

08

## Влияние формы структурного фактора на электронную подвижность невырожденных 2D-электронов

© В.М. Михеев

Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: mikheev@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 9 августа 2013 г.)

Изучены температурные зависимости подвижности невырожденных 2D-электронов в гетероструктурах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов. Рассмотрены случаи, когда с ростом температуры начинает преобладать влияние первого максимума структурного фактора на рассеяние электронов. При этом подвижность 2D-электронов уменьшается с увеличением корреляций в пространственном распределении примесных ионов. Исследуется влияние величины корреляций и ширины спейсерного слоя на этот эффект.

Работа выполнена по плану РАН (шифр „Электрон“ № г.р.01.2.006 13395), проект Президиума РАН 12-П-2-1051.

### 1. Введение

Теоретически концентрационные зависимости подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов изучались с применением численных методов в работах [1–4]. В наших работах [5–9] корреляционные эффекты и их влияние на электронную подвижность изучаются аналитическими методами в модели жестких сфер. В этой модели объемная концентрация примесных ионов  $n_d^+$  отождествляется с концентрацией жестких сфер, а минимальное расстояние между ионами  $r_c$  — с диаметром жесткой сферы.

В работах [7–9] рассматривались гетероструктуры с тонким легированным слоем, когда ширина легированного слоя меньше диаметра жесткой сферы ( $W_d < r_c$ ). Для этого случая нами был развит вариант модели жестких сфер, центры которых лежат на плоскости, а корреляции в распределении примесных ионов описываются коэффициентом упаковки  $\eta^s = \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2$ , где  $N_d^+$  — поверхностная плотность примесных ионов.

Чтобы вычислить подвижность 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов, достаточно знать структурный фактор системы примесных ионов  $S(q)$ . Эта функция, вычисление которой составляет основу наших расчетов, представляет собой ряд чередующихся минимумов и максимумов, затухающих с ростом вектора рассеяния  $q$ .

При низких температурах, когда 2D-электроны вырождены, основной вклад в рассеяние вносит область значений  $0 < q < 2k_F$ , на которую приходится минимум структурного фактора. Поэтому исследование подвижности вырожденных электронов не позволяет судить о форме структурного фактора. С ростом температуры снимается вырождение электронного газа. При этом основной вклад в рассеяние вносит область значений  $q$ , в которую попадают как первый минимум, так и первый максимум структурного фактора. В области низких температур,

в которой при рассеянии электронов существенна область минимума структурного фактора, подвижность электронов возрастает с ростом корреляций в системе рассеивателей. В области более высоких температур, где проявляется снятие вырождения электронного газа, а потому существенна область максимума структурного фактора, подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе рассеивателей [10]. Мы назвали этот эффект, целиком обусловленный формой структурного фактора, эффектом „инверсии электронной подвижности“.

В настоящей работе исследуется влияние величины корреляций и ширины спейсерного слоя на эффект инверсии электронной подвижности в случае гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с  $\delta$ -слоем, легированным мелкими донорами. Технически задача сводится к вычислению температурной зависимости подвижности электронов.

### 2. Подвижность невырожденных 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в плоскости

Подвижность вырожденных 2D-электронов при рассеянии на заряженных примесных центрах вычисляется в приближении времени релаксации [11]

$$\mu^{-1}(\varepsilon) = \frac{m}{e} \int_0^{2\pi} d\theta (1 - \cos \theta) \frac{1}{\tau^0(\theta)} S(q),$$

$$q = 2k \sin \theta / 2,$$

$$\frac{1}{\tau^0(\theta)} = \frac{2\pi m e^4}{\hbar^3 \kappa^2} \frac{P_0^2(q)}{D^2(q)} e^{-2qW} \int_0^{W_d} n_d^+(-z - W) e^{-2qz} dz. \quad (1)$$

Здесь  $m, e$  — масса и заряд электрона,  $\tau^0(\theta)$  — время релаксации импульса электрона при рассеянии на

хаотическом распределении примесных центров,  $n_d^+$  — объемная концентрация примесных ионов,  $S(q)$  — структурный фактор. Экранирование примесных центров 2D-электронами в формуле (1) учтено через отношение  $P_0^2(q)/D^2(q)$

$$\begin{aligned} P_0(q) &= b^3(b+q)^{-3}, \\ D(q) &= q + q_s P_{av}(q) + q_s \delta P_0^2(q), \\ P_{av}(q) &= (8b^3 + 9b^2q + 3bq^2)(b+q)^{-3}/8, \\ \delta &= \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{\kappa_{sc} + \kappa_{ins}} = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{2\bar{\kappa}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $q_s = \frac{2me^2}{\kappa_{sc}\hbar^2}$  — эффективный параметр экранирования, а  $b^{-1}$  — характерный размер волновой функции электрона в перпендикулярном проводящему слою направлению,

$$b = \left[ \frac{48\pi me^2}{\kappa_{sc}\hbar^2} \left( N_{depl} + \frac{11}{32} N_s \right) \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где  $N_{depl}$  — поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое,  $N_s$  — поверхностная плотность 2D-электронов,  $\kappa_{sc}$ ,  $\kappa_{ins}$  — диэлектрические проницаемости проводящего слоя и изолятора.

В случае невырожденного электронного газа время релаксации  $\tau(\varepsilon)$  необходимо заменить его термодинамическим средним

$$\langle \mu \rangle = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle, \quad (4)$$

где

$$\langle \tau \rangle = \frac{\sum_k \varepsilon(k) \tau(\varepsilon(k)) \left[ \frac{\partial f}{\partial \varepsilon(k)} \right]}{\sum_k \varepsilon(k) \left[ \frac{\partial f}{\partial \varepsilon(k)} \right]}. \quad (5)$$

Здесь  $f(\varepsilon(k))$  — функция распределения Ферми. В случае вырожденного электронного газа  $\langle \mu \rangle = \mu(\varepsilon_F)$ , где  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми. Для 2D-электронов в рассматриваемом случае вырожденного электронного газа  $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$ .

В принятой модели коррелированное состояние в системе рассеивателей задается двумя параметрами (диаметром жесткой сферы и концентрацией жестких сфер) или двумя независимыми функциями этих параметров. В качестве таких независимых параметров мы выбрали поверхностную плотность примесных ионов  $N_d^+$  и коэффициент упаковки  $\eta^s$ . Чтобы подчеркнуть этот факт, будем использовать более детальное обозначение электронной подвижности

$$\langle \mu \rangle \equiv \langle \mu(\eta^s, N_d^+) \rangle.$$

Структурный фактор  $S(q)$  вычислен в модели жестких сфер, распределенных на плоскости, в работе автора [7]

$$\begin{aligned} S(q) &= 1 + S_1(q) + S_2(q), \\ S(0) &= 1 - 6\eta^s + 14.7\eta^{s^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$S_1(q) = -12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} \left( -\frac{q^2 r_c^2}{4} \right)^k \frac{1}{(k!)^2} \left[ \frac{1}{2(k+1)} + \frac{a\eta^s}{2(k+2)} + \frac{b\eta^s}{2k+3} + \frac{c\eta^s}{2(k+1)} \right],$$

$$S_2(q) = 12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} (-q^2 r_c^2) \frac{1}{(k!)^2} \left[ \frac{8a\eta^s}{k+2} + \frac{8b\eta^s}{2k+3} + \frac{2c\eta^s}{k+1} \right],$$

$$a = 1.13, \quad b = -5.83, \quad c = 7.06. \quad (7)$$

Постоянные  $a$ ,  $b$ ,  $c$  появились в результате приближения корреляционной функции полиномами.

Согласно [7], уравнение для определения коэффициента упаковки шаров, распределенных на плоскости, имеет вид

$$N_d^+ = N_d \exp S_0(\eta^s)/k_B,$$

$$S_0 = -\frac{\partial F}{\partial T} = -[3\eta^s + 4\eta^{s^2}]k_B,$$

$$\eta^s = \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2, \quad (8)$$

где  $S_0$  — конфигурационный вклад в энтропию системы примесных ионов, рассчитанный на один ион,  $N_d$  — поверхностная плотность всех доноров, распределенных в тонком легированном слое, а  $N_d^+$  — поверхностная плотность ионизированных доноров.

### 3. Термодинамическое осреднение в системе примесных ионов

В случае коррелированного распределения в системе примесных ионов необходимо произвести термодинамическое осреднение. В нашей модели при  $T = 0$  реализуется состояние, в котором ионизированные примесные центры расположены как можно дальше друг от друга. При этом минимальное расстояние между ионами  $r_c$  зависит лишь от значений  $N_d$  и  $N_d^+$  и определяется формулами (8). При конечных температурах система примесных ионов в состоянии термодинамического равновесия „размазана“ по состояниям со всеми возможными значениями параметра  $r_c$ . В этом случае выражение для структурного фактора (6) необходимо заменить его термодинамическим средним. Поскольку коэффициент упаковки  $\eta^s$  — единственный термодинамический параметр, который входит в выражение для структурного фактора (6), термодинамическое среднее от структурного фактора можно заменить структурным фактором, в который входит термодинамическое среднее от коэффициента упаковки [10].

Термодинамическое среднее произвольной функции от параметра  $r_c$  —  $F(r_c)$  — вычисляется по формуле [11,12]

$$\overline{F(r_c)}_T = \int_0^{r_c^0} F(r_c)W(r_c)dr_c / \int_0^{r_c^0} W(r_c)dr_c,$$

$$W(r_c) = \exp \left[ \frac{S_0(r_c)}{k_B} - \frac{\varepsilon_c(r_c)}{k_B T} \right]. \quad (9)$$

Здесь  $S_0(r_c)$  — конфигурационная энтропия системы примесных ионов, приходящаяся на ион, а  $\varepsilon_c(r_c)$  — энергия корреляции системы примесных ионов, приходящаяся на ион. В модели твердых шаров конфигурационная энтропия вычисляется по формуле (8).

Энергию корреляции для объемного распределения примесных ионов можно вычислить по стандартной формуле [13]

$$\varepsilon_c(r_c) = \frac{1}{4\pi} \int dq q V_q (S_q - 1). \quad (10)$$

В формуле (10) структурный фактор  $S_q$  определяется формулами (6), а величина  $V_q$  представляет собой Фурье-образ модельного потенциала взаимодействия примесных ионов  $V(r)$ . Следуя [8,11], мы использовали простейшую модель, в которой взаимодействие примесных ионов описывается как взаимодействие кулоновских центров вблизи проводящего слоя

$$V(r) = \frac{e^2}{\kappa} \left[ \frac{1}{r} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + 4(W+z)^2}} \right], \quad 0 < z < W_d. \quad (11)$$

В Фурье-представлении

$$V_d = \frac{2\pi e^2}{\kappa q} \left[ 1 - \frac{1}{2W_d q} e^{-2W_d q} (1 - e^{-2W_d q}) \right]. \quad (12)$$

Здесь  $W_d$  — ширина легированного слоя.

Формулы (6), (10), (12) позволяют вычислить энергию корреляции примесных ионов в тонком легированном слое ( $W_d < r_c$ ).

Таким образом, при низких температурах, когда роль фононов в рассеянии электронов пренебрежимо мала, температурная зависимость обратной подвижности невырожденных 2D-электронов  $\mu^{-1}(T)$  всецело определяется выражением

$$\mu^{-1}(T) = 1 / \langle \mu(\overline{\eta}_T^s, N_d^+) \rangle, \quad (13)$$

где  $\langle \mu \rangle$  — термодинамическое среднее электронной подвижности, вычисленное с помощью распределения Ферми (4), а  $\overline{\eta}_T^s$  — термодинамическое среднее коэффициента упаковки, вычисленное по состояниям в системе примесных ионов с помощью формулы (9).

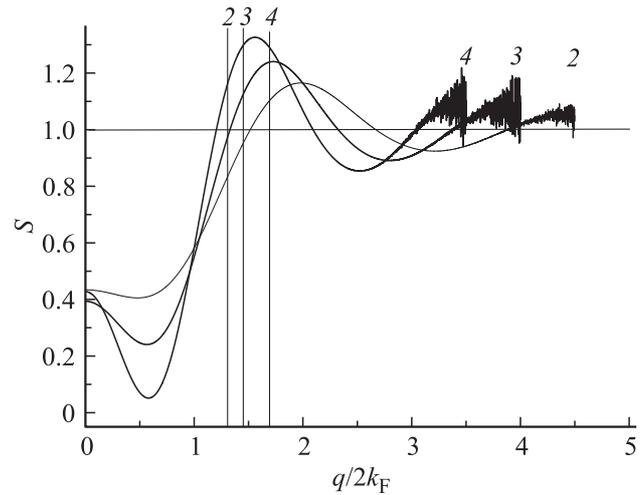


Рис. 1. Зависимость структурного фактора  $S$  от относительного значения вектора рассеяния электронов  $q/2k_F$ . 2 —  $\eta^s = 0.15$  ( $N_s = 2.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), 3 —  $\eta^s = 0.2$  ( $N_s = 1.85 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), 4 —  $\eta^s = 0.25$  ( $N_s = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ).  $1/2k_F W$  — граничное значение величины  $q/2k_F$ , выделенное вертикальными линиями 2–4 для значения  $W = 100 \text{ \AA}$ .

#### 4. Инверсия электронной подвижности при рассеянии электронов на коррелированном распределении примесных ионов

В этом разделе анализируются результаты вычислений по формулам (1)–(13) температурной зависимости подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах на примере  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ .

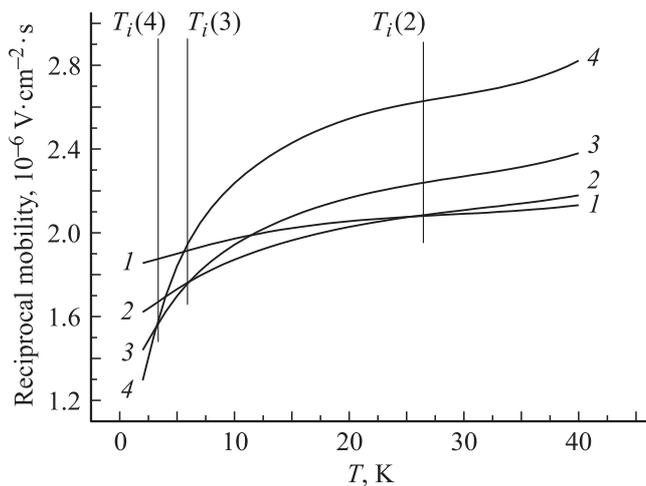
В случае тонкого легированного слоя, когда  $W_d < r_c$ , при вычислении интеграла  $\int_0^{W_d} n_d^+(-z - W) e^{-2qz} dz$  в формуле (1) мы положили  $n_d^+(z) = \text{const}$ . Для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  масса электрона  $m = 0.07m_0$ , диэлектрическая проницаемость  $\bar{\kappa} = 12.55$ ,  $\delta = \frac{\kappa_{\text{sc}} - \kappa_{\text{ins}}}{\bar{\kappa}} = 0$ .

В нашей теории плотность электронов в квантовой яме и плотность примесных ионов связаны простейшим соотношением [3]

$$N_d^+ = N_{\text{depl}} + N_s.$$

В [10] мы рассчитали температурные зависимости электронной подвижности для трех значений параметра  $N_d^+/N_d = 0.58, 0.47, 0.37$ , которым, согласно формулам (8), соответствуют значения коэффициента упаковки  $\eta^s = 0.15, 0.2, 0.25$ . Соответствующие зависимости структурного фактора  $S$  от вектора рассеяния  $q$ , вычисленные по формулам (6), приведены на рис. 1.

При достаточно низких температурах, когда тепловое размытие фермиевской ступеньки, описывающей распределение электронов, достаточно мало, вектор рассеяния вырожденных 2D-электронов меняется в пределах



**Рис. 2.** Зависимости обратной подвижности 2D-электронов от температуры (ширина спейсера  $W = 100 \text{ \AA}$ ) при  $\eta^s = 0.1$  (1), 0.15 (2), 0.2 (3) и 0.25 (4). Вертикальные линии отмечают температуры инверсионного перехода подвижности электронов  $T_i(2)$ ,  $T_i(3)$ ,  $T_i(4)$  для случаев 2–4.

$0 < q < 2k_F$ . В этой области изменения вектора рассеяния (рис. 1) структурный фактор проходит через минимум, глубина которого растет с ростом коэффициента упаковки. Поэтому большим значениям коэффициента упаковки соответствуют меньшие значения структурного фактора. Таким образом, при достаточно низких температурах подвижность электронов растет с ростом корреляций в системе рассеивателей (примесных ионов).

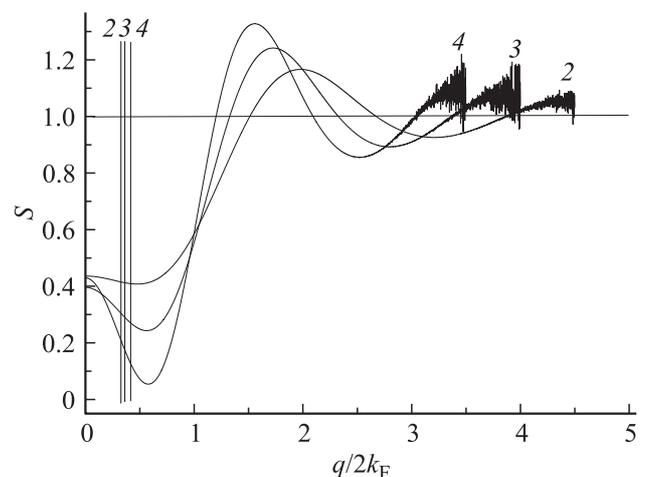
При достаточно высоких температурах ( $k_B T > \varepsilon_F$ ) фермиевская ступенька размывается, и ситуация меняется коренным образом. Теперь (при столь высоких температурах) вектор рассеяния электронов меняется в пределах  $0 < q < 2k$ , причем  $k > k_F$ . В области изменения  $q > 2k_F$ , согласно данным рис. 1, структурный фактор проходит через максимум, причем значения структурного фактора в области максимума в разы больше его значений в области минимума ( $0 < q < 2k_F$ ). Поэтому вклад в сечение рассеяния электронов от области изменения вектора  $\mathbf{q}$ , в которой лежит первый максимум структурного фактора, может стать преобладающим. Поскольку высота максимума растет с ростом коэффициента упаковки, в этом случае подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе примесных ионов.

На рис. 2 приведены вычисленные по формулам (1)–(13) температурные зависимости обратной подвижности электронов  $\mu^{-1}(T)$  для значений коэффициента упаковки  $\eta^s = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$ . Как следует из рис. 2, при достаточно низких температурах, при которых основной вклад в сечение рассеяния электронов вносят векторы  $\mathbf{q}$ , лежащие в области первого минимума структурного фактора  $S$ , подвижность электронов растет с ростом значений коэффициента упаковки. Наоборот, при достаточно высоких температурах, когда основной вклад в сечение рассеяния электронов вносят векторы  $\mathbf{q}$ ,

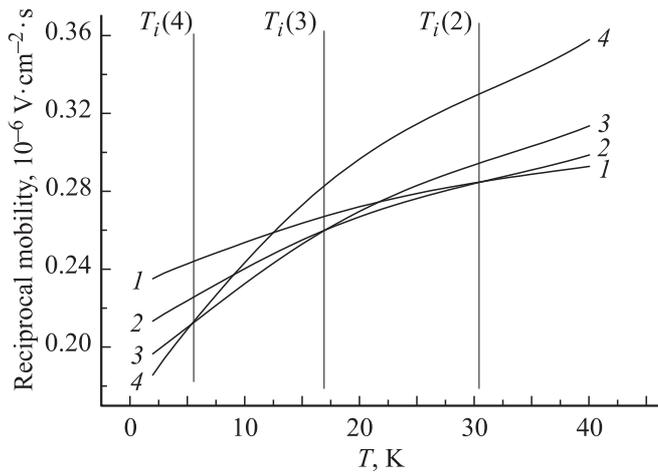
лежащие в области первого максимума структурного фактора, подвижность электронов падает с ростом значений коэффициента упаковки. Это означает (рис. 2), что кривые  $\mu^{-1}(T)$ , соответствующие различным значениям коэффициента упаковки, имеют точки пересечения. Температуру  $T_i$ , при которой происходит пересечение кривых, соответствующих ближайшим значениям коэффициента упаковки, мы назвали температурой инверсионного перехода. При температуре инверсионного перехода вклад в полное сечение рассеяния электронов от векторов  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого минимума структурного фактора, сравнивается со вкладом в полное сечение рассеяния электронов от векторов  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого максимума.

Существенное влияние на эффект оказывает ширина спейсерного слоя. В выражение для обратного времени релаксации импульса электрона (1) ширина спейсерного слоя  $W$  входит через экспоненту  $\exp[-2qW]$ . Значениям модуля вектора рассеяния, большим некоего граничного значения  $q = 1/W$ , соответствует „хвост“ экспоненты  $\exp[-2qW]$ . Если первый максимум структурного фактора попадает в „хвост“ экспоненты, то вклад в полное сечение рассеяния электронов от векторов  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого максимума структурного фактора, уменьшается. На рис. 2 представлены результаты расчетов для гетероструктур с шириной спейсерного слоя  $W = 100 \text{ \AA}$ . В этом случае (рис. 1) первый максимум структурного фактора расположен вдали от „хвоста“ экспоненты и наличие спейсерного слоя малозначительно для эффекта инверсии электронной проводимости. Однако ситуация существенно изменится для образца с большей шириной спейсерного слоя.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов для гетероструктуры с шириной спейсерного слоя  $W = 400 \text{ \AA}$ . На рис. 3 граничные значения величины  $q/2k_F$  обозначены вертикальными линиями. Согласно нашим расчетам, в случае широкого спейсерного слоя



**Рис. 3.** Зависимость структурного фактора  $S$  от относительного значения вектора рассеяния электронов  $q/2k_F$ . Ширина спейсера  $W = 400 \text{ \AA}$ . Обозначения те же, что на рис. 1.



**Рис. 4.** Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры. Ширина спейсера  $W = 400 \text{ \AA}$ . Обозначения те же, что на рис. 2.

первый максимум структурного фактора попадает в область „хвоста“ экспоненты  $\exp[-2qW]$ , что приводит к уменьшению вклада в полное сечение рассеяния электронов от векторов рассеяния  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого максимума. В этом случае (рис. 4) температура инверсионного перехода  $T_i$  сдвигается в область больших значений, поскольку теперь для достижения инверсионного эффекта необходимо сильнее размыть фермиевскую ступеньку. Согласно данным рис. 2 и 4, в случае достаточно сильных корреляций в системе примесных ионов ( $\eta^s = 0.25$ ) этот сдвиг составляет 70%:  $T_i = 3.3 \text{ K}$  при  $W = 100 \text{ \AA}$  и  $T_i = 5.5 \text{ K}$  при  $W = 400 \text{ \AA}$ . Поскольку сам эффект инверсии электронной подвижности обусловлен корреляциями в системе примесных ионов, естественно, что влияние ширины спейсерного слоя на этот эффект уменьшается с ослаблением корреляций. В случае относительно слабых корреляций в системе примесных ионов ( $\eta^s = 0.15$ ) этот сдвиг составляет 17%:  $T_i = 26 \text{ K}$  при  $W = 100 \text{ \AA}$  и  $T_i = 30 \text{ K}$  при  $W = 400 \text{ \AA}$ .

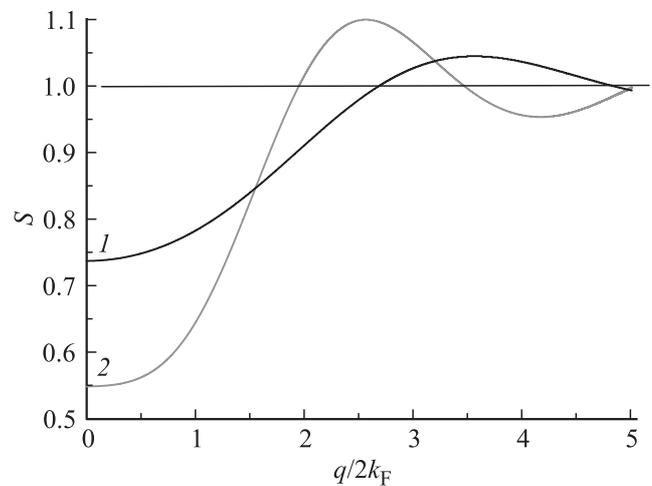
Очевидно, что в случае слабых корреляций в распределении примесных ионов, когда первый максимум структурного фактора слабо выражен, тепловое размытие фермиевской ступеньки для электронов окажется недостаточным для инверсионного перехода. Оценим критическое значение коэффициента упаковки  $\eta^s$ , при котором еще возможен инверсионный переход.

Во-первых, эта величина зависит от ширины спейсерного слоя. Чтобы исключить влияние этого параметра, мы провели расчеты для гетероструктуры с относительно малой шириной спейсерного слоя  $W = 100 \text{ \AA}$ . В этом случае значение ширины спейсера еще не влияет на эффект инверсии электронной проводимости.

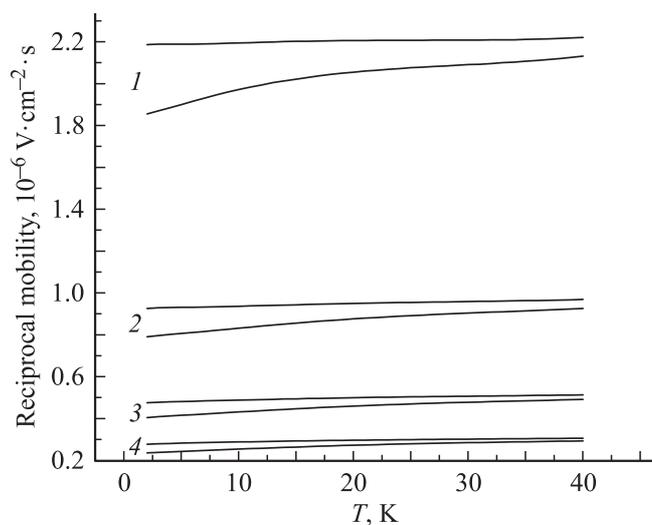
Во-вторых, эта величина зависит от концентрации электронов в яме, поскольку для электронов в случае вырожденного электронного газа  $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$ , а именно значение энергии Ферми электронов в яме

определяет степень теплового размытия фермиевской ступеньки. Как уже отмечалось, в нашей теории плотность электронов в квантовой яме и плотность примесных ионов связаны простейшим соотношением  $N_d^+ = N_{\text{depl}} + N_s$  [3].

Поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое является параметром теории. При расчетах мы выбрали значение этого параметра  $N_{\text{depl}} = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Напомним, что все вычисления проведены на примере гетероструктуры, легированной мелкими примесями низкой концентрации (до перехода Мотта). В расчетах использовано максимальное значение объемной концентрации доноров, удовлетворяющее



**Рис. 5.** Зависимость структурного фактора  $S$  от относительного значения вектора рассеяния электронов  $q/2k_F$ . 1 —  $\eta^s = 0.05$  ( $N_s = 3.75 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), 2 —  $\eta^s = 0.1$  ( $N_s = 3.05 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ).



**Рис. 6.** Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры. Ширина спейсера  $W = 100$  (1),  $200$  (2),  $300$  (3),  $400 \text{ \AA}$  (4). Верхние кривые в группах соответствуют значению  $\eta^s = 0.05$  ( $N_s = 3.75 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), нижние кривые —  $\eta^s = 0.1$  ( $N_s = 3.05 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ).

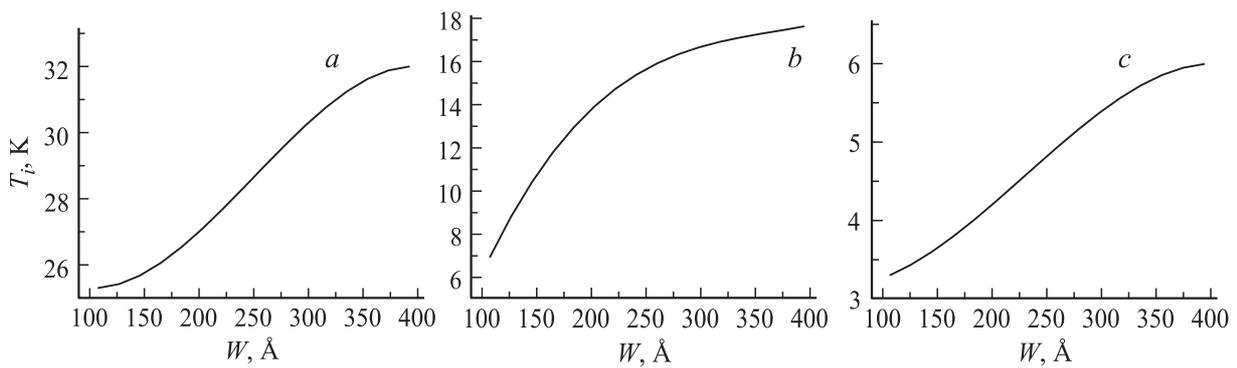


Рис. 7. Зависимость температуры инверсионного перехода  $T_i$  от ширины спейсера  $W$ .  $\eta^s = 0.15$  (a), 0.2 (b), 0.25 (c).

этому условию ( $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Выбранная нами ширина тонкого легированного слоя  $W_d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$  удовлетворяет условию  $W < r_c$ , при котором еще применима модель твердых шаров, центры которых распределены на плоскости. Таким образом, мы выбрали максимально возможное значение поверхностной плотности доноров, совместимое с нашей моделью. Но даже в этом случае, как показывают расчеты, уровень Ферми электронов в яме оказывается достаточно низким:  $\varepsilon_F/k_B = 12 \text{ K}$  ( $\eta^s = 0.1$ ),  $\varepsilon_F/k_B = 5.4 \text{ K}$  ( $\eta^s = 0.25$ ). Таким образом, низкий уровень Ферми электронов в яме обеспечивает достаточное размытие фермиевской ступеньки уже при низких температурах. Поэтому в случае низких концентраций доноров в легированном слое возможность реализации инверсии электронной проводимости зависит в основном от формы структурного фактора.

Результаты расчетов структурного фактора и обратной подвижности электронов в случае слабых корреляций в системе примесных ионов ( $\eta^s = 0.05$  и 0.1) приведены на рис. 5 и 6. Согласно данным рис. 5, в случае слабых корреляций максимумы и минимумы структурного фактора слабо выражены. При значении структурного фактора  $\eta^s = 0.05$  (кривая 1) отношение значения структурного фактора в первом максимуме к его значению в первом минимуме составляет величину  $S_{\max}/S_{\min} = 1.4$ , а в случае  $\eta^s = 0.1$  —  $S_{\max}/S_{\min} = 2$ . Поэтому при столь слабых корреляциях в расположении примесных ионов тепловое размытие фермиевской ступеньки при температуре  $T < 40 \text{ K}$  оказывается недостаточным для того, чтобы произвести инверсию электронной подвижности. Соответственно на рис. 6 пары кривых (верхняя —  $\eta^s = 0.05$ , нижняя —  $\eta^s = 0.1$ ) не имеют точки пересечения ни при одном из значений ширины спейсера:  $W = 100, 200, 300, 400 \text{ Å}$ . Таким образом, произведенные нами расчеты позволяют утверждать, что в случае мелких примесных центров эффект инверсии электронной проводимости имеет место в случае достаточно сильных корреляций в расположении примесных ионов (во всяком случае при  $0.15 < \eta^s$ ).

При теоретическом рассмотрении эффекта электронной инверсии приходится учитывать влияние таких

факторов, как величина корреляций в расположении примесных ионов, ширина спейсерного слоя, степень вырождения электронов в яме. Кроме того, сами корреляции ослабевают с ростом температуры вследствие теплового размытия (термодинамическое среднее коэффициента упаковки  $\bar{\eta}^s(T)$  убывает с ростом температуры). Поэтому при интерпретации результатов расчета удобно рассматривать влияние всех этих факторов на некоторую интегральную характеристику данного эффекта, что позволяет не вдаваться в мелкие детали этого явления. Такой интегральной характеристикой эффекта является температура инверсии  $T_i$ , при которой сравниваются вклады в полное сечение рассеяния электронов от векторов  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого минимума, и от векторов  $\mathbf{q}$ , лежащих в области первого максимума структурного фактора. Расчетная зависимость температуры инверсии  $T_i$  от ширины спейсерного слоя  $W$  при различных значениях коэффициента упаковки  $\eta^s$  представлена на рис. 7. При малых значениях ширины спейсерного слоя  $W \approx 100 \text{ Å}$  величина экспоненты  $\exp[-2qW]$  слабо влияет на величину  $T_i$ , которая в этом случае уменьшается примерно в 8 раз при увеличении значения коэффициента упаковки от 0.15 до 0.25. С ростом ширины спейсерного слоя „хвост“ экспоненты  $\exp[-2qW]$  смещается в область первого максимума, что приводит к монотонному росту температуры инверсии.

## 5. Заключение

Влияние корреляций в пространственном распределении примесных ионов на подвижность электронов описывает структурный фактор  $S(q)$ , который имеет вид чередующихся минимумов и максимумов. При низких температурах основной вклад в рассеяние электронов вносит область первого минимума структурного фактора. Поэтому подвижность электронов растет с ростом корреляций. С увеличением температуры фермиевская ступенька для электронов в яме размывается, и „хвост“ фермиевского распределения попадает в область первого максимума. В этом случае при условии, что основной вклад в рассеяние электронов вносит область изменения

вектора  $\mathbf{q}$ , лежащая в окрестности первого максимума структурного фактора, подвижность электронов падает с ростом корреляций. Граничную температуру, при которой меняется характер зависимости подвижности электронов от величины корреляций в системе примесных ионов, мы назвали температурой инверсии  $T_i$ , а сам эффект — эффектом инверсии электронной подвижности. Согласно нашим расчетам, в частном случае гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с  $\delta$ -слоем, легированным мелкими донорами небольшой концентрации (ниже критической концентрации для перехода Мотта), эффект инверсии электронной подвижности может наблюдаться лишь при достаточно сильных корреляциях ( $\eta^s \geq 0.15$ ).

На изучаемый эффект влияет ширина спейсерного слоя, увеличение которой уменьшает рассеяние электронов в области первого максимума структурного фактора. Поэтому увеличение ширины спейсерного слоя приводит к увеличению значения температуры инверсии  $T_i$ . Расчеты, проведенные на примере гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , показывают, что при изменении ширины спейсерного слоя в пределах  $100 < W < 400 \text{ \AA}$  температура инверсии может меняться в разы.

## Список литературы

- [1] F. Stern. Appl. Phys. Lett. **43**, 974 (1983); T. Saku, Y. Horikoshi, Y. Tokura. Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 34 (1996).
- [2] S. Das Sarma, F. Stern. Phys. Rev. B **32**, 8442 (1985).
- [3] A.L. Efros, F.G. Pikus, G.G. Samsonidze. Phys. Rev. B **41**, 8295 (1990).
- [4] T. Kawamura, S. Das Sarma. Solid State Commun. **100**, 411 (1996).
- [5] В.М. Михеев. ФТТ **49**, 1770 (2007).
- [6] В.М. Михеев. ФТТ **50**, 1877 (2008).
- [7] В.М. Михеев. ФТТ **53**, 807 (2011).
- [8] В.М. Михеев. ФТТ **53**, 2102 (2011).
- [9] В.М. Михеев. ФТТ **54**, 1366 (2012).
- [10] В.М. Михеев. ФТТ **55**, 507 (2013).
- [11] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. Мир, М. (1985). 415 с.; F. Stern, W. Howard. Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- [12] В.М. Михеев. ФТТ **47**, 1056 (2005).
- [13] Р. Балеску. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Наука, М. (1978). Т. 1. 405 с.; Е.И. Харьков, В.И. Лысов, В.Е. Федоров. Физика жидких металлов. Вища шк., Киев (1979). 247 с.