

06;07

## Когерентный квантовый каскадный лазер на комбинации четных и нечетных уровней трехбарьерной структуры

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

Государственное федеральное унитарное предприятие НПП „Исток“,  
Фрязино, Московская область  
E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 августа 2005 г.

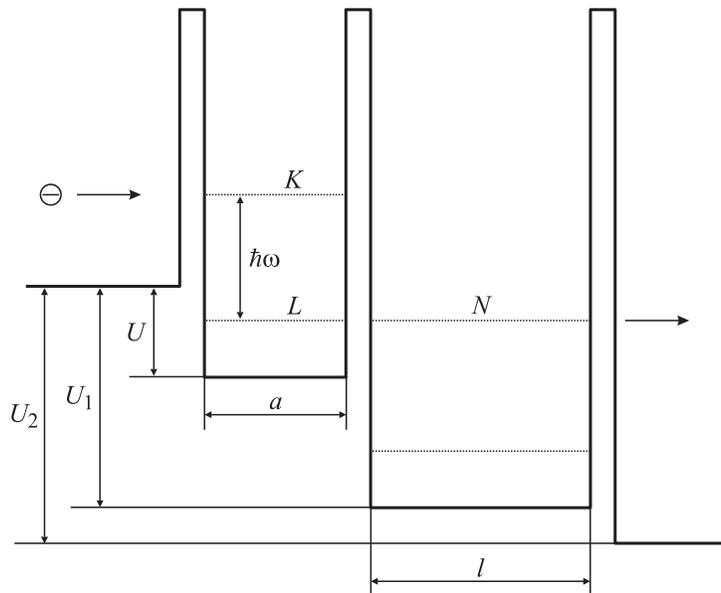
Показано, что для создания квантовых каскадных лазеров с когерентным (баллистическим) транспортом электронов целесообразно использовать трехбарьерные полупроводниковые гетероструктуры, у которых переходы электронов осуществляются на уровень трехбарьерной структуры, рождающийся из уровней смежных квантовых ям, имеющих разную четность волновых функций электронов. При этом можно добиться существенного расширения этого уровня по сравнению со случаем одной четности, что, в свою очередь, позволяет облегчить условия когерентного транспорта электронов и увеличить интегральную отрицательную динамическую проводимость структуры.

PACS: 42.55.-f

Одним из основных препятствий, лежащих на пути практической реализации предложенного в [1] полупроводникового лазера THz-диапазона на межподзонных переходах при когерентном транспорте электронов, является необходимость обеспечения когерентности электронов при достаточно высокой активной отрицательной динамической проводимости (ОДП) полупроводниковой структуры [2].

Проблема заключается в том, что в квантовых ямах ширина энергетического уровня резко падает с уменьшением его номера и попытка увеличить проводимость структуры путем увеличения толщины барьеров быстро приводит к нарушению когерентности, поскольку при этом увеличивается время жизни электронов на нижнем уровне [2].

Использование вертикальных переходов в трехбарьерных полупроводниковых структурах с двумя квантовыми ямами позволяет поднять ОДП по сравнению с двухбарьерными [3,4], однако проблема



Схематическая зонная диаграмма трехбарьерной структуры.

медленного ухода электронов с нижнего уровня остается и в этом случае.

В настоящей заметке показывается, что эта проблема решается путем совмещения уровней энергии разной четности, расположенных в смежных квантовых ямах трехбарьерной полупроводниковой структуры.

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную структуру (см. рисунок) с тонкими ( $\delta$ -образными) барьерами, к которой приложено однородное высокочастотное электрическое поле, изменяющееся со временем по закону  $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ . Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов с энергией  $\epsilon$  падает слева на резонансный уровень с номером  $K$  первой двухбарьерной структуры, частота высокочастотного поля соответствует переходам на  $L$  уровень этой же структуры (см. рисунок), и один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры с номером  $N$  находится вблизи уровня  $L$  первой, образуя общий резонансный уровень всей структуры. Тогда

нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi,$$

$$H(x) = U(\theta(x) - \theta(x - a)) + U_1(\theta(x - a) - \theta(x - a - l)) \\ + U_2\theta(x - a - l) + \alpha\delta(x) + \alpha\rho\delta(x - a) + \alpha\gamma\delta(x - a - l),$$

$$H(x, t) = -qE \left[ x(\theta(x) - \theta(x - a - l)) + (a + l)\theta(x - a - l) \right] (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (1)$$

Здесь  $q$ ,  $m^*$  — заряд и масса электрона;  $\alpha = \varphi_b b$  — мощность первого барьера;  $\varphi_b$ ,  $b$  — его высота и ширина;  $\theta(x)$  — единичная функция;  $\gamma$ ,  $\rho$  — численные коэффициенты;  $a$ ,  $l$  — расстояния между барьерами;  $U$ ,  $U_1$  и  $U_2$  — величины скачков дна зоны проводимости на барьерах. В приближении малого сигнала поправка первого порядка  $\Psi_1$  к волновой функции основного состояния имеет временную зависимость [3]  $\Psi_1 = \Psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \Psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t}$ , соответствующую испусканию и поглощению фотона с энергией  $\hbar\omega$ . При частоте, соответствующей переходам электронов на нижний уровень, поправка к волновой функции, соответствующая поглощению фотонов  $\Psi_+$ , мала, а определитель системы уравнений [4] для определения коэффициентов  $\Psi_-$  при соблюдении условий

$$\cos k_- a \approx (-1)^L, \quad \cos k_{1-} l \approx (-1)^N,$$

$$\sin k_- a \approx -\frac{k_-}{y} \left( \beta + \frac{\Delta\beta}{y} \right), \quad \sin k_{1-} l \approx -\frac{k_{1-}}{y} \left( \xi + \frac{\Delta\xi}{y} \right),$$

$$\beta = \frac{1 + \rho + \gamma + \gamma\xi + (-1)^{L+1} \gamma\xi\rho}{\gamma + \rho + (-1)^{L+1} \gamma\xi\rho} (-1)^L,$$

$$\Delta\beta = (-1)^{L+1} k_- - \frac{\gamma^2 \Delta\xi}{(\gamma + \rho + (-1)^{L+1} \gamma\xi\rho)^2} \quad (2)$$

становится мал по большому резонансному параметру  $y = 2m^* \alpha / \hbar^2$ , здесь  $k$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  — волновые векторы в первой яме, второй яме и в полупространстве справа от структуры, знак минус в индексах соответствует волновым векторам электронов, перешедших на нижний

уровень,  $\kappa$  — коэффициент затухания волновой функции электронов, испустивших фотон  $\hbar\omega$  в области до структуры.

При достаточно мощных барьерах в структуре с резонансными уровнями  $y \gg k$  и  $y \gg k_-$ . При малых отклонениях энергии электронов от резонансной (соответственно величины волновых векторов на  $\delta k_-$ ,  $\delta k_{1-}$ ) равен

$$\Delta = \frac{ik_-k_{1-}k_{2-}(-1)^{2L+N+1}}{\gamma + \rho + (-1)^{2L+N+1}\gamma\xi\rho} - y^3\gamma\rho\delta k_-a\delta k_{1-}l - \frac{y^2\left(k_- \gamma^2 \delta k_{1-}l + (-1)^{L+N}k_{1-}\delta k_-a(\gamma + \rho + (-1)^L\gamma\xi\rho)^2\right)}{\gamma + \rho + (-1)^L\gamma\xi\rho}. \quad (3)$$

Квадрат волновой функции уменьшается вдвое тогда, когда вдвое увеличивается квадрат определителя исходной системы. При  $L, N$  — одной четности и соблюдении условий  $k_-/y \ll 1$  предпоследним слагаемым в (3) можно пренебречь. В этом случае ширина нижнего уровня трехбарьерной структуры рассчитывается по формуле

$$\Gamma_L = \frac{\Gamma_{sim}^L}{2} \frac{k_{2-}}{k_- \left( \left( \frac{L}{Na} \right)^3 + (\gamma + \rho + (-1)^L\gamma\xi\rho)^2 \right)},$$

$$\Gamma_{sim}^L = \frac{4\pi L\hbar^2}{m^*a^2} \left( \frac{k_-}{y} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь и далее  $\Gamma_{sim}$  — ширина уровня с номером  $L$ ,  $\sigma_{sim}$  — резонансная малосигнальная проводимость, нормированная на единичную концентрацию в симметричной структуре шириной  $a$  с  $\delta$ -образными барьерами мощностью  $\alpha$  [2].

При  $L, N$  — разной четности сразу видно принципиальное отличие от случая уровней с одинаковой четностью: в последнем слагаемом (3) между членами с  $\delta k_{1-}l$  и  $\delta k_-a$  стоит знак минус, а не плюс, как в случае одинаковой четности. Поэтому можно подобрать параметры структуры так, что вся поправка к определителю будет мала по сравнению с последним слагаемым. В этом случае ширина уровня определяется выражением

$$\Gamma_L = \frac{\Gamma_{sim}^L}{2} \left( \frac{yk_{2-}}{\gamma\rho k_-^2} \right)^{1/2} \left( \frac{N}{L} \right)^{3/2} \left( \frac{a}{l} \right)^{9/4}. \quad (5)$$

Таким образом, оказывается, что ширина уровня пропорциональна не  $(k_-/y)^2$ , а  $(k_-/y)^{3/2}$ , т.е. резонансный уровень, образующийся при совмещении уровней разной четности в  $(y/k_-)^{1/2}$  раз шире, чем уровень, рождающийся из уровней одной четности. Так как величина  $(y/k_-)$  пропорциональна толщине (мощности) барьеров и является большим (резонансным) параметром, уширение нижнего уровня может быть весьма значительным — во много раз. Соответственно увеличивается и интегральная проводимость структуры.

Естественно, интегральная проводимость зависит не только от ширины нижнего уровня, но и от ширины верхнего уровня и функции распределения электронов вблизи его центра. Однако в простейшем случае, когда верхний уровень заметно шире нижнего, а функция распределения электронов  $f(\varepsilon)$  мало меняется при изменении энергии на величину порядка ширины верхнего уровня, интегральная проводимость растет пропорционально ширине нижнего уровня:

$$\sigma_{int} = 4\sigma_{sim}\Gamma_{sim}^L \left(\frac{y}{\gamma\rho k_{2-}}\right)^{1/2} \left(\frac{L}{N}\right)^{1/2} \left(\frac{l}{a}\right)^{3/4} \frac{\pi f(\varepsilon)}{2},$$

$$\sigma_{sim} = -\frac{16q^2 m^* \alpha^4}{\pi L \hbar^6 \omega^3}. \quad (6)$$

Таким образом, показано, что при резонансных переходах электронов в несимметричной трехбарьерной структуре на уровень, получающийся совмещением уровней, имеющих в отдельных ямах разную четность, ширина уровня, а соответственно, и интегральная проводимость всей структуры могут быть во много раз больше, чем при переходах на уровень, рождающийся из уровней одной четности. Соответственно существенно уменьшается время жизни электронов, а значит, легче обеспечиваются условия ухода электронов из структуры без столкновения с фононами. Кроме того, при определенных параметрах структуры достигается значительное увеличение ее интегральной проводимости, поэтому подобные структуры могут быть весьма перспективными для создания квантовых каскадных лазеров [5] с баллистическим (когерентным) транспортом электронов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 04-02-17177).

## Список литературы

- [1] Голант Е.И., Пашковский А.Б., Тагер А.С. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 74–79.
- [2] Беляева И.В., Голант Е.И., Пашковский А.Б. // ФТП. 1997. Т. 31. № 2. С. 137–144.
- [3] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63 (7). С. 559.
- [4] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 6. С. 372–377.
- [5] Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. // Rep. Prog. Phys. 2001. V. 64. P. 1533–1601. IOP Publishing Ltd.