

01;06.3

Лазер на межзонных переходах в квантовых ямах с когерентным транспортом электронов

© Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский

Государственное федеральное унитарное предприятие НПП „Исток“,
Фрязино, Московская область

Поступило в Редакцию 12 марта 2002 г.

Предлагается новый подход к созданию квантового каскадного лазера с когерентным транспортом электронов на межзонных переходах. Исследование когерентного транспорта проводится на основе простейшей двухзонной модели Кейна, в которой при учете взаимодействия между состояниями зоны проводимости и валентной зоны в валентной зоне учитываются только состояния подзоны легких дырок.

В последние годы заметный интерес вызывают полупроводниковые гетероструктуры с когерентным (бесстолкновительным) транспортом электронов. В этих структурах среднее время ухода электрона из активного участка, который обычно представляет собой одну или несколько квантовых ям, существенно меньше характерного времени любого из процессов, нарушающих когерентность волновой функции электрона. Исследование межподзонных переходов электронов в таких структурах позволило предсказать ряд новых физических эффектов и наметить пути их применения для эффективной генерации электромагнитных колебаний THz диапазона [1–3].

Во-первых, при когерентном транспорте может быть достигнута высокая отрицательная активная проводимость структуры, которая,

как показывает расчет, пропорциональна четвертой степени мощности потенциальных барьеров [1]. Высокая проводимость дает возможность получить лазерную генерацию с низким пусковым током.

Во-вторых, было обнаружено, что в условиях когерентного транспорта, в установившемся режиме, приложение переменного электрического поля даже небольшой (по сравнению с энергией кванта) амплитуды может приводить к существенному перераспределению электронов между уровнями размерного квантования двухбарьерной структуры [2]. В частности, в случае накачки током моноэнергетических электронов при определенных условиях все электроны, падающие на структуру, отдают (или приобретают) квант энергии поля — квантовая эффективность достигает 100%. Хотя учет более реалистичного распределения электронов накачки по энергии приводит к снижению максимально возможной квантовой эффективности до 66% [3], цифры остаются беспрецедентно высокими.

Однако эти исследования относились исключительно к переходам электронов внутри зоны проводимости материалов с квадратичными законами дисперсии. Вместе с тем достигнутый за последнее время значительный прогресс в молекулярно-лучевой эпитаксии полупроводниковых гетероструктур позволил наблюдать и использовать для генерации колебаний ИК-диапазона межзонные электронные переходы в квантовых ямах, образованных разрывами зон на гетерограницах между относительно узкозонными InAs и GaInSb [4,5].

Создание условий для когерентного прохождения электронов в таких структурах может представлять как фундаментальный, с точки зрения исследования особенностей зонной структуры, так и значительный практический интерес. Кроме того, обеспечить выполнение этих условий при межзонных переходах может оказаться легче, чем при внутризонных, вследствие менее интенсивного фононного рассеяния и подавления Оже-рекомбинации в структурах с межзонными переходами [4,5].

В настоящей работе исследование когерентного транспорта проводится на основе простейшей двухзонной модели Кейна, в которой при учете взаимодействия между состояниями зоны проводимости и валентной зоны в валентной зоне учитываются только состояния подзоны легких дырок. Взаимодействие с другими (удаленными) зонами приближенно учитывается с помощью подбора свободного параметра,

который, кроме того, обеспечивает возможность согласования эффективных масс электронов и дырок с экспериментальными данными.

Уравнения для огибающей блоховской функции электрона в этой модели имеют вид уравнения Шредингера для двухкомпонентной волновой функции [6,7]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_l \end{pmatrix} = \hat{H}_{0R} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_l \end{pmatrix} + \hat{H}(t) \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_l \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где ψ_e и ψ_l — соответствующие огибающие волновых функций состояний зоны проводимости и зоны легких дырок, а оператор Гамильтона имеет вид:

$$\hat{H}_{0R} = \begin{pmatrix} E_C + \hat{k}_- \tilde{\xi} \hat{k}_+ & \hat{k}P \\ P \hat{k}_+ & E_V \end{pmatrix}, \quad \hat{H}(t) = \begin{pmatrix} 2U(x) \cos \omega t & 0 \\ 0 & 2U(x) \cos \omega t \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\hat{k}_+ = \hat{k}_x + i\hat{k}_y$, $\hat{k}_- = \hat{k}_x - i\hat{k}_y$, $\hat{k}_{x,y} = -i\nabla_{x,y}$, P — матричный элемент оператора импульса для зоны проводимости и зоны легких дырок, $2U(x)$ — амплитуда переменного потенциала, $\tilde{\xi} = \hbar^2 \xi / 2m_0$, где ξ — параметр, учитывающий вклад удаленных зон. Будем рассматривать лишь те решения данной системы уравнений, которые в направлении координаты y представляют собой плоские волны. Тогда операторы можно представить следующим образом: $\hat{k}_- = \hat{k}_x - ik_y$, $\hat{k}_+ = \hat{k}_x + ik_y$, $\hat{k}_x = -i\nabla_x$, а закон дисперсии в отсутствие возмущения имеет вид:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 = \frac{2m_0}{\hbar^2} \frac{(E - E_V)(E - E_C)}{E_p + \xi(E - E_V)} = \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_C), \quad (3)$$

$$E_p = \frac{2m_0 P^2}{\hbar^2}, \quad m = m_0 \frac{(E - E_V)}{E_p + \xi(E - E_V)},$$

где E — энергия электрона.

Волновая функция в первом порядке теории возмущений имеет вид [1]:

$$\psi = \psi_0(x) e^{-i\omega_0 t} + \psi_+(x) e^{-i(\omega_0 + \omega)t} + \psi_-(x) e^{-i(\omega_0 - \omega)t} \quad (4)$$

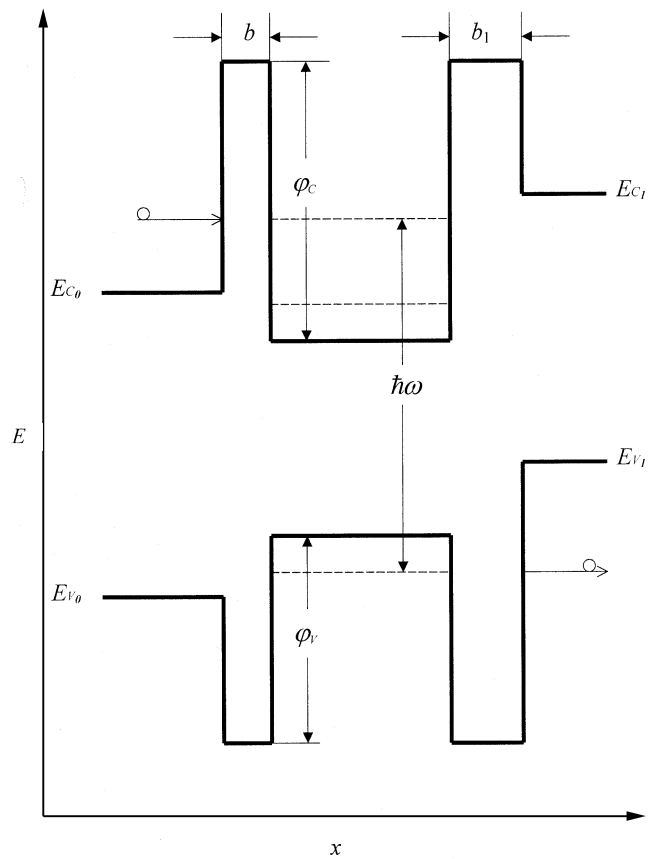


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма рассматриваемой структуры.

и для поправки первого порядка ψ_e^\pm с учетом линейной зависимости ψ_l^\pm и ψ_e^\pm из уравнений (1), (2) можно получить [8]:

$$\hat{k}_- \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\xi + \frac{2m_0 P^2}{\hbar^2(E - E_V \pm \hbar\omega)} \right) \hat{k}_+ \psi_e^\pm - (E - E_C \pm \hbar\omega) \psi_e^\pm + \frac{\hat{k}P}{E - E_V \pm \hbar\omega} \left\{ \frac{U(x)P}{E - E_V} \hat{k}_+ \psi_e \right\} + U(x) \psi_e = 0, \quad (5)$$

где разные знаки соответствуют переходам вверх (+) или вниз (−) по энергии. Так как далее рассматривается только электронная компонента волновой функции, индекс e в дальнейшем опускаем.

Рассмотрим поток электронов с энергией $\varepsilon = E - E_{C0}$, падающих слева на несимметричную двухбарьерную структуру с шириной квантовой ямы a , показанную на рис. 1. К структуре приложено однородное высокочастотное электрическое поле $U(x) = -qFx$ с напряженностью F , изменяющейся во времени по закону $2F \cos \omega t = F(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Рассмотрим первый барьер гетероструктуры, приведенной на рис. 1. Пусть φ_C — высота барьера в зоне проводимости, φ_V — в валентной зоне. Можно показать, что при тонких прямоугольных барьерах (в барьере $kb \ll 1$):

$$\psi'(+0) - \frac{m(+0)}{m(-0)}\psi'(-0) \approx \left[\frac{2m(+0)}{\hbar^2} \varphi_C b \right] \psi(0) = g_C \psi(0), \quad E > E_C,$$

$$\psi(+0) - \psi(-0) \approx \frac{\varphi_V b}{E - E_{V0}} \psi'(-0) = g_V \psi'(-0) \quad (6)$$

$$= \frac{m(-0)}{m(+0)} g_V \psi'(+0), \quad E < E_V,$$

где выражение в квадратных скобках, обозначенное в (6) как g_C , является аналогом произведения мощности барьера на эффективную массу электрона $\frac{2m^* \alpha}{\hbar^2}$ в [1].

Волновая функция электронов в высокочастотном поле в резонансном двухуровневом приближении для уровней с номерами N и L может быть представлена в виде:

$$\psi \approx \psi_N(x) e^{-i\omega_0 t} + \psi_L(x) e^{-i(\omega_0 - \omega)t}, \quad (7)$$

где коэффициенты волновой функции внутри структуры ψ_N и ψ_L можно точно так же, как в однозонной модели [2,3], представить в виде постоянного множителя и знакопеременного ряда — геометрической прогрессии:

$$1 - z + z^2 - z^3 + \dots + (-1)^n z^n, \quad (8)$$

сумма которой в области сходимости $|z| < 1$ равна $1/(1+z)$. Здесь

$$z = \left(\frac{qF}{\hbar\omega} \frac{\pi g_V g_C N R}{k} \right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{E - E_V} - 1 \right) \frac{m_{-k_1-}}{m_{1-k_0}}. \quad (9)$$

Вычисления дают:

$$\psi_N(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + D \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C \exp(-\kappa_1(x-a)), & x > a, \end{cases}$$

$$D = \frac{1-z}{1+z}, \quad A = \frac{1}{1+z} \frac{2g_C}{k}, \quad B = \frac{2}{1+z}, \quad C = \frac{2}{R} \frac{(-1)^{N+1}}{1+z},$$

$$\psi_L(x) = \frac{1}{1+z} \begin{cases} D_- \exp(\kappa_0-x), & x < 0, \\ A_- \sin(k_-x) + B_- \cos(k_-x), & 0 < x < a, \\ C_- \exp(-ik_{1-}(x-a)), & x > a, \end{cases} \quad (10)$$

$$C_- \approx \frac{2qFaRg_Vg_C(-1)^{N+1}}{\hbar\omega} \left(\frac{\hbar\omega}{E-E_V} - 1 \right), \quad A_- \approx -\frac{B_-}{g_Vk_-},$$

$$B_- \approx \frac{2iqFaR^2g_V^2g_Ck_{1-}(-1)^N}{\hbar\omega} \left(\frac{\hbar\omega}{E-E_V} - 1 \right), \quad D_- \approx \frac{A_-k_-m_{0-}}{\kappa_{0-}m_-}.$$

Волновой вектор k относится к электронам внутри квантовой ямы, k_0 — слева от структуры, k_1 — справа, k_{1-} — к электронам, перешедшим направо с излучением кванта энергии; коэффициент R определяет, во сколько раз второй барьер толще первого. Выражения (10) позволяют найти высокочастотную проводимость структуры:

$$\sigma = \frac{4\pi Lq^2R^2g_V^2g_C^2(E - \hbar\omega - E_{C1})}{\hbar\omega k_- k_{1-} (1+z)} \times \left(1 + \frac{E - E_{C0}}{E - E_{V0}} \cdot \frac{E_{p0}}{E_{p0} + \xi(E - E_{V0})} \right)^{-1} \left(\frac{\hbar\omega}{E - E_V} - 1 \right)^2. \quad (11)$$

Видно, что так же как и при внутризонных переходах [2], при $z = 1$ электроны перестают отражаться от двухбарьерной структуры (D в формулах (10) становится равным нулю) и все переходят из зоны проводимости в валентную зону. Амплитуда поля, приводящая к нулевому отражению ($z = 1$), может быть весьма невелика [3]. Вместе с

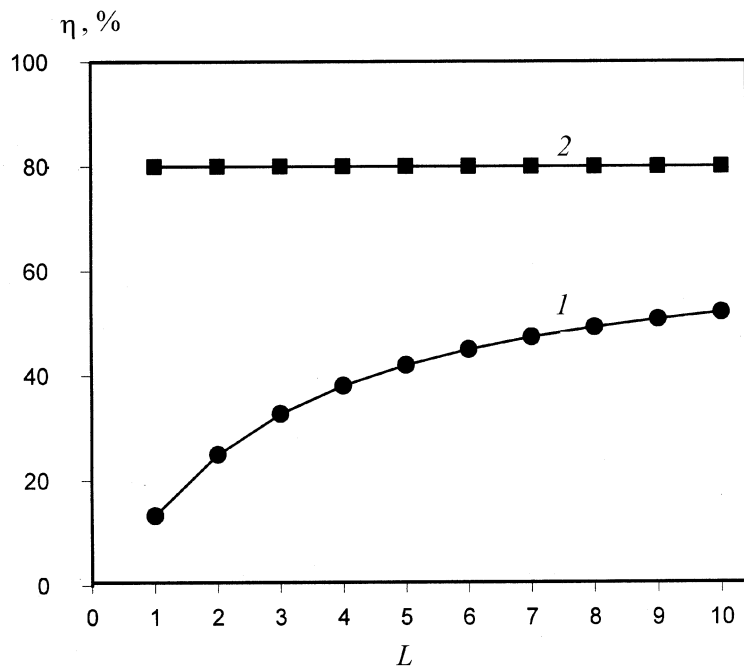


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности от номера нижнего резонансного уровня, на который совершаются переходы: 1 — внутризонные переходы, 2 — межзонные переходы.

тем тот факт, что уровни, между которыми совершаются переходы, расположены в разных энергетических зонах полупроводника, позволяет относительно независимо изменять их ширину, варьируя толщину соответствующих барьеров. Это может позволить существенно увеличить интегральную квантовую эффективность переходов при накачке током с реальным распределением электронов по энергии. Действительно, регулируя толщину второго барьера, ширину уровня в валентной зоне можно сделать больше ширины уровня в зоне проводимости (рис. 1). В соответствии с проведенными ранее оценками [3], в этом случае интегральная квантовая эффективность (с учетом того, что не все электроны попадают в структуру по центру уровня) может достигать 80%.

Для сравнения на рис. 2 приведены значения квантовой эффективности, максимально достижимые при межзонных и внутризонных переходах в зависимости от номера уровня, на который совершаются переходы.

Список литературы

- [1] Пашковский А.Б. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109 (5). С. 1779.
- [2] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63 (7). С. 559.
- [3] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112 (7). С. 237.
- [4] Yang Rui Q., Yang B.H., Zhaang D., Lin C.-H., Murry S.J., Pei S.S. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71 (17). P. 2409.
- [5] Brandshaw J.L., Yang Rui Q., Bruno J.D., Pham J.T., Wortman D.E. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75 (16). P. 2362.
- [6] Kane E.O. Semiconductors and Semimetals / Ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer. New York: Academic, 1966. V. 1 (Chapter 3).
- [7] Sirtory C., Capasso F., Faist J. // Phys. Rev. 1994. V. 50 (12). P. 8663.
- [8] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75 (2). С. 88.