УДК 621.315.592

ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Е. А. Мазур

Исследована динамика фотоиндуцированного заряда во внешних электрических полях в полупроводниках с собственной проводимостью. Рассмотрены случаи металлических и диэлектрических контактов. Получено численное решение задач, описываемых системой нелинейных уравнений непрерывности и уравнением Пуассона. Установлено существование максимумов в распределениях электронов и дырок, величина и положение которых определяются параметрами полупроводника, приложенным напряжением и интенсивностью фотогенерации. Для стационарного режима процесса получено аналитическое решение. Определены условия, при которых распределения концентраций электронов и дырок имеют максимумы, найдены значения их координат. Проведено сравнение аналитического и численного решений.

В связи с развитием оптических методов обработки информации представляет большой практический и теоретический интерес исследование нелинейных процессов перераспределения фотоиндуцированных зарядов в полупроводниковых средах. В [1-3] проведено изучение динамики светоиндуцированных зарядов в фоторефрактивных кристаллах, используемых в качестве активных элементов пространственно-временных модуляторов света. В [1] показана возможность стратификации объемного заряда (СОЗ) при наложении электрического поля на полупроводник (п/п) с глубокими центрами захвата и при наличии в нем первоначально однородной неравновесной плазмы. Явление заключается в образовании многослойной знакопеременной структуры объемного заряда.

Как отмечается в [1], СОЗ — устойчивый детерминированный процесс и принципиально отличается от явлений типа возникновения волн пространственной перезарядки ловушек [4] и рекомбинационных волн [5], проявляющихся вследствие различных типов неустойчивости в плазме п/п.

В [2, 3] обнаружено своеобразное поведение распределения электрического поля и плотности зарядов, возникающее под действием освещения со стороны катода и приложенного внешнего напряжения. Эффект заключается в образовании «узкого горла» в распределении электрического поля по координате. Динамика объемного заряда представляет собой процесс возникновения ступенчатого распределения положительного заряда и движение пакета отрицательного заряда к аноду.

В данной работе исследована динамика фотоиндуцированного заряда и электрического поля в п/п с собственной проводимостью. Рассмотрение таких процессов важно при анализе работы фотодетекторов, при создании методик диагностики неравновесных состояний в п/п, а также при разработке оптоэлектронных модуляторов миллиметровых волн. Как показано в [6], взаимодействие миллиметровых волн с оптически индуцированной п/п плазмой дает возможность осуществлять контроль за фазой и амплитудой волны, распространяющейся через п/п волновод.

Рассмотрим п/п пластину длиной L, находящуюся в поле оптического излучения интенсивности G, к которой приложено постоянное напряжение U_0. В такой системе на фоне роста концентрации фотогенерированных электронно-дырочных пар происходит дрейф свободных носителей под действием электрического поля. Процесс перераспределения неравновесных носителей в одномерном случае описывается следующей системой уравнений

$$\left.\begin{aligned} \partial n/\partial t &= -\partial/\partial x\, j_n + G - R, \\ \partial p/\partial t &= -\partial/\partial x\, j_p + G - R, \\ \partial E/\partial x &= e/\varepsilon\varepsilon_0 (p - n), \\ j_n &= -\mu_n n E - D_n \partial n/\partial x, \\ j_p &= \mu_p p E - D_p \partial p/\partial x. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Здесь j_n и j_p — плотность потоков концентраций электронов и дырок, E — напряженность электрического поля, μ_n и μ_p — подвижности, D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно, ε и ε_0 — относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости, R — скорость рекомбинации по Шокли—Риду со временем жизни неравновесных носителей, равным τ.

Начальные условия имеют вид

$$p(x, 0) = p_0, \quad n(x, 0) = n_0, \quad E(x, 0) = E_0. \quad (2)$$

Здесь n_0 и p_0 — равновесные значения концентраций электронов и дырок, $E_0 = V_0/L$.

Рассматриваются два типа контактов: контакты металл—п/п

$$\left.\begin{aligned} n(0, t) &= n(L, t) = n_0, \\ p(0, t) &= p(L, t) = p_0 \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

и контакты диэлектрик—п/п

$$\left.\begin{aligned} j_n(0, t) &= j_n(L, t) = 0, \\ j_p(0, t) &= j_p(L, t) = 0. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Условия (3) получены в предположении справедливости на контакте условий термодинамического равновесия ($np = n_i^2$, n_i — собственная концентрация п/п) и нейтральности ($p - n = 0$). Диэлектрические контакты (4) образуются при помещении между поверхностью п/п и электродами тонкой диэлектрической прослойки, что приводит к отсутствию потока носителей через контакт. Далее граничные условия (3), (4) будем называть соответственно условиями металлических и диэлектрических контактов. Граничные условия (3), (4) дополняются условием на электрическое поле

$$\int_0^L E(x, t)\, dx = V_0. \quad (5)$$

Аналитическое решение нелинейной задачи (1)—(5) в общем случае найти не удается. В случае сильного электрического поля E_0, когда дрейфовый механизм играет определяющую роль в динамике неравновесных носителей заряда, можно получить аналитические соотношения, отражающие основные свойства рассматриваемого процесса. Заметим, что в [2] получено аналитическое решение исследуемой проблемы в случае монополярной проводимости ($\mu_p = 0$).

Будем полагать, что поле $E(x, t)$ направлено в сторону отрицательных x ($U_0 < 0$). При рассмотрении случая достаточно сильного поля $E(x, t)$ диффузионной частью потока дрейфующих к правому контакту электронов можно пренебречь во всей области течения за исключением области правого контакта. В этой приконтактной области накопление отрицательных зарядов может привести к образованию больших градиентов концентрации электронов, а, следовательно, и к значительной величине диффузионной составляющей потока. Аналогичная ситуация имеет место для дырок (с точностью до направления движения).

Рассмотрим случай металлических контактов (3). При достаточно больших t ($t \gg \max(t_п^e, t_п^p)$, $t_п^e = L/\mu_n|E_0|$, $t_п^p = L/\mu_p|E_0|$ — пролетные времена соответственно электронов и дырок) процесс выходит на стационарный режим, описываемый системой

$$\left.\begin{aligned} d/dx\,(\mu_n nE) + G &= 0, \\ d/dx\,(\mu_p pE) - G &= 0, \\ d/dxE &= e/\varepsilon\varepsilon_0\,(p - n). \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

При записи системы (6) было сделано предположение о несущественном влиянии рекомбинации на ход процесса. Данное предположение, как будет показано ниже, в рассматриваемом случае выполняется. Система уравнений первого порядка (6) дополняется граничными условиями

$$\left.\begin{aligned} n(0) = n_0, \quad p(L) = p_0, \\ \int_0^L E(x)\,dx = U_0. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Далее предполагается $n_0 = p_0$ (беспримесный п/п). Решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений (6), (7) имеет вид

$$\left.\begin{aligned} n(x) &= -(Gx + a)/\mu_n E, \\ p(x) &= (Gx + b)/\mu_p E, \\ E(x) &= -(G\alpha x^2 + cx + d)^{1/2}, \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

где $\alpha = e/\varepsilon\varepsilon_0\mu_p(1 + \varkappa)$, $\varkappa = \mu_p/\mu_n$, $c = 2e/\varepsilon\varepsilon_0\mu_p(b + a\varkappa)$. Постоянные интегрирования a и b находятся из граничных условий на концентрации носителей

$$\left.\begin{aligned} a &= -\mu_n n d^{1/2}, \\ b &= -(d/L^2 + 2d^{1/2}an_0\mu_p/(1+\varkappa)\,L + G\alpha\,(\varkappa - 1)/(\varkappa + 1) + \\ &\quad + \alpha^2 p_0^2\mu_p^2/(1+\varkappa)^2)^{1/2}\,L\mu_p p_0 - GL + L\alpha\mu_p^2 p_0^2/(1+\varkappa). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Константа d определяется из условия постоянства потенциала (7)

$$\begin{aligned} |v_0| = &-(2G\alpha L + c)\,E(L)/4G\alpha + cE(0)/4G\alpha + (4G\alpha d - c^2)/8\,(G\alpha)^{3/2} \times \\ &\times \ln|(-2E(L)\,(G\alpha)^{1/2} + 2G\alpha L + c)/(-2E(0)\,(G\alpha)^{1/2} + c)|. \end{aligned} \tag{10}$$

Из (8)—(10) следует, что плотности потоков концентрации описываются линейными зависимостями

$$\left.\begin{aligned} j_n &= Gx + a, \\ j_p &= Gx + b, \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

полный ток j равен

$$j = j_p - j_n = -GL + n_0\mu_n\,(E(0) + \varkappa E(L)). \tag{12}$$

Распределения $n(x)$, $p(x)$ имеют максимумы в точках x_{0_n}, x_{0_p}, выражения для которых не приводятся из-за их громоздкости. При условии

$$0 < x_{0_n} < L, \quad 0 < x_{0_p} < L \tag{13}$$

координаты максимумов находятся в пределах полупроводникового образца. Неравенства (13), рассматриваемые как условия на параметр d (x_{0_n}, x_{0_p} — функции d), задают через (10) условия на U_0. При нарушении этих условий точки максимумов расположены вне образца. Фактически это означает, что гребни волн фотоиндуцированных зарядов доходят до границ области образца и исчезают, однако при рассмотрении такой ситуации необходимо учитывать диффузионные процессы в приконтактной области.

Перераспределение зарядов приводит к экранировке внешнего электрического поля в центральной области образца. Из (8) следует, что абсолютная величина $E(x)$ имеет в точке $x_{0_E} = -c/2G\alpha$ минимум, равный $(d - c^2/4G\alpha)^{1/2}$.

Дальнейший анализ полученного решения проведем для случая

$$\varkappa = 1 \quad (\mu_n = \mu_p = \mu). \tag{14}$$

Координаты максимумов распределений $n(x)$ и $p(x)$ имеют вид

$$\left.\begin{aligned} x_{0_n} &= (2d/\alpha + n_0 L d^{1/2})/(GL/\mu + 2n_0 d^{1/2}), \\ x_{0_p} &= L - x_{0_n}, \\ x_{0_E} &= L/2, \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

где d определяется из уравнения

$$|U_0| = d^{1/2}L/2 + (4d - G\alpha L^2)/8(G\alpha)^{1/2} \ln\left[(2d^{1/2} + (G\alpha)^{1/2}L)/(2d^{1/2} - (G\alpha)^{1/2}L)\right]. \tag{16}$$

Условия (13) задают область изменения величины d

$$\left.\begin{aligned} d_1 &< d < d_2, \\ d_1 &= eGL^2/2\mu\varepsilon\varepsilon_0, \\ d_2 &= [L\mu\alpha n_0 (1 + (1 + 8G/\alpha(\mu n_0)^2)^{1/2})]^2/2. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Учитывая, что $|U_0|$ — монотонно возрастающая функция d ($|U_0|'_d > 0$), из (17) получим условия на приложенное напряжение

$$|U_0(d_1)| < |U_0| < |U_0(d_2)|. \tag{18}$$

Заметим, что при $U_0 = U_0(d_1)$ в точке x_{0_E} происходит полная экранировка внешнего поля.

Для исследования динамики фотоиндуцированного заряда задачи (1)—(3), (5) и (1)—(2), (4)—(5) решались численно конечно-разностным методом. С целью повышения точности расчетов осуществлялся переход от переменных n и p к квазипотенциалам ψ_n, ψ_p [7]

$$n = n_i \exp(\varphi - \psi_n), \quad p = n_i \exp(\psi_p - \varphi),$$

где φ — электростатический потенциал. Такой выбор переменных позволяет эффективно рассчитывать структуры с большими градиентами концентраций. Для численного решения применялась неявная разностная схема, устойчивая при произвольном соотношении шагов по времени и пространству, что потребовало организации итерационного процесса. В качестве исходных данных на новом временном слое брались значения квазипотенциалов ψ_n, ψ_p и потенциала φ с предыдущего временного слоя. Новые значения квазипотенциалов находились методом прогонки из конечно-разностных аналогов уравнений непрерывности. Уточненные значения квазипотенциалов подставлялись в уравнение Пуассона

$$\Delta\varphi = e/\varepsilon\varepsilon_0 (n_i \exp(\psi_p - \varphi) - n_i \exp(\varphi - \psi_n)),$$

для решения которого применялся итерационный процесс Ньютона—Канторовича. После контроля сходимости итерационный процесс возобновлялся либо (при достижении заданной точности) осуществлялся переход на новый временной слой. В расчетах использовались следующие исходные данные: $n_0 = p_0 = 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\tau = 10^{-4}$ с, $\varepsilon = 12$, $L = 60$ мкм, $G = 5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$с$^{-1}$. Результаты расчетов представлены на рис. 1—5.

На рис. 1 приведены полученные из численных расчетов установившиеся распределения $n(x)$ и $j_p(x)$ для случая $\varkappa = 1$ ($\mu = 480$ см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$, коэффициенты D и μ связаны соотношением Эйнштейна, $D = \varphi_т \mu$, $\varphi_т$ — тепловой потенциал, $\varphi_т = 0.025$ В), $U_0 = -2$ В, а также распределения, рассчитанные по формулам (8), (11). Видно хорошее согласие результатов численных и аналитических расчетов. Меньшая величина максимума $n(x)$ в случае численного расчета обусловлена действием диффузии, которая также приводит к резкому скачку в распределении $n(x)$ на правом контакте. Из расчетов следует, что рекомбинация оказывает несущественное влияние на процесс перераспределения фотоиндуцированных зарядов.

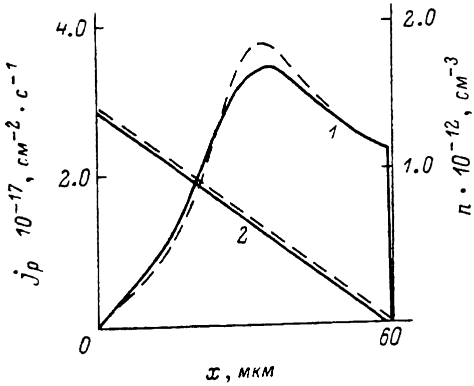

Рис. 1. Распределения концентраций n (кривые 1) и абсолютной величины потока концентрации дырок j_p (кривые 2), полученные из численного решения (сплошные линии) и рассчитанные по формулам (8), (11) (штриховые линии).

На рис. 2 приведена эволюция со временем концентрации электронов и дырок для случая металлических (рис. 2, *а*) и диэлектрических контактов (рис. 2, *б*); $\mu_n=1380$ см^{2}в$^{-1}$с$^{-1}$, $\mu_p=480$ см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$, $U_0=-1$ В. На начальной стадии процесса ($t < t_п^e$) действие генерации приводит к однородному росту концентрации электронов и дырок в центральной области. В области левого контакта под действием электрического поля происходит снос электронов в направлении положительного электрода, соответственно дырки из области правого контакта сносятся к отрицательному (левому) электроду — образуется пространственное разделение заряда. Поле в образце

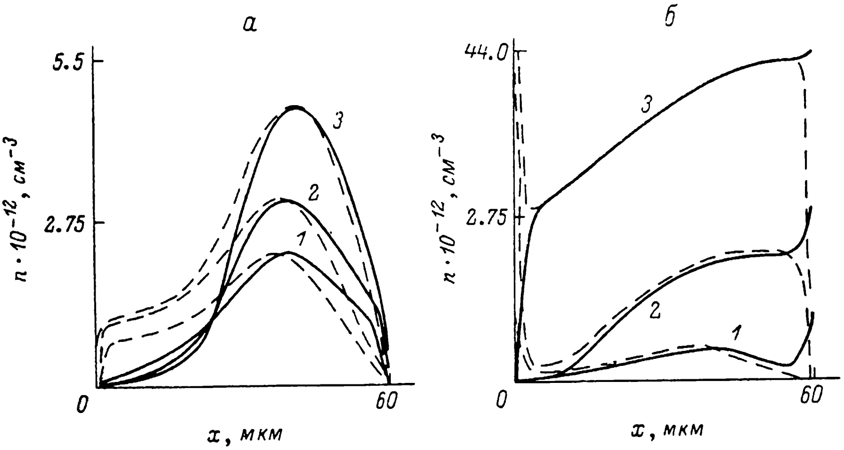

Рис. 2. Распределения концентраций n (сплошные линии) и p (штриховые линии) на момент времени.

t, мкс: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 1.6. *а* — металлические контакты (3), *б* — диэлектрические контакты (4).

становится неоднородным, возрастая по абсолютной величине у контактов и спадая в центральной области. В результате при $t_п^e < t < t_п^p$ формируются волны пространственного заряда, движение которых прекращается при $t > t_п^p$. В центральной области п/п образца в распределениях $n(x, t)$, $p(x, t)$ наблюдаются одни и те же характерные особенности как для случая металлических, так и для случая диэлектрических контактов. В приконтактных областях распределение концентраций определяется типом контакта: $n(x, t)$ в случае металлических контактов на правом конце резко обрывается при $x \sim 58$ мкм до n_0, в случае же диэлектрических контактов после плавного спада концентрации $n(x, t)$ при 38.3 мкм $< x <$ 52.7 мкм следует резкий скачок распределения электронов, прижимающихся к правому контакту. Из оценок диффузионной составляющей следует, что ее вклад в плотность потока концентрации не превышает 10 % во всей рассматриваемой области, кроме прикатодного участка, где образуются большие градиенты концентрации электронов, и диффузионная составляющая потока становится сравнимой с дрейфовой составляющей. Такой же характер имеет и распределение дырок $p(x, t)$ с точностью до направления движения носителей. При $t \gg t_{\text{ц}}^{p}$ в случае металлических контактов происходит лишь количественный рост концентрации, и к моменту времени $t \sim 1.6$ мкс процесс устанавливается. В случае же диэлектрических контактов происходит качественная перестройка распределений $n(x, t)$, $p(x, t)$: максимум в распределении $n(x, t)$ исчезает, накопление неравновесных носителей заряда приводит к установлению квазинейтральности в центральной области, нарушаемому в приконтактных областях. В дальнейшем вследствие роста концентрации неравновесных носителей заряда роль рекомбинации усиливается и распределения $n(x, t)$, $p(x, t)$ в центральной области выравниваются: $n(x, t) \approx p(x, t)$.

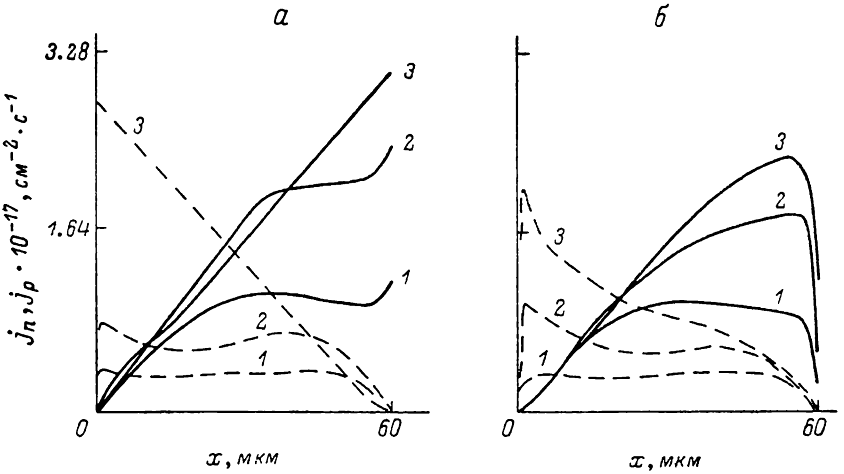

Рис. 3. Распределения абсолютных величин потоков концентраций j_n (сплошные линии) и j_p (штриховые линии) на моменты времени.

t, нс: *1* — 9, *2* — 20; *3* — 1.6 мкс. *а* — металлические контакты (*3*), *б* — диэлектрические контакты (*4*).

На рис. 3 приведены распределения абсолютных величин потоков концентрации j_n и j_p в различные моменты времени. Распределения для ранних моментов времени (кривые *1*, *2*) имеют качественно и количественно схожий характер независимо от типа контактов. На стадии образования волн пространственного заряда ($t < 20$ нс) j_n, j_p имеют максимумы в точках $x_{o_{jn}}$, $x_{o_{jp}}$, причем $x_{o_{jn}} \approx x_{o_n}$, $x_{o_{jp}} \approx x_{o_p}$. После остановки пиков концентрации максимумы потоков j_n, j_p смещаются в сторону границ области и затем исчезают в случае металлических контактов, а в случае диэлектрических контактов эти максимумы останавливаются в приграничной области. После выхода процесса на стационарный режим (случай металлических контактов) распределения j_n, j_p имеют характер линейной зависимости от x с коэффициентом пропорциональности G, что согласуется с полученными аналитическими соотношениями (11). Установление квазинейтральности в случае диэлектрических контактов сопровождается резким спадом абсолютных величин j_n, j_p.

Поведение абсолютной величины полного тока j с течением времени иллюстрирует рис. 4. На малых временах ($t < t_{\text{ц}}^{e}$) ток возрастает по закону, близкому к линейному. На стадии формирования волн пространственного заряда ($t_{\text{ц}}^{e} < t < t_{\text{ц}}^{p}$) рост тока замедляется. Приведенные зависимости $j(t)$ качественно согласуются с полученными на том же временном интервале в работе [2] зависимостями фототока от времени для случая монополярной проводимости. При $t > t_{п}^{p}$ в случае металлических контактов ток выходит на стационарное значение $j=2.95 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$с$^{-1}$, что с точностью до 10 % согласуется с расчетным (формула (12)). В случае диэлектрических контактов после достижения к моменту времени $t=100$ нс максимального значения $j_м=2.3 \cdot 10^{17}$ см$^{-2}$с$^{-1}$ в распределении j (t) имеется участок медленного спада, а после установления квазинейтральности (к моменту времени $t \sim 1.3$ мкс) наблюдается резкое убывание тока.

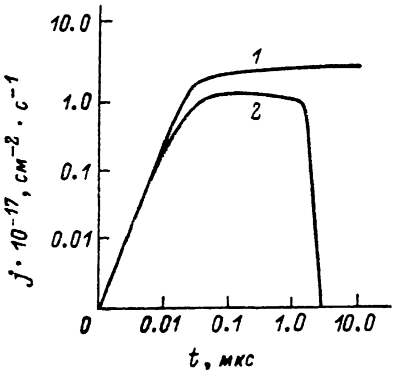

Рис. 4. Зависимость абсолютной величины полного тока j от времени.

1 — металлические контакты (*3*), *2* — диэлектрические контакты (*4*).

Таким образом, процесс перераспределения фотоиндуцированных зарядов в полупроводниках с собственной проводимостью в случае металлических контактов приводит к установлению распределений электронов и дырок с максимумами, величины и координаты которых определяются параметрами п/п образца, приложенным напряжением и интенсивностью фотогенерации. Подобное распределение фотоиндуцированных носителей возникает не только в случае металлических контактов (3), достаточным условием его возникновения является возможность инжекции через контакт. Из численных расчетов следует, что и в случае однородно-легированных п/п при межзонной генерации неравновесных носителей возникает установившееся распределение носителей заряда с максимумами концентраций. Рассматривался случай неоднородной генерации $G(x)=G_0 \exp(-\alpha x)$ (физически такая ситуация реализуется при освещении через торец образца, α — коэффициент межзонного поглощения). Численные расчеты показали, что и в этой ситуации существует указанный режим. Таким образом, установленный эффект имеет достаточно общий характер. Используя полученное нами аналитическое выражение для фототока (12), можно экспериментально определять подвижности электронов и дырок в п/п с собственной проводимостью.

Литература

[1] *Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А.* ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2843—2851.
[2] *Брыксин В. В., Коровин Л. И.* ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3415—3425.
[3] *Брыксин В. В., Коровин Л. И., Кузьмин Ю. И.* ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 148—155.
[4] *Жданова Н. Г., Коган М. С. Сурис Р. А. Фукс Б. И.* ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 1, с. 364—371.
[5] *Константинов О. В., Перель В. И.* ФТТ, 1964, т. 6, № 11, с. 3364—3371.
[6] *Lee C. H., Mak P. S., De Fonzo A. P.* IEEE J. Quant. Electron., 1980, QE-16, p. 277—288.
[7] *Майоров С. А., Руденко А. Л., Шишлин А. В.* ЖВМ и МФ, 1980, т. 20, № 1, с. 112—120.

Московский инженерно-физический институт
Москва

Поступило в Редакцию
22 мая 1987 г.
В окончательной редакции
28 сентября 1987 г.