

01;06;07

Двухчастотная лазерная генерация в трехбарьерных гетероструктурах с когерентным транспортом электронов

© *Е.И. Голант, А.А. Капралова, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский*

Научно-производственное предприятие „Исток“,
Фрязино, Московская область
E-mail: solidstate10@mail.ru
Научно-исследовательский институт „МЭИИТ МИЭМ“, Москва

Поступило в Редакцию 6 мая 2010 г.

Для несимметричных трехбарьерных структур с тонкими высокими барьерами аналитическое решение уравнения Шредингера, описывающее резонансные переходы между тремя равноудаленными квантовыми уровнями, обобщено на случай двухчастотного электрического поля. Показано, что структура может быть практически абсолютно прозрачна для электронов в широком диапазоне амплитуд приложенного электрического поля, а квантовая эффективность процесса на каждой из частот, с учетом конечной ширины уровней, может достигать 80%.

Одной из основных проблем при разработке квантовых каскадных лазеров остается снижение рабочих частот. При использовании прямых переходов это связано с тем, что расстояние между уровнями становится сравнимо с энергией фононов и для функционирования таких приборов требуется охлаждение по крайней мере до температур жидкого азота. Одним из путей преодоления этой проблемы является использование двухчастотных лазеров ИК-диапазона с выделением рабочей (разностной) частоты Hz-диапазона [1].

В связи с этим особый интерес представляет двухчастотный режим квантовых каскадных лазеров с когерентным транспортом электронов, квантовая эффективность которых, в случае однофотонных процессов, может в пределе достигать 80% [2], а в случае двухфотонных доходить до 160% [3]. Это намного превосходит квантовую эффективность обычных квантовых каскадных лазеров, квантовая эффективность которых

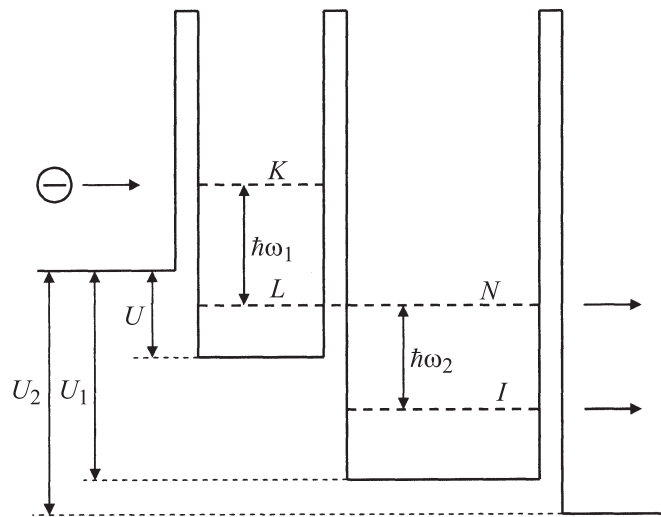


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма рассматриваемой трехбарьерной структуры.

обычно не превосходит обычно долей процента на одну рабочую ячейку [4].

Создание двухчастотного квантового каскадного лазера с двумя ячейками с разными рабочими частотами, соединенными через резервуар, в котором электроны термализуются, наталкивается на традиционные трудности.

В работе [3] были исследованы возможность создания одночастотного квантового каскадного лазера с когерентным транспортом электронов на трехбарьерной гетероструктуре с двухфотонными переходами в двух сильно связанных квантовых ямах и продемонстрированы большие потенциальные возможности такой схемы. Представляет интерес исследовать аналогичную структуру как возможный источник двухчастотного излучения.

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную гетероструктуру (рис. 1) с тонкими (δ -образными) барьерами, к которой приложено

однородное двухчастотное электрическое поле:

$$\begin{aligned} E(t) &= 2E_1 \cos \omega_1 t + 2E_2 \cos(\omega_2 t + \varphi) \\ &= E_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) + E_2(e^{i\omega_2 t + i\varphi} + e^{-i\omega_2 t - i\varphi}). \end{aligned}$$

Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов с энергией ε падает слева на резонансный уровень с номером K первой двухбарьерной структуры, частота ω_1 соответствует переходам на L уровень этой же структуры, один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры с номером N находится вблизи уровня L первой, образуя общий (расщепленный) резонансный уровень всей структуры, а во второй яме находится уровень с номером I на расстоянии $\hbar\omega_2$.

Ситуация, когда расстояния между уровнями одинаково рассматривались в работе [3], поэтому рассмотрим случай, когда расстояния между уровнями существенно отличаются

$$\hbar|\omega_1 - \omega_2| \gg \Gamma \quad (1)$$

(здесь Γ — максимальная ширина уровней), в этом случае переходы в каждой яме определяются только соответствующим полем.

Нестационарное уравнение Шредингера для такой системы имеет вид:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi, \\ H(x) &= U(\theta(x) - \theta(x - a)) + U_1(\theta(x - a) - \theta(x - a - l)) \\ &\quad + U_2\theta(x - a - l) + a\delta(x) + \alpha\rho\delta(x - a) + \alpha\gamma\delta(x - a - l), \\ H(x, t) &= -q[E_1(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + E_2(e^{i\omega_2 t + i\varphi} + e^{-\omega_2 t - i\varphi})] \\ &\quad \times [x(\theta(x) - \theta(x - a - l)) + (a + l)\theta(x - a - l)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь q , m^* — заряд и эффективная масса электрона, $\alpha = \varphi_b b$ — „мощность“ первого барьера, φ_b , b — его высота и ширина, $\theta(x)$ — единичная функция, γ , ρ — численные коэффициенты, a , l — расстояния между барьерами, U , U_1 и U_2 — величина скачка дна зоны проводимости

на барьерах. Решение ищем по теории возмущений с открытыми граничными условиями по всем каналам рассеяния [3,5], позволяющей строго учитывать уход электронов из структуры. При выполнении условия (1) можно показать, что вероятности переходов между уровнями зависят только от амплитуд высокочастотных полей и не зависят от сдвига фаз между ними. Поэтому, рассчитав аналогично [3,5] соответствующие поправки и просуммировав получившиеся ряды теории возмущений, можно показать, что волновая функция электронов имеет вид:

$$\psi(x, t) = \psi_K(x)e^{-i\omega_0 t} + \psi_{LN}(x)e^{-i(\omega_0 - \omega_1)t} + \psi_1(x)e^{-i(\omega_0 - \omega_1 - \omega_2)t}, \quad (3)$$

$$\psi_K(x) = \begin{cases} \exp(ik_0 x) + D \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z \sin(k_1(x - a)) + W \cos(k_1(x - a)), & a < x < a + l, \\ C \exp(ik_2(x - a - l)), & x > a + l, \end{cases}$$

$$D = \frac{1 + w - z}{1 + w + z}, \quad A = \frac{2y}{k} \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad B = 2 \frac{1 + w}{1 + w + z},$$

$$Z = \frac{2 \operatorname{ctg}(k_1 l)}{\rho} \frac{1 + w}{1 + w + z},$$

$$W = \frac{2(-1)^K}{\rho} \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad C = -\frac{2k_1}{\gamma \rho y \sin k_1 l} \frac{1 + w}{1 + w + z},$$

$$\psi_{LN}(x) = \frac{1}{1 + w + z}$$

$$\times \begin{cases} D_- \exp(kx), & x < 0, \\ A_- \sin(kx) + B_- \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z_- \sin(k_{1-}(x - a)) + W_- \cos(k_{1-}(x - a)), & a < x < a + l, \\ C_- \exp(ik_{2-}(x - a - l)), & x > a + l, \end{cases} \quad (4)$$

$$C_- = -\frac{4iqE_1 y^2 (\gamma + \rho - \gamma \xi \rho)}{m^* \omega_1^2 k_{2-}} = Z_- \frac{k_{1-}}{y} = \frac{W_-}{1 - \gamma \xi}$$

$$= \frac{D_-}{\gamma + \rho - \gamma \xi \rho} = A_- \frac{k_-}{y},$$

$$\psi_1(x) = \frac{1}{1+w+z}$$

$$\times \begin{cases} D_{--} \exp(k_1(x-a)), & 0 < x < a, \\ Z_{--} \sin(k_{1--}(x-a)) + W_{--} \cos(k_{1--}(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_{--} \exp(ik_{2--}(x-a-l)), & x > a+l, \end{cases}$$

$$D_{--} = W_{--} = \gamma C_{--} = Z_{--} \frac{k_{1--}}{y} = \frac{8qE_1E_2\gamma^3(\gamma+\rho+(-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)y^4}{(m^*)^2\omega_1^2\omega_2^2k_{2--}} e^{i\phi},$$

$$z = \left(\frac{2qE_1}{m^*\omega_1^2} \right)^2 \frac{(\gamma+\rho+(-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)^2 y^4}{k_0k_2},$$

$$w = \left(\frac{2qE_2}{m^*\omega_2^2} \right)^2 \frac{y^4\gamma^4}{k_{2--}k_{2--}}.$$

Здесь $y = 2m^*\alpha/\hbar^2$ — величина, пропорциональная мощности δ -образных барьеров, относительно которой суммируются ряды теории возмущений [2], k_i , k_{i-} , k_{i--} — соответствующие волновые векторы. При достаточно мощных барьерах и узких резонансных уровнях выполняется неравенство $y \gg k$. Коэффициент ξ определяется параметрами структуры и задается условием существования уровня: $\sin kl \approx -\xi k_{1-}/y$.

Видно, что, как и в случае одночастотных двухфотонных переходов [3], структура с тремя резонансными уровнями в сильном двухчастотном поле может стать полностью прозрачной для электронов. Это происходит при $z = 1 + w$, когда обращается в нуль коэффициент D в выражении (3), определяющий амплитуду отраженной волны. Вычисляя амплитуды уходящих из структуры волн, определяемые уравнениями (3), (4), можно видеть, что с ростом амплитуд высокочастотных полей, подчиняющихся соотношению $z = 1 + w$, практически все электроны, инжектируемые слева в центр верхнего резонансного уровня, уходят из структуры по нижнему уровню. Иными словами, для многоэнергетического потока электронов квантовая эффективность переходов приближается к 100%. При этом число фотонов разных частот, генерируемых в структуре, оказывается одинаковым. График коэффициента отражения электронов от структуры в зависимости от нормированных амплитуд полей z и w приведен на рис. 2. Видно,

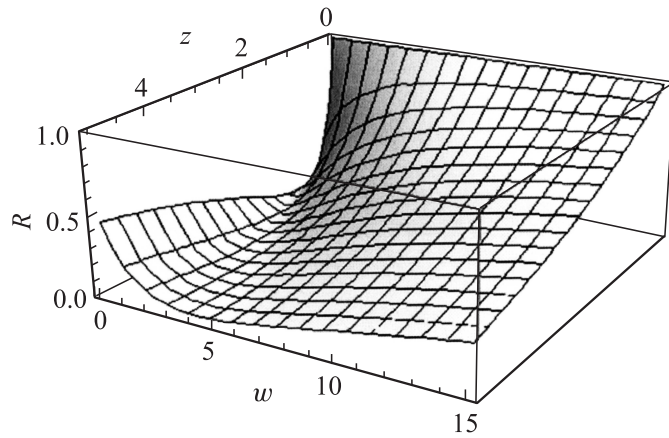


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от верхнего уровня трехбарьерной структуры с тремя резонансными уровнями от квадратов нормированных амплитуд высокочастотных полей (параметров z и w) в квантовых ямах.

что область практически полной прозрачности структуры оказывается достаточно широкой.

Учет реального распределения электронов по энергии в падающем на структуру потоке требует принятия во внимание конечной ширины уровней.

Для двухбарьерных структур в одночастотном режиме в [2] было показано, что при когерентных переходах с узкого на значительно более широкий уровень не все, а только около 80% электронов, инжектированных на узкий уровень, переходят на более широкий.

Преимуществом трехбарьерной структуры перед двухбарьерной является принципиальная возможность выбором рельефа дна зоны проводимости и толщины барьеров независимо варьировать ширины уровней. Поэтому верхний резонансный уровень можно сделать заметно уже среднего и нижнего. Учитывая, так же как в [2], конечность ширины уровней, можно показать, что до 80% электронов, инжектированных на верхний уровень, перейдет, излучив квант света, на средний уровень, а затем почти все эти электроны, отдав еще один фотон другой частоты, перейдут на нижний и покинут структуру.

Таким образом, показана принципиальная возможность создания двухчастотного ИК-лазера с весьма высокой (до 80%) квантовой эффективностью на каждой из частот на основе одиночно трехбарьерной гетероструктуры с баллистическим транспортом электронов. Для этого следует подобрать параметры трехбарьерной структуры так, чтобы средний и нижний резонансный уровни были заметно шире верхнего, и обеспечить нужное соотношение амплитуд высокочастотных полей в структуре, дающее (в соответствии с рис. 2) близкий к нулю коэффициент отражения электронов, инжектируемых на верхний энергетический уровень.

Список литературы

- [1] *Belkin M.A., Capasso F., Xie F., Belyanin A., Fisher M., Wittmann A, Faist J.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 201101-1-201101-3.
- [2] *Голант Е.И., Пашковский А.Б.* // ЖТФ. 1997. В. 112(7). С. 237.
- [3] *Голант Е.И., Капралова А.А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 8. С. 48–53.
- [4] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L.* // Science. 1994. V. 264. P. 553.
- [5] *Голант Е.И., Пашковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63(7). С. 559.