

Подвижность невырожденных 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

© В.М. Михеев

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия,
E-mail: mikheev@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 16 июля 2012 г.)

Изучены температурные зависимости обратной подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах с узким спейсером 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. Рассмотрено влияние формы структурного фактора на электронную подвижность.

Работа выполнена по плану РАН (шифр „Электрон“, № г.р.01.2.00613395), проект Президиума РАН № 12-П-2-1051.

1. Введение

Подвижность 2D-электронов в достаточно чистых гетероструктурах с отдельным легированием при низких температурах определяется рассеянием электронов на примесных ионах легированного слоя. При наличии затвора уменьшение концентрации электронов в яме, связанное с переходом электронов из ямы в легированный слой, приводит к изменению корреляций в расположении примесных ионов, а следовательно, к изменению подвижности 2D-электронов. Теоретически концентрационные зависимости подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов изучались с применением численных методов в [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 [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 [7–9] 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 примесных ионов.

При учете корреляций в распределении примесных ионов достаточно знать выражение для структурного

фактора $S(q)$, где \mathbf{q} — вектор рассеяния электронов на ионизированных примесях легированного слоя. В предыдущих работах изучалась подвижность вырожденного электронного газа в гетероструктурах типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. В настоящей работе рассматривается подвижность невырожденного электронного газа. Показано, что именно в случае невырожденного электронного газа подвижность 2D-электронов чувствительна к форме структурного фактора. Таким образом, температурные зависимости подвижности невырожденных электронов предоставляют дополнительные возможности для изучения корреляций в расположении примесных ионов.

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 по простым формулам, впервые полученным Стерном [10],

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

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

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, W — ширина спейсерного слоя. Экранирование примесных центров

2D-электронами в формуле (1) учтено через отношение $P_0^2(q)/D^2(q)$

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

Здесь $q_s = \frac{2me^2}{\kappa_{sc}\hbar^2}$ — эффективный параметр экранирования, b^{-1} — характерный размер волновой функции электрона в перпендикулярном проводящему слою направлении. Параметр b вычисляется по формуле

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

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

Формула (1) отличается от формулы Стерна наличием структурного фактора. В случае хаотического распределения примесных ионов [10] структурный фактор $S(q) = 1$. Формулы Стерна для подвижности 2D-электронов (1)–(3) широко используются при учете влияния корреляций в распределении примесных ионов на электронную подвижность [1–4]. При этом именно структурный фактор $S(q)$ является главным предметом исследования.

В случае невырожденного электронного газа время релаксации $\tau(\varepsilon)$ необходимо заменить на термодинамическое среднее

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

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 ε_F — энергия Ферми. Для 2D-электронов в случае вырожденного электронного газа $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$.

Корреляции в распределении примесных ионов учтены в формуле (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 $\mathbf{q} = \{q_x q_y, 0\}$.

Поскольку все вычисления выполнены для изотропного случая, в котором структурный фактор зависит от модуля вектора рассеяния, для структурного фактора

везде используется обозначение $S(q)$. Конфигурационное среднее от суммы вычислено в модели жестких сфер, распределенных на плоскости [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

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

$$\begin{aligned} S_2(q) &= 12\eta^s \sum_{k=0}^{\infty} (-q^2 r_c^2)^k \frac{1}{(k!)^2} \left[\frac{8a\eta^s}{k+2} + \frac{8b\eta^s}{2k+3} + \frac{2c\eta^s}{k+1} \right], \\ a &= 1.13, \quad b = -5.83, \quad c = 7.06. \end{aligned}$$

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

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

$$\begin{aligned} N_d^+ &= N_d \exp S_0(\eta^s)/k_B, \\ S_0 &= -\frac{\partial F}{\partial T} = -[3\eta^s + 4(\eta^s)^2]k_B, \\ \eta^s &= \frac{\pi}{6} N_d^+ r_c^2, \end{aligned} \quad (7)$$

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.

Для вычисления подвижности электронов $\langle \mu \rangle$ в случае хаотического распределения ионизированных доноров ($S(q) = 1$) необходимо знать поверхностную плотность ионизированных доноров в легированном слое N_d^+ и поверхностную плотность 2D-электронов в проводящем слое N_s . 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]

$$N_d^+ = N_{depl} + N_s. \quad (8)$$

Поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое N_{depl} выбрана в качестве параметра теории. Вычисления электронной подвижности проводятся при заданных значениях этого параметра. В случае коррелированного распределения примесных ионов 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 η^s . Чтобы подчеркнуть этот факт, будем использовать более детальное обозначение для электронной подвижности

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

При конечных температурах формула (5) для $\langle \tau \rangle$ позволяет провести термодинамическое осреднение в системе 2D-электронов.

3. Термодинамическое осреднение в системе примесных ионов

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 (7). 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 η^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. Термодинамическое среднее от произвольной функции параметра r_c — $F(r_c)$ — вычисляется по формуле [11]

$$\overline{F(r_c)}_T = \int_0^{r_c^0} F(r_c)W(r_c)dr_c / \int_0^{r_c^0} W(r_c)dr_c, \quad (9)$$

где

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

Здесь $S_0(r_c)$ — конфигурационная энтропия системы примесных ионов, приходящаяся на один ион, а $\varepsilon_c(r_c)$ — энергия корреляции системы примесных ионов, приходящаяся на один ион. В модели твердых шаров конфигурационная энтропия вычисляется по формуле (7).

Энергию корреляции для объемного распределения примесных ионов можно вычислить по стандартной формуле [12]

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

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 работам [8,10], 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

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

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 вырожденных 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 от коэффициента упаковки, вычисленное по состояниям в системе примесных ионов с помощью формулы (9).

4. Влияние формы структурного фактора на подвижность невырожденных 2D-электронов

В этом разделе приведены результаты вычислений температурной зависимости обратной подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах в гетероструктурах с узким спейсером 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 $\bar{\kappa} = 12.55$, $\delta = \frac{\kappa_{sc} - \kappa_{ins}}{\bar{\kappa}} = 0$.

Все вычисления проведены на примере гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ со следующими параметрами: объемная концентрация доноров $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое $N_{\text{depl}} = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, ширина спейсерного слоя $W = 100 \text{ \AA}$. Мы рассчитали температурные зависимости электронной подвижности для трех значений параметра $N_d^+/N_d = 0.58, 0.47, 0.37$, которым, согласно формулам (7), соответствуют значения коэффициента

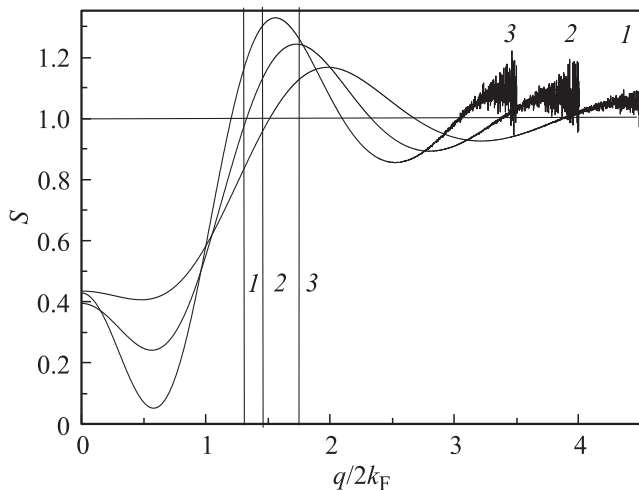


Рис. 1. Зависимость структурного фактора S от относительной величины вектора рассеяния электронов $q/2k_F$. 1 — $\eta^s = 0.15$ ($N_s = 2.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), 2 — $\eta^s = 0.2$ ($N_s = 1.85 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), 3 — $\eta^s = 0.25$ ($N_s = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$).

упаковки $\eta^s = 0.15, 0.2, 0.25$. Соответствующие зависимости структурного фактора S от вектора рассеяния \mathbf{q} , вычисленные по формулам (6), приведены на рис. 1.

При достаточно низких температурах вектор рассеяния вырожденных 2D-электронов меняется в пределах $0 < q < 2k_F$. В этой области изменения вектора рассеяния (рис. 1) структурный фактор проходит через минимум. Причем большим значениям коэффициента упаковки соответствуют меньшие значения структурного фактора. Поэтому при достаточно низких температурах подвижность электронов растет с ростом корреляций в системе рассеивателей (примесных ионов).

При достаточно высоких температурах ($k_B T > \epsilon_F$) ситуация меняется коренным образом, поскольку при столь высоких температурах вектор рассеяния электронов меняется в пределах $0 < q < 2k$, причем $k > k_F$. В области $q > 2k_F$, согласно данным рис. 1, структурный фактор проходит через максимум, причем значения структурного фактора в области максимума в разы больше значений, которые он имеет в области минимума ($0 < q < 2k_F$). Поскольку высота максимума увеличивается с ростом коэффициента упаковки, при столь высоких температурах подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе рассеивателей. Столь кардинальное изменение поведения подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов мы назвали эффектом инверсии электронной подвижности. Что же касается причин, приводящих к эффекту инверсии электронной подвижности, то они связаны исключительно с формой структурного фактора и носят общий характер.

Укажем условия, при которых в принципе этот эффект можно наблюдать. Во-первых, температура, при которой наблюдается инверсия электронной подвижности, должна быть не очень высокой, чтобы по возможности ис-

ключить влияние рассеяния электронов на фононах, т. е. желательно рассматривать образцы, в которых величина $k_B T$ достигает значения ϵ_F при достаточно низких температурах, когда рассеяние электронов на фононах еще несущественно. В наших расчетах поверхностная плотность 2D-электронов N_s составляет величину порядка 10^{10} cm^{-2} . Соответственно энергия Ферми по порядку величины меньше 10 К. Во-вторых, ширина спейсерного слоя W должна быть не очень велика, поскольку в области достаточно больших значений вектора рассеяния \mathbf{q} , больших его граничного значения ($q > 1/W$), вклад от этих значений вектора рассеяния в электронную подвижность падает по экспоненте. Граничные значения параметра $q/2k_F$ при значении $W = 100 \text{ \AA}$ показаны на рис. 1 вертикальными линиями. Из рисунка видно, что в случае достаточно широкого спейсерного слоя ($1/W < 2k_F$) при любых температурах основной вклад в рассеяние электронов вносят значения структурного фактора, соответствующие области минимума, что исключает возможность инверсии электронной подвижности. Результаты расчета эффекта инверсии электронной подвижности для конкретного случая гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ приведены далее.

Для сравнения на рис. 2 и 3 представлены результаты вычислений электронной подвижности без учета корреляций в распределении примесных ионов. Зависимость обратной подвижности от энергии электронов, вычисленная по формулам (1)–(3), представлена на рис. 2. Кривая 1 на рис. 2 соответствует значениям параметров: $N_d^+/N_d = 0.58$, $\eta^s = 0.15$, поверхностная плотность электронов в проводящем слое $N_s = 2.4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $2k_F = 7.7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $1/(2k_F W) = 1.3$. Кривая 2 на рис. 2 отвечает значениям параметров $N_d^+/N_d = 0.47$, $\eta^s = 0.2$, $N_s = 1.85 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $2k_F = 6.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $1/(2k_F W) = 1.47$. Кривая 3 на рис. 2 соответствует зна-

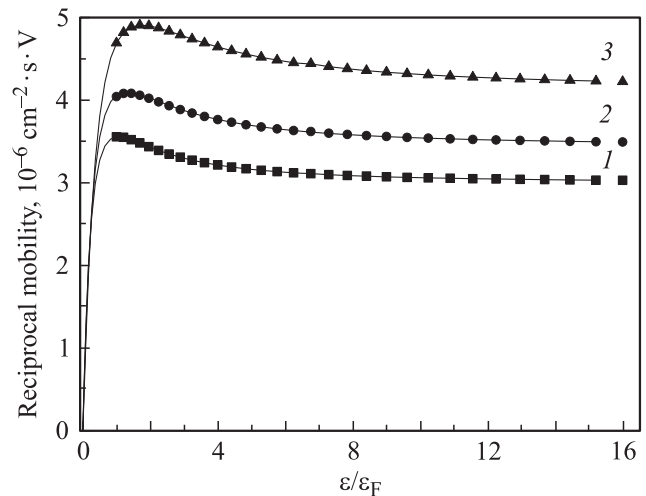


Рис. 2. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от относительной энергии ϵ/ϵ_F при рассеянии электронов на хаотическом распределении примесных ионов. $N_s = 2.4 \cdot 10^{10}$ (1), $1.85 \cdot 10^{10}$ (2) и $1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (3).

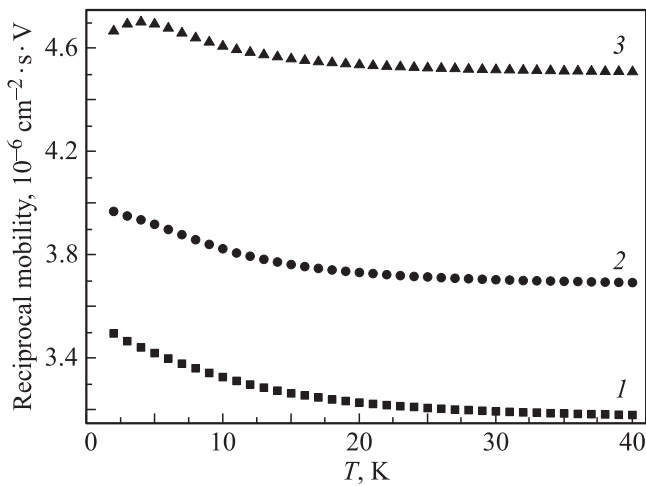


Рис. 3. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры при рассеянии электронов на хаотическом распределении примесных ионов. Обозначения те же, что на рис. 2.

чениям параметров $N_d^+/N_d = 0.37$, $\eta^s = 0.25$, $N_s = 1.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $2k_F = 5.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $1/(2k_F W) = 1.72$. При низких температурах энергия электронов ϵ_F определяется концентрацией электронов в яме. При увеличении энергии электронов в проводящем слое с ростом температуры вклад от рассеяния этих электронов на примесных ионах растет, поскольку увеличивается интервал изменения вектора рассеяния $0 < q < 2k$. Поэтому на рис. 2 обратная подвижность электронов увеличивается. При дальнейшем росте энергии электрона интервал изменения вектора рассеяния фиксируется величиной $0 < q < 1/W$, а обратная подвижность начинает уменьшаться, поскольку при росте энергии электрона уменьшается время пролета электрона мимо рассеивающего центра.

Вычисляя термодинамическое среднее подвижности $\langle \mu \rangle$ по формулам (4), (5), получим температурные зависимости обратной подвижности (рис. 3). Согласно данным рис. 3, в случае достаточно широкого спейсерного слоя $W = 100 \text{ \AA}$ обратные подвижности электронов представляют собой слабо убывающие функции температуры. Небольшой максимум (менее одного процента от фона) наблюдается лишь на кривой 3, поскольку в этом случае увеличение интервала для вектора рассеяния от $0 < q < 2k_F$ до $0 < q < 1/W$ (рис. 1) с ростом температуры оказывается наибольшим.

Результаты расчетов обратной подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на примесных ионах с учетом корреляций в системе рассеивателей приведены на рис. 4–7. В этом случае зависимости обратной подвижности электронов от энергии (рис. 4) обладают ярко выраженными максимумами. Согласно данным рис. 4, область энергий, на которую приходятся максимумы обратной подвижности ($1 < \epsilon/\epsilon_F < 4$), соответствует области изменения вектора рассеяния в преде-

лах интервала $1 < q/2k_F < 2$. В этой области изменения параметра $q/2k_F$ структурный фактор S проходит через максимум (рис. 1). Таким образом, именно наличие корреляций в распределении примесных ионов приводит к аномально большому рассеянию невырожденных 2D-электронов с энергиями в интервале значений $1 < \epsilon/\epsilon_F < 4$. Результаты расчетов (рис. 4) показывают, что величина максимума обратной подвижности относительно фона составляет 3.5, 26 и 125% для $\eta^s = 0.15, 0.2$ и 0.25 соответственно (кривые 1–3). Влияние первого максимума структурного фактора на подвижность наиболее существенно для кривой 3, когда этот максимум имеет наибольшую величину и практически целиком

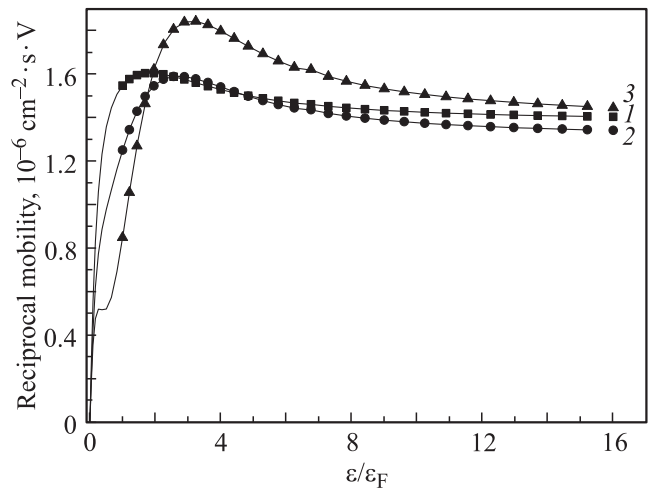


Рис. 4. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов $\langle \mu(\eta^s, N_d^+) \rangle^{-1}$ от относительной энергии ϵ/ϵ_F при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов. Обозначения те же, что на рис. 2.

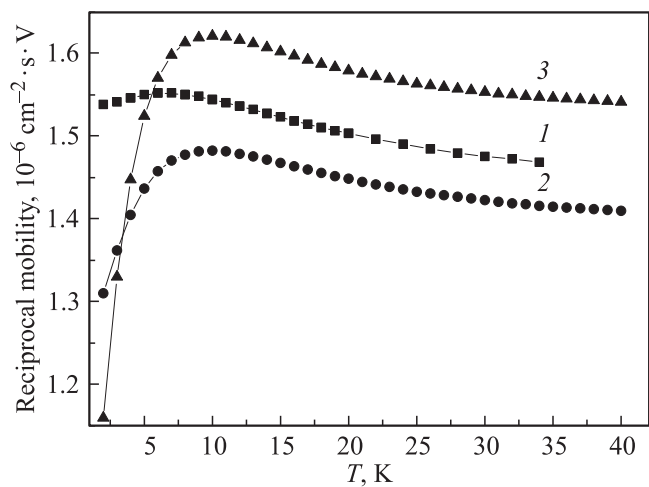


Рис. 5. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов $\langle \mu(\eta^s, N_d^+) \rangle^{-1}$ от температуры при рассеянии электронов на коррелированном распределении примесных ионов (без осреднения в системе примесных ионов). Обозначения те же, что на рис. 2.

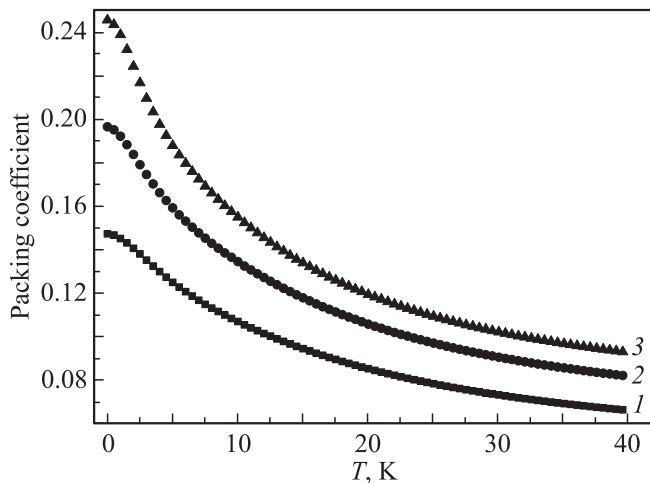


Рис. 6. Зависимость коэффициента упаковки $\overline{\eta}_T^s$ от температуры. Обозначения те же, что на рис. 2.

расположен в интервале изменения вектора рассеяния $1 < q/2k_F < 1/W$.

Вычислим термодинамическое среднее от подвижности невырожденных электронов $\langle \mu \rangle$, выполняя термодинамическое осреднение лишь в системе 2D-электронов с функцией Ферми. Этот промежуточный результат вычислений представлен на рис. 5. Как следует из рис. 5, дополнительное интегрирование с распределением Ферми сгладило функции $\mu^{-1}(\varepsilon)$ так, что для кривой 3 относительная величина максимума сглаженной функции $\langle \mu \rangle^{-1}$ составляет лишь 40% вместо 125% для исходной функции $\mu^{-1}(\varepsilon)$.

Для получения окончательного выражения для обратной подвижности невырожденных 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов необходимо в функции $\langle \mu \rangle$ произвести дополнительно термодинамическое осреднение в распределении примесных ионов по формулам (9)–(13). При этом осреднении в выражение для электронной подвижности $\langle \mu \rangle$ вместо коэффициента упаковки η^s необходимо подставить его термодинамическое среднее $\overline{\eta}_T^s$, вычисленное по формулам (9)–(12). Зависимость термодинамического среднего $\overline{\eta}_T^s$ от температуры представлена на рис. 6. В предельном случае $T = 0$ К реализуется распределение примесных ионов, в котором все ионы расположены на максимальном удалении друг от друга. При этом коэффициенты упаковки принимают значения $\eta^s = 0.15, 0.2, 0.25$ (кривые 1–3 соответственно). При конечных температурах реализуется термодинамически равновесное распределение примесных ионов, которое описывается термодинамическим равновесным значением параметра упаковки $\overline{\eta}_T^s$. Согласно данным рис. 6, кривые $\overline{\eta}_T^s$ монотонно убывают с температурой и стремятся к насыщению при достаточно высоких температурах, когда примесные ионы более или менее равномерно размазаны по всем неравновесным состояниям системы. Окончательные результаты расчета обратной подвиж-

ности $\mu^{-1}(T) = 1/\langle \mu(\overline{\eta}_T^s, N_d^+) \rangle$ представлены на рис. 7. Результаты наших расчетов показывают, что главным фактором, формирующим зависимость электронной подвижности от температуры, является „размытие“ корреляций в расположении примесных ионов вследствие теплового движения электронов. Максимумы обратной подвижности (рис. 5), возникающие при снятии вырождения в системе 2D-электронов, оказываются „замытыми“ при осреднении в системе примесных ионов. Поэтому обратная подвижность невырожденных электронов $\mu^{-1}(T) = 1/\langle \mu(\overline{\eta}_T^s, N_d^+) \rangle$ оказывается монотонно возрастающей функцией температуры, как и в случае вырожденного электронного газа [9]. Главный эффект, который достигается при снятии вырождения электронного газа, заключается в увеличении вклада в рассеяние от больших значений вектора рассеяния, лежащих в области первого пика структурного фактора $S(q)$. Как видно из рис. 1, значения структурного фактора в области первого максимума в разы превосходят значения структурного фактора в области первого минимума. Поэтому при низких температурах, когда существенно рассеяние в области первого минимума структурного фактора, подвижность электронов растет с ростом корреляций в системе рассеивателей. При более высоких температурах, когда доминирует вклад в рассеяние в области первого максимума структурного фактора, подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе рассеивателей. Поскольку нумерация кривых на рис. 7 увеличивается в соответствии с ростом коэффициента упаковки: $\eta^s = 0.15$ (1), 0.2 (2) и 0.25 (3), с ростом температуры кривые 1, 3 сближаются, проходят через точку пересечения и меняются местами. Мы назвали этот эффект эффектом инверсии подвижности электронов. Этот эффект несет информацию о первом пике структурного фактора и позволяет исследовать форму

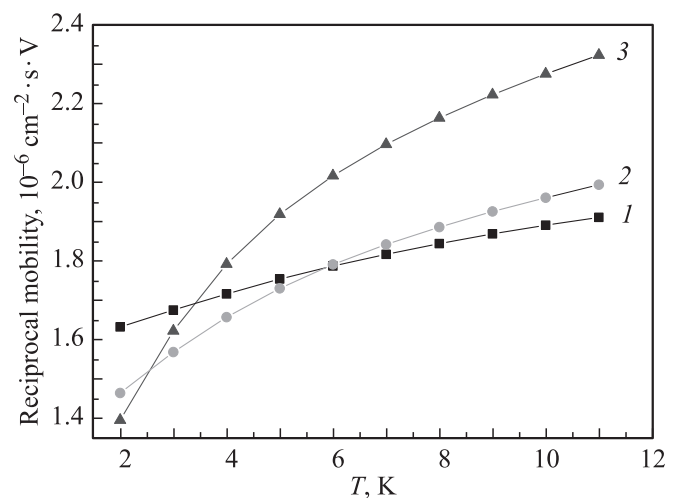


Рис. 7. Зависимость обратной подвижности 2D-электронов от температуры $\mu^{-1}(T)$ (с осреднением как в системе электронов, так и в системе примесных ионов). $\eta^s = 0.15$ (1), 0.2 (2) и 0.25 (3).

структурного фактора экспериментально. Очевидно, что такие эффекты возможны лишь при не очень больших ширинах спейсерного слоя W , когда интервал изменения вектора рассеяния $1 < q < 1/W$ захватывает область первого пика.

5. Заключение

При вычислении подвижности 2D-электронов 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 . Отношение величины структурного фактора в точке первого максимума к его величине в точке первого минимума в случае относительно слабых корреляций ($\eta^s = 0.15$) $S(q)_{\max}/S(q)_{\min} = 3$, а в случае относительно сильных корреляций ($\eta^s = 0.25$) $S(q)_{\max}/S(q)_{\min} = 26$. 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 $0 < q < 1/W$, в которую (при условии $2k_F < 1/W$) попадают как первый минимум, так и первый максимум структурного фактора. Указанные обстоятельства дают основание предположить, что температурные зависимости подвижности позволяют отследить эти особенности формы структурного фактора.

Произведенные нами расчеты показывают, что в области низких температур, где при рассеянии электронов существенна область минимума структурного фактора, подвижность электронов возрастает с ростом корреляций в системе рассеивателей. В области более высоких температур, когда проявляется снятие вырождения электронного газа, а потому существенна область максимума структурного фактора, подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе рассеивателей. Это эффект можно интерпретировать геометрически. Достаточно рассмотреть семейство кривых, представляющих зависимость электронной подвижности от температуры при различных значениях концентрации электронов в квантовой яме. Если влияние корреляций в распределении примесных ионов несущественно, мы получим семейство кривых, сдвинутых относительно друг друга. В этом случае, когда существенны корреляции, а именно существенна роль первого пика структурного фактора, мы получим семейство пересекающихся кривых. Этот эффект, обусловленный формой структурного фактора, мы назвали эффектом инверсии электронной подвижности.

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