

Влияние виртуальных переходов в высокочастотном поле на электронный транспорт в трехбарьерных структурах

А. Б. Пашковский

Государственное научно-производственное предприятие “Исток”, 141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2001 г.

После переработки 4 мая 2001 г.

Для трехбарьерных наноструктур рассчитана высокочастотная проводимость при резонансных диагональных переходах. Показано, что в ряде случаев пренебрежение переходами на боковые нерезонансные квазиуровни в высокочастотном электрическом поле приводит к завышению проводимости в максимуме на 60%, увеличению ширины линии более чем на 40%, а интегральной проводимости почти в 2.5 раза. При этом коэффициент прохождения, рассчитанный с учетом боковых сателлитов, составляет не 1, а примерно 0.6.

PACS: 73.40.-c

При теоретическом исследовании электронного транспорта через резонансные уровни трехбарьерных структур в высокочастотном электрическом поле обычно используется двухуровневое приближение, то есть представление волновой функции электрона в структуре в виде $\psi(x, t) = b_K(t)\psi_K(x)e^{-i\omega_K t} + b_L(t)\psi_L(x)e^{-i\omega_L t}$, где L и K – номера уровней энергии, между которыми совершаются переходы. Компоненты волновой функции с частотами, не находящимися вблизи ω_L и ω_K , отбрасываются как “нерезонансные”. При диагональных переходах это (из нескольких абстрактных предположений) обосновывается тем (см., например, [1, 2]), что, во-первых, переходы в область энергий $\hbar\omega_K + n\hbar\omega$ и $\hbar\omega_L - n\hbar\omega$ (где $\omega = \omega_K - \omega_L$ – частота возмущающего поля, n – натуральные числа, см. рис.1) малы как нерезонансные, а, во-вторых, уход электронов с этих квазиуровней за пределы структуры мал.

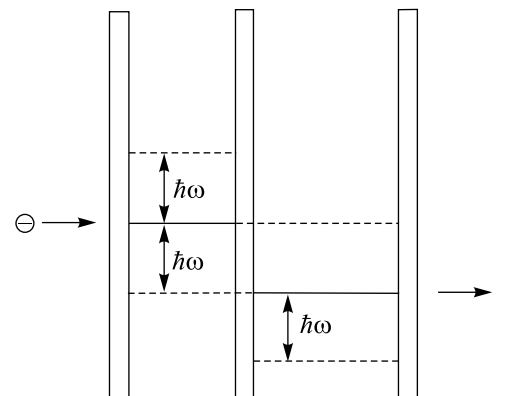


Рис.1. Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемой трехбарьерной структуры

Возникает вопрос, имеющий как принципиальный физический, так, возможно, и существенный практический интерес, могут ли по сути дела безызлучательные переходы (так как по квазиуровням $\hbar\omega_K + n\hbar\omega$ и $\hbar\omega_L - n\hbar\omega$ практически нет ухода из структуры, то каждому переходу снизу вверх соответствует переход сверху вниз, в принципе, можно говорить о виртуальных переходах) внутри структуры влиять на наблюдаемые свойства структуры, такие, например, как коэффициент прохождения, высокочастотная проводимость или ширина линии взаимодействия. Если могут, то открывается перспектива исследования (а возможно, и использования) целого ряда аналогичных явлений, таких, например, как динамически связанные в высокочастотном поле состояния [3], если нет, то процесс описания диагональных переходов сильно упрощается – в подавляющем большинстве случаев оказывается достаточно двухуровневого приближения. Целью настоящей работы и является ответ на этот вопрос.

Представляется необходимым сделать два общих замечания. Во-первых, использование резонансного двухуровневого приближения в структуре с непроницаемыми внешними барьерами вполне обосновано [4, 5], естественно, пока частота возмущающего поля достаточно близка к расстоянию между уровнями. Однако в структурах с конечной прозрачностью барьеров энергетический спектр структуры становится непрерывным и волновая функция электрона в установившемся режиме (в масштабе времени, большем туннельного времени жизни электрона в структуре) может существенно отличаться от волновой функции электрона в замкнутой структуре и содержать компоненты с частотами $\omega_K + n\omega$ и $\omega_L - n\omega$,

переходы между которыми и уровнями с энергиями $\hbar\omega_K$ и $\hbar\omega_L$, как будет показано ниже, в отличие от случая замкнутой структуры, могут быть сравнимыми с переходами между резонансными компонентами $\hbar\omega_K$ и $\hbar\omega_L$.

Результаты численных расчетов. Рассмотрим простейшую несимметричную трехбарьерную структуру с тонкими (δ -образными) барьерами, к которой приложено однородное высокочастотное (ВЧ) электрическое поле, изменяющееся со временем по закону $F \cos \omega t = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$, $F = 2E$. Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов падает слева на резонансный уровень с номером K первой двухбарьерной структуры, частота ВЧ поля соответствует переходам на уровень L второй двухбарьерной структуры (см. рис.1). Тогда нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

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

$$H(x) = \alpha\delta(x) + \alpha\rho\delta(x-a) + \alpha\gamma\delta(x-a-l), \quad (1)$$

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

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.

Для частичного ответа на вопрос о влиянии виртуальных переходов на наблюдаемые свойства трехбарьерных структур проведем численное решение уравнения (1) по методике, подробно описанной в работах [3, 6] в двухуровневом и четырехуровневом приближении (оценки, аналогичные приведенным в [6] и ниже, показывают, что учет четырех уровней вполне достаточен для описания свойств системы в наиболее интересном случае – когда коэффициент прохождения через структуру на рис.1 максимален). Как показывают расчеты, влияние боковых сателлитов сильно зависит от параметров структуры и амплитуды ВЧ поля (обычно оно тем меньше, чем больше отношение ω/ω_0 и меньше амплитуда). Приведем достаточно характерный пример, когда влияние безызлучательных переходов может быть существенным. На рис.2 дана зависимость высокочастотной проводимости InAs трехбарьерной структуры от частоты электрического поля. Видно, что пренебрежение переходами на боковые сателлиты приводит к завышению проводимости в максимуме на 60%, увеличению ширины линии более чем на 40%. При этом интегральная проводимость завышается почти в 2,5

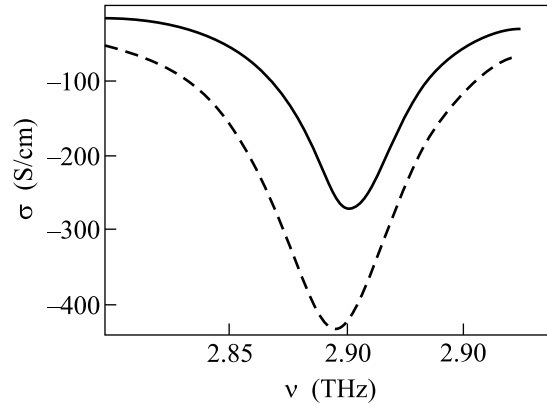


Рис.2. Зависимость активной проводимости от частоты для InAs трехбарьерной структуры: сплошная линия – расчет в четырехуровневом приближении, штриховая – расчет в двухуровневом приближении. Ширина первой ямы 150 Å, второй ямы 165 Å, высота барьеров 2 эВ, толщина 33 Å

раза, а, кроме того, максимальный коэффициент прохождения, рассчитанный с учетом боковых сателлитов, составляет не 1, а примерно 0,6, см. рис.3. При этом надо отметить, что уход по боковым сателлитам (а в структурах с конечной шириной барьеров он всегда есть, хоть и мал) более чем на порядок меньше, чем уход электронов с основных резонансных уровней. Таким образом можно сделать вывод, что виртуальные переходы могут заметно влиять на наблюдаемые характеристики квантовых наноструктур.

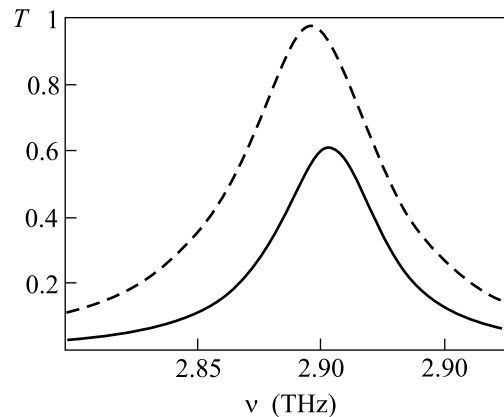


Рис.3. Зависимость коэффициента прохождения электронов через InAs трехбарьерную структуру от частоты: сплошная линия – расчет в четырехуровневом приближении, штриховая – расчет в двухуровневом приближении. Параметры структуры те же, что и на рис.2

Качественные оценки. Для качественного объяснения полученных результатов по теории возмущения

ний рассчитаем поправку второго порядка к волновой функции основного состояния. Для данной структуры невозмущенная волновая функция электронов ψ_0 , с падающей слева плоской волной единичной амплитуды, имеет вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp(ikx) + D_0 \exp(-ikx), & x < 0 \\ A_0 \sin(kx) + B_0 \cos(kx), & 0 < x < a \\ Z_0 \sin(k(x-a)) + W_0 \cos(k(x-a)), & a < x < a+l \\ C_0 \exp(ik(x-a-l)), & x > a+l \end{cases}, \quad (2)$$

где ε – энергия электронов, падающих на структуру, $k = (2m^* \varepsilon / \hbar^2)^{1/2}$ – их волновой вектор.

В задачах о структурах с тонкими барьерами резонансным параметром является имеющая разность волнового вектора величина [7]

$$y = 2m^* \alpha / \hbar^2. \quad (3)$$

При достаточно мощных барьерах ($y \gg k$), а только при таких барьерах вообще и имеет смысл говорить о двухуровневой системе,

$$\begin{aligned} D_0 = 1, \quad B_0 = 2, \quad A_0 = \frac{2y}{k}, \\ W_0 = \frac{2}{\rho}, \quad Z_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}(kl)}{\rho}, \quad C_0 = \frac{2k}{\gamma \rho y \sin kl}. \end{aligned} \quad (4)$$

В приближении малого сигнала поправка первого порядка ψ_1 к волновой функции основного состояния имеет следующую 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 $\hbar\omega$. В конкретном случае трехбарьерной структуры ψ_{\pm} представляются в виде

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp(-ik_{\pm}x), & x < 0 \\ A_{\pm} \sin(k_{\pm}x) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}x) + \varphi_{\pm}(x), & 0 < x < a \\ Z_{\pm} \sin(k_{\pm}(x-a)) + W_{\pm} \cos(k_{\pm}(x-a)) + \chi_{\pm}(x), & a < x < a+l \\ C_{\pm} \exp(ik_{\pm}(x-a-l)) + P_{\pm} \exp(ik(x-a-l)), & x > a+l \end{cases}, \quad (5)$$

где

$$k_{\pm} = (2m^*(\varepsilon \pm \hbar\omega) / \hbar^2)^{1/2}, \quad P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} C_0,$$

а

$$\varphi_{\pm}, \chi_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(x) + \frac{qE}{m^* \omega^2} \psi'_0(x)$$

– частные решения уравнений для ψ_{\pm} (см. [3, 8]). Решив следующую из условий непрерывности соответствующую систему уравнений для определения неизвестных коэффициентов, можно получить:

$$A_- \sim B_- \sim W_- \sim C_- \sim y, \quad Z_- \sim y^2, \quad D_- \sim y^0. \quad (6)$$

Для нерезонансных переходов (в данном случае на верхний нерезонансный квазиуровень)

$$A_+ \sim B_+ \sim y, \quad D_+ \sim W_+ \sim Z_+ \sim y^0, \quad C_+ \sim y^{-1}. \quad (7)$$

Видно, что при расчете малосигнальной проводимости структуры достаточно учитывать всего два резонансных уровня в первой и второй ямах ($C_- \sim y$, D_+ большого параметра y не содержит), однако необходимо сразу отметить важную деталь: коэффициенты A_- , B_- , соответствующие резонансным переходам, имеют тот же порядок малости по большому параметру y , что и коэффициенты при поправке первого порядка к волновой функции A_+ , B_+ , отвечающей нерезонансным переходам. Это соответствует тому, что поправка второго порядка к волновой функции основного состояния от переходов на резонансный уровень и обратно (обозначим ее ψ_{2-}) будет иметь тот же порядок малости, что и поправка второго порядка от переходов на нерезонансный квазиуровень (обозначим ее ψ_{2+}). Действительно, можно показать, что для резонансного коэффициента A в первой яме (а именно он по существу и определяет решение задачи) поправки второго порядка имеют вид

$$\begin{aligned} A_{2+} &= \left(\frac{qE}{m^* \omega^2} \right)^2 y^3 f_+(a, \omega, \omega_0), \\ A_{2-} &= \left(\frac{qE}{m^* \omega^2} \right)^2 y^3 f_-(a, l, \rho, \gamma, \omega, \omega_0), \end{aligned} \quad (8)$$

где $f_+(a, \omega, \omega_0)$, $f_-(a, l, \rho, \gamma, \omega, \omega_0)$ – достаточно простые но весьма громоздкие функции приведенных в скобках аргументов. Интересно отметить, что поправка второго порядка от переходов вверх – вниз зависит только от параметров первой ямы, тогда как поправка второго порядка для переходов вниз – вверх зависит от всех параметров трехбарьерной структуры. Видно, что

$$A_{2-} \sim A_{2+} \sim y^3. \quad (9)$$

Аналогичным образом можно показать, что и для резонансного уровня во второй яме поправка третьего порядка к резонансному коэффициенту Z как от резонансного уровня в первой яме Z_{3++} , так и от нерезонансного квазиуровня во второй яме, который лежит

ниже резонансного Z_{3--} , тоже имеет один порядок малости по резонансному параметру y :

$$Z_{3--} \sim Z_{3++} \sim y^5, \quad (10)$$

причем совершенно не имеет значения, лежит этот нерезонансный квазиуровень выше или ниже дна зоны проводимости [3].

Естественно, данная закономерность обобщается и на поправки более высоких порядков. Проведенный расчет позволяет представить себе следующую качественную картину диагональных переходов в трехбарьерных структурах. Электрон не переходит сразу с резонансного уровня первой ямы на резонансный уровень второй, а вначале совершает переход на нерезонансный квазиуровень первой ямы (или с нерезонансного на резонансный уровень второй), а затем переходит на резонансный уровень второй ямы и через него уходит из структуры. Другими словами, матричный элемент перехода состоит из суммы произведений резонансной части волновой функции одного уровня на нерезонансную часть другого, относящиеся к одной яме. Можно сказать, что в первой яме происходят переходы с резонансного уровня в нерезонансный участок непрерывного спектра. Поэтому компоненты волновой функции электрона, соответствующие этому участку, оказываются сравнимыми с компонентами, отвечающими верхнему уровню (A_- , B_- имеют тот же порядок малости, что и A_+ , B_+). Ясно, что число электронов, туннелирующих с нижнего квазиуровня первой ямы через резонансный уровень второй, гораздо больше, чем непосредственно туннелирующих с верхнего квазиуровня ($|C_-| \gg |D_+|$). Но вклад в перераспределение электронов между уровнями от переходов на нижний или верхний нерезонансный квазиуровень – сравним. Аналогичные рассуждения можно провести и для резонансного уровня второй ямы.

Другими словами, когда электрон влетает на уровень в первой яме, у него есть три возможности. Испустить или поглотить фотон и перейти на нижний квазиуровень (с энергией резонансного уровня во второй яме) или перейти на квазиуровень над резонансным уровнем, или просто безызлучательно перейти во вторую яму. Электрон, перешедший на верхний квазиуровень (или другой электрон с этого уровня), должен поглотить фотон и перейти на

зад на резонансный уровень в первой яме (с этого квазиуровня из ямы нет ухода). Электрон, перешедший на нижний квазиуровень, может либо поглотить фотон и вернуться назад, либо перейти на резонансный уровень во второй яме. При этом для электрона, “вернувшегося” сверху на резонансный уровень, вероятность перейти вниз, а не уйти назад из структуры, вполне может быть совершенно другой (и это подтверждается расчетом), чем для электрона, просто попавшего на уровень снаружи. Таким образом, показано, что в трехбарьерных и, следовательно, вообще в многобарьерных структурах с барьерами конечной толщины и электронной накачкой распределение электронов по уровням в ВЧ электрическом поле конечной амплитуды при $t \rightarrow \infty$ качественно отличается от случая замкнутых структур и существенно зависит от квазиэнергетических сателлитов. Из этого основного результата, в частности, следует, что двухуровневое представление диагональных переходов применимо только в малосигнальном приближении. В то же время, оно широко используется и для случая конечной амплитуды, что оказывается некорректным. Для правильного определения распределения электронов между двумя уровнями трехбарьерной структуры необходимо учитывать по крайней мере еще два сателлита, отстоящие на $\hbar\omega$ от резонансных уровней структуры.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект # 00-02-17119, и Научного совета по программе “Физика твердотельных наноструктур” проект # 97-1094.

1. В. Ф. Елесин, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, А. В. Цуканов, Письма в ЖЭТФ **66**, 709 (1997).
2. М. Ю. Сумецкий, М. Л. Фельтшин, Письма в ЖЭТФ **53**, 24 (1991).
3. А. Б. Пашковский, ЖЭТФ **109**, 1779 (1996).
4. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 48.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1989, с. 635.
6. Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, ТМФ **120**, 332 (1999).
7. В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган, *Задачи по квантовой механике*, М.: Наука, 1981, с. 172.
8. Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, Письма в ЖЭТФ **67**, 372 (1998).