

ПОПЕРЕЧНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КЛАССИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

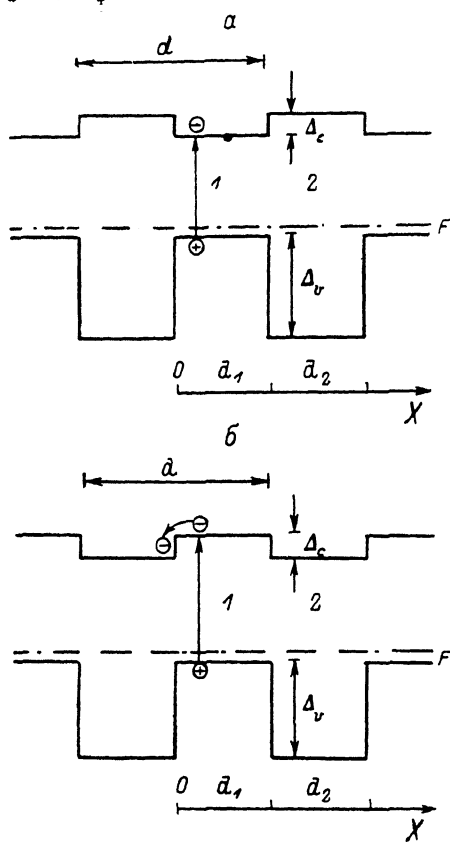
Козловский Ю. Я., Неустров Л. Н., Осипов В. В.

Теоретически исследованы фотоэлектрические свойства фоторезисторов на основе классических композиционных сверхрешеток. Рассмотрен случай, когда толщины слоев полупроводников, составляющих сверхрешетку, больше длины рассеяния свободных носителей, но меньше удвоенной дебаевской длины в соответствующем материале. Установлено, что вследствие отсутствия эксклюзии электрон-дырочных пар из объема классических композиционных сверхрешеток коэффициент фотоэлектрического усиления в этих приборах может значительно превышать аналогичную характеристику однородных биполярных фоторезисторов, чувствительных в том же спектральном диапазоне. Показано, что рассматриваемые сверхрешеточные фоторезисторы могут быть достаточно высокоомными даже в случае, когда они изготовлены из исходно низкоомных полупроводников.

Успехи в технологии создания сверхрешеток позволили в последние годы предложить и реализовать ряд качественно новых полупроводниковых фотодетекторов — это лавинные фотодиоды на основе классических композиционных сверхрешеток (КСР) [1-3], фоторезисторы на основе классических легированных сверхрешеток [4-6], биполярные [7] и монополярные [8, 9] фоторезисторы на основе квантовых КСР и ряд других фотодетекторов. В настоящей работе рассмотрены фотоэлектрические свойства еще одного класса сверхрешеточных фотодетекторов — фоторезисторов на основе классических КСР. Зонные диаграммы классических КСР I и II рода представлены на рисунке. В отличие от квантовых КСР, в которых толщины d_1 и d_2 слоев полупроводников, составляющих сверхрешетку, меньше длины рассеяния свободных носителей l_s , и спектр носителей квантован, в классических КСР, наоборот, $d_1, d_2 \geq l_s$, и спектр носителей можно считать квазинепрерывным. В данной работе рассматривается случай, когда толщины d_1 и d_2 ограничены сверху условиями $d_1 \leq 2l_{D1}$ и $d_2 \leq 2l_{D2}$, где l_{D1} и l_{D2} — дебаевские длины в полупроводниках 1, 2, составляющих сверхрешетку. В этом случае электрическое поле в пределах каждого слоя сверхрешетки можно считать однородным. Для выполнения неравенств $l_s \leq d_1 \leq 2l_{D1}$ и $l_s \leq d_2 \leq 2l_{D2}$ необходимо, чтобы было $l_{D1}, l_{D2} > l_s/2$. Приведем численные оценки. В соединениях $A^{IV}B^V$ $l_D \sim 600 \text{ \AA} > l_s$ при концентрациях свободных носителей $n \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температуре 300 К. В соединениях $A^{IV}B^{VI}$ $l_D \sim (600-700) \text{ \AA} > l_s$ при $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T=77 \text{ К}$. Спектр носителей в КСР также можно считать квазинепрерывным при выполнении условия $\pi^2 \hbar^2 / 2m_{1,2} d_{1,2}^2 < kT$, где $m_{1,2}$ — масса электронов (либо дырок) в соответствующих слоях. Приведенное условие хорошо выполняется для КСР с толщиной слоев $d_1, d_2 \sim (300-500) \text{ \AA}$ при $T=300 \text{ К}$. Таким образом, требования, накладываемые на толщины слоев классической КСР, могут выполняться для широкого класса полупроводниковых соединений.

Фоторезисторы на основе классических КСР обладают рядом существенных преимуществ перед однородными биполярными фоторезисторами. Известно [10], что коэффициент фотоэлектрического усиления K_ϕ однородного биполярного фоторезистора n -типа не может превышать величину $K_{\phi \max} = 0.5 [1 + (\mu_n / \mu_p)]$, где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок. Это является следствием ре-

комбинации фотоносителей на контактах, к которым неравновесные электрон-дырочные пары движутся из объема полупроводника со скоростью амбиполярного дрейфа. В результате среднее по объему образца время жизни фотоносителей $\langle \tau \rangle$ не может превышать величины $0.5\tau_a$, где τ_a — время амбиполярного дрейфа между контактами, и в полупроводнике n -типа $K_\phi = [1 + (\mu_n/\mu_p)] \langle \tau \rangle \tau_a \leq K_\phi^{\max}$. Например, для фоторезисторов на основе $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$, чувствительных к излучению с длиной волны $\lambda \approx (8-12)$ мкм, $K_\phi^{\max} \approx 1$. В фоторезисторах на основе классических КСР с сильно асимметричными величинами разрывов зон Δ_c и Δ_v (см. рисунок) фотоносители одного типа (на рисунке — это фотодырки) являются локализованными в пределах более узкозонных слоев. Это препятствует эксклюзии неравновесных электрон-дырочных пар из объема КСР и их рекомбинации на контактах. В результате эффективное время жизни фотоносителей и коэффициент фотоэлектрического усиления в фоторезисторах на основе классических КСР могут значительно превышать аналогичные характеристики однородных биполярных фоторезисторов. Дополнительным достоинством фоторезисторов на основе классических КСР является то, что они могут быть достаточно высокоомными даже в случае, когда КСР изготовлена на основе низкоомных полупроводников. Физическая причина



Зонные диаграммы классических КСР I (а) и II рода (б), состоящих из слоев полупроводников p -типа проводимости (F — уровень Ферми).

этого явления ясна из рисунка. Особенно сильно указанное достоинство классических КСР должно проявляться при использовании соединений $A^{IV}B^{VI}$ однородные образцы которых всегда являются очень низкоомными вплоть до азотных температур.

Расчет характеристик фоторезистора

Для дальнейших расчетов электронный j_n и дырочный j_p токи в классической КСР удобно записать в виде традиционных формул, введя в рассмотрение некие эффективные подвижности электронов $\mu_{1,2}^n$ и дырок $\mu_{1,2}^p$,

$$j_{n(1,2)} = e\mu_{1,2}^n E_{1,2} n_{1,2} + \mu_{1,2}^n kT \frac{dn_{1,2}}{dx}, \quad (1)$$

$$j_{p(1,2)} = e\mu_{1,2}^p E_{1,2} p_{1,2} - \mu_{1,2}^p kT \frac{dp_{1,2}}{dx}, \quad (2)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок [индексы 1 и 2 относятся к соответствующим слоям 1, 2 (см. рисунок)], $E_{1,2} = x_{2,1} U / (x_1 d_2 + x_2 d_1)$ — электрическое поле, U — падение внешнего смещения на одном периоде КСР, x — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, T — температура. Для невырожденной КСР I рода величины μ_2^n и μ_2^p совпадают с объемными по-

движностями электронов и дырок в соответствующем полупроводнике, а величины μ_1^n и μ_1^p определяются формулой

$$\mu_1^n (\mu_1^p) = \frac{e}{3kT} \frac{\int_0^{\infty} v_{n1}^2(\rho_1) \tau_{n1}^{tr}(\rho_1) \rho_{n1}(\rho_1) e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\epsilon}{\int_0^{\infty} \rho_{n1}(\rho_1) e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\epsilon} \approx e^{-\frac{\Delta_c(\Delta_n)}{kT}}, \quad (3)$$

где $v_{n1}(\epsilon)$, $\tau_{n1}^{tr}(\epsilon)$, $\rho_{n1}(\epsilon)$ и $v_{p1}(\epsilon)$, $\tau_{p1}^{tr}(\epsilon)$, $\rho_{p1}(\epsilon)$ — скорости, транспортное время и плотности состояний электронов и дырок в соответствующем полупроводнике, ϵ — их кинетическая энергия. При выводе (3) предполагалось, что вклад в ток в слое I дают только электроны с энергией $\epsilon > \Delta_c$ и дырки с энергией $\epsilon > \Delta_v$. Для КСР II рода μ_2^n и μ_2^p совпадают с соответствующими объемными значениями, а μ_2^n и μ_1^p равны:

$$\mu_2^n (\mu_1^p) = \frac{e}{3kT} \frac{\int_0^{\infty} v_{n2}^2(\rho_1) \tau_{n2}^{tr}(\rho_1) \rho_{n2}(\rho_1) e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\epsilon}{\int_0^{\infty} \rho_{n2}(\rho_1) e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\epsilon} \approx e^{-\frac{\Delta_c(\Delta_v)}{kT}}. \quad (4)$$

В дальнейшем нас будет интересовать наиболее важный с практической точки зрения случай, когда $K_\phi > 1$, т. е. когда время дрейфа носителей через КСР меньше их времени жизни. При этом время дрейфа носителей через один период КСР меньше их времени жизни, что позволяет считать электронный и дырочный токи постоянными в пределах каждого слоя КСР [11]. В данной работе будем пренебрегать рекомбинацией носителей на границе слоев. Тогда $j_{n1} = j_{n2} = j_n$ и $j_{p1} = j_{p2} = j_p$, где j_n и j_p — не зависящие от координаты плотности электронного и дырочного токов. Для нахождения j_n и j_p необходимо решить уравнения (1), (2) относительно n_1 , n_2 и p_1 , p_2 . Граничные условия к этим уравнениям могут быть получены из требования непрерывности на границах слоев нулевых гармоник разложения функций распределения электронов и дырок по полиномам Лежандра [12]. С учетом требования периодичности решений искомыми граничными условиями для концентраций имеют вид (см. рисунок)

$$\frac{n_1(0)}{n_2(d)} = \frac{n_1(d_1)}{n_2(d_1)} = \frac{n_{10}}{n_{20}} \equiv \beta_n, \quad (5)$$

$$\frac{p_1(0)}{p_2(d)} = \frac{p_1(d_1)}{p_2(d_1)} = \frac{p_{10}}{p_{20}} \equiv \beta_p, \quad (6)$$

где n_{10} , n_{20} и p_{10} , p_{20} — равновесные концентрации электронов и дырок в соответствующих слоях, $d = d_1 + d_2$ — период КСР. Решая (1), (2) с граничными условиями (5), (6), получим

$$n_1(x) = \frac{j_n}{e} \left[\frac{1}{\mu_1^n E_1} - \left(\frac{1}{\mu_1^n E_1} - \frac{\beta_n}{\mu_2^n E_2} \right) \left(\frac{1 - e^{-\frac{eE_2 d_2}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \right) e^{-\frac{eE_1 x}{kT}} \right], \quad (7)$$

$$p_1(x) = \frac{j_p}{e} \left[\frac{1}{\mu_1^p E_1} - \left(\frac{1}{\mu_1^p E_1} - \frac{\beta_p}{\mu_2^p E_2} \right) \left(\frac{1 - e^{-\frac{eE_2 d_2}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \right) e^{-\frac{eE_1(x-d_1)}{kT}} \right], \quad (8)$$

$$n_2(x) = \frac{j_n}{e} \left[\frac{1}{\mu_2^n E_2} - \left(\frac{1}{\mu_2^n E_2} - \frac{\beta_n^{-1}}{\mu_1^n E_1} \right) \left(\frac{1 - e^{-\frac{eE_1 d_1}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \right) e^{-\frac{eE_2(d_1-x)}{kT}} \right], \quad (9)$$

$$p_2(x) = \frac{j_p}{e} \left[\frac{1}{\mu_2^p E_2} - \left(\frac{1}{\mu_2^p E_2} - \frac{\beta_p^{-1}}{\mu_1^p E_1} \right) \left(\frac{1 - e^{-\frac{eE_1 d_1}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \right) e^{\frac{eE_2(x-d)}{kT}} \right]. \quad (10)$$

Поскольку в КСР имеют место неравенства $d_1 < l_{D1}$ и $d_2 < l_{D2}$, требование локальной нейтральности в КСР при протекании тока не является справедливым. Вместо него должно выполняться условие интегральной нейтральности каждого периода КСР, которое имеет вид

$$\int_0^d [n(x) - p(x)] dx = (n_{10} - p_{10}) d_1 + (n_{20} - p_{20}) d_2 = (n_0 - p_0) d, \quad (11)$$

где n_0 и p_0 — усредненные по периоду КСР концентрации электронов и дырок. Для получения замкнутой системы уравнений относительно j_n и j_p условие интегральной нейтральности следует дополнить условием равенства проинтегрированных по периоду КСР токов генерации и рекомбинации носителей. Последнее условие является следствием периодичности электронного и дырочного токов в КСР. В настоящей работе мы рассмотрим два возможных механизма рекомбинации носителей — излучательный и Оже. При излучательной рекомбинации интегральное условие равенства токов генерации и рекомбинации имеет вид

$$\gamma_{R1} \int_0^{d_1} n_1(x) p_1(x) dx + \gamma_{R2} \int_{d_1}^d n_2(x) p_2(x) dx = \gamma_{R1} n_{i1}^2 d_1 + \gamma_{R2} n_{i2}^2 d_2 + \int_0^d G_\phi(x) dx, \quad (12)$$

где γ_{R1} , γ_{R2} и n_{i1} , n_{i2} — коэффициенты излучательной рекомбинации и собственные концентрации носителей в соответствующих слоях, $G_\phi(x) = (1-R) \times \alpha(x) I_\phi$, R — коэффициент отражения света от КСР, $\alpha(x)$ — зависящий от координаты коэффициент поглощения света в КСР, I_ϕ — плотность потока квантов падающего на КСР излучения. При оже-рекомбинации уравнение (12) следует заменить на уравнение

$$\begin{aligned} & \int_0^{d_1} (\gamma_{An1} n_1^2 p_1 + \gamma_{Ap1} n_1 p_1^2) dx + \int_{d_1}^d (\gamma_{An2} n_2^2 p_2 + \gamma_{Ap2} n_2 p_2^2) dx = \\ & = n_{i1}^2 \int_0^{d_1} (\gamma_{An1} n_1 + \gamma_{Ap1} p_1) dx + n_{i2}^2 \int_{d_1}^d (\gamma_{An2} n_2 + \gamma_{Ap2} p_2) dx + \int_0^d G_\phi(x) dx, \end{aligned} \quad (13)$$

где γ_{An1} , γ_{An2} и γ_{Ap1} , γ_{Ap2} — коэффициенты оже-рекомбинации электронов и дырок в соответствующих слоях.

Уравнения (11)–(13) после подстановки в них выражений (7)–(10) образуют замкнутую алгебраическую систему уравнений относительно j_n и j_p . Решение этой системы может быть найдено без труда, однако получаемый результат в общем случае является весьма громоздким. Поэтому далее приведем выражения для j_n и j_p в частном случае, соответствующем следующим предположениям: 1) падение напряжения на одном периоде КСР $U < kT/e$; 2) поглощение света происходит лишь в более узкозонных слоях, коими являются слои с индексом l ; 3) рекомбинация носителей происходит преимущественно в более узкозонных слоях, которые имеют p -тип проводимости; 4) интенсивность фотогенерации не слишком велика, так что средняя по периоду КСР концентрация фотоносителей мала по сравнению с $(n_0 + p_0)$. Тогда из (7)–(13) следует

$$j_n = e \mu_{\phi\phi}^n E (n_0 + \eta I_\phi \tau / L), \quad (14)$$

$$j_p = e \mu_{\phi\phi}^p E (p_0 + \eta I_\phi \tau / L), \quad (15)$$

где

$$\mu_{\phi\phi}^n = \frac{d^2}{(d_1 \beta_n + d_2)} \left(\frac{d_1}{\mu_1^2 \beta_n} + \frac{d_2}{\mu_2^2} \right)^{-1}, \quad (16)$$

$$\mu_{\text{эфф}}^p = \frac{d^2}{(d_1\beta_p + d_2)} \left(\frac{d_1}{\mu_1^p\beta_p} + \frac{d_2}{\mu_2^p} \right)^{-1} \quad (17)$$

— величины, имеющие смысл эффективных подвижностей электронов и дырок в классической КСР, $\eta = (1-R) \alpha_1 L_1$ — квантовая эффективность поглощения света, α_1 — коэффициент поглощения света в узкозонных слоях, L_1 — общая толщина узкозонных слоев в КСР, $E = U/d$, τ — время жизни фотоносителей в КСР. При излучательной рекомбинации

$$\tau = \tau_R = \frac{d_1}{\gamma_{R1}P_{10}d} \left(1 + \frac{d_2}{d_1\beta_n} \right) \left(1 + \frac{d_2}{d_1\beta_p} \right), \quad (18)$$

а при оже-рекомбинации

$$\tau = \tau_A = (\gamma_{Ap1}P_{10}^{\text{ож}})^{-1} \left(1 + \frac{d_2}{d_1\beta_n} \right). \quad (19)$$

Следует отметить, что при $eU < kT$ дрейфовая и диффузионная составляющие дают сравнимые вклады в величину общего тока. Особенность классических КСР состоит в том, что при $eU < kT$ градиент концентрации электронов и дырок в слоях пропорционален величине внешнего электрического поля. В результате величины j_n и j_p , вычисленные с учетом дрейфа и диффузии носителей, оказываются также пропорциональными E .

В сверхрешетках I рода $\beta_n \sim \exp(\Delta_c/kT)$ и $\beta_p \sim \exp(\Delta_v/kT)$. Как правило, $\Delta_c, \Delta_v > kT$ и $d_1 \sim d_2$. В этом случае из (18), (19) следует

$$\tau_R^{-1} = \gamma_{R1} \left(N_{A1} + N_{A2} \frac{d_2}{d_1} \right), \quad \tau_A^{-1} = \gamma_{Ap1} \left(N_{A1} + N_{A2} \frac{d_2}{d_1} \right)^2, \quad (20)$$

где N_{A1} и N_{A2} — концентрации ионизованных акцепторов в соответствующих слоях. Согласно (20), при $N_{A1} \sim N_{A2}$ и $d_1 \sim d_2$ время жизни в КСР I рода того же порядка, что и время жизни в однородном материале, из которого изготовлены узкозонные слои. В КСР II рода $\beta_n \sim \exp(-\Delta_c/kT)$, $\beta_p \sim \exp(\Delta_v/kT)$ и

$$\tau_R^{-1} = \gamma_{R1} \left(N_{A1} + N_{A2} \frac{d_2}{d_1} \right) \left(1 + \frac{d_2}{d_1} e^{\frac{\Delta_c}{kT}} \right)^{-1}, \quad (21)$$

$$\tau_A^{-1} = \gamma_{Ap1} \left(N_{A1} + N_{A2} \frac{d_2}{d_1} \right)^2 \left(1 + \frac{d_2}{d_1} e^{\frac{\Delta_c}{kT}} \right)^{-2}. \quad (22)$$

Таким образом, время жизни в КСР II рода из-за пространственного разделения фотоносителей разного знака (см. рисунок, б) может значительно превышать время жизни в однородном материале. Следует отметить, что в настоящей работе не рассматривается возможность туннельной рекомбинации пространственно разделенных фотоэлектронов и фотодырок в КСР II рода. Оценки показывают, что туннельными эффектами можно пренебречь при выполнении условия $\hbar^2 \exp(2\Delta_c/kT)/16e^{3/2}m_{e1}\Delta_c < d_1^2$, где m_{e1} — масса электронов в узкозонных слоях. Например, для классических КСР с толщинами слоев $d_1 \approx d_2 \approx 500 \text{ \AA}$ это условие справедливо для сверхрешеток с разрывом зон проводимости $\Delta_c \leq 3kT$.

Коэффициент фотоэлектрического усиления произвольного фоторезистора по определению равен [10] $K_\phi = J_\phi/eN_\phi$, где J_ϕ — фототок, текущий во внешней цепи, N_ϕ — число фотонов, поглощаемых фотодетектором в единицу времени. Используя (14), (15), получим

$$K_\phi = (\mu_{\text{эфф}}^n + \mu_{\text{эфф}}^p) \frac{\tau E}{L}. \quad (23)$$

Используем полученные формулы для расчета характеристик фоторезистора на основе КСР $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te} - \text{PbTe}$ при $T = 77 \text{ K}$. Ширина запрещенной зоны для $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ составляет $E_{G1} = 0.1 \text{ эВ}$, а для PbTe $E_{G2} = 0.217 \text{ эВ}$ [13], поэтому рассматриваемый фоторезистор должен быть чувствителен к излучению в диапазоне волн $\lambda = (8-12) \text{ мкм}$. Концентрации акцепторов в слоях

положим равными характерным для соединений $A^{IV}B^{VI}$ значениям $N_{A1}=N_{A2}=10^{17}$ см $^{-3}$, а толщины слоев выберем равными $d_1=d_2=500$ Å, что удовлетворяет требованию $d_1 < 2l_{D1}$, $d_2 < 2l_{D2}$. Коэффициент поглощения света с длиной волны $\lambda=10$ мкм в $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ составляет $\alpha_1=6.5 \cdot 10^3$ см $^{-1}$ [14]. Поскольку свет поглощается только в узкозонных слоях, для эффективного поглощения света общую толщину сверхрешетки следует выбирать равной $L \simeq 2\alpha_1^{-1} = 3$ мкм. Согласно [13], периодическая структура $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te-PbTe$ при $T=77$ К образует сверхрешетку II рода с разрывами зон проводимости и валентных зон на границе гетероперехода соответственно $\Delta_c=7$ и $\Delta_v=122$ мэВ. В этом случае из (21), (22) следует $\tau_R=5 \cdot 10^{-8}$ с, $\tau_A=4 \cdot 10^{-8}$ с и $\tau=2.2 \cdot 10^{-8}$ с. При расчете τ использованы следующие значения параметров: $\gamma_{A1}=8 \cdot 10^{-10}$ см $^{-3} \cdot c^{-1}$ [15] и $\gamma_{A2}=10^{-26}$ см $^{-6} \cdot c^{-1}$ [16]. Подставляя в (16) и (23) значения $\mu_n^2 E \simeq 10^7$ см/с, получим $K_\phi \approx 200$, что более чем на 2 порядка превосходит коэффициент фотоэлектрического усиления однородного фотодиода из $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$.

Список литературы

- [1] Capasso F., Tsang W. T., Hutchinson A. L., Williams G. F. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40 N 1. P. 38—40.
- [2] Capasso F., Cox H. M., Hutchinson A. L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 11 P. 1193—1195.
- [3] Mohammed K., Capasso F., Alam J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 6. P. 597—599.
- [4] Juan J. S., Gal M., Taylor P. C., Stringfellow G. B. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 4 P. 405—407.
- [5] Döhler G. H. // Springer Ser. Sol. St. Sci. 1986. V. 67. P. 270—284.
- [6] Jantch W., Lischka K., Eisenbeiss A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 23 P. 1654—1656.
- [7] Capasso F., Mohammed K., Cho A. V. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 4. P. 420—422.
- [8] Levine B. F., Choi K. K., Bethea C. G. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 16 P. 1092—1094.
- [9] Levine B. F., Bethea C. G., Hasnain G. et al. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—748.
- [10] Лонг Д. // Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. М., 1985. С. 96—136.
- [11] Кондратьева О. Г., Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2131—2137.
- [12] Грибников З. С. // ФТТ. 1965. Т. 7. В. 5. С. 1997—2006.
- [13] Стафеев В. И., Банин Е. С., Гусаров А. В. и др. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 9. С. 1714—1718.
- [14] Genzow D., Horrman K. H., Kotial H. et al. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 86. N 1 P. K21—K24.
- [15] Hewes C. R., Adler M. S., Senturia S. D. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 12. P. 5195—5212
- [16] Horrman K. H. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 11/12. P. 1487—1491.

Получена 3.10.1989
Принята к печати 4.11.1989