

Влияние подсветки на подвижность 2D электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

В.М. Михеев

*Институт физики металлов Уральского отделения РАН
г. Екатеринбург, 620990, Россия
E-mail: mikheev@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 17 января 2017 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

На примере гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ изучено влияние подсветки на подвижность 2D электронов при рассеянии на неравновесном коррелированном распределении примесных ионов. Показано, что подсветка образца при достаточно высоких температурах приводит к подавлению эффекта «инверсии электронной проводимости».

На прикладі гетероструктури $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ вивчено вплив підсвічування на рухливість 2D електронів при розсіянні на нерівноважному корельованому розподілі домішкових іонів. Показано, що підсвічування зразка при досить високих температурах призводить до пригнічення ефекту «інверсії електронної провідності».

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.90.+f Другие темы в разделе электронная структура и электрические свойства поверхностей, интерфейсов, тонких пленок и наноразмерных структур.

Ключевые слова: квантовые ямы, подвижность двумерных электронов, пространственные корреляции примесных ионов, модель твердых сфер.

Введение

В работе [1] предсказывается новый эффект, который может наблюдаться в температурной зависимости подвижности 2D электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов при низких температурах. Суть эффекта связана исключительно с особенностями строения структурного фактора системы примесных ионов $S(q)$ и заключается в следующем. Структурный фактор, вычисление которого составляет основу наших расчетов, представляет собой ряд чередующихся минимумов и максимумов, затухающих с ростом вектора рассеяния \mathbf{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. Увеличивается концентрация электронов, энергия которых пре-

вышает энергию Ферми. При этом основной вклад в рассеяние вносит область значений \mathbf{q} , в которую попадают как первый минимум, так и первый максимум структурного фактора. 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 более существенна область максимума структурного фактора, подвижность электронов уменьшается с ростом корреляций в системе примесных ионов. Мы назвали этот переход, целиком обусловленный формой структурного фактора, эффектом «инверсии электронной подвижности». В работе [2] подробно описано влияние величины корреляций и ширины спейсерного слоя на этот эффект. В случае слабых корреляций в системе примесных ионов эффект не наблюдается.

В работах [1,2] изучен новый эффект рассеяния электронов на равновесном распределении примесных ионов. В неравновесном случае при низких температу-

рах электроны рассеиваются на «замороженном» распределении примесных ионов, которое формируется при более высоких температурах. В этом распределении корреляции в расположении примесных ионов малы, поскольку размыты тепловым движением электронов. Для наблюдения эффекта необходима подсветка образца при низких температурах, которая вызывает переход «замороженного» распределения примесных ионов в равновесное состояние.

В работе А.Л. Эфроса [3] указывалось, что теоретически различить ситуации, в которых будет реализовано либо равновесное, либо неравновесное распределение примесных ионов в легированном слое гетероструктуры, не представляется возможным. С тех пор в теоретическом отношении ничего не изменилось. Поэтому в предлагаемой работе исследуется возможность наблюдения эффекта «инверсии электронной подвижности» при подсветке образца в случае «замороженного» распределения примесных ионов в легированном слое.

2. Подвижность 2D электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов

Полностью теоретическая схема расчета подвижности электронов изложена в нашей работе [1]. В разд. 2 будут изложены лишь основные положения нашей теории, на которых базируется расчетная схема.

Подвижность 2D электронов при рассеянии на заряженных примесных центрах, распределенных в плоскости, вычисляется в приближении времени релаксации в простейшем варианте, изложенном в монографии Т. Андо и др. [4]:

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

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

Здесь m , e — масса и заряд электрона, $\tau^0(\theta)$ — время релаксации импульса электрона при рассеянии на хаотическом распределении примесных центров, $S(q)$ — структурный фактор. Формула для подвижности электронов (1) отличается от соответствующей формулы из [4] лишь наличием структурного фактора $S(q)$, описывающего корреляции в распределении примесных ионов.

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

$$\langle \mu \rangle = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle, \quad (2)$$

где усреднение проводится с функцией 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 $k_F = (2\pi N_s)^{1/2}$.

Структурный фактор $S(q)$ вычислен нами в модели жестких сфер. В этой модели диаметр жесткой сферы r_c отождествляется с минимальным расстоянием между примесными ионами, а концентрация жестких сфер отождествляется с концентрацией примесных ионов. Мы рассматриваем гетероструктуры с тонким легированным слоем, когда ширина легированного слоя меньше диаметра жесткой сферы ($W_d < r_c$). Для этого случая нами предложен вариант модели жестких сфер, центры которых лежат на плоскости, а корреляции в распределении примесных ионов описываются коэффициентом упаковки $\eta^s = \pi/6 N_d^+ r_c^2$, где N_d^+ — поверхностная плотность примесных ионов.

Согласно [5], уравнение для определения коэффициента упаковки шаров, распределенных на плоскости, имеет вид

$$N_d^+ = N_d \exp S_0(\eta^s) / k_B, \quad (3)$$

$$S_0 = -\frac{\partial F}{\partial T} = -[3\eta^s + 4\eta^{s2}] k_B.$$

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

В принятой модели коррелированное состояние в системе примесных ионов задается двумя параметрами: диаметром жесткой сферы и концентрацией жестких сфер или двумя независимыми функциями этих параметров. В качестве таких независимых параметров выбраны поверхностная плотность примесных ионов N_d^+ и коэффициент упаковки η^s . Чтобы подчеркнуть этот факт, будет использовано более детальное обозначение для электронной подвижности

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

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

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

где N_{depl} — поверхностная плотность электронов в обедненном слое, а N_s — поверхностная плотность электронов в квантовой яме.

Влияние температуры на параметры, характеризующие коррелированное распределение примесных ионов, учтено путем термодинамического усреднения соответствующих параметров по распределению примесных ионов.

Термодинамическое среднее произвольной функции от параметра r_c вычисляется по формуле [6]:

$$\overline{F(r_c)}_T = \int_0^{r_c^0} F(r_c)W(r_c)dr_c / \int_0^{r_c^0} W(r_c)dr_c, \quad (4)$$

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

Здесь $S_0(r_c)$ — конфигурационная энтропия системы примесных ионов, приходящаяся на ион, а $\varepsilon_c(r_c)$ — энергия корреляции системы примесных ионов, приходящаяся на ион. В модели твердых шаров конфигурационная энтропия вычисляется по формуле (3).

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

$$\mu^{-1}(T) = 1 / \left\langle \mu \left(\overline{\eta^s_T}, N_d^+ \right) \right\rangle, \quad (5)$$

где $\langle \mu \rangle$ — термодинамическое среднее электронной подвижности, вычисленное с помощью распределения Ферми (2), а $\overline{\eta^s_T}$ — термодинамическое среднее коэффициента упаковки, вычисленное по состояниям в системе примесных ионов, с помощью формулы (4).

3. Инверсия электронной подвижности при рассеянии электронов на неравновесном распределении примесных ионов

Рассмотрим случай, когда равновесное распределение примесных ионов устанавливается при достаточно высоких температурах ($T_0 < T$) и сохраняется при более низких температурах ($T < T_0$) в течение достаточно долгого промежутка времени. Мы предполагаем наличие температуры «замораживания» T_0 , для того чтобы изучить специфику рассеяния 2D электронов на «замороженном» распределении примесных ионов при температурах $T < T_0$. Ниже приведены расчеты подвижности 2D электронов в частном случае гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ с δ -слоем, легированным мелкими донорами. Параметры системы те же, что и в работах [1,2], а именно: объемная плотность доноров $n_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, ширина легированного слоя $W_d = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, поверхностная плотность неподвижных зарядов в обедненном слое $N_{\text{depl}} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, ширина спейсерного слоя $W = 100 \text{ \AA}$. В случае DX центров температура «замораживания» для распределения примесных ионов лежит в интервале $110 \text{ K} < T_0 < 130 \text{ K}$ [7]. Мы считаем, что без особого ущерба для общности в нашем случае мелких примесных центров для температуры «замораживания» можно принять при расчетах $T_0 = 130 \text{ K}$, поскольку выбор величины T_0 в широких пределах слабо влияет на результаты расчета.

Этот вывод следует из вида графиков температурной зависимости коэффициента упаковки $\eta^s(T)$, при-

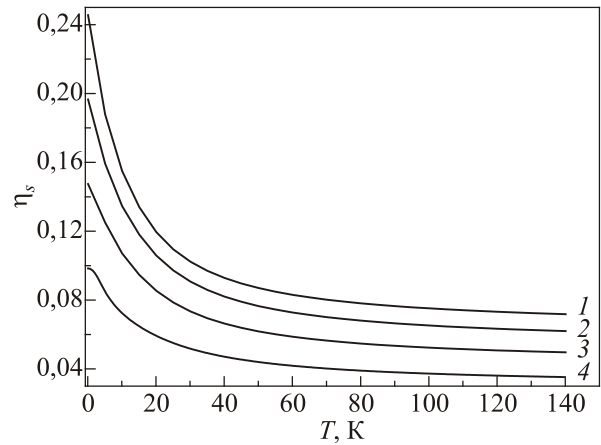


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента упаковки η^s для различных значений η_m^s : 0,25 (1); 0,2 (2); 0,15 (3); 0,1 (4). Ширина спейсера $W = 100 \text{ \AA}$.

веденных на рис. 1. Эти графики рассчитаны по формулам, приведенным в работе [1] для случаев $N_d^+/N_d = 0,71; 0,58; 0,47; 0,37$, что соответствует значениям коэффициентов упаковки, взятых при температуре $T = 0 \text{ K}$, $\eta_m^s = 0,1; 0,15; 0,2; 0,25$. На рис. 1 видно, что существенные изменения коэффициента упаковки с изменением температуры происходит в достаточно узком интервале температур $0 \text{ K} < T < 20 \text{ K}$. В интервале температур $100 \text{ K} < T < 130 \text{ K}$ изменение этой величины, составляющее 2–3%, пренебрежимо мало в случае наших расчетов.

Все расчеты электронной подвижности выполнены нами по формулам, приведенным в статье [1] для фиксированных значений коэффициента упаковки $\eta^s = \text{const}$.

На рис. 2 приведены температурные зависимости обратной подвижности электронов для образца без

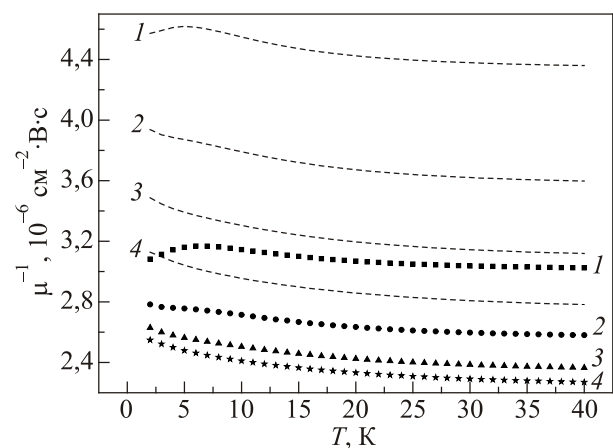


Рис. 2. Зависимость обратной подвижности электронов μ^{-1} от температуры (без подсветки) для различных значений η_m^s : 0,25 (1); 0,2 (2); 0,15 (3); 0,1 (4). Пунктирные кривые — без учета корреляций в распределении примесных ионов. Символы — при учете корреляций в распределении примесных ионов. Ширина спейсера $W = 100 \text{ \AA}$.

подсветки. В этом случае равновесное распределение примесных ионов в δ -слое устанавливается при температуре $T_0 = 130$ К. При понижении температуры это распределение примесных ионов «замораживается» и может сохраняться при более низких температурах в течение достаточно долгого времени. Таким образом, в интервале температур $0 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ обратная подвижность электронов должна быть рассчитана по формулам [1] при фиксированном значении коэффициента упаковки $\eta^s(T_0)$, вычисленном при температуре $T_0 = 130$ К. Для сравнения на рис. 2 приведены температурные зависимости обратной подвижности электронов без учета корреляций (см. пунктирные кривые). Нумерация пунктирных кривых взята из рис. 1. Большому номеру для пунктирных кривых соответствует большая величина поверхностной плотности электронов проводимости N_s . В случае учета корреляций в расположении примесных ионов, наоборот, чем больше значение N_s , тем больше значение параметра N_d^+/N_d и тем меньше значение коэффициента упаковки η^s . Таким образом, большим значениям N_s соответствуют меньшие значения электронной подвижности. При учете корреляций оба указанных фактора влияют на подвижность электронов в противоположном направлении, конкурируя между собой. Поэтому большим значениям номеров кривых соответствуют большие значения подвижности электронов. В случае достаточно сильных корреляций влияние первого фактора пренебрежимо мало. Однако при отсутствии подсветки значения коэффициента упаковки малы и лежат в пределах $0,03 < \eta^s < 0,07$ для всех кривых рис. 2. В нашем случае кривая 1 (квадраты на рис. 2) для максимального значения коэффициента упаковки соответствует минимальному значению подвижности электронов. Поэтому при наличии корреляций в расположении примесных ионов сохраняется та же последовательность кривых (символы) на рис. 2, что и в случае хаотического расположения примесных ионов (пунктирная линия). Реализация столь малых корреляций в расположении примесных ионов приводит лишь к незначительному увеличению подвижности электронов (примерно 20%), но форма структурного фактора $S(q)$ в этом случае никак не влияет на температурную зависимость подвижности электронов. Таким образом, в случае «замороженного» распределения примесных ионов отсутствуют условия для реализации «эффекта инверсии электронной проводимости».

Для того чтобы выявить влияние формы структурного фактора на подвижность электронов, необходимо учесть влияние подсветки на распределение примесных ионов в легированном слое. Рассмотрим случай, когда подсветка образца производится при предельно низких температурах, которые составляют доли градуса. После того, как установится равновесное распределение электронов, подсветку необходимо выключить, зафиксировав это распределение. Теперь с изменением

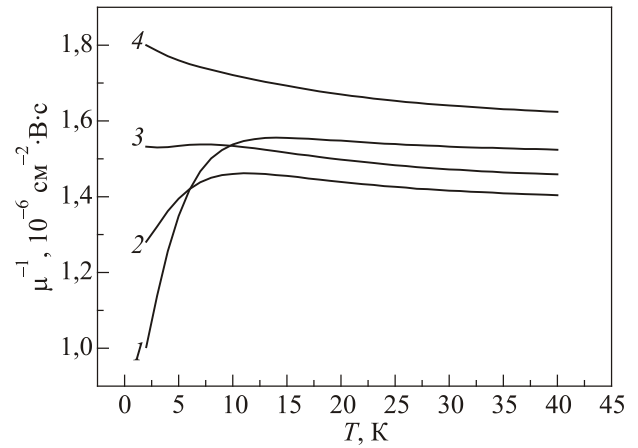


Рис. 3. Зависимость обратной подвижности электронов μ^{-1} от температуры (после подсветки) для различных значений η_m^s : 0,25 (1); 0,2 (2); 0,15 (3); 0,1 (4). Ширина спейсера $W = 100 \text{ \AA}$.

температуры образца в интервале $0 \text{ К} < T < 40 \text{ К}$ можно рассматривать распределение примесных ионов как «замороженное» при $T = 0$ К. В этом случае температурные зависимости подвижности вычисляются по формулам статьи [1] при фиксированном значении коэффициента упаковки $\eta^s(0 \text{ К}) = \text{const}$. В этом заключается отличие рассматриваемой ситуации от равновесной, когда значение коэффициента упаковки меняется с температурой (см. рис. 1). Мы произвели расчеты подвижности электронов для «замороженных» распределений примесных ионов, соответствующих фиксированным значениям коэффициента упаковки $\eta_m^s = 0,25$ (кривая 1); 0,2 (кривая 2); 0,15 (кривая 3); 0,1 (кривая 4). Результаты расчетов подвижности электронов при рассеянии на неравновесном распределении примесных ионов (кривые 1–4) приведены на рис. 3. Для сравнения на рис. 4 приведены результаты расчетов

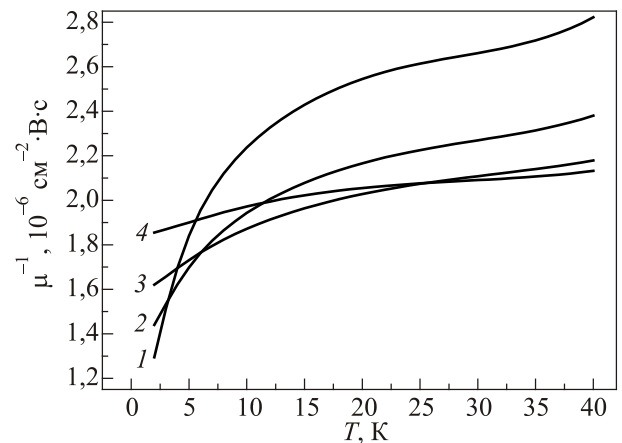


Рис. 4. Зависимость обратной подвижности электронов μ^{-1} от температуры при рассеянии электронов на равновесном распределении примесных ионов [2] для различных значений η_m^s : 0,25 (1); 0,2 (2); 0,15 (3); 0,1 (4). Ширина спейсера $W = 100 \text{ \AA}$.

подвижности электронов при рассеянии на равновесном распределении примесных ионов при тех же значениях параметров, характеризующих нашу систему [2]. Существенно, что в равновесном случае, в отличие от случая неравновесного «замороженного» распределения примесных ионов, коэффициенты упаковки меняются с температурой согласно кривым, изображенным на рис. 1.

В случае неравновесного распределения примесных ионов (рис. 3) кривые обратной подвижности имеют лишь одну точку пересечения соседних кривых. Эта точка соответствует переходу из состояния, где преобладает рассеяние электронов на примесных ионах в области минимума структурного фактора, в состояние, в котором преобладает рассеяние электронов на примесных ионах в области максимума структурного фактора. Таким образом, в случае неравновесного распределения примесных ионов эффект «инверсии электронной проводимости» имеет место лишь в случае очень сильных корреляций при значении коэффициента упаковки $\eta_m^s = 0,25$ (кривая 1 на рис. 3). Подвижность электронов при рассеянии на примесных ионах с меньшей степенью пространственной корреляции (кривые 2–4 на рис. 3) не имеет подобных аномалий в поведении и меняется стандартным образом во всем интервале изменения температур.

В отличие от неравновесного случая, для равновесного распределения примесных ионов эффект «инверсии электронной подвижности» имеет место в наших расчетах и в области более слабых корреляций. Соседние кривые 2 и 3, 3 и 4 на рис. 4 имеют точки пересечения, расположенные в исследуемом интервале температур.

Полученные результаты объясняются особенностями строения структурного фактора $S(q)$. На рис. 5 изо-

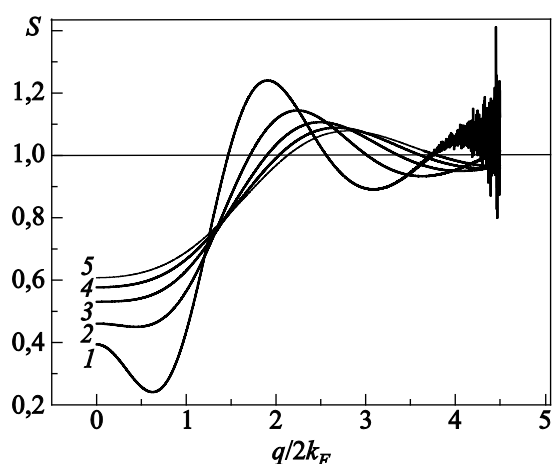


Рис. 5. Зависимость структурного фактора S от относительного значения вектора рассеяния электронов $q/2k_F$ после подсветки при различных значениях температуры: $\eta^s(0 \text{ K}) = 0,2$ (1); $\eta^s(10 \text{ K}) = 0,135$ (2); $\eta^s(20 \text{ K}) = 0,106$ (3); $\eta^s(30 \text{ K}) = 0,09$ (4); $\eta^s(40 \text{ K}) = 0,082$ (5). Ширина спейсера $W = 100 \text{ \AA}$.

бражена зависимость $S(q)$ при фиксированных значениях коэффициента упаковки. При построении приведенных графиков мы использовали кривую 2 ($\eta_m^s = 0,2$) на рис. 1, изображающую температурную зависимость коэффициента упаковки. Кривые 1–5 на рис. 5 представляют зависимости $S(q)$, вычисленные при фиксированных значениях коэффициента упаковки: $\eta^s(0 \text{ K}) = 0,2$ (1); $\eta^s(10 \text{ K}) = 0,135$ (2); $\eta^s(20 \text{ K}) = 0,106$ (3); $\eta^s(30 \text{ K}) = 0,09$ (4); $\eta^s(40 \text{ K}) = 0,082$ (5).

В равновесном случае те же кривые на рис. 5 представляют эволюцию структурного фактора с ростом температуры. Главная особенность поведения структурного фактора $S(q)$ заключается в том, что с ростом температуры амплитуды колебаний кривой уменьшаются, а положение второго минимума на кривой сдвигается в область больших значений q .

В неравновесном случае те же самые кривые на рис. 5 представляют графики структурного фактора для «замороженного» распределения примесных ионов после подсветки, произведенной при температурах 0 К; 10 К; 20 К; 30 К; 40 К. В отличие от равновесного случая в этой ситуации структурный фактор системы не меняет своего вида при изменении температуры в интервале $0 \text{ K} < T < 40 \text{ K}$.

В области низких температур вектор рассеяния q лежит в интервале значений $0 < q/2k_F < 1$ (вырожденные электроны). Таким образом, в области низких температур вклад в рассеяние вносят электроны, для которых рассеяние на коррелированном распределении примесных ионов уменьшается с ростом корреляций. С ростом температуры вырождение снимается, и вклад в рассеяние вносит область первого минимума, первого максимума и второго минимума структурного фактора. С уменьшением корреляций уменьшается высота первого пика, а сам пик смещается в область больших значений q . В случае «замороженного» распределения примесных ионов эта картина не зависит от температуры. В этой ситуации второй минимум структурного фактора $S(q)$ не меняет своего положения с ростом температуры, ослабляя влияние на рассеяние электронов от области первого максимума. Влияние указанного фактора на рассеяние электронов велико, поскольку величина структурного фактора в области второго минимума сравнима с величиной структурного фактора в области первого максимума. Поэтому в случае неравновесного распределения эффект «инверсии электронной подвижности» ослаблен и наблюдается лишь в самом благоприятном случае достаточно сильных корреляций ($\eta_m^s = 0,25$).

4. Заключение

Подвижность 2D электронов при рассеянии на «замороженном» распределении примесных ионов даже в случае низких температур слабо зависит от корреляций

в распределении примесных ионов. Поскольку температура, при которой «замораживается» распределение примесных ионов, достаточно высока, а следовательно, сами корреляции сильно размыты тепловым движением электронов, то корреляционные эффекты сводятся лишь к незначительному увеличению электронной подвижности.

Тем не менее специфические эффекты, обусловленные корреляциями в распределении примесных ионов, могут иметь место после подсветки образца при температурах ниже гелиевых. Но даже в этом наиболее благоприятном случае эффект «инверсии электронной подвижности» проявляется слабее, чем в случае рассеяния электронов на равновесном коррелированном распределении примесных ионов.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330 (проект № 12-Т-2-1011) при поддержке Минобрнауки РФ (договор № 14.250.31.0025) и РФФИ (проект № 13-02-00749).

1. В.М. Михеев, *ФТТ* **55**, 507 (2013).
2. В.М. Михеев, *ФТТ* **56**, 529 (2014).
3. A.L. Efros, F.G. Pikus, and G.G. Samsonidze, *Phys. Rev. B* **41**, 8295 (1990).
4. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985); F. Stern and W. Howard, *Phys. Rev.* **163**, 816 (1967).

5. В.М. Михеев, *ФТТ* **53**, 807 (2011).
6. В.М. Михеев, *ФТТ* **47**, 1056 (2005).
7. *DX Centers and Other Metastable Defects in Semiconductors, International Symposium, Mauterdorf, Austria, 18–22 February* (1991) [*Semicond. Sci. Technol.* **6**, 10B (1991)].

Influence of the illumination on the mobility of 2D electrons scattered on the correlated distribution of impurity ions

V.M. Mikheev

For example $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructure the influence of the illumination on the mobility of 2D electrons scattered on the correlated distribution of impurity ions have been investigated. It has been showed that the backlight of the sample at sufficiently high temperatures leads to the suppression of the effect of “electronic conductivity inversion”.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
73.90.+f Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: quantum wells, two-dimensional electron mobility, spatial correlations of impurity ions, model of hard spheres.