

Резонансное прохождение электронов через трехбарьерные структуры в двухчастотном электрическом поле

© А.Б. Пашковский

Научно-производственное предприятие „Исток“,
141190 Фрязино, Россия

(Получена 22 июня 2010 г. Принята к печати 1 декабря 2010 г.)

Для несимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных структур с тонкими высокими барьерами решение уравнения Шредингера, описывающее резонансные переходы между тремя равноудаленными квантовыми уровнями в сильном одночастотном электрическом поле, обобщено на случай разного расстояния между уровнями и двухчастотного поля, с частотами, соответствующими резонансным переходам в каждой из связанных квантовых ям. Показано, что в условиях когерентного транспорта электронов независимо от параметров структуры для любой амплитуды сильного резонансного поля в первой яме существует такая амплитуда резонансного поля во второй яме, что структура становится абсолютно прозрачной, и большинство электронов (в пределе — все), падающих на верхний резонансный уровень, может отдавать два фотона разной частоты и уходить из структуры по нижнему уровню без промежуточного взаимодействия с фононами. Вероятность переходов сильно зависит от амплитуд полей и не зависит от сдвига фаз между ними. Обнаружена возможность практически полной блокировки резонансных переходов в первой яме высокочастотным полем во второй.

1. Введение

Многobarьерные квантовые структуры с приложенным высокочастотным полем привлекают внимание исследователей как большим числом физических эффектов [1–4], так и перспективностью использования таких систем в квантовых каскадных лазерах — бурно развивающихся в последние годы источниках ТГц-излучения [5–7]. Одна из основных проблем в этой области — понижение рабочих частот приборов. 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 основных путей решения этой проблемы стало использование разностной частоты при переходах в структурах с двумя различными резонансными частотами [8] — прием, широко используемый в лазерной технике уже много лет [9,10]. Особый интерес эта ситуация приобретает для структур с когерентным (бесстолкновительным) транспортом электронов, которые по оценкам могут иметь квантовую эффективность на уровне десятков процентов [11]. Надо отметить, что квантовая эффективность одной рабочей ячейки лазера на межподзонных переходах, работающего в режиме некогерентного транспорта электронов, когда на каждый излучательный переход электронов между рабочими уровнями (подзонами) активного участка полупроводниковой структуры приходится несколько безызлучательных переходов, вызываемых фононами, обычно не превосходит долей процента [5–7].

Ранее в работе [12] были исследованы одночастотные двухфотонные переходы в несимметричных трехбарьерных структурах. Оказалось, что при определенных пара-

метрах квантовых ям такие структуры могут быть практически прозрачными в широком диапазоне амплитуд высокочастотного поля, что принципиально отличает многофотонный процесс рассеяния от рассмотренных ранее однофотонных, а квантовая эффективность таких переходов может вдвое превосходить максимальную квантовую эффективность переходов между соседними уровнями и в пределе достигать 160%.

Далее вниманию читателей будет представлено обобщение данных результатов на случай двухчастотных резонансных переходов, которые представляют большой интерес как возможностью важного практического применения в системах со смешением частот, так и весьма любопытными физическими эффектами.

2. Результаты расчетов

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную структуру с тонкими (δ -образными) барьерами (рис. 1), к которой приложено однородное высокочастотное электрическое поле

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

Моноэнергетический поток электронов с энергией ϵ падает слева на резонансный уровень с номером K первой двухбарьерной структуры, частота ω_1 соответствует переходам на уровень L этой же структуры, один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры с номером N находится вблизи уровня L первой, образуя общий расщепленный (двукратно вырожденный) резонансный уровень всей структуры, а во второй яме еще ниже находится уровень с номером I . Частота ω_2 соответствует переходам с уровня N на уровень I .

✉ E-mail: solidstate10@mail.ru

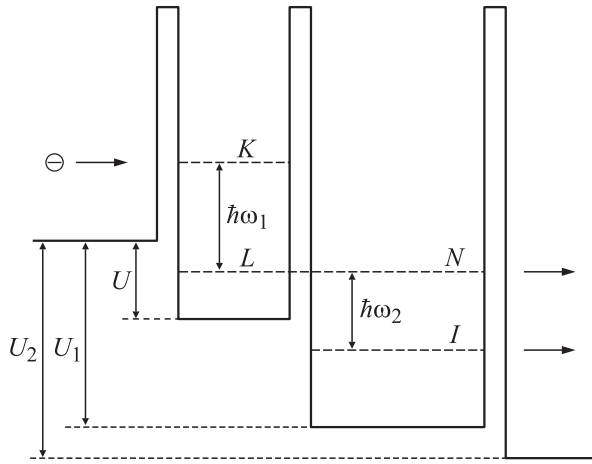


Рис. 1. Зонная диаграмма рассматриваемой трехбарьерной структуры (схема).

В переходах участвует только один из расщепленных уровней [12], так как второй отстоит от него хотя и на малое, но обычно заметно превышающее ширину уровня расстояние [13]. Современные технологии давно позволяют создавать барьеры столь малой толщины [14,15], что электронный транспорт через резонансные структуры может быть баллистическим в достаточно широком интервале изменения толщин барьеров, поэтому рассеянием внутри структуры, а соответственно и переходами между расщепленными уровнями пренебрегается. Поэтому далее во избежание путаницы для простоты будем говорить только об одном среднем уровне LN, на который совершаются переходы.

Ситуация, когда расстояния между уровнями одинаковы, рассматривалась в работе [12], поэтому рассмотрим случай, когда расстояние между уровнями существенно отличается:

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

(здесь Γ — максимальная из ширин уровней, ω_1 и ω_2 — частоты резонансных переходов в первой и второй ямах соответственно); в этом случае переходы в каждой яме определяются только полем соответствующей частоты.

Нестационарное уравнение Шредингера для такой системы имеет вид

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

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

$$H(x, t) = -q[E_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) + E_2(e^{i\omega_2 t + i\varphi} + e^{-i\omega_2 t - i\varphi})] \times [x(\theta(x) - \theta(x-a-l)) + (a+l)\theta(x-a-l)]. \quad (2)$$

Здесь q, m^* — заряд и 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 — величины скачков дна зоны проводимости на барьерах. Далее структура расчетов во многом повторяет результаты работы [12], однако, во избежание недоразумений, так как поля, вызывающие переходы в первой и второй ямах, имеют разную частоту и сдвинуты по фазе относительно друг друга, а в [12] рассматривались строго синфазные переходы одинаковой частоты, часть выкладок имеет смысл воспроизвести. Решение задачи ищется по теории возмущений в резонансном приближении (предполагается, что волновая функция, соответствующая поглощению фотонов и переходам вверх с основного уровня, — мала). В этом случае волновая функция электронов имеет вид

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

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

$$\psi_{LN}(x) = F_1 \begin{cases} D_- \exp(\kappa x), & x < 0, \\ A_- \sin(k_- x) + B_- \cos(k_- x), & 0 < x < a, \\ Z_- \sin(k_{1-}(x-a)) + W_- \cos(k_{1-}(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_- \exp(ik_{2-}(x-a-l)), & x > a+l. \end{cases} \quad (4)$$

$$\psi_I(x) = F_2 \begin{cases} D_{--} \exp(\kappa_1(x-a)), & 0 < x < a, \\ Z_{--} \sin(k_{1--}(x-a)) + W_{--} \cos(k_{1--}(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_{--} \exp(ik_{2--}(x-a-l)), & x > a+l. \end{cases}$$

При достаточно мощных барьерах, а только при таких барьерах вообще и имеет смысл говорить о системе с резонансными уровнями, в отсутствие переменного электрического поля коэффициенты волновой функции (4) равны:

$$F_1 = F_2 = 0, \quad D = D_0 = 1, \quad B = B_0 = 2,$$

$$A = A_0 = 2y/k, \quad W = W_0 = \frac{2(-1)^K}{\rho},$$

$$Z = Z_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}(k_1 l)}{\rho}, \quad C = C_0 = -\frac{2k_1}{\gamma\rho y \sin k_1 l}. \quad (5)$$

Здесь k_i — соответствующие волновые векторы на каждом уровне и в соответствующей области пространства, $y = 2m^* \alpha / \hbar^2$ — величина, которая в структурах с δ -образными барьерами выступает в роли резонансного

параметра [16]. При достаточно мощных барьерах и соответственно узких резонансных уровнях $y \gg k$.

Общий резонансный уровень LN задается условиями [12]:

$$\begin{aligned} \cos k_{-a} &\approx (-1)^L, \quad \cos k_{1-l} \approx (-1)^N, \\ \sin k_{-a} &\approx -\frac{k_{-}}{y} \left(\beta + \frac{\Delta\beta}{y} \right), \\ \sin k_{1-l} &\approx -\frac{k_{1-}}{y} \left(\xi + \frac{\Delta\xi}{y} \right), \\ \beta &= \frac{1 + \rho + \gamma + \gamma\xi + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho}{\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho} (-1)^L, \\ \Delta\beta &= (-1)^{L+1}\kappa - \frac{\gamma^2\Delta\xi}{(\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициенты волновой функции на среднем уровне, рассчитанные в первом порядке теории возмущений ($F_1 = 1$), имеют вид [12]

$$\begin{aligned} C_{-} &= -\frac{4iqE_1y^2(\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)}{m^*\omega_1^2k_{2-}} \\ &= Z_{-} \frac{k_{1-}}{\gamma y} = \frac{W_{-}}{1 - \gamma\xi}, \\ D_{-} &= -\frac{4iqE_1y^2(\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)^2}{m^*\omega_1^2k_{2-}} = B_{-} = A_{-} \frac{k_{-}}{y}, \end{aligned} \quad (7)$$

а коэффициенты волновой функции на нижнем уровне, рассчитанные во втором порядке теории возмущений ($F_1 = F_2 = 1$):

$$\begin{aligned} D_{--} &= W_{--} = \gamma C_{--} = Z_{--} \frac{k_{1--}}{y} \\ &= \frac{8qE_1E_2\gamma^3(\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)y^4}{(m^*)^2\omega_1^2\omega_2^2k_{2-}k_{2--}} e^{i\varphi}. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что в коэффициенты волновой функции на нижнем уровне входит фазовый множитель $e^{i\varphi}$. Рассчитав поправку второго порядка к волновой функции основного состояния, можно получить, что внутри структуры и за ней

$$\psi_2(x) = -z\psi_0(x), \quad (9)$$

где

$$z = \left(\frac{2qE_1}{m^*\omega_1^2} \right)^2 \frac{(\gamma + \rho + (-1)^{L+1}\gamma\xi\rho)^2 y^4}{k_0 k_{2-}}. \quad (10)$$

В третьем порядке теории возмущений можно считать поправку к волновой функции электронов на среднем резонансном уровне:

$$\psi_{LN}(x) \approx \psi_{-}(x) - (z + w)\psi_{-}(x). \quad (11)$$

Здесь коэффициент z отвечает за вклад верхнего резонансного уровня,

$$w = \left(\frac{2qE_2}{m^*\omega_2^2} \right)^2 \frac{y^4\gamma^4}{k_{2-}k_{2--}} \quad (12)$$

— нижнего.

Нужно сразу сделать одно важное замечание: несмотря на то что высокочастотные поля, отвечающие за переходы в первой и второй квантовых ямах, сдвинуты относительно друг друга по фазе на угол φ , в волновую функцию среднего уровня фазовый сдвиг никак не входит.

Процедуру расчета поправок более высоких порядков можно продолжить и получить волновую функцию на каждом резонансном уровне в виде постоянных множителей и знакопеременных рядов:

$$\begin{aligned} 1 - (z + w) + (z + w)^2 - (z + w)^3 + \dots \\ + (-1)^{n+1}(z + w)^n \dots = 1/(1 + z + w) \end{aligned} \quad (13)$$

для среднего и нижнего резонансного уровней и

$$\begin{aligned} 1 - z + z(z + w) - z(z + w)^2 + \dots \\ + (-1)^n z(z + w)^n \dots = (1 + w)/(1 + z + w) \end{aligned} \quad (14)$$

для верхнего. Таким образом, в сильном поле коэффициенты волновой функции электронов (4) принимают вид

$$\begin{aligned} D &= D_0 - \frac{2D_0z}{1 + z + w} = D_0 \frac{1 + w - z}{1 + w + z}, \\ A &= A_0 \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad B = B_0 \frac{1 + w}{1 + w + z}, \\ Z &= Z_0 \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad W = W_0 \frac{1 + w}{1 + w + z}, \\ C &= C_0 \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad F_1 = F_2 = \frac{1}{1 + w + z}; \end{aligned}$$

отношение потока электронов, уходящих по нижнему уровню, к потоку электронов, уходящих по среднему, равно

$$\frac{j_{--}}{j_{-}} = \frac{k_{2--}|C_{--}|^2}{k_{2-}|C_{-}|^2} = \left(\frac{2qE_2}{m^*\omega_2^2} \right)^2 \frac{\gamma^4 y^4}{k_{2--}k_{2-}} = w, \quad (16)$$

а для коэффициента отражения от структуры R и коэффициентов прохождения по среднему T_{LN} и нижнему резонансному уровню T_l получаем

$$\begin{aligned} R &= \left(\frac{1 + w - z}{1 + w + z} \right)^2, \quad T_{LN} = \frac{4z}{(1 + w + z)^2}, \\ T_l &= \frac{4zw}{(1 + w + z)^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Как уже отмечалось, рассматриваемая ситуация, несмотря на похожую трехбарьерную структуру и похожие итоговые выражения, принципиальным образом отличается от случая рассмотренной ранее структуры с равноудаленными уровнями [12].

При равноудаленных уровнях и одинаковой энергии фотонов, вызывающих переходы в каждой квантовой яме, поле в первой яме то же, что и во второй; и с ростом амплитуды поля интенсивность переходов в каждой яме меняется строго в соответствии с изменением амплитуды. Соответственно квадрат нормированной амплитуды поля в первой яме z пропорционален квадрату нормированной амплитуды поля во второй яме w , а величина пропорциональности определяется только параметрами трехбарьерной структуры. Кроме того, поля в первой и второй яме строго синфазны, так как это одно и то же поле.

В данном же случае при разных частотах переходов и выполнении условия (1) поле $E_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t})$ вызывает переходы только в первой яме, а поле $E_2(e^{i\omega_2 t + i\varphi} + e^{-i\omega_2 t - i\varphi})$ — только во второй.

Можно ожидать, что переходы во второй яме будут оказывать слабое влияние на переходы в первой, они будут зависеть от исходного сдвига фаз между полями разной частоты и носить модулированный с разностной частотой характер. Однако, как уже отмечалось выше, фазовый сдвиг никак не входит ни в выражения для потоков, ни в итоговые волновые функции на верхнем и среднем уровнях. Нигде в явном виде не появляется и разностная частота, тогда как амплитуды полей входят везде. В то же время квантовые ямы в такой структуре сильно связаны, волновая функция электронов в них абсолютно когерентна, поэтому полная независимость вероятности переходов от фазового сдвига между полями или отсутствие хотя бы медленных осцилляций с разностной частотой — выглядят достаточно неожиданно. Особенно с учетом того, что если в большинстве случаев фазовый множитель в волновой функции — величина ненаблюдаемая, то фазовый сдвиг между высокочастотными электрическими полями — величина вполне реальная.

Таким образом, несмотря на сильную связь между квантовыми ямами трехбарьерной структуры (общий резонансный уровень) и полную независимость высокочастотных электрических полей, вызывающих переходы в первой и второй ямах:

- 1) переходы во второй яме оказывают сильное влияние на переходы в первой яме;
- 2) вероятность переходов абсолютно не зависит ни от сдвига фаз между этими полями, ни от разностной частоты.

Если первый эффект выглядит вполне предсказуемо, то второй, на первый взгляд, кажется абсолютно абсурдным, так как при полях одинаковой амплитуды, но в противофазе в разных ямах и одинаковой частоте переходов, суммарное поле равно нулю и переходы вообще отсутствуют. Но в этом случае поля в разных ямах нельзя рассматривать независимо — поле в первой яме вызывает резонансные переходы и во второй, что противоречит условию (1) независимости переходов.

Полная независимость полей приводит к еще одному неожиданному эффекту, который невозможен в структурах с одночастотными переходами.

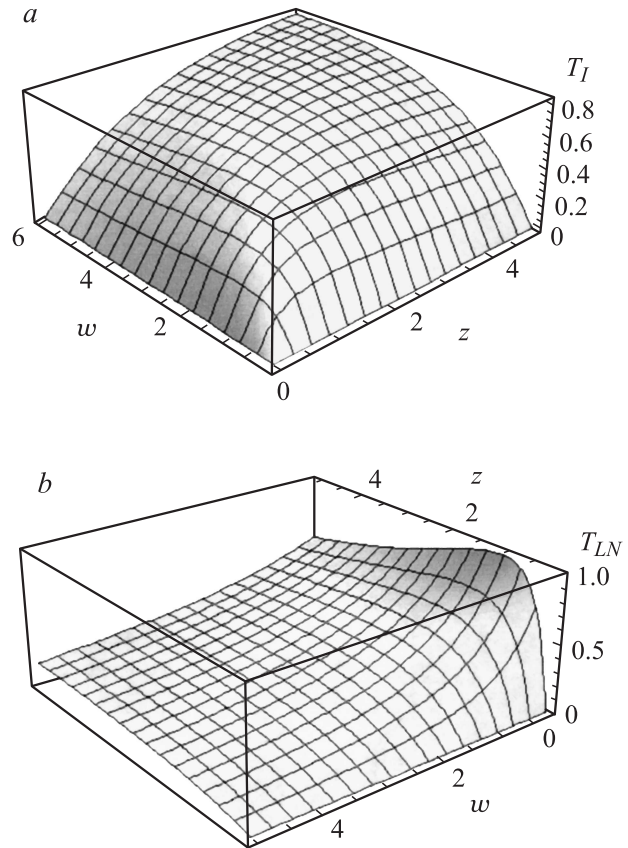


Рис. 2. Зависимости коэффициентов прохождения трехбарьерной структуры с тремя резонансными уровнями от квадратов нормированных амплитуд высокочастотных полей (параметров z и w) в квантовых ямах: a — по нижнему резонансному уровню T_I , b — по среднему резонансному уровню T_{LN} .

Из анализа выражений для коэффициентов отражения и прохождения (17) следует, что для любых трехбарьерных структур с общим средним резонансным уровнем и уровнями в соседних ямах, находящимися на разном расстоянии от общего уровня, в условиях когерентного транспорта электронов, независимо от параметров структуры, для любой амплитуды сильного резонансного поля в первой яме существует такая амплитуда резонансного поля во второй яме, что структура становится абсолютно прозрачной.

Под сильным полем подразумевается, что величина его нормированной амплитуды $z \geq 1$, тогда может выполняться условие полной прозрачности $w = z - 1$. Условия когерентного (бесстолкновительного) транспорта электронов могут быть достигнуты как за счет уменьшения толщин барьеров (такой путь актуален для приборного применения), так и за счет охлаждения структуры (при достаточном охлаждении когерентным можно сделать транспорт в любой структуре). Зависимость коэффициента прохождения от нормированных амплитуд поля в первой и второй ямах приведена на рис. 2.

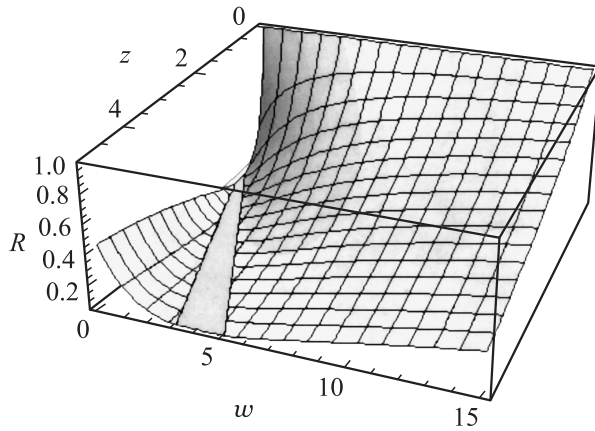


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R от верхнего уровня трехбарьерной структуры с тремя резонансными уровнями от квадратов нормированных амплитуд высокочастотных полей (параметров z и w) в квантовых ямах. Область $R < 1\%$ не заштрихована.

С ростом амплитуды высокочастотного поля во второй яме доля электронов, уходящих из структуры по нижнему резонансному уровню (16), быстро возрастает (рис. 3). Таким образом, при любом достаточно сильном поле в первой яме, подобрав амплитуду поля во второй яме ($z \approx w \gg 1$), мы имеем абсолютно прозрачный канал двухфотонного рассеяния с разными частотами фотонов, когда большинство электронов (в пределе — все), падающих на центр верхнего резонансного уровня, отдадут два фотона разной частоты и уходят из структуры по нижнему резонансному уровню без промежуточного взаимодействия с фотонами. Естественно, с ростом амплитуд СВЧ-полей мы сразу попадаем за радиус сходимости рядов (13), (14) — $|z + w| < 1$, однако, как было показано ранее [17], для таких систем полученная волновая функция является решением задачи далеко за радиусом сходимости соответствующего ряда (область применимости решения $z \approx y^2/k^2 \gg 1$).

Можно показать, что условие на коэффициент отражения $R < \xi$ выполняется в диапазоне изменения параметра w при фиксированном параметре z или в диапазоне изменения параметра z при фиксированном параметре w :

$$\Delta w = \frac{4\sqrt{\xi}}{1-\xi} z, \quad \Delta z = \frac{4\sqrt{\xi}}{1-\xi} z. \quad (18)$$

Для случая резонансных переходов только между двумя уровнями (амплитуда поля E_2 во второй яме равна 0, $w = 0$, $z = 1$) область изменения параметра z , при которой $R < \xi$, составляет

$$\Delta z = \frac{4\sqrt{\xi}}{1-\xi}. \quad (19)$$

Условие на изменение параметра w выполняется только при $z > 1 + 2\sqrt{\xi}$, при $z = 1$ ширина интервала уменьшается вдвое $\Delta w = 2\sqrt{\xi}/(1-\xi)$.

Соответственно с ростом амплитуд высокочастотных полей для электронов, падающих на структуру, область практически полной прозрачности по амплитуде поля увеличивается (рис. 3) и становится весьма широкой. Например, при отражении всего 1% электронов ($\xi = 0.01$) интервал изменения нормированного квадрата амплитуды высокочастотного поля во второй яме составляет $\Delta w \approx 0.4z$.

Наблюдается еще один, возможно, не менее интересный эффект — резонансные переходы в структуре и их уход по среднему уровню могут быть практически полностью заблокированы высокочастотным полем во второй яме. Так, при росте амплитуды поля, вызывающего переходы во второй яме, и выполнении условия $w \gg z$ практически все электроны отражаются от структуры, несмотря на то что поле E_2 переходов в первой яме не вызывает. Аналогично, структура оказывается практически полностью запертой при сильном поле в первой яме $z \gg w$, однако этот эффект выглядит вполне предсказуемым и просто соответствует уменьшению коэффициента прохождения с ростом амплитуды высокочастотного электрического поля при одночастотных переходах между двумя уровнями [12].

3. Заключение

Для несимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных структур с тонкими высокими барьерами аналитическое решение уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями по всем каналам рассеяния, описывающее резонансные переходы между тремя равноудаленными квантовыми уровнями в сильном одночастотном электрическом поле, обобщено на случай разного расстояния между уровнями и двухчастотного поля, с частотами, соответствующими резонансным переходам в каждой из связанных квантовых ям.

Показано, что независимо от параметров структуры в условиях когерентного транспорта электронов для любой амплитуды сильного резонансного поля в первой яме существует такая амплитуда резонансного поля во второй яме, что структура становится абсолютно прозрачной. Доля электронов, уходящих из структуры по нижнему резонансному уровню, быстро увеличивается с ростом амплитуды высокочастотного поля во второй яме, поэтому при любом достаточно сильном поле в первой яме, подобрав амплитуду поля во второй яме, можно получить абсолютно прозрачный канал двухфотонного рассеяния с разными частотами фотонов, когда большинство электронов (в пределе — все), падающих на центр верхнего резонансного уровня, отдаст два фотона разной частоты и уходит из структуры по нижнему резонансному уровню. В то же время существуют условия, при которых возможна практически полная блокировка резонансных переходов в первой яме высокочастотным полем во второй. Вероятность переходов сильно зависит от амплитуд полей и абсолютно не зависит ни от разностной частоты, ни от сдвига фаз между полями.

Список литературы

- [1] М.Ю. Сумецкий, М.Л. Фельштын. Письма ЖЭТФ, **53** (1), 24 (1991).
- [2] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **63** (7), 559 (1996).
- [3] А. Гельвич, Е.И. Голант, И.В. Кузнецова, А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **29** (13), 64 (2003).
- [4] M. Buttiker M., Landauer R. Phys. Rev. Lett., **49** (23), 1739 (1982).
- [5] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco. Science, **264**, 553 (1994).
- [6] S. Blaser, M. Rochat, M. Beck, J. Faist. Phys. Rev. B, **61** (12), 8369 (2000).
- [7] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Rep. Prog. Phys., **64**, 1533 (2001), IOP Publishing Ltd.
- [8] M.A. Belkin, F. Capasso, F. Xie, A. Belyanin, M. Fischer, A. Wittmann, J. Faist. Appl. Phys. Lett., **92**, 201 101 (2008).
- [9] О. Звелто. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1990).
- [10] Ю. Айхлер, Г-И. Айхлер. *Лазеры. Исполнение, управление, применение* (М., Техносфера, 2008).
- [11] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. ЖЭТФ, **112** (7), 237 (1997).
- [12] А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **89** (1), 32 (2009).
- [13] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. ФТП, **36** (3), 330 (2002).
- [14] T.C.L.G. Sollner, W.D. Goodhue, P.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck. Appl. Phys. Lett., **43** (6), 588 (1985).
- [15] E.R. Brown, T.C.L.G. Sollner, C.D. Parker, W.D. Goodhue, C.L. Chen. Appl. Phys. Lett., **55** (17), 1777 (1989).
- [16] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981).
- [17] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. Теоретическая и математическая физика, **120** (2), 332 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

Resonant transmission of electrons through a three-barrier structure in the two-frequency electric field

A.V. Pashkovskii

Scientific-technological Enterprise Istok,
141190 Fryazino, Russia

Abstract The solution of the Schrodinger equation, which describes the resonant transitions between three equidistant quantum levels in the three-barrier resonant tunneling structure with a thin high barriers in a strong single-frequency electric field is generalized to the case of different distances between the levels and dualfrequency fields with frequencies appropriate resonant transitions in each of the coupled quantum wells. It is shown that under conditions of coherent electron transport regardless of the structure, for any amplitude of the strong resonant field in the first well there is the amplitude of the resonant field in the second well, the structure becomes completely transparent. In this case, the majority of the electrons incident on the upper resonance level (in the limit – all of them) can give two photons of different frequencies and leave the structure on the lower level without an intermediate interaction with phonons. Discovered the possibility of almost total blockage of the resonance transitions in the first quantum well by high-frequency field in the second.