

УДК 621.315.592

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КВАНТОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Л. К. Орлов

Исследуются особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ) квантовых сверхрешеток (СР) на основе полупроводников со сложным законом дисперсии, характеризующихся высоким уровнем межминизонного туннельного тока. Установлено, что изменение динамики движения электронов при туннельных переходах оказывает существенное влияние на амплитуду и положение резонансных пиков на ВАХ СР. Максимальная амплитуда резонансов на зависимости тока от поля достигается при туннелировании из узкой минизоны в широкую. Показано, что нерезонансное туннелирование электронов между минизонами СР может явиться причиной появления на ВАХ структуры участков с отрицательной дифференциальной проводимостью. Изучен характер распределения электронов по минизонам в сильных резонансных электрических полях. Функция распределения в условиях туннельного пробоя имеет осциллирующий вид, что согласуется с представлениями о локализации электронов на уровнях «штарковской лестницы» системы.

В последнее время в литературе широко обсуждаются характеристики квантовых сверхрешеток (СР), состоящих из периодически чередующихся слоев непрямозонных (Ge, Si, $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, AlAs), либо непрямозонных и прямозонных (GaAs, InP, ...) полупроводников. Указанные СР имеют сложную структуру энергетических зон, их свойства уже не описываются хорошо развитыми на сегодняшний день простыми моделями, в них могут быть реализованы принципиально новые эффекты, отсутствующие в более простых системах. В СР на основе многодолинных полупроводников, аналогично структурам с квантовыми ямами, возможен эффект резонансного подбарьерного туннелирования электронов при одновременном переходе их, например, из Γ -долины одного слоя в $X(L)$ -долину другого и обратно. Данный эффект, экспериментально наблюдаемый, в частности, на структуре GaAs/AlAs/GaAs [1], характеризуется высоким быстродействием и при достаточно сильной связи между долинами приводит к появлению отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) системы [2], что может быть использовано в СВЧ электронике.

В настоящей работе теоретически исследуются особенности вольт-амперных характеристик квантовых СР, связанные с перебросами в электрическом поле электронов между одномерными минизонами, в общем случае принадлежащих разным долинам (либо различным подзонам) энергетического спектра полупроводников, образующих СР. Выявлена зависимость амплитуды и положения резонансных пиков на ВАХ СР [3] от характера и степени локализации электронов в начальном и конечном после туннелирования состояниях на уровнях «штарковских лестниц» системы. Рассмотрен вид функции распределения электронов в сильном постоянном электрическом поле. В СР на основе многодолинных полупроводников показано, что критическое поле, соответствующее механизму нелинейности, связанному с нерезонансными межподзонами переходами электронов и приводящему к появлению ОДП на ВАХ, может быть ниже критического поля нелинейности, обусловленного локальным характером движения электронов в минизонах,

Предположим, что электроны в СР в условиях равновесия находятся либо в минizonaх центральной (Γ) долины, либо в минizonaх $L(X)$ -долин, лежащих на ее оси. Влияние боковых $L(X)$ -долин, расположенных в плоскости СР, может быть исключено путем снятия междолинного вырождения при квантовании либо с помощью упругих напряжений в слоях.

В отсутствие междолинных $\Gamma - L(X)$ перебросов совокупности минизон, возникающие в каждой долине, перекрываются в k -пространстве. При этом их относительное положение и ширина зависят от отношения эффективных масс носителей заряда, характера упругих напряжений в слоях, от их толщины и состава, величины разрыва зон на границах гетеропереходов и т. д.

Переходы электронов между долинами в СР могут идти как при взаимодействии их с рассеивающими точечными центрами, так и за счет рассеяния на дополнительном периодическом потенциале структуры с передачей квазимпульса $\hbar K_m = 2\pi\hbar m/d$, пропорционального вектору обратной решетки СР [4, 5]. Вероятности электронных переходов в последнем случае имеют вид, характерный для прямозонных полупроводников, но пропорциональны квадратам соответствующих коэффициентов при гармониках в фурье-разложении потенциала СР [5]. Иными словами, создание в структуре дополнительной периодичности смещает центр i -й долины базового однородного полупроводника, отстоящий от центра зоны Бриллюэна на $k_i^0 \sim \pi/a$, в пределы первой зоны Бриллюэна СР с вектором обратной решетки $k_{iCP}^0 \ll \pi/a$ ($0 \leq k_{iCP}^0 \leq \pi/d$). Характер изоэнергетических поверхностей в k -пространстве при этом сильно усложняется. Их вид с учетом возможных расщеплений в точках пересечения квазидвумерных подзон для квантовых Ge(Si)-слоев приведен в работе [4], для Ge(Si) гомогенной СР — в работе [6].

Легко видеть, что ситуация, близкая к рассмотренной выше, реализуется также в дырочных СР, где вырождение в точке $k=0$ снято одним из указанных выше способов (например, упругой деформацией).

Исследование зависимости ВАХ СР от величины туннельного тока и относительного положения минизон в электронно-дырочном спектре системы проведем методом матрицы плотности в приближении эффективной массы. Метод эффективной массы для многодолинных полупроводников и полупроводников с вырожденными зонами развит в работе [7].

Выделяя из всей совокупности минизон две нижние минизоны, в общем случае относящиеся к разным долинам (подзонам) базового материала СР, представим систему линейных алгебраических уравнений для фурье-компонент матрицы плотности в присутствии постоянного электрического поля в следующем виде:

$$in\rho_{jj,n} - \frac{(-1)^j}{d} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\rho_{12,m} \Omega_{12,m-n}^* + \rho_{12,-m}^* \Omega_{12,n-m}) = I_{jj,n}, \quad (1)$$

$$in\rho_{12,n} - \frac{i}{\hbar\Omega} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \varepsilon_{21,n-m} \rho_{12,m} - \frac{1}{d} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Omega_{12,m} \Delta\rho_{n-m} = I_{12,n}.$$

Плотность тока связана с матрицей плотности выражением

$$j = \frac{2e}{\hbar} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{im}{2} (\varepsilon_{1,m} \rho_{11,m}^* + \varepsilon_{2,m} \rho_{22,m}^*) + \frac{1}{d} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon_{21,m} \rho_{12,n} \Omega_{12,m+n}^* \right\} + \text{к. с.} \quad (2)$$

Здесь $\Omega_{12,m}$, $\varepsilon_{j,m}$, $\varepsilon_{21,m}$, $I_{ij,m}$ — фурье-гармоники соответствующих пери-

одических функций, $\Omega_{12}(k) = -\Omega_{21}^*(k)$ — матричный элемент координаты ($\Omega_{12} \ll d$), $\varepsilon_{21}(k) = \varepsilon_2(k) - \varepsilon_1(k)$, $I_{ij} = (\rho_{ij}^0(k) - \rho_{ij}(k))/\Omega\tau_{ij}$ — интеграл столкновений; $\rho_{ij}^0(k)$ — компоненты равновесной матрицы плотности, $\Delta\rho = \rho_{11} - \rho_{22}$, $\Omega = eEd/\hbar$, τ_{ij} — времена релаксации, $\varepsilon_j(k)$ — закон дисперсии носителей заряда в j -й одномерной минизоне. В общем случае он имеет довольно сложный вид и в разложении в ряд Фурье содержит большое число гармоник $\varepsilon_{j,n}$. Закон дисперсии и матричные элементы перехода, входящие в (1), (2), можно найти, решая уравнение Шредингера для связанных волновых функций электрона в спиновой форме точно либо в приближении эффективной массы. Мы при последующих расчетах будем считать указанные величины известными.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) квантовой СР как в однородных, так и неоднородных полях исследовалась в целом ряде работ [3, 8–14]. При этом основное внимание уделялось механизмам появления нелинейных особенностей на ВАХ СР и зависимости их амплитуды и положения от вероятности резонансного туннелирования. Влияние на ВАХ СР изменения дисперсионных характеристик носителей заряда при межминизонных переходах, приводящих, в частности, к другим значениям подвижности электронов, к более сильной (слабой) степени локализации электронов на уровнях штарковской лестницы, до сих пор не рассматривалось.

а) Рассмотрим прежде всего, к каким следствиям приводит изменение степени локализации электронов на «штарковских» уровнях при туннелировании их из одной минизоны в другую. Для этого проведем качественное сравнение вида ВАХ СР, характеризующихся разными значениями ширины минизон $\Delta\varepsilon_j$ ($|\Delta\varepsilon_1| \leq |\Delta\varepsilon_2|$, $\Delta\varepsilon_j \geq 0$) при одинаковом среднем расстоянии между подзонами. При расчетах будем предполагать, что нижние одномерные минизоны не пересекаются в k -пространстве и закон дисперсии в них может быть записан в простейшей форме: $\varepsilon_j(k) = \varepsilon_j^0 + (\Delta\varepsilon_j/2) \cos kd$, где $\varepsilon_{21}^0 = \varepsilon_2^0 - \varepsilon_1^0 > |\Delta\varepsilon_1| + |\Delta\varepsilon_2|$. Согласно сказанному выше указанные значения параметров могут быть легко реализованы в СР на основе электронных многодолинных, либо дырочных полупроводников.

Принимая во внимание только внутриминизонную компоненту плотности тока для максвелловской статистики, нетрудно получить [14]:

$$j_{\text{вз}} = \frac{ed}{2\hbar} \left\{ \Delta\varepsilon_1 n_1(E) \frac{I_1(\Delta\varepsilon_1/2\kappa T)}{I_0(\Delta\varepsilon_1/2\kappa T)} + \Delta\varepsilon_2 n_2(E) \frac{I_1(\Delta\varepsilon_2/2\kappa T)}{I_0(\Delta\varepsilon_2/2\kappa T)} \right\} \frac{E/E_*}{1 + (E/E_*)^2}, \quad (3)$$

где $n_j(n_j^0)$ — неравновесные (равновесные) концентрации электронов в минизонах, $I_n(\Delta\varepsilon_j/2\kappa T)$ — модифицированные функции Бесселя, $E_* = \hbar/ed\tau_p$, τ_p — время релаксации квазимпульса. Вдали от резонанса ($\Omega \neq \varepsilon_{21}^0/\hbar$) $n_1(E) \sim n_0 = n_{10} + n_{20}$, $n_2 \ll n_0$. В окрестности резонанса ($\Omega \approx \varepsilon_{21}^0/\hbar$) $n_1(E) \approx n_2(E) \approx n_0/2$.

При $\Delta\varepsilon_1 \ll \kappa T$, $|\Delta\varepsilon_2| \gg \kappa T$ формула (3) преобразуется к виду

$$j_{\text{вз}} \sim \frac{ed}{2\hbar} |\Delta\varepsilon_2| \left\{ \frac{\Delta\varepsilon_1^2}{4\kappa T |\Delta\varepsilon_2|} n_1 + n_2 \right\} \frac{E/E_*}{1 + (E/E_*)^2}, \quad (4)$$

откуда следует ($j_{\text{вз}}^{\text{рез}}/j_{\text{вз}}^{\text{нерез}} \sim 2\kappa T |\Delta\varepsilon_2|/\Delta\varepsilon_1^2 \gg 1$). Резонансное перераспределение электронов между минизонами приводит к резкому увеличению амплитуды пиков на ВАХ СР.

Если туннелирование носителей заряда происходит из широкой минизоны в узкую ($\Delta\varepsilon_1 \gg \kappa T$, $|\Delta\varepsilon_2| \ll \kappa T$), то

$$j_{\text{вз}} \sim \frac{ed}{2\hbar} \Delta\varepsilon_1 \left(n_1 + \frac{\Delta\varepsilon_2^2}{4\kappa T \Delta\varepsilon_1} n_2 \right) \frac{E/E_*}{1 + (E/E_*)^2}. \quad (5)$$

Отношение $(j_{\text{рез}}^0/j_{\text{рез}}^{\text{нереэ}}) \sim (0,5 \div 1)$ и резонансные особенности на ВАХ СР определяются только межзонной составляющей плотности тока.

Корректный анализ влияния изменения дисперсионных свойств электронного газа при туннельных переходах на нелинейность ВАХ СР и, в частности, на амплитуду резонансных всплесков тока при $\Omega = \epsilon_{21}^0/\sqrt{\hbar}$ проведем, численным методом решая систему уравнений (1), (2). Для простоты будем полагать $\Omega_{12,0} = \Omega_{12}$, $\Omega_{12,\pm 1} = (1/2)\Delta\Omega_{12}$, $\Omega_{12,|m|>1} = 0$, $\epsilon_{j,0} = \epsilon_j^0$, $\epsilon_{j,\pm 1} = (1/4)\Delta\epsilon_j$, $\epsilon_{j,|m|>1} = 0$, $\tau_{ii} = \tau_{\perp}$, $\tau_{12} = \tau_{\perp}$, $\rho_{ij}^0(k)$ подчиняется статистике Максвелла. Характерные зависимости плотности тока j/j_0 ($j_0 = ed\epsilon_{21}^0\Delta n_0/\hbar$) и разности заселенностей минизон $\Delta n/\Delta n_0 = (n_1 - n_2)/(n_{10} - n_{20})$ от величины приложенного электрического поля для значений параметров $\Omega_{12} = 0,3d$; $\tau_{\perp} = \tau_{\perp}$; $\epsilon_{21}^0\tau_{\perp}/\hbar = 10$, $\epsilon_{21}^0/\kappa T = 10$, $\Delta\Omega_{12} = -\Omega_{12}(|\Delta\epsilon_1| + |\Delta\epsilon_2|)/\epsilon_{21}^0$, $\Delta\epsilon_1/2\kappa T = 2(a, б, г)$, $8(в)$, $\Delta\epsilon_2/2\kappa T = -2(a, в)$, $-8(б)$, $8(г)$ приведены на рис. 1.

При $|\Delta\epsilon_1| = |\Delta\epsilon_2| \ll \epsilon_{21}^0$, $\Omega_{12} \ll d$ вероятность тунnelирования мала. ВАХ СР определяется внутриминизонной компонентой плотности тока и имеет (рис. 1а) падающий участок при $E > E_*$. С ростом отношения $|\Delta\epsilon_j|/\epsilon_{21}^0$ растет вероятность туннельных межминизонных переходов электронов в электрическом поле, приводя к выравниванию населенностей минизон с одной стороны, и к появлению осцилляций на ВАХ СР — с другой.

Амплитуда резонансных особенностей возрастает с ростом отношения $|\Delta\epsilon_2|/|\Delta\epsilon_1|$. Наибольшая амплитуда осцилляций достигается при переходах электронов под действием электрического поля из узкой минизоны в широкую ($|\Delta\epsilon_1| < |\Delta\epsilon_2|$) (рис. 1б). (В первой подзоне электроны в сильном электрическом поле локализируются на штарковских уровнях в окрестности меньшего числа элементарных ячеек СР, чем во второй.) В обратном случае ($|\Delta\epsilon_1| > |\Delta\epsilon_2|$) (рис. 1в) осцилляции на кривых выражены слабо. Необходимо отметить, что вид особенностей на ВАХ СР, связанных с туннельным пробоем, зависит не только от отношения ширин минизон и их взаимного расположения, но и от конкретного вида закона дисперсии. Очевидно, что наибольший эффект достигается, когда ϵ_1^{max} и ϵ_2^{min} соответствуют одной точке k -пространства. В качестве примера на рис. 1г приведена ВАХ структуры с $\epsilon_j(k) = \epsilon_j^{\text{min}}$ в точке $k=0$ для $j=1,2$. Сравнение кривых на рис. 1(б, г) показывает, что к изменению характера энергетического спектра в минизонах чувствительна не только амплитуда резонансных особенностей, но и относительное положение последних на ВАХ.

б) Рассмотрим случай, когда нижние минизоны, относящиеся к различным долинам, в отсутствие междолинного взаимодействия пересекаются ($2|\epsilon_{21}^0| < |\Delta\epsilon_2| + |\Delta\epsilon_1|$ и $|\Delta\epsilon_2| \gg |\Delta\epsilon_1|$). Расщепление в точках пересечения минизон в k -пространстве, обусловленное рассеянием на потенциале СР, будем считать малым по сравнению с обратными временами релаксации электронных подсистем. Поэтому в отсутствие внешнего поля им можно пренебречь и использовать для прос-

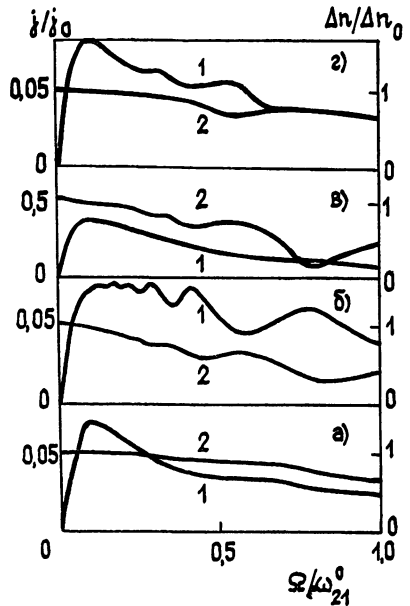


Рис. 1.

тоты расчета закон дисперсии электронов в каждой из минизон СР при $E=0$ в приближении сильной связи.

Электрическое поле, разогревая электронный газ, увеличивает вероятность перебросов электронов из одной минизоны в другую, что, с одной стороны, приводит к перестройке спектра, проявляющейся в появлении дополнительных узких запрещенных минищелей в энергетическом пространстве, с другой — к перераспределению электронов между минимумами энергии в зонах. Не интересуясь перестройкой закона дисперсии (как будет показано ниже, здесь она не играет существенной роли), рассмотрим отклик системы на внешнее постоянное электрическое поле.

Пусть минимум энергии носителей заряда в первой минизоне лежит в точке $k=0$, во второй — в точке $k=\pm\pi/d$ (рис. 2а). В рамках указанной выше модели обсудим возможность появления ОДП в системе при разогреве электронного газа полем $E < E_*$. Механизм формирования ОДП подобен в данном случае механизму Уотсона—Ватсона—Хилсума, реализуемому в однородных полупроводниках [15]. Дифференцируя выражение для проводимости $\sigma(E)$ (3), в предельном случае $j_{мз} \ll j_{вз}$, $|\Delta\varepsilon_2| \gg \kappa T$, $|\Delta\varepsilon_1| \ll \kappa T$ нетрудно получить условие появления в системе ОДП:

$$\frac{\Delta\varepsilon_1^2}{4\kappa T |\Delta\varepsilon_2|} \frac{n_0}{n_2} > \frac{E_*}{n_2} \frac{dn_2}{dE} - 1. \quad (6)$$

Падающий участок на ВАХ СР появляется, в частности, при выполнении неравенства $(dn_2/dE) < 0$, когда электроны под действием поля интенсивно переходят из зоны «2» в зону «1». Характерные зависимости j и Δn от E , рассчитанные по формулам (1), (2) для значений параметров системы $\Delta\varepsilon_1/2\kappa T = 2$, $\Delta\varepsilon_2/2\kappa T = -20$, $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp} = 0,7\hbar/\kappa T$, $\varepsilon_{21}^0/\kappa T = 17$ (кривые 1, 4), 15 (2), 18 (3), $\Omega_{12}/d = 0,3$ (1—3), 0,5 (4), $\Delta\Omega_{12}/d = -0,15$ (1—3), $-0,3$ (4), представлены на рис. 2а.

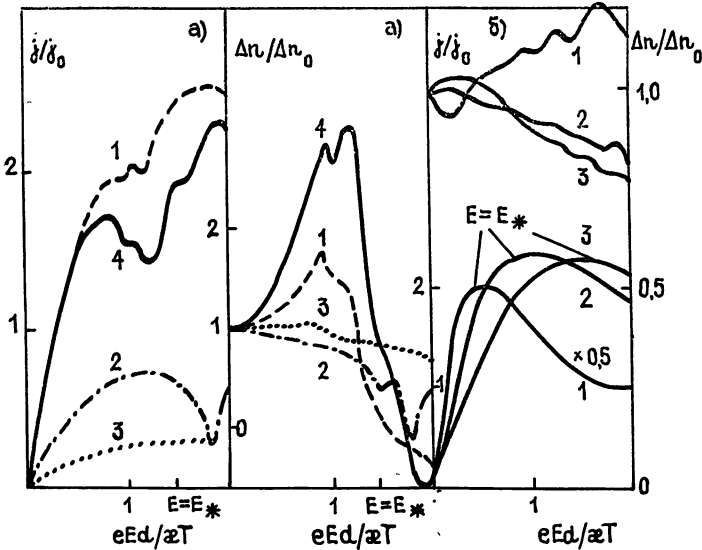


Рис. 2.

Численные расчеты показывают, что наиболее интересный случай имеет место, когда $\varepsilon_1(0) - \varepsilon_2(\pi/d) \leq \kappa T$, $|\Delta\varepsilon_1| \ll |\Delta\varepsilon_2|$, $\tau_{ij} < \hbar/\kappa T$ (рис. 2а, кривые 1, 4). В равновесных условиях, вследствие высокой плотности состояний электронов в минизоне «1», $\Delta n_0 < n_0$, $n_{10} \gg n_{20}$. Электрическое поле, сильнее разгоняя более легкие носители заряда в минизоне «2», способствует их переходам в минизону «1», приводя к резкому нарастанию разности заселенности Δn ($\Delta n > \Delta n_0$) и, соот-

ответственно, к появлению участка с ОДП на ВАХ СР в поле $E \sim \hbar T / ed < E_*$. Величина отрицательного сопротивления зависит от отношения ширины минизон и их взаимного расположения, вероятности межминизонных переходов и времени релаксации. При оценках предполагалось $\tau_{ij} = \text{const}$. Выбор механизма рассеяния, по определенному закону, зависящему от величины приложенного электрического поля, так же как и в однородных полупроводниках, может существенно облегчить условия появления ОДП в СР, связанной с межподзонами переходами электронов. В более сильных полях ($E \gg E_*$) имеет место резонансный пробой между состояниями «штарковских лестниц», приводящий к резкому выравниванию концентраций носителей заряда в минизонах. Увеличение либо уменьшение междолинного расщепления $|\epsilon_1(0) - \epsilon_2(\pi/d)|$ (рис. 2а, кривые 2, 3) по тем же причинам, что и в однородных полупроводниках [8], уменьшает величину нелинейности ВАХ, связанную с разогревом и междолинными переходами электронов.

На рис. 2б представлены характерные зависимости $j(E)$ и $\Delta n(E)$ для структур, электроны в которых туннелируют между минизонами с ковариантной формой закона дисперсии $\epsilon_j(k) = \epsilon_j^{\text{min}}$ при $k=0$, $j=1, 2$ и значениями параметров $\Delta\epsilon_1/2\hbar T = 2$, $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp}$, $\epsilon_{21}^0/\hbar T = 5$ (1), 17 (2,3), $\Delta\epsilon_2/2\hbar T = 8$ (1), 20 (2, 3), $\Omega_{12}/d = 0,3$ (1, 2), 0,5 (3), $\Delta\Omega_{12}/d = 0$ (1), 0,15 (2), 0,3 (3), $\tau_{\parallel}\hbar T/\hbar = 2$ (1), 1 (2), 0,7 (3). Сравнение кривых на рис. 2а, б показывает, что в структурах второго типа, вследствие совмещения в k -пространстве областей локализации функций распределения электронов в 1-й и 2-й минизонах, эффекты межподзонального перераспределения электронов в полях $E < E_*$ оказывают слабое влияние на вид ВАХ СР.

Необходимо отметить, что используемый в работе метод расчета, вообще говоря, учитывает расщепление минизон в точках $\epsilon_1(k) = \epsilon_2(k)$, возникающее в присутствии электрического поля. Величина расщепления пропорциональна вероятности межподзонных электронных переходов $W \sim eE\Omega_{12}/\hbar$. Даже в области достаточно сильных электрических полей $E \sim \hbar/ed\tau$, где возможно наблюдение ОДП на ВАХ СР, $W \sim \Omega_{12}/d\tau$. В рассматриваемых многодолинных полупроводниках $\Omega_{12} \ll d$, вследствие чего $W \ll \tau^{-1}$ и существующее в системе столкновительное уширение подзон полностью замазывает эффекты, связанные с появлением дополнительной минищели шириной $\Delta \ll \hbar/\tau$ в энергетическом спектре электронов.

в) В достаточно сильных электрических полях $E > E_*$ вследствие резонансного туннельного пробоа большая часть электронов СР может локализоваться на штарковских уровнях верхней минизоны ($\Delta n/\Delta n_0 < 0$) [12]. В качестве примера на рис. 3в приведены ВАХ (1) и разность заселенностей минизон (2) как функции электрического поля, рассчитанные по формулам (1), (2) для СР с параметрами $\epsilon_{21}^0/\hbar T = 2$, $\Delta\epsilon_1/2\hbar T = 0,6$, $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp}$, $\Delta\epsilon_2/2\hbar T = -1,2$, $\Omega_{12}/d = 0,6$, $\epsilon_{21}^0\tau_{\parallel}/\hbar = 10$. Здесь же для значений поля E , равных а) $0,4 \epsilon_{21}^0/ed$ б) $0,8 \epsilon_{21}^0/ed$, в пределах первой зоны Бриллюэна представлены зависимости от k диагональных компонент матрицы плотности ρ_{ii} . В слабых полях ($E < E_*$) функция распределения имеет максвелловский вид, но испытывает уширение и сдвиг в направлении электрического поля. В сильных полях ($E > E_*$) распределение электронов по зонам существенно отличается от равновесного и имеет ярко выраженный осцилляторный характер (рис. 3а, б). Локализация электронов в узких областях k -пространства с определенным значением квазиимпульса соответствует локализации их на уровнях штарковской лестницы. При $\Delta n/\Delta n_0 < 0$ (рис. 3) вероятность нахождения электронов на штарковских уровнях верхней минизоны выше, что обуславливает возможность возникновения инверсии в распределении носителей заряда, например при резком ($t_{\text{выкл}} < \tau_{ij}$) выключении электрического поля.

Инвертированное распределение носителей заряда может возник-

нута также в СР с сильно неоднородным встроенным электрическим полем, например при инжекции электронов из области резонансного межминизонного пробоя, приводящего к существенно неравновесному распределению зарядов в минизонах ($\Delta n/\Delta n_0 < 0$), в соседнюю область СР протяженностью $l_{пр} \sim v_{др} \tau_{ij}$ ($v_{др}$ — средняя скорость дрейфа электронов, τ_{ij} — время межминизонной рекомбинации) с более низким значением электрического поля.

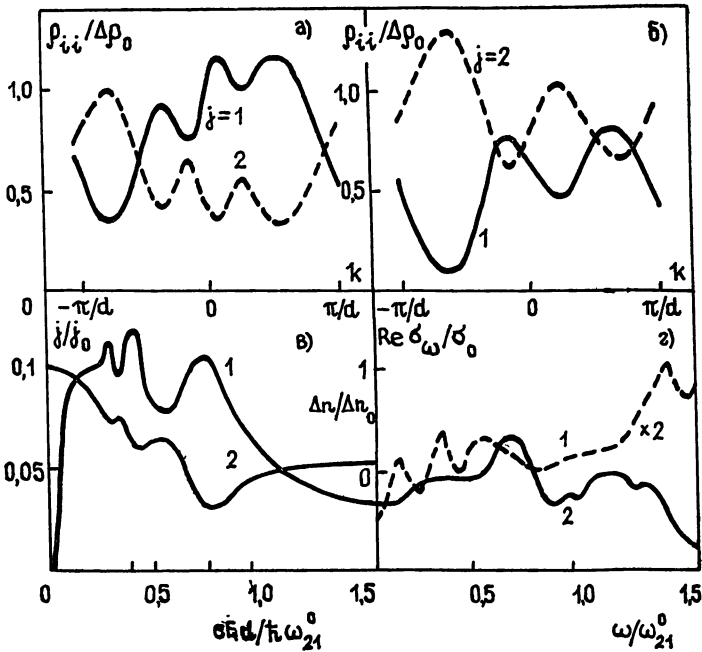


Рис. 3.

На рис. 3г для значений электрического поля $eEd/e_{21}^0 = 0,4$ (штриховая линия), $0,8$ (сплошная линия) приведены спектральные зависимости реальной части высокочастотной проводимости. Очевидно, что во втором случае ($\Delta n/\Delta n_0 < 0$) коэффициент усиления высокочастотного сигнала системой может принимать более высокие значения.

В заключение выражаю благодарность Ю. А. Романову за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mendez E. E., Wang W. I., Calleja E., Goncalves da Silva C. E. T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. № 18. P. 1263.
2. Liu H. C. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. № 13. P. 1019.
3. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1972. Т. 6. № 1. С. 148.
4. Stern F., Howard W. E. // Phys. Rev. 1967. V. 163. № 3, P. 816.
5. Gnutzmann U., Clausecker K. // Appl. Phys. 1974. V. 3. № 1. P. 9.
6. Романов Ю. А., Орлов Л. К. // ФТП. 1976. Т. 10. № 3. С. 614.
7. Luttinger J. M., Kohn W. // Phys. Rev. 1955. V. 97. № 4, P. 869.
8. Орлов Л. К., Романов Ю. А. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 10. С. 1877.
9. Брыксин В. В., Райцев А. В., Волошин В. С. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 3076.
10. Borovitskaya E. S., Genkin V. M. // Sol. Stat. Commun. 1983. V. 46. № 10. P. 769.
11. Игнатов А. А., Шашкин В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. № 4. С. 721.
12. Орлов Л. К. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 5. С. 1278.
13. Chang L. L. // J. Vac. Sci. Techn. 1983. V. 131. № 2. P. 120.
14. Орлов Л. К. // ФТП. 1980. Т. 14. № 10. С. 1885.

Научно-исследовательский физико-технический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
19 февраля 1988 г.,
после переработки
1 августа 1988 г.

TO THE THEORY OF ELECTRIC PROPERTIES OF QUANTUM SUPERLATTICES

L. K. Orlov

The nonlinear properties of I—V characteristics of superlattices (SL) with a high level of the miniband-to-miniband tunneling current have been studied. The change in the dynamics of electron movement (the rate of the gain in energy) at tunneling junctions as well as the change in the density of states has been found to affect substantially the amplitude and position of resonance peaks in the I—V characteristics of SL. The peak resonance amplitude for the field dependence of current is attained at tunneling from the narrow miniband to a wide one. It is shown that the nonresonance electron tunneling between the minibands intersecting in the K-space may be responsible for the regions of negative differential conductivity in the I—V characteristics. The behaviour of electron distribution in minibands for strong resonance electric fields has been studied. Under the tunneling break down the distribution function has an oscillating character and agrees with the concepts on the electron localization in the energy levels of the system. It is shown that the inverse population of minibands may be realized in SL.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.8.029.6

О ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФУНКЦИЙ ГРИНА ДЛЯ СВОБОДНОГО ПРОСТРАНСТВА

С. А. Федоров

В литературе как по классической, так и по квантовой электродинамике не учтено, что точечный источник классической электродинамики, так же как электромагнитное поле, является квантовым объектом, и к нему применимы известные представления квантовой физики о неопределенности пространственной локализации.

В работе показано, что виртуальные перемещения свободных точечных источников классической электродинамики, соответствующие неопределенности пространственной локализации точечных источников, являются следствием свойств симметрии функций Грина для свободного пространства двумерных $G_2(r)$ и трехмерных $G_3(r)$ задач и описываются неоднозначными представлениями (разложениями) функций $G_2(r)$, $G_3(r)$. Для количественного описания таких перемещений введены функции неоднозначности. Ввиду ортогональности элементарных виртуальных перемещений направлениям излучения фотонов неопределенность пространственной локализации точечных источников не проявляется для невзаимодействующих точечных источников в интегральных формулах классической электродинамики. При решении интегральных уравнений классической электродинамики, учитывающих взаимодействие точечных источников, имеет место поглощение и переизлучение фотонов. Показано, что суммарный эффект отдачи точечных источников при поглощении и переизлучении фотонов скомпенсирован только для распределений тока, соответствующих собственным функциям интегрального уравнения. При численном решении интегральных уравнений электродинамики суммарная отдача точечных источников не скомпенсирована. Поэтому основное отличие строгих аналитических и строгих численных решений интегральных уравнений классической электродинамики, проявляющееся в резонансных явлениях, объясняется неопределенностью пространственной локализации точечных источников.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 6753-В89. Деп. от 10 ноября 1989 г.