times \Phi(\sqrt{v_{1,2}})]^{-1}$, $\Phi(\xi) = 2(\pi)^{-1/2} \int_0^\xi \exp(-t^2) dt$, $A = (j_0 + j_1 + j_2)(\beta l_b j + \alpha_1^2 l_1 e^{-v_1} +$

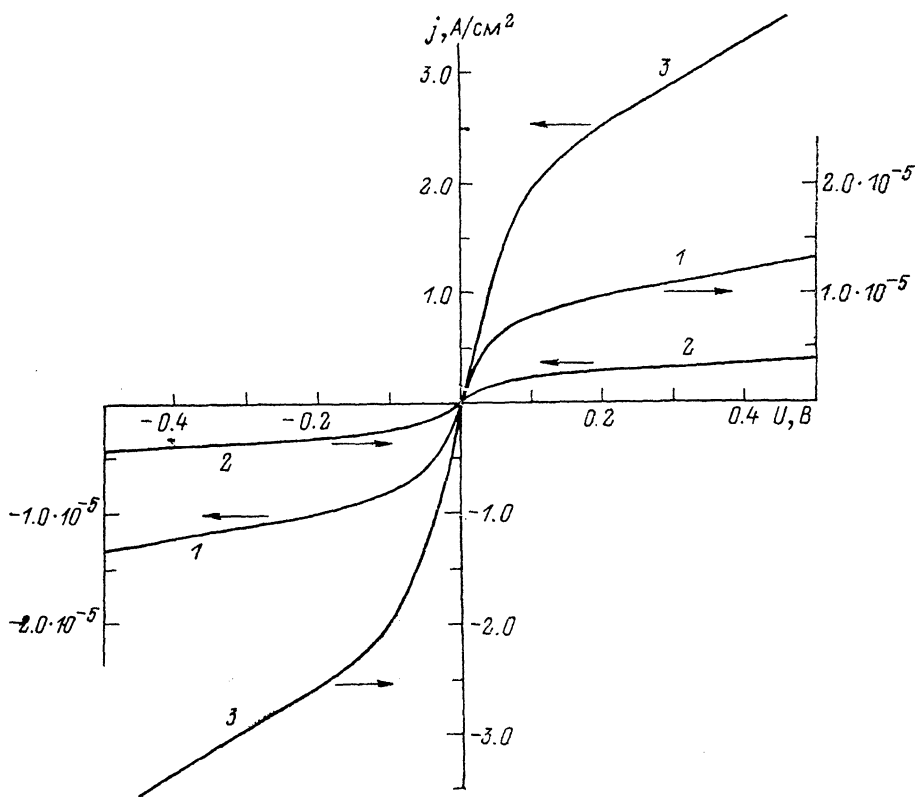


Рис. 2. ВАХ бикристалла с симметричными свойствами ($g_1 = g_2 = g$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$, $\alpha_{1,2} = l_b/L_{1,2}$, $L_{1,2} = \sqrt{D_p \tau_{1,2}}$), g , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 — 0 (темновая ВАХ), 2 — $0.2 \cdot 10^{22}$, 3 — $2.0 \cdot 10^{22}$.

$+ \alpha_2^2 l_2 e^{-v_2})^{-1}$, $j_0 = eN_s S_p v_p p_1 (1 - f)$ — ток эмиссии дырок с границ зерен, $l_b = \sqrt{\epsilon \epsilon_0 kT / e^2 n_0}$ — дебаевская длина экранирования, $v_{1,2} = V_{1,2}/kT = \mathcal{L}_{1,2}^2 / 2l_b^2$ (V_1 — высота барьера справа от границы, V_2 — слева от границы), $\alpha_{1,2} = l_b/L_{1,2}$, $L_{1,2} = \sqrt{D_p \tau_{1,2}}$ — диффузионные длины (D_p — коэффициент диффузии дырок), $\beta = v_p S_p N_s \tau_m \mu_n / l_b \mu_p$ (μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок), $\tau_m = \epsilon \epsilon_0 / e \mu_n n_0$ — максвелловское время релаксации.

Плотность электронов $n(x)$ в шоттки-слоях определяется из уравнения

$$\frac{dn(x)}{dx} + \frac{e\mathcal{E}(x)}{kT} n(x) = \frac{j - j_p(x)}{eD_n}, \quad (8)$$

где j — плотность полного тока в бикристалле, D_n — коэффициент диффузии электронов. Решая это уравнение с граничными условиями $n(-\mathcal{L}_2) = n(\mathcal{L}_1) = n_0$,

получим выражения для полного тока и концентрации электронов на вершине барьера

$$j = \frac{eN_s f}{4\tau_n} \left(1 - \frac{e^2 U^2}{16V^2}\right) (e^{-v_1} - e^{-v_2}) + \frac{j_p(+0)}{2} \left(1 + \frac{eU}{4V}\right) + \frac{j_p(-0)}{2} \left(1 - \frac{eU}{4V}\right), \quad (9)$$

$$n(0) = \frac{n_0}{2} \left\{ \left(1 - \frac{eU}{4V}\right) e^{-v_1} + \left(1 + \frac{eU}{4V}\right) e^{-v_2} + \frac{2\tau_n [j_p(+0) - j_p(-0)]}{eN_s f} \right\}. \quad (10)$$

В стационарном состоянии функция распределения f определяется из уравнения

$$S_n v_n [n(0)(1-f) - n_1 f] - S_p v_p [p(0)f - p_1(1-f)] = 0, \quad (11)$$

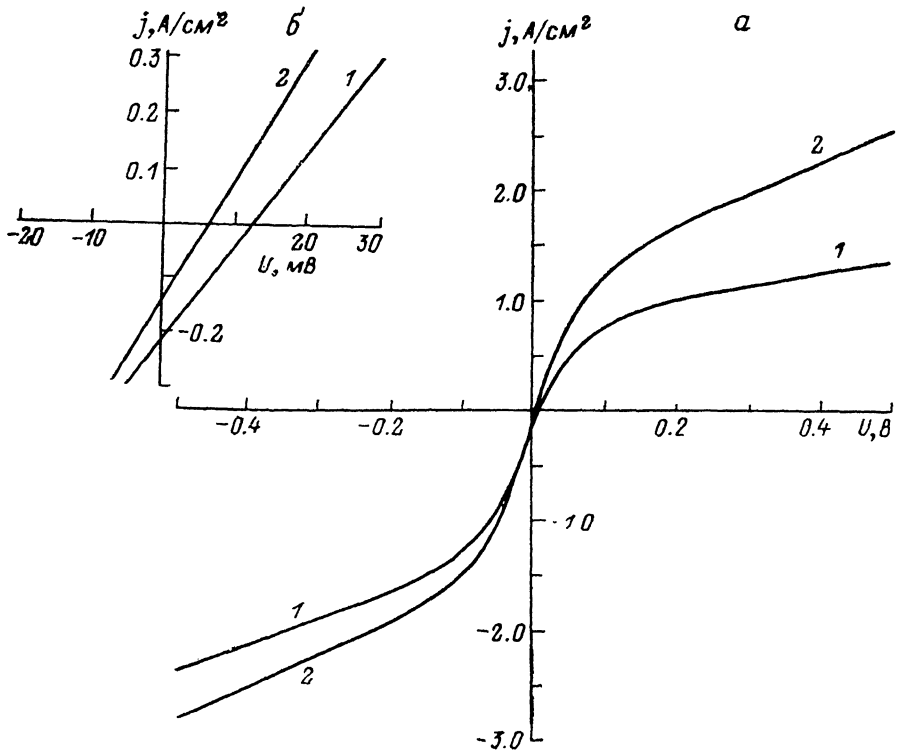


Рис. 3. ВАХ освещенного бикристалла с несимметричными свойствами.

а) 1 — $g_1 = g_2 = 2.0 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $g_2 = 0$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$; 2 — $g_1 = g_2 = 2.0 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha_1 = 0.1$, $\alpha_2 = 0.5$. б) область вблизи начала (U, j)-координат в увеличенном масштабе.

где S_n — сечение захвата электронов на ПС, v_n — средняя тепловая скорость электронов, $n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_s)/kT]$, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, E_c — дно зоны проводимости. Учитывая (6) и (10), вместо (11) получаем

$$\frac{1-f}{2} \left[(e^{-v_1} + e^{-v_2}) - \frac{eU}{4V} (e^{-v_1} - e^{-v_2}) \right] - \frac{fn_1}{n_0} = \frac{j_p(-0) - j_p(+0)}{eN_s} \left[\tau_0 + \frac{\tau_n(1-f)}{f} \right], \quad (12)$$

где $\tau_0 = (S_n v_n n_0)^{-1}$. Уравнение (12) решалось численно для следующих значений параметров: $T = 300 \text{ К}$, $v_n = 10^7 \text{ см/с}$, $\varepsilon = 8.5$, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_c = 6.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $N_s = 4.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $S_n = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $E_c - E_s = 0.6 \text{ эВ}$, $\beta = 10$. Рассматривался широкозонный полупроводник ($E_c - E_s \geq 2 \text{ эВ}$), для которого естественно положить $p_0 \approx 0$ и пренебречь током эмиссии дырок с ПС ($j_0 \approx 0$).

Результаты расчетов вольт-амперных характеристик (ВАХ) бикристалла для различных значений α_1 , α_2 , g_1 , g_2 представлены на рис. 2—4. На рис. 2 изображены ВАХ при $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$, $0 \leq g_1 = g_2 \leq 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. В этом случае свойства освещенного бикристалла симметричны, соответственно сим-

метричны и ВАХ. Видно также, что токи в освещенном бикристалле на несколько порядков превышают свое темновое значение. На рис. 3 изображены ВАХ освещенного бикристалла с несимметричными свойствами (или освещается лишь одна сторона бикристалла или $\alpha_1 \neq \alpha_2$). Очевидно, что ВАХ также асимметричны; кроме того, кривые не проходят через начало координат. Последнее означает, что в бикристалле генерируется фотоэдс. Отрезок оси абсцисс, отсекаемый этими кривыми, является напряжением холостого хода U_{xx} , т. е. фотоэдс при разомкнутых внешних контактах, а отрезок, отсекаемый на оси ординат, является током короткого замыкания $j_{кз}$. На рис. 4 изображены зависимости U_{xx} и $j_{кз}$ от темпа фотогенерации электронно-дырочных пар g_1 .

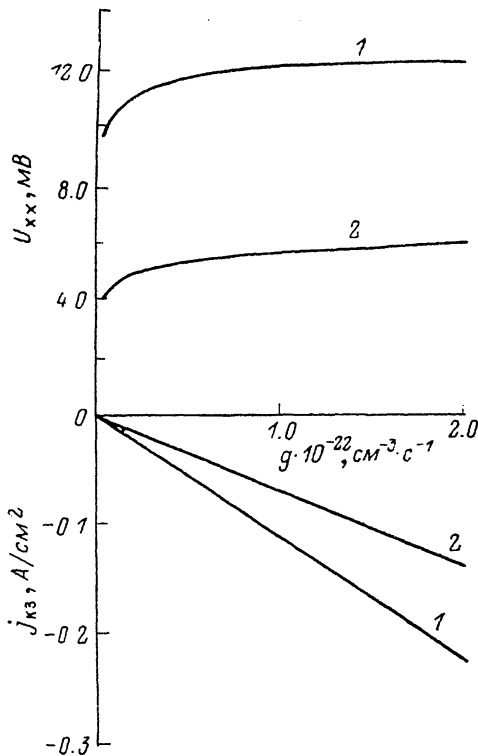


Рис. 4. Зависимость напряжения холостого хода U_{xx} и тока короткого замыкания $j_{кз}$ от темпа фотогенерации g .

1 — $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.1$, $g_1 = g$, $g_2 = 0$; 2 — $\alpha_1 = 0.1$, $\alpha_2 = 0.5$, $g_1 = g_2 = g$.

Следует подчеркнуть, что в предлагаемом механизме генерации фотоэдс важную роль играет поверхностная рекомбинация дырок, которая способствует поддержанию в освещенном бикристалле достаточно больших значений потоков дырок на границу зерен. При наличии асимметрии в свойствах бикристалла величины этих потоков с разных сторон от границы различны, что приводит к возникновению некоторого дырочного тока. В короткозамкнутом бикристалле ($U=0$) этот дырочный ток определяет ток короткого замыкания: $j_{кз} = [j_p(+0) + j_p(-0)]/2$. В разомкнутом бикристалле ($j=0$) дырочный ток должен быть уравновешен электронным током. Это происходит в том случае, когда на бикристалле устанавливается напряжение U_{xx} .

В заключение отметим, что достаточно высокие значения фотоэдс бикристалла с симметричным барьером ($U_{xx} \sim 10$ мВ) в принципе позволяют привлечь изложенную выше теорию для объяснения АФН эффекта в косонапыленных поликристаллических пленках. Асимметрия темпа генерации электронно-дырочных пар может реализоваться в таких пленках из-за своеобразия формы зерен и ориентации границ зерен относительно подложки [5, 6], а асимметрия темпа рекомбинации дырок — из-за несимметричного относительно границ

зерен распределения центров рекомбинации. Такое распределение может образоваться, например, в процессе напыления пленок вследствие диффузии примесей, играющих роль центров рекомбинации. Границы зерен при этом являются преградой для диффундирующей примеси, так что с одной стороны границы ее концентрация становится значительно выше, чем с другой.

Список литературы

- [1] Вицакас Ю. К., Гайдялис В. И., Монтримас Э. И. // Лит. физ. сб. 1966. Т. 6. № 4. С. 561—568.
- [2] Сандомирский В. Б., Ждан А. Г., Мессерер М. А., Гуляев И. Б. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 7. С. 1314—1323.
- [3] Гольдман Е. А., Ждан А. Г. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 1839—1845.
- [4] Гольдман Е. А., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 11. С. 2089—2093.
- [5] Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника / Под ред. Э. И. Адировича. Ташкент, 1972. 192 с.
- [6] Sharma S. K., Srivastava R. S. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 98. N 2. P. 589—593.

Физико-технический институт
им. С. В. Стародубцева АН УзССР
Ташкент

Получена 3.11.1989
Принята к печати 11.04.1990