

Влияние корреляций в плоском распределении примесных ионов на подвижность 2D-электронов при низких температурах

© В.М. Михеев

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: mikheev@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 10 октября 2011 г.
В окончательной редакции 22 декабря 2011 г.)

Изучены температурные зависимости электрического сопротивления вырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах со спейсером произвольной ширины на примере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Корреляции в расположении примесных ионов учтены в модели жестких сфер на плоскости.

Работа выполнена по плану РАН (шифр „Электрон“ № г.р. 01.2.006 13395).

1. Введение

Теоретически концентрационные зависимости подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов изучались с применением численных методов в [1–4]. В наших работах 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 [5,6] рассматривались пространственные корреляции примесных ионов в достаточно широких легированных слоях, для которых ширина слоя W_d больше корреляционной длины r_c ($r_c < W_d$). Вычисления производились в рамках стандартной модели жестких сфер, распределенных в объеме. В случае объемного распределения жестких сфер корреляции в системе примесных ионов описываются коэффициентом упаковки $\eta = \frac{\pi}{6} n_d^+ r_c^3$. В работах [7,8] рассматривались гетероструктуры с тонким легированным слоем ($W_d < r_c$). 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 ионизированных доноров.

В предельном случае $T = 0\text{ K}$ минимальное расстояние между ионами r_c зависит лишь от значений плотностей N_d и N_d^+ (N_d — поверхностная плотность доноров). При конечных температурах система примесных ионов в состоянии термодинамического равновесия „размазана“ по состояниям со всеми возможными значениями параметра r_c . В этом случае пространственное распределение примесных ионов зависит от температуры. При рассеянии вырожденного электронного газа на случайном распределении примесных центров электронная подвижность не зависит от температуры. Поэтому

температурные зависимости подвижности вырожденных электронов позволяют судить о корреляциях в распределении примесных ионов.

В работе [8] изучались температурные зависимости электросопротивления 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях, отделенных от проводящего слоя достаточно широким спейсером. В этом случае можно пренебречь зависимостью структурного фактора от вектора рассеяния, тогда температурная зависимость относительного электросопротивления выражается лишь через термодинамические средние структурного фактора и, следовательно, не связана с деталями механизма рассеяния электронов. В этой ситуации, измеряя относительную подвижность 2D-электронов, мы в сущности измеряем температурные зависимости структурного фактора. Работа [8] всецело посвящена изучению этого универсального случая.

В настоящей работе изучается подвижность вырожденных 2D-электронов в общем случае, когда существенна зависимость структурного фактора от вектора рассеяния. Мы провели расчеты температурной зависимости электрического сопротивления вырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах со спейсером произвольной ширины на примере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Корреляции в расположении примесных ионов учитывались в модели жестких сфер на плоскости.

2. Подвижность 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в предельном случае $T = 0\text{ K}$

Подвижность вырожденных 2D-электронов при рассеянии на заряженных примесных центрах вычисляется в приближении времени релаксации по простым форму-

лам, впервые полученным Стерном [9],

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

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

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. Формулы (1) отличаются от формул Стерна наличием структурного фактора. В случае хаотического распределения примесных ионов [9] структурный фактор $S(q) = 1$,

$$P_0(q) = -b^3(b + q)^{-3},$$

$$D(q) = q + q_s P_{av}(q) + q_s \delta P_0^2(q),$$

$$P_{av}(q) = (8b^3 + 9b^2q + 3bq^2)(b + q)^{-3}/8,$$

$$\delta = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{\kappa_{sc} + \kappa_{ins}} = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{2\bar{\kappa}}. \quad (2)$$

Эффективный параметр экранирования $q_s = \frac{2me^2}{\kappa_{sc}\hbar^2}$; характерный размер волновой функции электрона в перпендикулярном относительно проводящего слоя направлении b^{-1} ,

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

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 рассматриваемом случае вырожденного электронного газа $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$. Формулы для подвижности 2D-электронов (1) широко используются при учете влияния корреляций в распределении примесных ионов на электронную подвижность [1–4].

Корреляции в распределении примесных ионов учтены в (1) для подвижности электронов через структурный фактор

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{N_{tot}^+} \left\langle \sum_{i,j} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)} \right\rangle.$$

Здесь N_{tot}^+ — полное число примесных ионов в слое, вектор $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i, 0\}$ характеризует положение i -го иона на плоскости, вектор рассеяния электрона $\mathbf{q} = \{q_x, q_y, 0\}$. Конфигурационное среднее от суммы вычислено в модели жестких сфер, распределенных на плоскости [7],

$$S(q) = 1 + S_1(q) + S_2(q),$$

$$S(0) = 1 - 6\eta^s + 14.7\eta^{s^2},$$

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

$$S_2(q) = 12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} (-q^2 r_c^2)^k \frac{1}{(k!)^2} \times \left[\frac{8a\eta^s}{k+2} + \frac{8b\eta^s}{2k+3} + \frac{2c\eta^s}{k+1} \right], \quad (4)$$

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

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

Согласно [7], уравнения для определения коэффициента упаковки шаров, распределенных на плоскости, имеют вид

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

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

$$\eta^s = \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2, \quad (5)$$

где S_0 — конфигурационный вклад в энтропию системы примесных ионов, рассчитанный на один ион.

3. Подвижность вырожденных 2D-электронов при конечных температурах

В нашей модели при $T = 0$ К реализуется состояние, в котором примесные ионы 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 (5). 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 (4) необходимо заменить его термодинамическим средним. Термодинамическое среднее произвольной функции $F(r_c)$ вычисляется по формуле [10]

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

$$W(r_c) = \exp \left[\frac{S_0(r_c)}{k_B} - \frac{\varepsilon_c(r_c)}{k_B T} \right]. \quad (6)$$

Здесь $S_0(r_c)$ и $\varepsilon_c(r_c)$ — конфигурационная энтропия и энергия корреляции системы примесных ионов, приходящаяся на ион. В модели твердых шаров конфигурационная энтропия вычисляется на основе (5).

Энергию корреляции для объемного распределения примесных ионов можно вычислить по стандартной формуле [11]

$$\varepsilon_c(r_c) = \frac{1}{4\pi} \int dq q V_q (S_q - 1). \quad (7)$$

В (7) структурный фактор S_q определяется формулами (4), а величина V_q представляет собой Фурье-образ модельного потенциала взаимодействия примесных ионов $V(r)$. Следуя [9], мы использовали простейшую модель, в которой взаимодействие примесных ионов описывается как взаимодействие кулоновских центров вблизи проводящего слоя [8,9]

$$V(r) = \frac{e^2}{\kappa} \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + 4(W+z)^2}} \right] \quad (0 < z < W_d). \quad (8)$$

В Фурье-представлении

$$V_q = \frac{2\pi e^2}{\kappa q} \left[1 - \frac{1}{2W_d q} e^{-2W_d q} (1 - e^{-2W_d q}) \right]. \quad (9)$$

Здесь W_d — ширина легированного слоя.

Формулы (4), (7), (9) позволяют вычислить энергию корреляции примесных ионов в тонком легированном слое ($W_d < r_c$).

При низких температурах роль фононов в рассеянии электронов пренебрежимо мала. В этих условиях температурная зависимость подвижности вырожденных 2D-электронов всецело определяется структурным фактором:

$$\mu^{-1}(T) = \frac{m}{e} \int_0^{2\pi} d\theta (1 - \cos \theta) \frac{1}{\tau^0(\theta)} \langle S(q) \rangle_T, \quad (10)$$

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

Здесь $\langle S(q) \rangle_T$ — термодинамическое среднее структурного фактора, вычисленное по формуле (6).

При изменении угла рассеяния 2D-электронов θ в пределах $0 < \theta < 2\pi$ вектор рассеяния вырожденных электронов q меняется в пределах $0 < q < 2k_F$. В случае широкого спейсера ($1/W < 2k_F$) основной вклад в интеграл (10) вносят малые q из интервала значений $0 < q < 1/W$. Поскольку в столь малом интервале изменения q величина $S(q)$ фактически постоянна, структурный фактор можно заменить его значением $S(0)$ при $q = 0$. В этом случае, согласно работе [8], относительная подвижность $\mu(T_0)/\mu(T)$ является универсальной величиной, которая не зависит от механизма рассеяния вырожденных электронов и всецело определяется корреляциями в распределении примесных ионов,

$$\frac{\mu(T_0)}{\mu(T)} = \frac{\langle S(0) \rangle_T}{\langle S(0) \rangle_{T_0}}. \quad (11)$$

Здесь T_0 — фиксированное значение температуры из интервала температур, в котором измеряется подвижность электронов.

Формула (11) открывает возможности экспериментального изучения величины $\langle S(0) \rangle_T / \langle S(0) \rangle_{T_0}$, описывающей корреляции в распределении примесных ионов в легированном слое. Наша работа [8] всецело посвящена изучению этой универсальной величины. Однако, поскольку эта величина представляет собой лишь отношение подвижностей, возникает потребность изучить температурные зависимости самой подвижности электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов $\mu(T)$. Далее изучаются температурные зависимости электрического сопротивления вырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах с отдельным легированием и со спейсером произвольной ширины на примере $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

4. Вычисление температурных зависимостей подвижности вырожденных 2D-электронов

При вычислении подвижности мы использовали приближения, принятые в работе [8]. В нашей теории плотность электронов в квантовой яме и плотность примесных ионов связаны простейшим соотношением [3]

$$N_d^+ = N_{\text{depl}} + N_s. \quad (12)$$

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 (1) мы положили $n_d^+(z) = \text{const}$. Для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ эффективная масса электрона $m = 0.07m_0$, диэлектрическая проницаемость $\bar{\kappa} = 12.55$, $\delta = \frac{\kappa_{\text{sc}} - \kappa_{\text{ins}}}{2\bar{\kappa}} = 0$.

Результаты вычислений электронной подвижности по формулам (1)–(12) при фиксированном значении плотности примесных ионов N_d^+ представлены далее.

4.1. Высокие концентрации доноров ($n_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$). На рис. 1–5 представлены результаты расчетов для гетероструктур со следующими параметрами: объемная концентрация доноров $n_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 10^{-7} \text{ см}$, концентрация зарядов в обедненном слое $N_{\text{depl}} = 10^9, 10^{10} \text{ см}^{-2}$, ширина спейсера меняется в интервале $100 < W < 500 \text{ \AA}$.

Принятую нами схему вычислений (формулы (1)–(12)) иллюстрирует рис. 1. В исходном состоянии все хаотически расположенные доноры ионизованы. При увеличении напряжения на затворе электроны переходят из квантовой ямы в легированный слой. При уменьшении концентрации примесных ионов растет корреляция в пространственном распределении примесных ионов (растет коэффициент упаковки η^s), что и приводит к росту подвижности. Соответствующая зависимость обратной подвижности электронов при $T = 0 \text{ К}$ показана на рис. 1 сплошными линиями (результат взят из работы [7]). При $T = 0 \text{ К}$

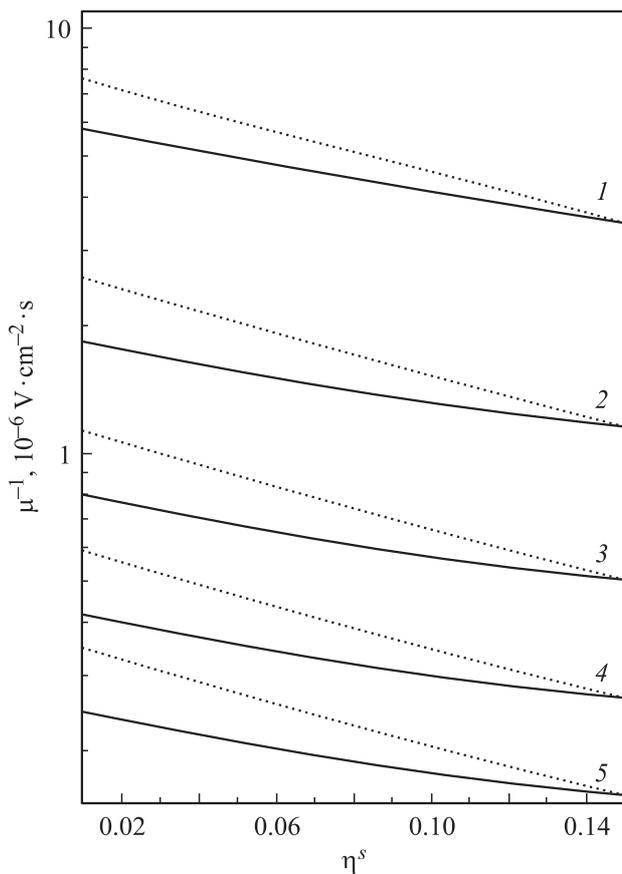


Рис. 1. Зависимость обратной подвижности μ^{-1} от коэффициента упаковки η^s . Сплошные линии — равновесное значение μ^{-1} при изменении концентрации электронов в яме, пунктирная — μ^{-1} при фиксированном значении концентрации электронов в яме ($N_s/N_d = 0.48$). Параметры гетероструктуры: $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $W = 100$ (1), 200 (2), 300 (3), 400 (4), 500 Å (5).

значение коэффициента упаковки $\eta^s = 0,15$ соответствует относительной концентрации электронов в квантовой яме $N_s/N_d = 0.48$. Неравновесные значения обратной подвижности электронов, рассчитанные при фиксированном значении концентрации электронов в квантовой яме $N_s/N_d = 0.48$, представлены на рис. 1 пунктирными кривыми.

На рис. 2 приведены значения энергии корреляции в неравновесных состояниях $0 < \eta^s < 0.15$ при фиксированном значении $N_s/N_d = 0.48$. Эти значения энергии корреляции ϵ_c , согласно формулам (6), определяют вероятность, с которой обратные подвижности электронов „размазаны“ по своим неравновесным значениям. Равновесные значения обратной подвижности при конечных температурах, вычисленные по формулам (1)–(12), представлены на рис. 3–5.

На рис. 3 приведены температурные зависимости относительной подвижности электронов $\mu(T = 1 \text{ K})/\mu(T)$, вычисленные для гетероструктур с шириной спейсера $W = 100 \text{ Å}$. Пунктирами показаны результаты прибли-

женного расчета, выполненного без учета зависимости структурного фактора от вектора рассеяния (взяты из работы [8]). Как следует из рис. 3, погрешность приближенного расчета составляет менее 3% от значений точного расчета (сплошная линия), выполненного с учетом зависимости структурного фактора от вектора рассеяния. На вставке представлена зависимость обратной подвижности электронов от температуры. При увеличении температуры от 0 до 50 К подвижность электронов уменьшается от $2 \cdot 10^5$ до $1.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Анализ результатов показывает (рис. 2), что при достаточно низких температурах ($k_B T < \epsilon_c$) подвижность быстро убывает с ростом температуры, а в области относительно высоких температур ($\epsilon_c < k_B T$), когда система примесных ионов более или менее равномерно „размазана“ по всем неравновесным состояниям, подвижность электронов меняется слабо. Низкотемпературный минимум на кривой $\mu^{-1}(T)$ объясняется немонотонной зависимостью энергии корреляции от параметра упаковки (рис. 2) [8].

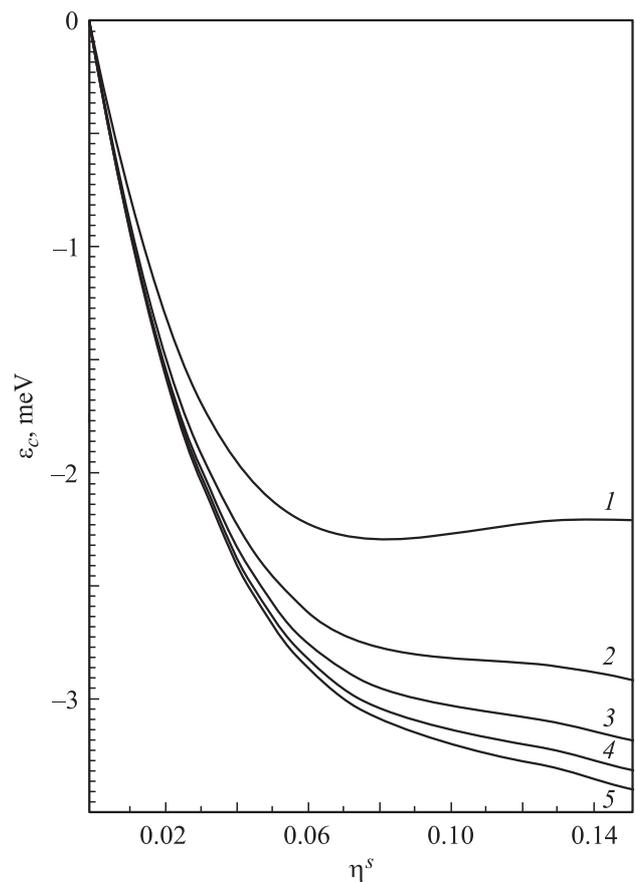


Рис. 2. Энергия корреляции ϵ_c неравновесного состояния системы примесных ионов в зависимости от коэффициента упаковки при фиксированном значении концентрации электронов в яме ($N_s/N_d = 0.48$). Параметры гетероструктуры: $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $W = 100$ (1), 200 (2), 300 (3), 400 (4), 500 Å (5).

Результаты расчетов электронной подвижности для гетероструктуры с широким спейсером ($W = 500 \text{ \AA}$) представлены на рис. 4. Остальные параметры гетероструктуры те же, что для рис. 3. В случае широкого спейсера монотонное убывание энергии корреляции с ростом параметра упаковки (рис. 2) приводит к монотонному убыванию электронной подвижности с ростом температуры. При увеличении температуры от 0 до 50 К подвижность электронов уменьшается от $6.2 \cdot 10^6$ до $3.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. При столь сла-

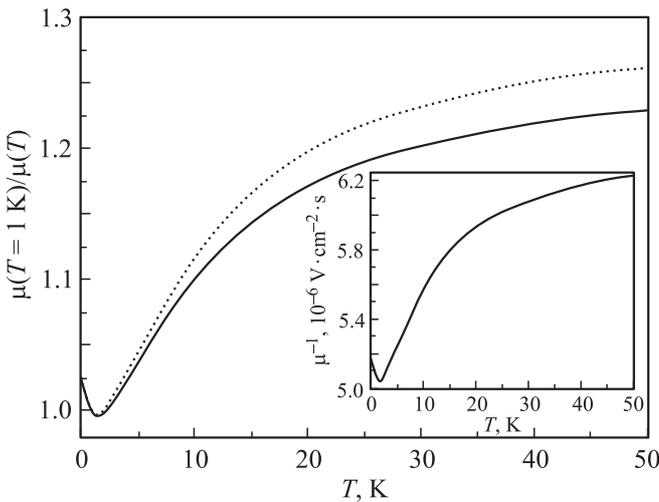


Рис. 3. Температурная зависимость относительной подвижности 2D-электронов $\mu(T = 1 \text{ K})/\mu(T)$ (сплошная линия). Пунктиром показана зависимость, вычисленная в пренебрежении зависимостью структурного фактора от волнового числа [8]. На вставке — зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры. Параметры гетероструктуры: $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $W = 100 \text{ \AA}$. Значение коэффициента упаковки $\eta^s = 0.15$ соответствует равновесному состоянию системы ионов при $T = 0 \text{ K}$.

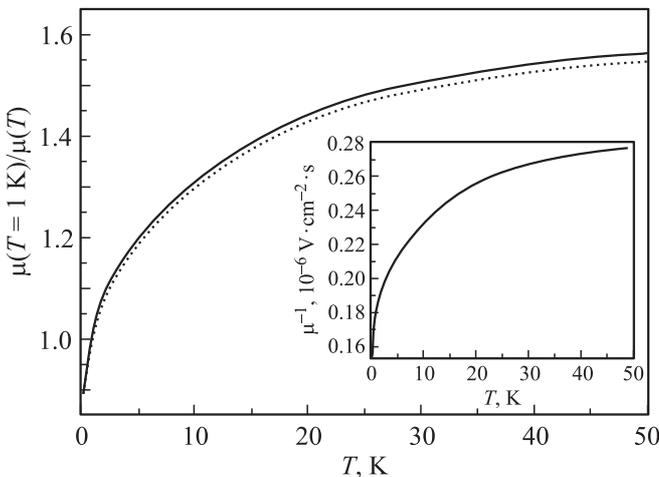


Рис. 4. Рассчитанные температурные зависимости относительной подвижности 2D-электронов. Обозначения те же, что на рис. 3. Параметры гетероструктуры: $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $W = 500 \text{ \AA}$.

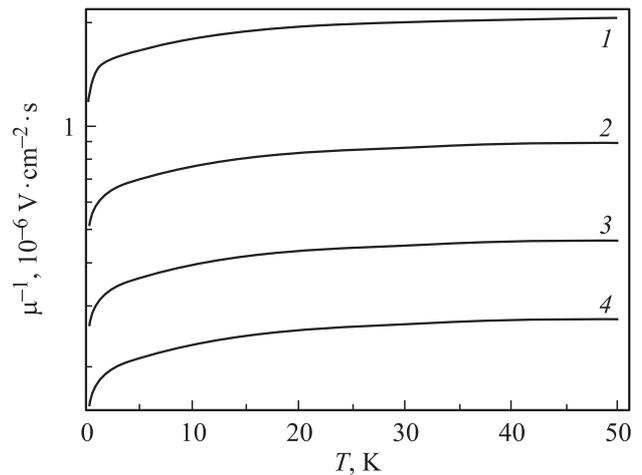


Рис. 5. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры. Параметры гетероструктуры: $n_d = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 10^{-7} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $W = 200$ (1), 300 (2), 400 (3), 500 \AA (4).

бых механизмах рассеяния электронов на удаленных примесных ионах для того, чтобы наблюдать влияние корреляционных эффектов на подвижность, необходимо иметь чистые образцы с подвижностью электронов порядка $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Погрешность результатов приближенного расчета [8] величины $\mu(T = 1 \text{ K})/\mu(T)$ (пунктир на рис. 4) составляет менее 1%.

На рис. 5 приведены результаты расчетов электронной подвижности для гетероструктур с шириной спейсера от $W = 200$ до $W = 500 \text{ \AA}$. Все кривые демонстрируют монотонное убывание подвижности с ростом температуры во всем интервале изменения температуры. Поскольку во всех рассмотренных случаях эффективность рассеяния на удаленных ионах относительно низка, электронная подвижность имеет высокие значения $\mu \sim 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

4.2. Низкие концентрации доноров ($n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Расчеты электронной подвижности выполнены для гетероструктур со следующими параметрами: объемная концентрация доноров $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, плотность зарядов в обедненном слое $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, ширина спейсера меняется в интервале $100 < W < 500 \text{ \AA}$. В случае низких концентраций доноров вырождение электронного газа снимается уже при низких температурах. Поэтому в расчетах мы ограничились интервалом температур $0 < T < 5 \text{ K}$.

На рис. 6 представлены результаты расчетов $\mu(T = 1 \text{ K})/\mu(T)$ для гетероструктуры с шириной спейсера $W = 100 \text{ \AA}$. Сравнение результатов точных расчетов, выполненных по формуле (10), и приближенных расчетов ($S(q) = S(0)$), выполненных по формуле (11), показывает, что погрешность приближенного расчета составляет менее 1%.

На рис. 7 показаны зависимости обратной подвижности электронов от концентрации электронов проводимости в квантовой яме. Уже при низких температурах $T = 2$ К электронная подвижность отличается от подвижности в предельном случае $T = 0$ К примерно на 30%. Столь большое различие связано с характером кривой $\epsilon_c(\eta^s)$, которая очень слабо изменяется при больших значениях параметра η^s [8]. При температурах

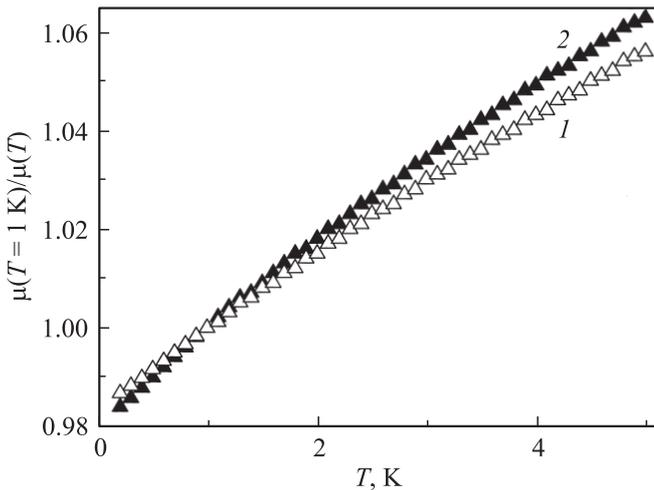


Рис. 6. Температурная зависимость относительной подвижности 2D-электронов $\mu(T = 1 \text{ К})/\mu(T)$. Параметры гетероструктуры: $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $N_{\text{depl}} = 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $W = 100 \text{ \AA}$. 1 — результаты расчетов в пренебрежении зависимостью структурного фактора от волнового числа [8], 2 — с учетом этой зависимости.

Обратная подвижность 2D-электронов μ^{-1} ($10^{-6} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}$) ($n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $W_d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $0 < T < 5 \text{ К}$)

$W, \text{ \AA}$	$N_{\text{depl}}, 10^9 \text{ cm}^{-2}$		
	1.0	3.0	5.0
100	$1.2 + 0.02T$	$1.4 + 0.023T$	$1.6 + 0.027T$
200	$0.52 + 0.008T$	$0.6 + 0.0094T$	$0.69 + 0.011T$
300	$0.27 + 0.004T$	$0.31 + 0.0048T$	$0.36 + 0.0056T$
400	$0.16 + 0.002T$	$0.18 + 0.0026T$	$0.21 + 0.003T$
500	$0.1 + 0.0014T$	$0.12 + 0.0015T$	$0.14 + 0.0018T$

выше гелиевой электронная подвижность слабо меняется с температурой, поскольку при высоких температурах система примесных ионов „размазывается“ по состояниям в области малых значений параметра η^s , где кривая $\epsilon_c(\eta^s)$ круто спадает [8].

В области низких температур ($0 < T < 5 \text{ К}$) обратная подвижность 2D-электронов μ^{-1} меняется с температурой по линейному закону. Результаты численных расчетов электронной подвижности приведены в таблице. Согласно этим расчетам, с увеличением ширины спейсера W от 100 до 500 \AA подвижность электронов увеличивается на порядок. При этом температурный коэффициент α ($\mu^{-1}(T) = \mu^{-1}(0) + \alpha T$) уменьшается от 0.02 до 0.014. Уменьшение температурного коэффициента α обусловлено характером зависимости $\epsilon_c(\eta^s)$ (рис. 2). Чем круче кривая $\epsilon_c(\eta^s)$, тем меньше интервал значений η^s , по которому „размазывается“ система примесных ионов с ростом температуры, и тем меньше значение параметра α . Подвижность электронов уменьшается с ростом N_{depl} , поскольку при фиксированном значении концентрации примесных ионов концентрация 2D-электронов тем меньше, чем больше N_{depl} . Меньшим значениям концентрации 2D-электронов соответствует меньшее значение электронной подвижности.

5. Заключение

В широком интервале температур (начиная с температуры жидкого гелия) подвижность 2D-электронов в гетероструктурах типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при рассеянии электронов на коррелированном распределении донорных ионов монотонно убывает с ростом температуры. В случае узкого спейсера ($W < 100 \text{ \AA}$) электронная подвижность имеет величину $\mu \sim 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. В случае широкого спейсера ($W > 200 \text{ \AA}$) она достигает величин $\mu \sim 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Термодинамическое среднее структурного фактора $\langle S(q) \rangle$ содержит всю необходимую информацию о коррелированном распределении примесных ионов. В случае если можно пренебречь зависимостью структурного фактора S от вектора рассеяния q , температурные зависимости структурного фактора можно измерить непосредственно, измеряя температурные зависимости элек-

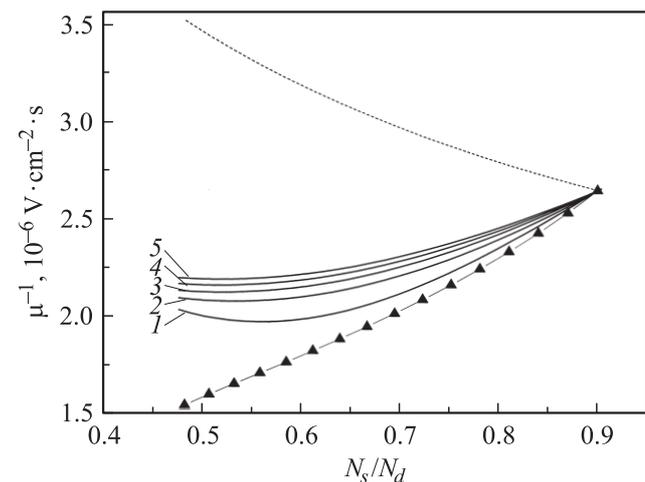


Рис. 7. Зависимость обратной подвижности электронов от концентрации электронов проводимости в квантовой яме. Пунктирная кривая — результаты расчетов при $T = 0$ К без учета корреляций ($S = 1$), точки — результаты расчетов при $T = 0$, учитывающих корреляции в расположении примесных ионов. Сплошные кривые 1–5 — обратная подвижность 2D-электронов, полученная с учетом корреляций при конечных температурах: $T = 2, 4, 6, 8, 10 \text{ К}$ соответственно. Параметры гетероструктуры те же, что для рис. 6.

тронной подвижности: $\mu(T_0)/\mu(T) = \langle S(0) \rangle_T / \langle S(0) \rangle_{T_0}$. Для вырожденных 2D-электронов в гетероструктурах типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при рассеянии электронов на термодинамически равновесном коррелированном распределении донорных ионов величина погрешности, связанной с этим приближением, составляет не более нескольких процентов.

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] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. Мир, М. (1985). 415 с.; F. Stern, W. Howard. Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- [10] В.М. Михеев. ФТТ **47**, 1056 (2005).
- [11] 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.