

ТЕОРИЯ ПОЛЕВОГО ЭФФЕКТА В ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С СЕЛЕКТИВНЫМ РАССЕЯНИЕМ

Борблик В. Л., Грибников З. С., Маркевич Б. П.

Рассчитана продольная омическая проводимость гетероструктуры, включающей пару параллельных квантовых ям, разделенных туннельно проницаемым барьером. Проводимость управляется поперечным электрическим полем, индуцирующим электроны в квантовых ямах и одновременно тонко изменяющим форму потенциальных ям и барьеров.

В случае существенно различной скорости рассеяния электронов в ямах (селективного рассеяния) в окрестности области туннельного резонанса происходит существенный провал проводимости структуры, связанный с сильным рассеянием электронов в обеих актуальных энергетических подзонах. Вне же этой области всегда существует группа электронов, локализованных в яме со слабым рассеянием, и поэтому хорошо проводящих.

Предложена аналитическая теория эффекта, основанная на теории возмущений для случая почти вырожденных собственных значений и не требующая существенной численной процедуры.

Введение. Быстродействие полевых транзисторов определяется временем переноса носителей тока вдоль полной длины активной части канала, т. е. временем их продольного транспорта. Позволяющая повысить быстродействие альтернативная идея, которая обсуждена в ряде работ, начиная с [1], состоит в модуляции потенциалом затвора не столько концентрации электронов в канале, сколько их дрейфовой скорости. Для реализации этой идеи необходимо обеспечить селективность рассеяния электронов в поперечном сечении канала и управление с помощью потенциала затвора поперечным переносом носителей между слоями с сильным и слабым рассеянием.

Обсуждалось два варианта реализации этой идеи, условно называемые 1) классическим, 2) квантовым. В классическом варианте [1, 2] обычно рассматривается конструкция с двумя каналами в виде обогащенных слоев в гетероструктуре с селективным легированием, причем распределение носителей между слоями производится с помощью пары затворов, расположенных по разные стороны токопроводящей структуры. Селективность рассеяния в каналах обеспечивается селективностью легирования обогащенных слоев.

Квантовый вариант предложен в работе [3]. Он существенно основан на идее туннельного резонанса и позволяет обойтись управлением с помощью единственного затвора. В этом случае два канала в виде параллельных квантовых ям разделены туннельно проницаемым потенциальным барьером. Эффективная модуляция подвижности потенциалом затвора достигается в условиях приближенного туннельного резонанса размерно-квантованных состояний в ямах. При этом (как и в классическом варианте) вероятности рассеяния электронов в разных ямах должны заметно различаться.

Управление сопротивлением гетероструктуры, состоящей из двух параллельных одинаковых квантовых ям, с помощью затвора недавно продемонстрировано в работе [4]. Как и предсказано в [3], в некотором диапазоне потенциалов затвора наблюдается участок отрицательной дифференциальной крутизны (ОДК) — рост положительного смещения затвора сопровождается на этом участке ростом сопротивления.

Отметим также недавнее теоретическое предсказание в работе [5] еще одного варианта туннельно-резонансного эффекта при параллельном транспорте в системе двух квантовых ям, управляемых затвором. Здесь сочетается настройка резонанса как потенциалом затвора (подобно [3, 4]), так и с помощью разогрева электронов током в канале с высокой подвижностью, сопровождающегося их переходом в канал с низкой подвижностью (как это имеет место при туннельном переносе в реальном пространстве [6-10]).

В настоящей работе выполнен модельный расчет полевого управления омической проводимостью электронов в гетероструктуре, содержащей пару квантовых ям, разделенных туннельным барьером и располагающихся параллельно внешней поверхности, на которой задано управляющее поперечное электрическое поле. Эта структура близка к экспериментально изученной в работе [4].

В отличие от предыдущих работ здесь наряду с «обычным» чередованием квантовых ям, когда электроны в ближайшей к затвору яме рассеиваются сильнее, чем в отдаленной, рассмотрено также «обратное» чередование ям, при котором более сильное рассеяние имеет место в удаленной от затвора яме. В первой ситуации по мере передислокации с ростом поперечного поля волновой функции из отдаленной ямы в ближайшую к затвору яму подвижность электронов падает, в чем и состоит интересующий нас полевой эффект. На базе этого эффекта возможно, как отмечалось выше, построение быстродействующего полевого транзистора с ОДК. Естественно, что изменение потенциала полевого электрода изменяет не только их подвижность, но и их полное число под затвором. Эффект ОДК и выигрыш в быстродействии возможны лишь при преобладании первого эффекта над более медленным вторым.

В отличие от [3], где изложены результаты лишь прямого численного расчета, здесь предложена аналитическая теория, основанная на применении теории возмущений для случая почти вырожденных собственных значений. Еще одно отличие от [3] состоит в учете различия эффективных масс носителей в барьерах и ямах. Это различие заметно влияет на вид зависимости продольной проводимости от поперечного поля. Результаты получены для нескольких значений отношения масс в барьерах и ямах. В [3] подобные зависимости не рассматривались, причем, судя по другим работам Винтера [11, 12], различием масс в ямах и барьерах вообще пренебрегалось.

Из текста [3] не вполне ясно, в каких пределах и за счет какого механизма различались вероятности рассеяния носителей в ямах. Это отсутствие расчетных подробностей явилось одной из побудительных причин выполнения данного исследования. Здесь в качестве главного механизма рассмотрено рассеяние на короткодействующем потенциале нейтральных дефектов или примесей (или же флуктуаций состава сплава). При этом вероятности рассеяния не зависят от энергии и могут быть изменены в широких пределах практически без изменения других расчетных параметров.

Выполненный здесь расчет состоит, во-первых, в самосогласованном решении одномерных уравнений Пуассона и Шредингера, что позволяет найти распределение потенциала и концентрации электронов в ямах и барьерах. Нигде не учтен заряд доноров или акцепторов, т. е. всюду преобладает индуцированная полем концентрация свободных электронов. Последняя считается настолько большой, что можно пренебречь корреляционно-обменным взаимодействием.

Другая часть расчета (разд. 2) состоит в вычислении омической проводимости при рассеянии электронов с найденными волновыми функциями на центрах с δ -образным потенциалом; одномерное пространственное распределение этих центров задавалось произвольно в виде ступенчатой функции. Такой подход соответствует гипотезе о малости времени межъямного туннельного перехода τ_t , формирующего стационарную волновую функцию, по сравнению со временем релаксации, определяющим подвижность:

$$\tau_t \ll \tau_p. \quad (1)$$

Выполнение (1) является также залогом быстродействия. В эксперименте [4] также предусмотрено выполнение (1).

Наряду с ожидаемым получением участков ОДК в некотором диапазоне управляющих полей для случая обычного чередования подвижностей в квантовых ямах аналогичные участки N -ОДК имели место и при обратном чередовании квантовых ям, что доселе никем не предсказывалось.

1. Постановка задачи

1.1. Уравнение Шредингера, соответствующее одномерной гетероструктуре, для одноэлектронной задачи имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m(x)} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{m(x)} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right] \Psi - [\varepsilon - U(x)] \Psi = 0, \quad (2)$$

где $m(x)$ — скалярная эффективная масса, $U(x)$ — потенциальная энергия — положение дна электронной зоны. Из вида уравнения (2) следует, что применяется однозонный подход, накладывающий свои условия на тип гетероструктуры. В уравнении (2) $\mathbf{r} = (y, z)$ — двумерный вектор в плоскости структуры. Волновая функция $\Psi(x, \mathbf{r})$ выбирается в виде

$$\Psi(x, \mathbf{r}) = A^{-1/2} \Psi(\mathbf{k}, x) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (3)$$

где \mathbf{k} — двумерный волновой вектор, A — нормировочная площадь. Для $\Psi(\mathbf{k}, x)$ из (2) имеем

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} m^{-1}(x) \frac{d\Psi}{dx} - \left[\varepsilon - U(x) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m(x)} \right] \Psi = 0, \quad (4)$$

т. е. эффективный потенциал $V_{\text{eff}}(x) = U(x) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m(x)}$, управляющий движением электрона вдоль оси x , зависит от $k = |\mathbf{k}|$. Энергия $U(x)$ есть сумма двух слагаемых:

$$U(x) = U_0(x) - eV(x), \quad (5)$$

где $U_0(x)$ — гетероструктурная «близкодействующая» потенциальная энергия, $V(x)$ — электростатический потенциал, определяемый решением уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial}{\partial x} \varepsilon_D(x) \frac{\partial V}{\partial x} = en(x); \quad (6)$$

здесь $\varepsilon_D(x)$ — диэлектрическая проницаемость, $n(x)$ — электронная плотность. Таким образом, второй член из правой части (5) представляет собой дальнедействующую часть потенциальной энергии. В правую часть (6) может быть, разумеется, дописан заряд доноров или (и) акцепторов, здесь неучитываемый.

Далее положим потенциальную энергию $U_0(x)$ лежащей в пределах 0.2 ÷ 0.5 эВ, что соответствует типичным современным гетероструктурам. Масштаб величины $|eV(x)|$ заметно меньше: $\simeq 10^4$ эВ/см $\times 10^{-6}$ см = 10^{-2} эВ. Поэтому добавку $-eV(x)$ в правой части (5) будем считать возмущением. Равно отнесем к возмущению также и энергию $\hbar^2 k^2 / 2m(x)$ из уравнения (4). Невозмущенная волновая функция $\Psi^{(0)}(x)$ определяется из уравнения

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} m^{-1}(x) \frac{d\Psi^{(0)}}{dx} - (\varepsilon^{(0)} - U_0(x)) \Psi^{(0)} = 0. \quad (7)$$

Предположим, что потенциал $U_0(x)$ имеет вид двух гетероструктурных квантовых ям, разделенных барьером (рис. 1). Два нижайших состояния в потенциале $U_0(x)$, обозначаемых $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$, имеют по предположению близкие энергии $\varepsilon_{1,2}^{(0)}$, причем $\varepsilon_1^{(0)} < \varepsilon_2^{(0)}$ и

$$\varepsilon_2^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)} \ll \varepsilon_3^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)}, \quad (8)$$

где $\varepsilon_3^{(0)}$ — следующий по высоте энергетический уровень. Наличие сильного неравенства (8) позволяет говорить о двухуровневой системе и о почти вырожденных состояниях $\Psi_{1,2}^{(0)}$.

Наряду с потенциальной энергией $U_0(x)$ рассмотрим также «парциальные» (одноямные) энергии $U_A(x)$ и $U_B(x)$, определяемые, например, следующим образом: $U_A(x) = U_0(x)$, $U_B(x) = 0$ при $x < 0$, $U_A(x) = 0$, $U_B(x) = U_0(x)$ при $x > 0$, так что $U_0(x) = U_A(x) + U_B(x)$. Решая уравнения Шредингера с энергиями $U_{A,B}(x)$, т. е.

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} m^{-1}(x) \frac{d\Psi_{A,B}}{dx} - (\varepsilon_{A,B} - U_{A,B}(x)) \Psi_{A,B} = 0, \quad (9)$$

получим одноямные функции $\Psi_{A,B}(x)$ и одноямные энергетические состояния $\varepsilon_{A,B}$. Нижайшие из них лежат вблизи $\varepsilon_{1,2}^{(0)}$, а для функций $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$ имеем

$$\Psi_{1,2}^{(0)}(x) = C_{1,2A}^{(0)} \Psi_A(x) + C_{1,2B}^{(0)} \Psi_B(x) + \delta\varphi_{1,2}(x), \quad (10)$$

где третье слагаемое в правой части существенно по сравнению с первыми двумя только там, где они малы.

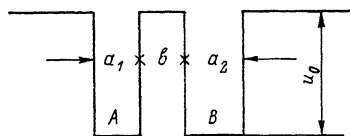
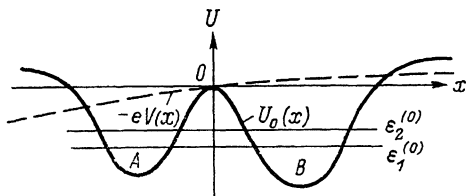


Рис. 1. Типичный пример двухямной потенциальной энергии $U_0(x)$.

Рис. 2. Расчетная гетероструктура.

Полагаем, что уравнения (7) и (9) решены точно, т. е. $\Psi_{A,B}(x)$, $\varepsilon_{A,B}$ и $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$, $\varepsilon_{1,2}^{(0)}$ известны.

1.2. Найдем возмущенные функции $\Psi_{1,2}(k, x)$ и соответствующие им энергии $\varepsilon_{1,2}(k)$; напомним, что возмущающая энергия имеет вид

$$u(k, x) = -eV(x) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m(x)}. \quad (11)$$

Согласно канонам квантовой механики [13, § 125], ищем функции $\Psi_{1,2}(k, x)$ в виде линейной комбинации функций $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$, дополненной малыми слагаемыми $\delta\Psi_{1,2}(k, x)$:

$$\Psi_{1,2}(k, x) = A_{1,2}(k) \Psi_1^{(0)}(x) + A_{2,2}(k) \Psi_2^{(0)}(x) + \delta\Psi_{1,2}(k, x). \quad (12)$$

После подстановки (12) в (4) для $\delta\Psi_{1,2}$ получится неоднородное дифференциальное уравнение; из условия ортогональности функций $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$ к правой (неоднородной) части этого уравнения имеем

$$\begin{aligned} A_1(\varepsilon - \varepsilon_1^{(0)} - u_{11}) - A_2 u_{12} &= 0, \\ -A_1 u_{21} + A_2(\varepsilon - \varepsilon_2^{(0)} - u_{22}) &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$u_{i,j}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx (\Psi_i^{(0)}(x))^* \Psi_j^{(0)}(x) u(k, x), \quad ij = 1, 2. \quad (13')$$

Возмущенный спектр следует из условия разрешимости (13) и имеет вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1,2}(k) &= \frac{1}{2} (\varepsilon_1^{(0)} + \varepsilon_2^{(0)} + u_{11}(k) + u_{22}(k)) \mp \\ &\mp \left\{ \frac{1}{4} (\varepsilon_1^{(0)} - \varepsilon_2^{(0)} + u_{11}(k) - u_{22}(k))^2 + |u_{12}(k)|^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (14)$$

т. е. всегда $\varepsilon_1(k) < \varepsilon_2(k)$;

$$A_{1,2}(k)/A_{2,1}(k) = 2u_{12} \{ \varepsilon_2^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)} + u_{22} - u_{11} \mp [(\varepsilon_2^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)} + u_{22} - u_{11})^2 + 4|u_{12}|^2]^{1/2} \}^{-1}, \quad |A_{1,2}(k)|^2 + |A_{2,1}(k)|^2 = 1; \quad (15)$$

последнее равенство предполагает несущественность вклада $\delta\Psi_{1,2}$ в нормировку

Для реализации формул (14), (15) необходимо знать возмущение $u(k, x)$ в (13'), т. е. ход электростатического потенциала $V(x)$, определяемый уравнением Пуассона (6). В правой части (6) запишем $n(x)$ в виде

$$n(x) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int d^2k (|\Psi_1(k, x)|^2 f_1(\mathbf{k}) + |\Psi_2(k, x)|^2 f_2(\mathbf{k})), \quad (16)$$

где $f_{1,2}(\mathbf{k})$ — функции распределения электронов по двумерному волновому вектору \mathbf{k} в рассматриваемых нами двух подзонах.

Используем выражение (10), позволяющее записать двухъямные функции $\Psi_{1,2}^{(0)}(x)$ через одноямные $\Psi_{A,B}(x)$; тогда из (12) следует

$$\Psi_{1,2}(k, x) = C_{1,2A}(k) \Psi_A(x) + C_{1,2B}(k) \Psi_B(x) + \delta\varphi_{1,2}(k, x), \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} C_{1,2A}(k) &= A_{1,2}(k) C_{1A}^{(0)} + A_{2,1}(k) C_{2A}^{(0)}, \\ C_{1,2B}(k) &= A_{1,2}(k) C_{1B}^{(0)} + A_{2,1}(k) C_{2B}^{(0)}, \end{aligned} \quad (17')$$

$$\delta\varphi_{1,2}(k, x) = A_{1,2}(k) \delta\varphi_1(x) + A_{2,1}(k) \delta\varphi_2(x) + \delta\Psi_{1,2}(k, x),$$

причем по-прежнему последнее слагаемое в правой части (17) существенно лишь там, где малы первые два. Но и первые два слагаемых также одновременно существенны лишь в тех областях, где оба малы; там же, где одно из них велико, остальные оба не играют роли. Поэтому в формуле (16) можно воспользоваться приближенными выражениями

$$|\Psi_{1,2}(k, x)|^2 \simeq |C_{1,2A}(k)|^2 |\Psi_A(x)|^2 + |C_{1,2B}(k)|^2 |\Psi_B(x)|^2, \quad (18)$$

так что

$$n(x) \simeq F_A |\Psi_A(x)|^2 + F_B |\Psi_B(x)|^2, \quad (19)$$

где

$$F_{A,B} = \frac{2}{(2\pi)^2} \int d^2k \{ |C_{1A,B}(k)|^2 f_1(\mathbf{k}) + |C_{2A,B}(k)|^2 f_2(\mathbf{k}) \}. \quad (20)$$

В правой части уравнения Пуассона фигурируют, таким образом, известные — целиком определяемые выбранной гетероструктурой — функции $|\Psi_{A,B}(x)|^2$. От внешнего поля и создаваемого им распределения потенциала зависят лишь коэффициенты $F_{A,B}$; отметим, что они же зависят от распределения электронов между подуровнями и по квазиимпульсам, т. е. в случае горячей задачи — и от продольного греющего поля.

1.3. Проинтегрируем (6), используя следующие граничные условия: 1) потенциал точки $x=0$, выбранной таким образом, как это показано на рис. 1, считаем фиксированным и равным 0 (отметим, что от выбора постоянной части потенциала ничего не зависит); 2) напряженность поля слева $E(-\infty)$ считаем заданной (потенциалом полевого электрода):

$$E(-\infty) = E_0; \quad (21)$$

3) заряд в ямах полностью экранирует это поле, так что

$$E(\infty) = 0. \quad (21')$$

Поскольку $\Psi_{A,B}(x)$ нормированы, из (21) и (21') следует

$$\varepsilon_D(-\infty) E_0 = e(F_A + F_B) = eF, \quad (22)$$

т. е. F_A и F_B — это полные поверхностные концентрации электронов в ямах A и B , а F — полная поверхностная концентрация всех электронов.

Интегрирование (6) дает

$$\varepsilon_D(x) \frac{\partial V}{\partial x} = -eF_A(1 - \nu_A(x)) - eF_B \nu_B(x), \quad (23)$$

где

$$\nu_A(x) = \int_{-\infty}^x |\Psi_A|^2 dx, \quad \nu_B(x) = \int_x^{\infty} |\Psi_B|^2 dx, \\ V(x) = -e \left[F_A \int_0^x \frac{1 - \nu_A(x)}{\varepsilon_D(x)} dx + F_B \int_0^x \frac{\nu_B(x)}{\varepsilon_D(x)} dx \right]. \quad (24)$$

Потенциал (24), подставленный в (11), позволяет вычислить $u_{ij}(k)$, $\varepsilon_{1,2}(k)$, $A_{1,2}(k)$ и $A_{2,1,2}(k)$ и замкнуть решение задачи. Для $u_{ij}(k)$ [см. (13')] имеем

$$u_{ij}(k) = a_{ij} k^2 + F_A D_{ij}^{(A)} + F_B D_{ij}^{(B)}, \quad (25)$$

где

$$a_{ij} = \frac{\hbar^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{m(x)} (\Psi_i^{(0)}(x))^* \Psi_j^{(0)}(x) dx, \\ D_{ij}^{(A)} = e^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx (\Psi_i^{(0)}(x))^* \Psi_j^{(0)}(x) \int_0^x \frac{1 - \nu_A(x')}{\varepsilon_D(x')} dx', \\ D_{ij}^{(B)} = e^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx (\Psi_i^{(0)}(x))^* \Psi_j^{(0)}(x) \int_0^x \nu_B(x') dx' / \varepsilon_D(x').$$

Концентрации $F_{A,B}$ сами зависят от $u_{ij}(k)$ через зависимости (20), (17'), (15), так что формула (25) образует систему интегральных уравнений, определяющих $u_{ij}(k)$.

1.4. Предположим, что туннельный барьер между ямами A и B обладает достаточно малой прозрачностью, а также, что сами ямы A и B при $F=0$ (т. е. в отсутствие управляющего поля E_0) достаточно сильно отличны друг от друга, так что состояния $\Psi_1^{(0)}(x)$ и $\Psi_2^{(0)}(x)$ почти не смешаны, а уровни $\varepsilon_1^{(0)}$ и $\varepsilon_2^{(0)}$ достаточно раздвинуты. При этом

$$\Psi_1^{(0)}(x) \simeq \Psi_B(x), \quad \Psi_2^{(0)}(x) \simeq \Psi_A(x), \quad (26)$$

$\varepsilon_1^{(0)} \simeq \varepsilon_B$, $\varepsilon_2^{(0)} \simeq \varepsilon_A$, $\varepsilon_A > \varepsilon_B$; функции $\Psi_{A,B}(x)$ выбраны положительно определенными. Тогда

$$\Psi_{1,2}(k, x) \simeq A_{1,2}(k) \Psi_B(x) + A_{2,1,2}(k) \Psi_A(x), \quad (27)$$

причем

$$u_{11}(k) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dx u(k, x) \Psi_B^2(x), \quad u_{22}(k) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dx u(k, x) \Psi_A^2(x). \quad (28)$$

Введем обозначения

$$(\)_k = \varepsilon_2^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)} + u_{22}(k) - u_{11}(k), \\ [\]_k = \{ (\)_k^2 + 4u_{12}^2(k) \}^{1/2}, \quad (29)$$

имеем из (15)

$$A_{1_1}^2(k) = A_{2_2}^2(k) = (1 + Y(k))/2, \\ A_{1_2}^2(k) = A_{2_1}^2(k) = (1 - Y(k))/2,$$

где

$$Y(k) = (\)_k / [\]_k \leq 1. \quad (29')$$

При этом

$$\Psi_1(k, x) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 + Y(k))^{1/2} \Psi_B(x) + (1 - Y(k))^{1/2} \Psi_A(x)],$$

$$\Psi_2(k, x) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 - Y(k))^{1/2} \Psi_B(x) - (1 + Y(k))^{1/2} \Psi_A(x)], \quad (30)$$

$$F_{A, B} = \frac{1}{2} (F \mp F' \{Y\}), \quad (31)$$

где $F = \frac{2}{(2\pi)^2} \int d^2k (f_1(\mathbf{k}) + f_2(\mathbf{k}))$, а функционал $F' \{Y\}$ определен формулой

$$F' \{Y\} = \frac{2}{(2\pi)^2} \int d^2k (f_1(\mathbf{k}) - f_2(\mathbf{k})) Y(k). \quad (32)$$

Подставляя в выражения для $u_{ik}(k)$ зависимости (25) для $u(k, x)$, получим

$$u_{11}(k) = a_B k^2 + \frac{e^2}{2} (\gamma_B F - \delta_B F' \{Y\}),$$

$$u_{22}(k) = a_A k^2 + \frac{e^2}{2} (\gamma_A F - \delta_A F' \{Y\}), \quad (33)$$

$$u_{12}(k) = \alpha' k^2 + \frac{e^2}{2} (\gamma' F - \delta' F' \{Y\}),$$

где

$$\gamma_{A, B} \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi_{A, B}^2(x) \int_0^x \frac{dx'}{\varepsilon_D(x')} (1 - \nu_A(x') + \nu_B(x')),$$

$$\delta_{A, B} \simeq \int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi_{A, B}^2(x) \int_0^x dx' (1 - \nu_A(x') - \nu_B(x')) / \varepsilon_D(x'),$$

$$\gamma' = \int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi_1^{(0)}(x) \Psi_2^{(0)}(x) \int_0^x dx' (1 - \nu_A(x') + \nu_B(x')) / \varepsilon_D(x'),$$

$$\delta' = \int_{-\infty}^{\infty} dx \Psi_1^{(0)}(x) \Psi_2^{(0)}(x) \int_0^x dx' (1 - \nu_A(x') - \nu_B(x')) / \varepsilon_D(x'),$$

$$\alpha_{A, B} \simeq \frac{\hbar^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{m(x)} \Psi_{A, B}^2(x), \quad \alpha' = \frac{\hbar^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{m(x)} \Psi_1^{(0)}(x) \Psi_2^{(0)}(x).$$

Подставляя выражения (33) в ()_k и []_k [см. формулы (29)] и далее в (29'), получим определяющее $Y(k)$ уравнение

$$Y^2(k) \left[1 + 4 \left(\frac{\alpha' k^2 + \gamma' F - \delta' F' \{Y\}}{\gamma (F_0 - F) + \alpha k^2 - \delta F'} \right)^2 \right] = 1, \quad (34)$$

в котором $\alpha' = 2\alpha'/e^2$, $\alpha = 2(a_A - a_B)/e^2$, $\gamma = \gamma_B - \gamma_A > 0$, $\delta = \delta_A - \delta_B > 0$, $F_0 = = 2(\varepsilon_2^{(0)} - \varepsilon_1^{(0)})/\gamma e^2 > 0$, причем с ростом F функция $Y(k)$ изменяется от ~ 1 до ~ -1 . Из (32) и (34) нетрудно получить трансцендентное уравнение, определяющее $F' \{Y\}$:

$$F' = \frac{2}{(2\pi)^2} \int \frac{d^2k (f_1(k) - f_2(k)) (\gamma (F_0 - F) + \alpha k^2 - \delta F')}{[(\gamma (F_0 - F) + \alpha k^2 - \delta F')^2 + 4(\alpha' k^2 + \gamma' F - \delta' F')^2]^{1/2}}. \quad (35)$$

Далее рассмотрен лишь случай равновесных функций $f_{1, 2}(\mathbf{k})$:

$$f_{1, 2}(\mathbf{k}) = f(\varepsilon_{1, 2}(k)) = \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_{1, 2}(k) - \mu}{T} \right) \right]^{-1}, \quad (36)$$

$$\epsilon_{1,2}(k) = \frac{1}{2} \left\{ \epsilon_B + \epsilon_A + (a_A + a_B)k^2 + \frac{e^2}{2}(\gamma_A + \gamma_B)F - \frac{e^2}{2}(\delta_B + \delta_A)F' \mp [k] \right\}, \quad (37)$$

$\mu = \mu(F)$ — химический потенциал, определяемый условием

$$F = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} k dk (f_1 + f_2). \quad (38)$$

Решение (35) и определение F' позволяют найти энергии $\epsilon_{1,2}(k)$ и волновые функции $\Psi_{1,2}(k, x)$, построенные из функций $\Psi_{A,B}(x)$ и необходимые для вычисления подвижности электронов.

2. Рассеяние и проводимость

Выберем рассеивающий потенциал в виде

$$H' = w \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i, x - X_i), \quad (39)$$

где $\delta(\mathbf{r}, x)$ — трехмерная дельта-функция Дирака; координаты \mathbf{R}_i распределены случайно и однородно, а координаты X_i — случайно, но неоднородно, а специальным образом, определяя селективное легирование. Квадрат модуля матричного элемента рассеяния квазидвумерных электронов на потенциале (39) может быть записан в виде

$$|\langle n', \mathbf{k}' | H' | n, \mathbf{k} \rangle|^2 = \frac{w^2}{A} \int_{-\infty}^{\infty} dx N(x) \Psi_{n'}^2(k', x) \Psi_n^2(k, x), \quad (40)$$

здесь $N(x)$ — объемная концентрация рассеивающих центров со случайными координатами \mathbf{R}_i, X_i , зависящая только от x ; $n, n' = 1, 2$. Поскольку в выбранном нами случае вероятности рассеяния

$$W_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{(n, n')} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle n', \mathbf{k}' | H' | n, \mathbf{k} \rangle|^2 \delta(\epsilon_{n'}(k') - \epsilon_n(k)) \quad (41)$$

не зависят от угла рассеяния ($\widehat{\mathbf{k}}, \widehat{\mathbf{k}'}$), решения кинетических уравнений в квазиравновесном случае имеют вид

$$f_{1,2}(\mathbf{k}) = f(\epsilon_{1,2}(k)) + f_{1,2}(\epsilon_{1,2}(k)) \cos \vartheta(\mathbf{k}),$$

где

$$f_{1,2}(\epsilon) = eE v_{1,2}(\epsilon) \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \tau_{1,2}(\epsilon); \quad (42)$$

здесь

$$v(\mathbf{k}) = (\widehat{\mathbf{k}}, \widehat{\mathbf{E}}), v_{1,2}(\epsilon) = \hbar^{-1} \left. \frac{\partial \epsilon_{1,2}(k)}{\partial k} \right|_{\epsilon_{1,2}(k) = \epsilon},$$

$$\tau_1 = (\tau_{11}^{-1} + \tau_{12}^{-1})^{-1}, \tau_2 = (\tau_{21}^{-1} + \tau_{22}^{-1})^{-1}, \quad (43)$$

$\tau_{nn'}$ — времена ухода электронов из подзоны n в подзону n' ; по-прежнему $n, n' = 1, 2$. Для $\tau_{nn'}$ имеем

$$\tau_{nn'}^{-1} = \sum_{\mathbf{k}'} W_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{(n, n')} = A \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} W_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{(n, n')} = \frac{w^2}{\hbar} \int_0^{\infty} k' dk' \delta(\epsilon_n(k) - \epsilon_{n'}(k')) I^{(n, n')}(k, k'), \quad (44)$$

где

$$I^{(n, n')}(k, k') = \int_{-\infty}^{\infty} dx N(x) \Psi_{n'}^2(k' x) \Psi_n^2(k, x).$$

Плотность тока может быть записана в виде $j = j_1 + j_2$, где

$$j_n = -\frac{e^2 E}{2\pi} \int_0^{\infty} k dk v_n^2(k) \tau_n(k) \left. \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon = \varepsilon_n(k)}; \quad n = 1, 2. \quad (45)$$

Полагая, что функция $N(x)$ не имеет выделенно большой величины в барьере между ямами — в области перекрытия функций $\Psi_A(x)$ и $\Psi_B(x)$, можем приближенно записать

$$\begin{aligned} I^{(1,1)}(k, k') &\simeq (1 + Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_B + (1 - Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_A, \\ I^{(2,2)}(k, k') &\simeq (1 - Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_B + (1 + Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_A, \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} I^{(1,2)}(k, k') &\simeq (1 + Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_B + (1 - Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_A, \\ I^{(2,1)}(k, k') &\simeq (1 - Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_B + (1 + Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_A, \end{aligned}$$

где

$$\Phi_A = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dx N(x) \Psi_A^4(x), \quad \Phi_B = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dx N(x) \Psi_B^4(x). \quad (46')$$

Из (44) и (45) имеем

$$\tau_{11}^{-1} = \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{v_1(k)} [(1 + Y(k))^2 \Phi_B + (1 - Y(k))^2 \Phi_A], \quad (47a)$$

$$\tau_{22}^{-1} = \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k'}{v_2(k')} [(1 - Y(k))^2 \Phi_B + (1 + Y(k))^2 \Phi_A], \quad (47б)$$

$$\tau_{12}^{-1} = \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{u_1(k')} [(1 + Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_B + (1 - Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_A], \quad (47в)$$

где $k'(k)$ определяется условием $\varepsilon_2(k') = \varepsilon_1(k)$;

$$\tau_{21}^{-1} = \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k'}{v_2(k')} [(1 - Y(k))(1 + Y(k')) \Phi_B + (1 + Y(k))(1 - Y(k')) \Phi_A], \quad (47г)$$

где $k'(k)$ определяется условием $\varepsilon_1(k') = \varepsilon_2(k)$.

Из формул (47в) и (47г) видно, что межподзонное рассеяние существенно лишь в той области значений F , в которой $Y(k)$ совершает переход от ~ 1 до ~ -1 , проходя через нулевое значение. Это связано с тем, что при прочих значениях F электроны из разных подзон пространственно разнесены по различным потенциальным ямам.

Из формул (47а) и (47б) видно, что при изменении $Y(k)$ от 1 до -1 может происходить резкое изменение времен τ_{11} и τ_{22} , обусловленное различием Φ_A и Φ_B . При этом τ_{11}^{-1} изменяется от $\sim 4 \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{v_1(k)} \Phi_B$ до $\sim 4 \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{v_1(k)} \Phi_A$, а τ_{22}^{-1} — от $\sim 4 \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{v_2(k)} \Phi_A$ до $\sim 4 \frac{w^2}{\hbar^2} \frac{k}{v_2(k)} \Phi_B$.

Различие Φ_A и Φ_B достигается селективностью легирования, т. е. достаточно сильным различием $N(x)$ в областях больших значений $\Psi_A^4(x)$ и $\Psi_B^4(x)$ [см. (46')].

Другой способ достижения этого различия — сплавное рассеяние. При этом следует заменить w^2 на константу сплавного рассеяния C , а $N(x)$ на $X(x)(1 - X(x))$, где $X(x)$ — молекулярная доля одной из двух составляющих бинарного сплава. (Отметим, что размерность C равна размерности произведения $w^2 N$). Если в одной из ям (например, в B) сплавное рассеяние отсутствует [$X(x) = 0$], а в другой — имеет место и доминирует, то может быть получен аналогичный эффект.

Изменение знака $Y(k)$ происходит в окрестности $F \approx F_0$. Эту окрестность назовем актуальной областью полей. Если бы в актуальной области была всегда

существенно заполнена лишь одна нижайшая подзона с энергией $\epsilon_1(k)$ (что имеет место, например, при невырожденном электронном газе и низкой температуре), то за счет изменения τ_{11} произошло бы резкое снижение проводимости с ростом F при $\Phi_A \gg \Phi_B$ (т. е. имел бы место участок N —ОДК) или резкое ее возрастание при $\Phi_A \ll \Phi_B$.

В более реалистическом случае сравнимого заполнения сразу обеих подзон картина несколько усложняется. Вне окрестности $F \simeq F_0$ в одной из двух подзон обязательно имеет место высокая проводимость, поскольку электроны этой подзоны располагаются в той из двух ям, где имеет место слабое рассеяние. В окрестности же $F \simeq F_0$ проводимость мала сразу в обеих подзонах, поскольку в этой окрестности электроны обеих подзон располагаются сразу в двух ямах и велик вклад сильного рассеяния в каждой из подзон (и к тому же включается межподзонное рассеяние). Поэтому должен быть провал проводимости в этой области полей вне зависимости от того, которая из двух ям высокопроводящая, а которая низкопроводящая.

Провал проводимости в так называемой актуальной области полей означает обязательное наличие участка N —ОДК и обязательное же наличие возвратного участка повышенной положительной крутизны.

3. Численные результаты

Описанная в разд. 1 и 2 схема расчета была реализована в следующей модели. Была выбрана гетероструктура с прямоугольным барьером и прямоугольными ямами одинаковой глубины, но несколько различной ширины (рис. 2); конкретно было выбрано: $U_0 = 0.3$ эВ, $b = 6$ нм, $a_1 = 6$ нм, $a_2 = 8$ нм; $T \simeq 0.006$ эВ.

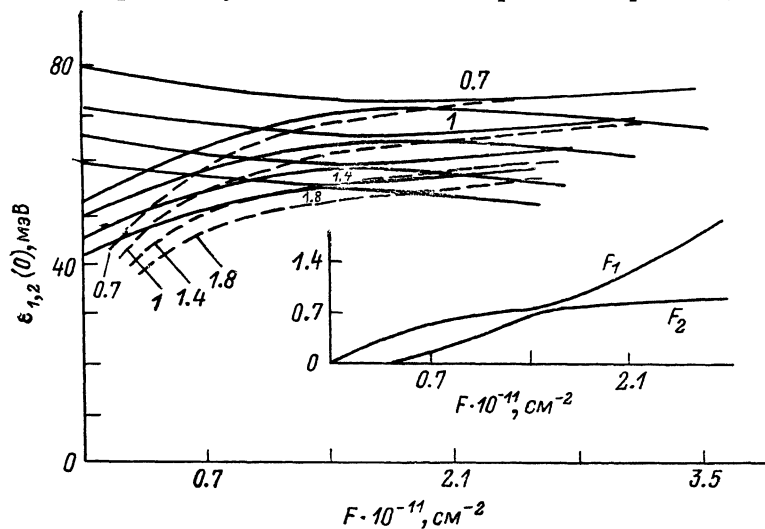


Рис. 3. Энергии доньев энергетических подзон $\epsilon_{1,2}(0)$ (сплошные кривые) и химический потенциал μ (штрихи) в зависимости от поверхностной концентрации электронов F .

Значения отношения m_2/m_1 указаны числами у кривых.

(70 К). Эффективная масса в квантовых ямах была принята одинаковой и равной $m_1 = 0.065m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. В барьерах (т. е. вне ям) масса также была принята одинаковой и равной $m_2 = 0.7; 1.0; 1.4$ и $1.8m_1$.

Функция $N(x)$ — концентрация рассеивающих центров малого радиуса — имела ступенчатый вид, т. е. скачком изменялась посередине межъямного барьера от значения N_A слева до значения N_B справа. Поскольку величина ω^2 в наших расчетах выбиралась произвольно, абсолютные значения N_A и N_B не играют роли, но играет роль их отношение.

Величина F в расчетах изменялась от 0 до $\sim 2.8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$; этого изменения F при выбранных параметрах гетероструктуры было достаточно для описания интересующего нас полевого эффекта.

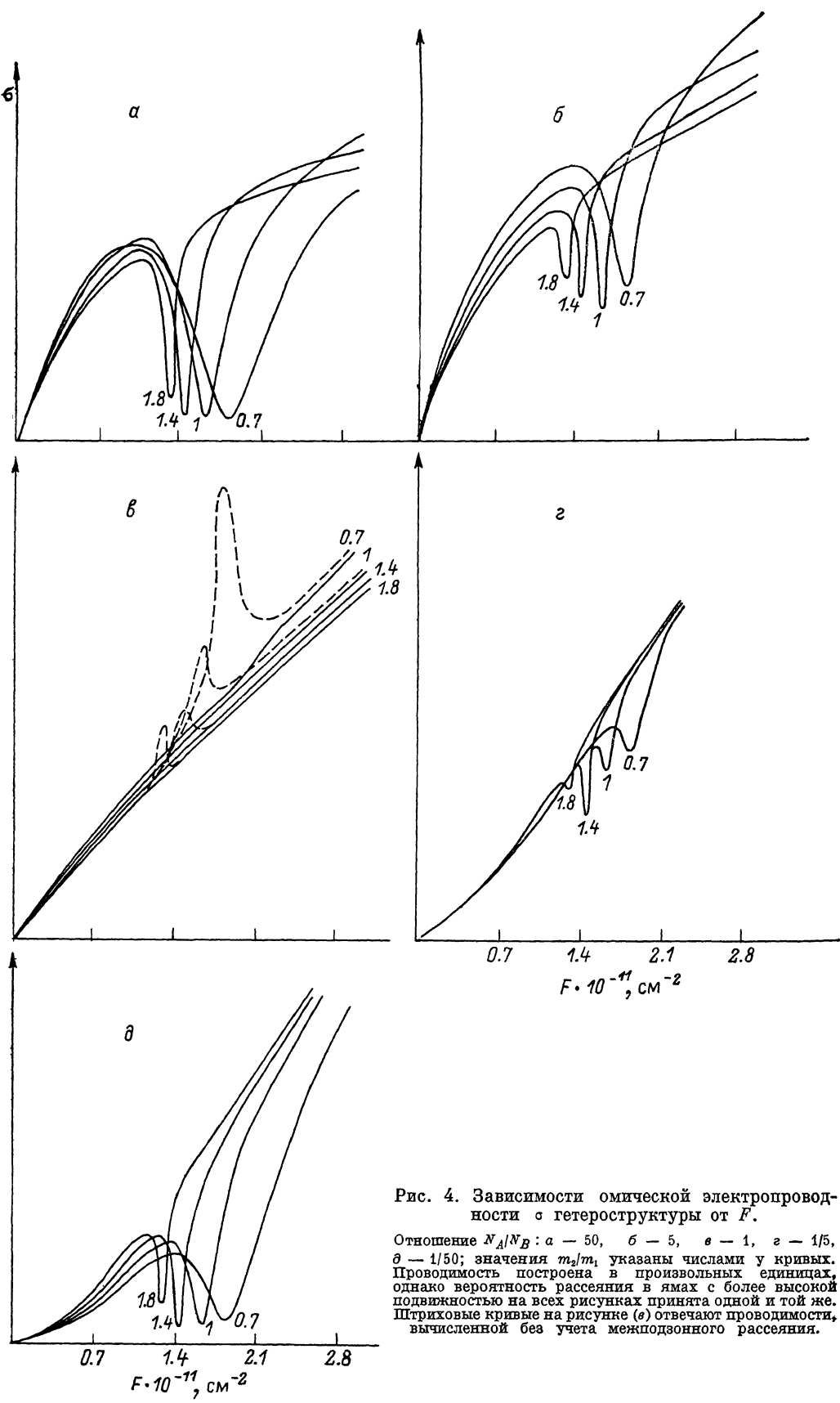


Рис. 4. Зависимости омической электропроводности σ гетероструктуры от F .

Отношение N_A/N_B : *a* — 50, *б* — 5, *в* — 1, *г* — 1/5, *д* — 1/50; значения m_2/m_1 указаны числами у кривых. Проводимость построена в произвольных единицах, однако вероятность рассеяния в ямах с более высокой подвижностью на всех рисунках принята одной и той же. Штриховые кривые на рисунке (*в*) отвечают проводимости, вычисленной без учета межподзонного рассеяния.

На рис. 3 приведено в зависимости от F энергетическое положение минимумов обеих подзон $\varepsilon_{1,2}(0)$ и уровня Ферми μ . Видно, что для всех рассмотренных отношений m_2/m_1 вырожденное распределение электронов в обеих подзонах имеет место, начиная с несколько более сильных полей, чем переход через туннельный резонанс. Тем не менее в актуальной области полей мы всегда имеем дело со случаем существенного заполнения обеих подзон, поскольку $T \simeq 6$ мэВ значительно превышает энергетические зазоры $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ в этой области. Сравнимости концентраций F_1 - и F_2 электронов в обеих подзонах в актуальной области полей хорошо видна на вставке к рис. 3.

На рис. 4 построены зависимости омической проводимости гетероструктуры от F для перечисленных выше значений m_2/m_1 и для пяти значений отношения N_A/N_B (50; 5; 1; 1/5; 1/50). Видно, что при $N_A = N_B$ эти зависимости монотонны и не содержат никаких аномалий, исключая малые эффекты в окрестностях резонанса, связанные с межподзонным рассеянием. В четырех других случаях наблюдаются резкие провалы в проводимости около резонансных значений F . Эффекты тем значительнее (и охватывают тем более значительный интервал F), чем меньше эффективная масса носителей в барьере, т. е. чем выше его проницаемость. [При этом, вообще говоря, тем лучше выполняется условие (1), однако тем менее достоверна концепция теории возмущений].

На рис. 5 для двух случаев $N_A/N_B = 50$ и $1/50$ построены те же зависимости $\sigma(F)$. Совмещение кривых для этих случаев на одном рисунке позволяет ярче

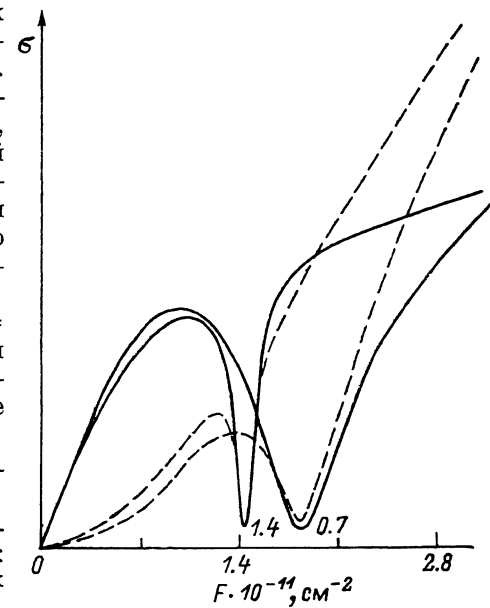


Рис. 5. Зависимости омической электропроводности σ от F для двух отношений N_A/N_B : 50 (сплошные кривые) и 1/50 (пштрихи) и двух отношений m_2/m_1 , указанных на рисунке.

выявить как их различия, так и сходства. К различиям следует отнести поведение кривых вдали от резонанса — при больших F , в особенности, при малых значениях F . К сходствам же относится практически полное совпадение этих кривых в области резонанса. При $F \rightarrow 0$ проводимость в указанных двух случаях различается приблизительно в 50 раз. С ростом F указанное отношение проводимостей быстро уменьшается, поскольку при $N_A/N_B = 50$ проводимость возрастает с ростом F лишь сублинейно, а при $N_A/N_B = 1/50$ суперлинейно. Сублинейный рост приводит, естественно, к более раннему переходу на участок падения, чем в сверхлинейном случае. При резонансе же проводимости в обоих случаях, как уже отмечалось, совпадают.

Существенный вклад в проводимость дает межподзонное рассеяние, которое велико, как указывалось в разд. 2, только в окрестности резонанса. Важность этого вклада показана на рис. 4, в. Если бы при $N_A = N_B$ не было учтено межподзонное рассеяние, то наблюдались бы всплески проводимости в области резонанса, не имеющие физического смысла.

Отметим качественное сходство наших результатов, представленных на рис. 4, с экспериментальной зависимостью сопротивления двухъямной структуры от напряжения на затворе, полученной в работе [4].

В заключение укажем на актуальность дальнейшего развития теории в направлении расчета неомической (разогретой) проводимости, когда изученный здесь эффект полевого управления проводимостью сочетается с туннельным пе-

реходом электронов в реальном пространстве. Другим необходимым направлением развития теории явился бы отказ от условия [1], сильно ограничивающего применимость результатов к реальным объектам.

Список литературы

- [1] Sakaki H. // Japan. J. Appl. Phys. 1982. V. 21. N 6. P. L381—L383.
- [2] Kizilyalli I. C., Hess K. // Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 20. N 9. P. 1519—1524.
- [3] Vinter B., Tardella A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 7. P. 410—412.
- [4] Palevski A., Beltram F., Capasso F., Pfeiffer L., West K. W. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 15. P. 1929—1932.
- [5] Bigelow J. M., Leburton J. P. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 8. P. 795—797.
- [6] Kirchoefer S. W., Magno R., Comas J. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 11. P. 1054—1056.
- [7] Pond J. M., Kirchoefer S. W., Cukauskas E. J. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 11. P. 1175—1177.
- [8] Sawaki N., Suzuki M., Takagaki Y., Goto H., Akasaki I., Kano H., Tanaka Y., Hashimoto M. // Superlatt. Microstruct. 1986. V. 2. P. 281—285.
- [9] Sawaki N., Suzuki M., Okuno E., Goto H., Akasaki I., Kano H., Tanaka Y., Hashimoto M. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 3—4. P. 351—354.
- [10] Sawaki N., Hopfel R. A., Gornik E., Kano H. // Sol. St. Electron. 1989. V. 32. N 12. P. 1321—1325.
- [11] Vinter B. // Sol. St. Commun. 1983. V. 48. N 2. P. 151—154.
- [12] Vinter B. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 3. P. 307—309.
- [13] Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М., 1963. 620 с.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 15.03.1991
Принята к печати 8.04.1991