

07

Лазер на когерентных межподзонных переходах с уходом электронов в валентную зону

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

Государственное федеральное унитарное предприятие НПП „Исток“, Фрязино

Поступило в Редакцию 10 января 2003 г.

Предлагается новый подход к созданию квантового каскадного лазера с когерентным транспортом электронов на межподзонных переходах с уходом электронов из квантовой ямы в валентную зону.

Возрастающая потребность в компактных источниках когерентного излучения ТГц-диапазона стимулировала повышенный интерес к полупроводниковым лазерам на электронных переходах между уровнями размерного квантования в квантовых ямах, образованных гетеропереходами различного типа. Самым известным представителем этого класса лазеров является квантовый каскадный лазер на гетеропереходах GaAs/AlGaAs и GaInAs/AlInAs [1], электронные процессы в котором происходят исключительно в зоне проводимости. На пути от эмиттера до коллектора каждый инжектированный электрон участвует во многих излучательных переходах (каскадная схема). Основным неизлучательным процессом в таких лазерах является рассеяние на оптических фононах, приводящее к их относительно высокому пусковому току.

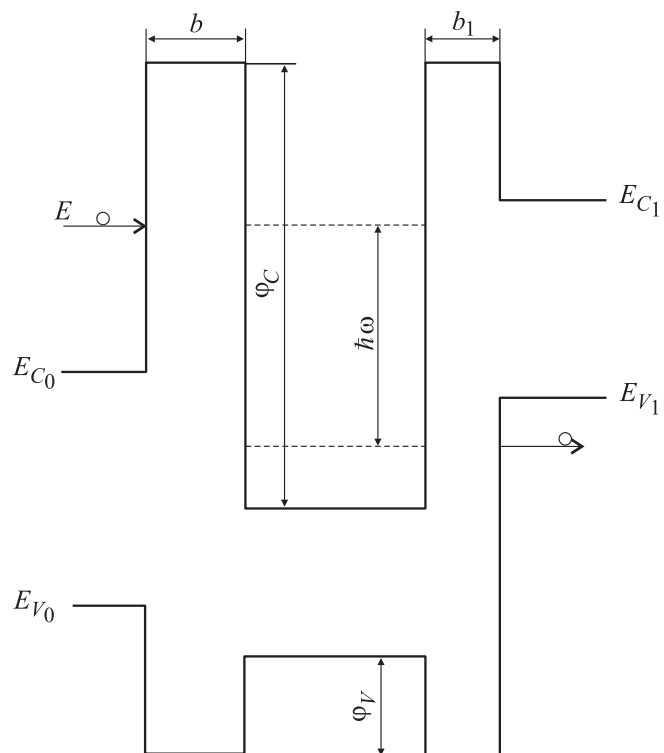
Обойти эту трудность позволяет предложенная в [2] схема когерентного квантового каскадного лазера, отличающаяся от обычной схемы существенно меньшей толщиной потенциальных барьеров — такой, что инжектированный электрон успевает пройти через активный участок структуры, не испытывая столкновений с оптическими фононами и сохраняя в то же время достаточно большую вероятность излучательного перехода. В [3,4] было показано, что такой режим не только позволяет снизить пороговый ток, но может обеспечить беспрецедентно высокую квантовую эффективность — до 66% на одну активную ячейку (без учета каскадирования). Столь высокие значения квантовой эффективности

достигаются, однако, только при переходах между энергетическими уровнями с достаточно большими номерами, когда ширины верхнего и нижнего уровней становятся приблизительно равными друг другу. При переходах между низко лежащими уровнями квантовая эффективность существенно меньше, поскольку не все электроны, проходящие по верхнему, более широкому уровню, могут перейти на нижний, более узкий. Например, квантовая эффективность снижается до 12%, для переходов между вторым и первым (основными) уровнями.

Одним из решений этой проблемы является использование переходов между уровнями размерного квантования в квантовых ямах, расположенных в разных энергетических зонах полупроводникового материала [5]. Это позволяет более свободно манипулировать шириной рабочих уровней за счет разной высоты барьеров в зоне проводимости и в валентной зоне. В этой схеме энергия кванта излучения всегда больше ширины запрещенной зоны материала квантовой ямы и это ограничивает возможность продвижения таких структур в THz диапазон. Чтобы снять это ограничение, можно использовать переходы в квантовой яме, содержащей гетеропереход с разорванной запрещенной зоной [6] (broken gap heterostructure). Практически используется структура AlSb/InAs/GaSb/AlSb с барьерами на основе AlSb и с квантовой ямой, содержащей гетеропереход InAs/GaSb. В этом случае переходы совершаются на уровень, образованный гибридизацией электронных состояний в зоне проводимости InAs и дырочных состояний в валентной зоне GaSb [7].

Следует отметить, что возможность использования таких гибридных состояний для получения эффективной лазерной генерации еще недостаточно хорошо изучена. Поэтому целесообразно исследовать подход, при котором оба рабочих уровня располагаются в зоне проводимости, а ширина нижнего уровня определяется мощностью потенциального барьера в валентной зоне. Пример такой структуры приведен на рисунке.

Для оценки высокочастотной проводимости и квантовой эффективности этой структуры используется развитая в [8] методика, основанная на простейшей двухзонной модели Кейна, позволяющей учесть непараболичность закона дисперсии носителей тока. В этой модели учет взаимодействия между состояниями зоны проводимости и валентной зоны ограничивается состояниями подзоны легких дырок. Взаимодействие с другими (удаленными) зонами приближенно учитывается с помощью



Зонная диаграмма рассматриваемой структуры.

подбора свободного параметра, который, кроме того, обеспечивает возможность согласования эффективных масс электронов и дырок с экспериментальными данными. Обозначения в приводимых ниже формулах соответствуют [8].

Рассмотрим поток электронов с энергией $\varepsilon = E - E_{C_0}$, падающих слева на структуру, показанную на рисунке. К структуре приложено однородное высокочастотное электрическое поле $U(x) = -qFx$ с напряженностью F , изменяющейся со временем по закону $2F \cos \omega t = F(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Рассмотрим второй барьер структуры (граничные условия для первого барьера подробно рассмотрены в рабо-

те [8]). Пусть φ_C — высота барьера в зоне проводимости, φ_V — в валентной зоне. Можно показать, что при тонких прямоугольных барьерах (в барьере $kb \ll 1$):

$$\begin{aligned} \psi'(+0) - \frac{m(+0)}{m(-0)} \psi'(-0) &\approx \left[\frac{2m(+0)}{\hbar^2} \varphi_C b_1 \right] \psi(0) \\ &= \frac{m(+0)}{m(-0)} R g_C \psi(0), \quad E > E_C, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\psi(+0) - \psi(-0) \approx \frac{(E_C - E_V + \varphi_V) b_1}{E - E_{V1}} \psi'(-0) = g_V \psi'(+0), \quad E < E_V,$$

где выражение в квадратных скобках, обозначенное в (1) как $R g_C$, является аналогом произведения мощности барьера на эффективную массу электрона $\frac{2m^* \alpha}{\hbar^2}$ в [3,4], а множитель R равен отношению мощностей (произведений ширины на высоту) второго и первого потенциальных барьеров.

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

$$\psi \approx \psi_N(x) e^{-i\omega_0 t} + \psi_L(x) e^{-i(\omega_0 - \omega)t}, \quad (2)$$

где коэффициенты волновой функции внутри структуры ψ_N и ψ_L можно точно так же, как в однозонной модели [3,4], представить в виде постоянного множителя и знакопеременного ряда — геометрической прогрессии:

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

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

$$z = \frac{4\xi_-(E_N)\xi_+(E_L)g_C^4 R^2 |m_{1-}|(1 + g_V^2 k_{1-}^2) m_0}{k_{1-} k_0 m - m},$$

$$\xi_{\pm}(E) = \frac{qF}{2m(E)\omega^2} \frac{E_p(2E - 2E_V \pm \hbar\omega) + 2\xi(E - E_V)(E - E_V \pm \hbar\omega)}{E_p(E - E_V + \varepsilon \pm \hbar\omega) + \xi(E - E_V)(E - E_V \pm \hbar\omega)}. \quad (4)$$

Вычисления дают:

$$\psi_N(x) = \begin{cases} \exp(ik_0 x) + D \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C \exp(-\kappa_1(x - a)), & x > a, \end{cases}$$

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

$$\psi_L(x) = \frac{1}{1+z} \begin{cases} D_- \exp(\kappa_0 x), & x < 0, \\ A_- \sin(k_- x) + B_- \cos(k_- x), & 0 < x < a, \\ C_- \exp(-ik_{1-}(x-a)), & x > a, \end{cases} \quad (5)$$

$$C_- \approx -\frac{4m_{1-} R g_C^2 \xi_- (1 + g_V^2 k_{1-}^2)}{im_- k_{1-} (1 + ig_V^2 k_{1-}^2)}, \quad A_- \approx -\frac{4m_{1-} R^2 g_C^3 \xi_- (1 + g_V^2 k_{1-}^2)}{im_- k_- k_{1-}},$$

$$D_- \approx B_- \approx \frac{k_- A_-}{g_C}.$$

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 (5) позволяют найти высокочастотную проводимость структуры:

$$\sigma = -\frac{\hbar\omega}{2aF^2} j[\psi_-(a)], \quad (6)$$

где $j[\psi_-(a)]$ — поток электронов из структуры в валентную зону. При малых относительно дна зоны проводимости энергиях электронов $E - E_{C0} \ll E_g$, $E_g = E_C - E_V$ и при $\xi = 0$ (эффективная масса электрона равна массе легкой дырки) (6) сводится к:

$$\sigma = \frac{16q^2 g_C^4 k_- M^2 R^2 (1 + g_V^2 k_{1-}^2) E_g 1n}{\pi L \omega^3 m^2 k_{1-}^3}. \quad (7)$$

При этом ширина нижнего резонансного уровня с энергией E_L

$$\Gamma = \frac{4k_{1-} k_- m_{1-} (E_L - E_C)}{\pi L g_C^2 R^2 m_- (1 + g_V^2 k_{1-}^2)}. \quad (8)$$

Полученные результаты интересны в двух отношениях.

Во-первых, при некоторой амплитуде высокочастотного поля, соответствующей $z = 1$, коэффициент отражения D в (5) обращается в нуль. При этой амплитуде все электроны, падающие на структуру с энергией, соответствующей центру верхнего уровня, переходят на нижний, туннелируя затем через второй потенциальный барьер в

валентную зону. Этот процесс полностью аналогичен поведению электронов при когерентном туннелировании через полностью однозонные двухбарьерные структуры [3,4].

Во-вторых, выбирая расположение зон в структуре так, чтобы верхний уровень энергии упирался в запрещенную зону правого полупроводника, а нижний уровень — левого, так как это показано на рисунке, можно добиться, чтобы ширина верхнего уровня определялась мощностью первого (входного) барьера, а нижнего мощностью второго — выходного. Это позволяет сделать нижний уровень шире верхнего, что невозможно при полностью однозонном транспорте.

При накачке структуры током с реальным распределением носителей по энергии расширение нижнего (выходного) уровня приводит к тому, что все более значительная часть электронов, попадающих на верхний уровень, может переходить на нижний с излучением кванта энергии. Можно легко показать, что при оптимальном соотношении ширины верхнего и нижнего уровней квантовая эффективность этого процесса может достигать 80%. При этом в условиях когерентного транспорта малосигнальная проводимость (7) может поддерживаться на достаточно высоком уровне для обеспечения приемлемого порогового тока.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 00-02-17119.

Список литературы

- [1] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // Science. 1994. V. 264. С. 553.
- [2] *Голант Е.И., Паиковский А.Б., Тагер А.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20 (21). С. 74.
- [3] *Голант Е.И., Паиковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63 (7). С. 559.
- [4] *Голант Е.И., Паиковский А.Б.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112 (7). С. 237.
- [5] *Yang R.Q.* // Superlattices Microstruct. 1995. V. 17. P. 77.
- [6] *Ohtani K., Ohno H.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. N 10. P. 1410.
- [7] *Halvorsen E., Galperin Y., Chao K.A.* // Phys. Rev. 2000. B. 61 (24). P. 16 743.
- [8] *Голант Е.И., Паиковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75 (2). С. 88.