

Магнитосопротивление в слоистых полупроводниках при рассеянии на ионах примеси в параллельном магнитном поле

© Б.М. Аскеров, С.Р. Фигарова[¶], Г.И. Гусейнов*, В.Р. Фигаров⁺

Бакинский государственный университет,
Az-1148 Баку, Азербайджан

* Азербайджанский архитектурный и строительный университет,
Az-1073 Баку, Азербайджан

⁺ Институт физики национальной академии наук Азербайджана,
Az-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 21 октября 2013 г. Принята к печати 28 октября 2013 г.)

Выполнен расчет магнитосопротивления полупроводниковой сверхрешетки в магнитном поле, направленном поперек оси сверхрешетки, при рассеянии носителей тока на ионах примеси. Показано, что знак поперечного магнитосопротивления существенно зависит от степени заполнения зоны, величины магнитного поля и соотношения между радиусом экранирования, радиусом циклотронной орбиты и постоянной сверхрешетки. В параллельном магнитном поле поперечное магнитосопротивление двумерного электронного газа положительно в сильном и отрицательно в слабом поле. Поперечное магнитосопротивление квазидвумерного электронного газа меняет свой знак из-за наличия в мини-зоне области с отрицательной эффективной массой.

1. Введение

Магнитотранспорт в полупроводниковых сверхрешетках активно исследуется последние несколько десятилетий и к настоящему времени достаточно подробно изучен теоретически и экспериментально, что отражено в обзоре [1]. В зависимости от ориентации и величины внешнего магнитного поля относительно плоскости слоя и направления тока, а также размерности электронного газа в этих системах наблюдаются ряд своеобразных эффектов. Среди них ориентационный эффект [2,3] и геометрический резонанс [4], а также положительное [5,6] и отрицательное [7–11] магнитосопротивление (МС) и его осцилляции [3,4]. МС изучалось как в перпендикулярном, так и параллельном плоскости слоя магнитном поле. Экспериментально отрицательное магнитосопротивление было обнаружено в [9,11], а положительное в [5,12]. В [3] были обнаружены осцилляции магнитосопротивления в классических магнитных полях в зависимости от угла между магнитным полем, током и плоскостью слоя. Положительное МС для малых электронных плотностей и отрицательное МС для больших электронных плотностей при рассеянии на примесях было предсказано в [13]. Этот эффект экспериментально подтверждается на инверсионных слоях кремния [14]. В перечисленных выше работах в основном рассматривался квазидвумерный электронный газ при различных механизмах рассеяния.

Как известно, в низкоразмерных структурах вплоть до температур порядка 77 К доминирует фононное рассеяние, а при гелиевых температурах — кулоновское. Теория электрон-фононного рассеяния в низкоразмерных электронных системах и связанные с ним кинетические эффекты к настоящему времени довольно хорошо изучены, в то время как из-за сложности рассеяния

носителей тока на ионах примеси явления переноса в таких системах недостаточно изучены.

В данной работе теоретически исследуется поперечное магнитосопротивление как в квазидвумерных, так и квазитрехмерных электронных системах с косинусоидальным законом дисперсии в наименее изученном случае, когда ток и перпендикулярное ему магнитное поле находятся в плоскости слоя при анизотропном рассеянии носителей тока на ионах примеси. Предполагается, что электронный газ вырожден. Динамика электронов в присутствии электрического и магнитного поля в значительной степени определяется топологией поверхности Ферми, которая для квазидвумерного электронного газа имеет вид слабо гофрированного цилиндра. Для такой ферми-поверхности характерно наличие в мини-зоне областей как с положительной, так и отрицательной (в зависимости от кривизны поверхности Ферми) эффективной массой. Это обстоятельство приводит к таким квазиклассическим (в рамках кинетического уравнения Больцмана) явлениям, как немонотонное поведение поперечного МС, а также отрицательное и положительное поперечное МС при рассеянии носителей тока на ионах примеси, зависящим от соотношений между постоянной сверхрешетки, радиусом экранирования, радиусом или шириной циклотронной орбиты и степени заполнения зоны (концентрации носителей тока).

2. Время релаксации при рассеянии на ионах примеси в квазидвумерных электронных системах

Искусственные полупроводниковые сверхрешетки обычно изготавливаются из двух слоев полупроводникового материала с различной запрещенной зоной

[¶] E-mail: figarov@bsu.az

и могут рассматриваться как периодическая система квантовых ям, разделенных барьерами. При этом волновые функции перекрываются. Движение электрона в направлении, перпендикулярном слоям, описывается приближением сильной связи. Для широких барьеров туннелирование является слабым возмущением, и энергетический спектр будет косинусоидальным [15]. В данной работе рассматривается электронный газ с косинусоидальным законом дисперсии вида

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z), \quad (1)$$

который хорошо описывает слоистые соединения, включающие, в частности, GaSe и TaSe₂ и их аналоги, и сверхрешетки. Здесь $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, k_{\perp} и k_z — поперечная и продольная компоненты волнового вектора соответственно, ε_0 — полуширина мини-зоны проводимости; a — постоянная решетки в направлении, перпендикулярном плоскости слоя; m_{\perp} — эффективная масса электронов проводимости в плоскости слоя.

Для закона дисперсии (1) плотность состояний имеет вид

$$g(\varepsilon) = \frac{m_{\perp}}{\pi^2 \hbar^2 a} Z, \quad (2)$$

где

$$Z = \begin{cases} \pi & \text{при } \varepsilon > 2\varepsilon_0 \\ \arccos\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) & \text{при } \varepsilon < 2\varepsilon_0 \end{cases}. \quad (3)$$

Из выражения (3) видно, что плотность состояний имеет ступенчатый характер. При $\varepsilon \gg 2\varepsilon_0$ плотность состояний не зависит от энергии и $g = \text{const}$, что характерно для систем с квазидвумерным энергетическим спектром.

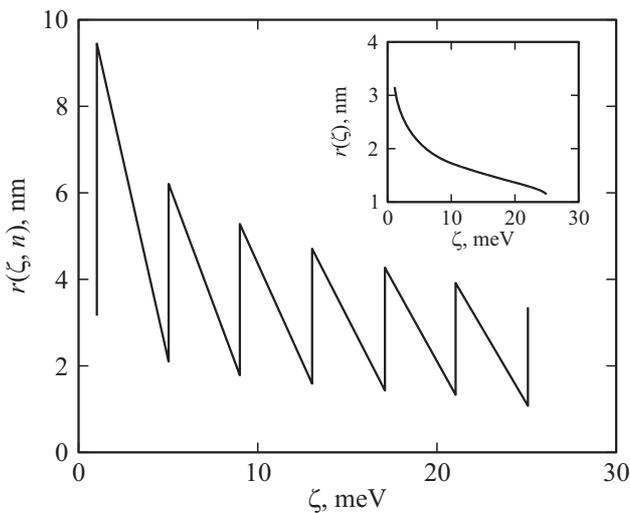


Рис. 1. Зависимость радиуса экранирования от положения уровня Ферми для сверхрешеток GaAs/AlGaAs с шириной мини-зоны, равной 25 мэВ. На вставке — зависимость радиуса экранирования от степени заполнения мини-зоны в пределах одной мини-зоны.

В области низких температур рассеяние носителей тока на ионах примеси является одним из основных механизмов рассеяния. В случае сверхрешеток и слоистых кристаллов, в которых помимо поперечного есть также и продольный перенос, необходимо определить поперечное и продольное время релаксации и их дисперсию. Для ионов примеси эта задача решалась в [16,17].

Для слоистых кристаллов и сверхрешеток, у которых эффективная масса электронов проводимости вдоль слоя намного меньше эффективной массы поперек его, удается получить компактные аналитические выражения для времени релаксации. При слабой экранировке кулоновского потенциала примесных ионов ($kr_0 \gg 1$) для компонента обратного времени релаксации имеем [17]

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_0} \frac{\ln(4k_z r_0)}{(2k_{\perp} r_0)^3}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_0} \frac{1}{4k_{\perp} k_z r_0^2}. \quad (5)$$

Здесь $\tau_0 = \frac{(m_{\perp} \chi)^{1/2}}{8\pi N_i e a^{3/2}}$, где N_i — концентрация примеси, χ — диэлектрическая проницаемость кристалла, e — величина заряда электрона, r_0 — радиус экранирования, который для квазидвумерного электронного газа определяется формулой

$$r_0^{-2} = \left(\frac{4\pi e^2}{\chi}\right) \frac{m_{\perp} Z(\xi_F)}{\pi^2 \hbar^2 a} = \frac{4\pi e^2 n}{\chi \varepsilon_0}, \quad (6)$$

где n — концентрация квазидвумерного электронного газа, ξ_F — уровень Ферми. Из (6) следует, что в квазидвумерном случае радиус экранирования не зависит от концентрации, так как $Z = \text{const}$ [18]. В случае вырожденного электронного газа и низких температур при переходе к вышележащей мини-зоне значение концентрации будет меняться скачком, что и вызывает осцилляции радиуса экранирования (рис. 1).

В свою очередь ступенчатое поведение радиуса экранирования может вызвать резкое изменение других физических характеристик. Ступенчатый характер радиуса экранирования связан с поведением плотности состояний и по мере заполнения вышележащих мини-зон радиус экранирования уменьшается (рис. 1).

Используя энергетический спектр (1) и выражения для обратного времени релаксации (4) и (5) при рассеянии на ионах примеси, вычислим поперечное магнитосопротивление. При расчете кинетических коэффициентов наряду с внутрizonными переходами нужно учитывать и межзонные. Однако мы ограничимся случаем, когда заполнена лишь одна зона. Если рассеяние упругое, что и предполагается, то межзонные процессы несущественны.

3. Поперечное магнитосопротивление при рассеянии на слабо экранированных ионах примеси

В случае, когда $\varepsilon_0 \gg \hbar/\tau$ (где τ — время релаксации), при вычислении гальваномагнитных коэф-

фициентов можно использовать уравнение Больцмана в τ -приближении (полуклассический случай). Общее решение кинетического уравнения в τ -приближении в некантованном магнитном поле B ($\hbar\Omega < k_0T$) приведено в [19].

Поскольку законы дисперсии носителей, движущихся в плоскости слоя и перпендикулярно ему, качественно различны, то характер движения носителей тока вдоль направления оси z и перпендикулярно к ней (в плоскости xy) резко различаются и направление магнитного поля существенно влияет на поведение электронной системы. Здесь рассмотрим случай магнитного поля параллельного плоскости слоя в направлении оси y , $B = B_y = B_{\parallel}$, электрическое поле перпендикулярно магнитному полю и направлено вдоль оси x , $E = E_x$. Эта геометрия задачи представляется наиболее интересной, так как наблюдается сильное изменение траектории электрона в направлении оси сверхрешетки, где постоянная решетки больше, чем в плоскости слоя.

Далее перейдем к вычислению поперечного магнитосопротивления, которое определяется формулой

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}(B)}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{\rho_{\perp}(B)}{\rho_{\perp}(0)} - 1,$$

где $\rho_{\perp}(0) = m_{\perp}/(e^2n\tau_0)$, $\rho_{\perp}(B)$ — удельное сопротивление в магнитном поле, которое определяется формулой

$$\rho_{\perp}(B_{\parallel}) = \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}}. \quad (7)$$

Здесь σ_{ik} — компоненты гальваномагнитного тензора, которые имеют вид:

$$\sigma_{xx} = e^2n_0 \left\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + v_{\perp}v_{\parallel}} \right\rangle, \quad \sigma_{xy} = e^2n_0 \left\langle \frac{\tau_{\perp}v_{\parallel}}{1 + v_{\perp}v_{\parallel}} \right\rangle, \quad (8)$$

$$\sigma_{zz} = e^2n_0 \left\langle \left\langle \frac{\tau_z}{1 + v_{\perp}v_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \quad \sigma_{zx} = e^2n_0 \left\langle \left\langle \frac{\tau_z v_{\perp}}{1 + v_{\perp}v_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \quad (9)$$

где $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$, $v_{\perp} = eB\tau_{\perp}/m_{\perp}$, $n_0 = m_{\perp}\epsilon_0/(\pi\hbar^2a)$, а угловые скобки $\langle \dots \rangle$ и $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ означают

$$\langle A \rangle = \frac{m_{\perp}}{\pi^2\hbar^2an_0} \int_0^{z_0} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_{\perp}} \right) A \epsilon_{\perp} d\epsilon_{\perp} dZ,$$

$$\langle\langle A \rangle\rangle = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel 0}} \frac{\epsilon_0}{\pi^2\hbar^2an_0} \int_0^{z_0} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_{\perp}} \right) A(\epsilon_{\perp}Z) \sin^2 Z d\epsilon_{\perp} dZ.$$

Здесь $m_{\parallel 0}^{-1} = \epsilon_0 a^2/\hbar^2$, $f_0(k)$ — равновесная функция распределения.

Учитывая формулы (8) и (9) в (7), для удельного сопротивления в продольном магнитном поле получим

$$\frac{\rho_{\perp}(B_{\parallel})}{\rho_{\perp}(0)} = \frac{\int_0^{z_0} \frac{X^{5/2}(Z)}{\ln(4\frac{r_0}{a}Z)} dZ \int_0^{z_0} \frac{X^{1/2}(Z)Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z)}}{\int_0^{z_0} \frac{X^{5/2}(Z) dZ}{Y(Z) \ln(4\frac{r_0}{a}Z)} \int_0^{z_0} \frac{X^{1/2}(Z)Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z)} + v_{\parallel 0}v_{\perp 0} \int_0^{z_0} \frac{X^3(Z)Z \cos Z dZ}{Y(Z) \ln(4\frac{r_0}{a}Z)} \int_0^{z_0} \frac{X^2(Z)Z \sin^2 Z dZ}{Y(Z) \ln(4\frac{r_0}{a}Z)}}, \quad (10)$$

где

$$Y(Z) = 1 + v_{\parallel 0}v_{\perp 0} \frac{(\cos Z - \cos Z_0)^2 Z \cos Z}{\ln(4r_0Z/a)},$$

$$X(Z) = \cos Z - \cos Z_0 v_{\parallel 0} = (eB/m_{\parallel 0})\tau_{\parallel 0},$$

$$v_{\perp 0} = (eB/m_{\perp})\tau_{\perp 0}.$$

На основе численного расчета по формуле (10) построена зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от степени заполнения мини-зоны при различных значениях магнитного поля (рис. 2) и отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки (рис. 3). В углах рисунков приведены формы Ферми поверхности для квазидвумерного ($\xi_F > 2\epsilon_0$) и квазитрехмерного ($\xi_F < 2\epsilon_0$) электронного газа.

По мере заполнения мини-зоны радиус экранирования уменьшается (см. рис. 1), увеличивается рассеяние на большие углы, и сопротивление растет в магнитном поле — положительное поперечное МС (см. рис. 2). Следует отметить, что магнитосопротивление немонотонно зависит от соотношения между радиусом экранирования и постоянной решетки и при определенном соотношении имеет особенность (рис. 3). В квазидвумерном случае радиус экранирования не зависит от концентрации и знак магнитосопротивления определяется соотношением между постоянной сверхрешетки и радиусом цик-

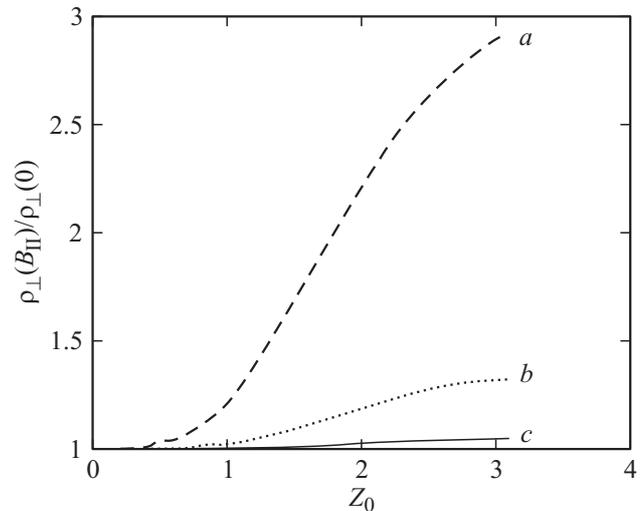


Рис. 2. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от степени заполнения зоны при различных значениях магнитного поля. a — $v_{\parallel} = 5$, b — $v_{\parallel} = 1$, c — $v_{\parallel} = 0.5$ при $r_0/a = 5$.

лотронной орбиты и при совпадении этих значений наблюдается немонотонное поведение поперечного МС. В квазитрехмерном случае особенности в поведении поперечного МС, по-видимому, связаны с тем, что радиус экранирования является функцией заполнения мини-зоны. Отметим, что существенные изменения в магнитосопротивлении имеют место в сильном некваंटующем магнитном поле, в слабом — они незначительны.

Из приведенных графиков следует, что в случае квазидвумерного электронного газа в сильном, но некваंटующем магнитном поле поперечное МС положительно (рис. 4). В случае квазитрехмерного электронного газа поперечное МС может быть как положительным, так и

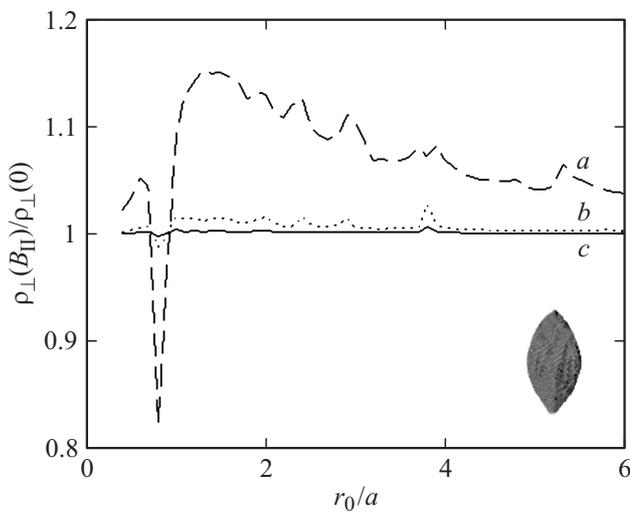


Рис. 3. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки r_0/a при малой степени заполнения зоны — $Z_0 = \pi/4$, a — в сильном $v_{\parallel} = 4$, b — в промежуточном $v_{\parallel} = 1$ и c — в слабом $v_{\parallel} = 0.4$ магнитном поле.

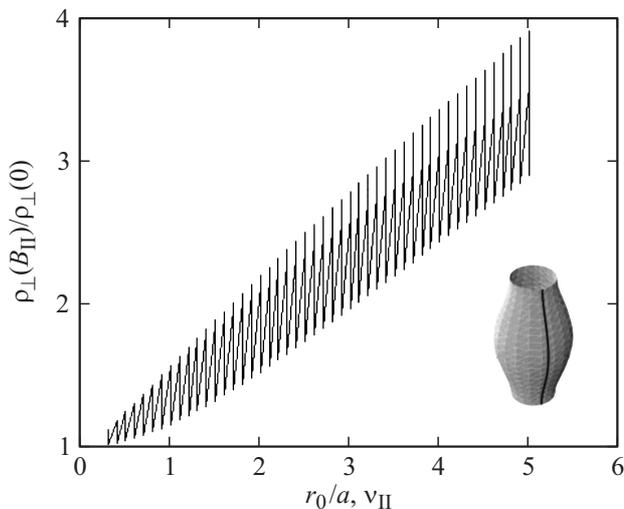


Рис. 4. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от двух параметров: величины магнитного поля $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$ и отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки r_0/a в случае квазидвумерного электронного газа ($\xi_F > 2\varepsilon_0$).

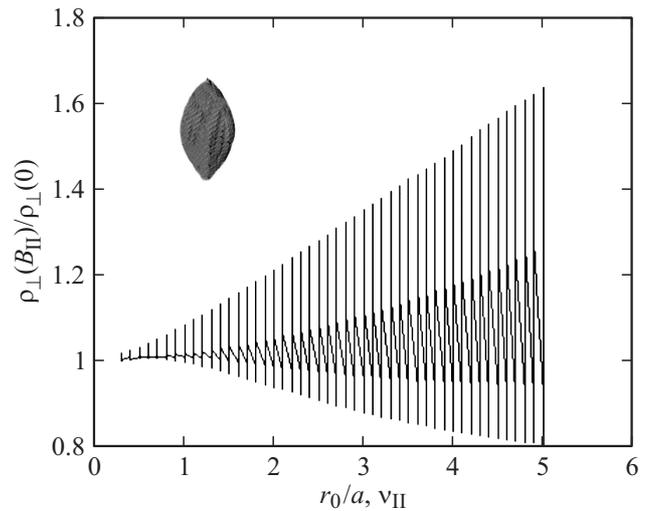


Рис. 5. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от двух параметров: величины магнитного поля $v_{\parallel} = eB\tau_{\parallel}/m_{\parallel}$ и отношения радиуса экранирования к постоянной сверхрешетки r_0/a в случае квазитрехмерного электронного газа ($\xi_F < 2\varepsilon_0$).

отрицательным (рис. 5). При определенном соотношении между r_0/a , при малых степенях заполнения зоны поперечное МС даже в классически сильном магнитном поле может стать слабо отрицательным (рис. 5).

В промежуточных магнитных полях $\Omega\tau \geq 1$ поперечное МС может менять знак в случае, когда степень заполнения мини-зоны Z_0 равна $\pi/2$.

Это связано с топологией поверхности Ферми в сверхрешетке (гофрированный цилиндр). Если уровень Ферми попадает в область мини-зоны с k_z в интервале $\pi/2a \leq k_z < \pi/a$, его эффективная масса отрицательна.

Подобное поведение МС объясняется механизмом неодинакового рассеяния двух групп электронов, отличающихся ориентацией вращения электрона по циклотронным орбитам в магнитном поле из-за наличия в зоне проводимости области с отрицательной эффективной массой.

Логарифмическая сингулярность, появляющаяся при вычислении времени релаксации при рассеянии на ионах примеси, приводит к осцилляциям электронной плотности, что в свою очередь приводит к знакопеременным осцилляциям поперечного МС в зависимости от отношения радиуса экранирования к постоянной решетки (рис. 4, 5). Исходя из формулы (10) приведем выражения для поперечного МС в слабом (11) и сильном (12) некваंटующем магнитном поле как для квазидвумерного, так и квазитрехмерного электронного газа соответственно

$$\rho_{\perp}(B_{\parallel}) = \rho(0) \left\{ 1 + \frac{v_{\perp 0} v_{\parallel 0}}{\ln(2r_0 Z_0/a)} \times \left[\frac{I_{1;1.9/2}(I_{1;0.1/2} - I_{1;2.1/2}) - I_{1;1.3}(I_{1;0.2} - I_{1;2.2})}{I_{0;0.5/2}(I_{1;0.1/2} - I_{1;2.1/2})} \right] \right\}, \quad (11)$$

$$\rho_{\perp}(B_{\parallel}) = \rho(0) \frac{I_{0;0.5/2}(I_{0,-1,-3/2} - I_{0;1,-3/2})}{I_{0;0.1}(I_{0,-1.0} - I_{0;1.0})} \times \left[1 - \frac{\ln(2r_0 Z_0/a)}{\nu_{\perp 0} \nu_{\parallel 0}} \frac{I_{-1,-1.1/2}(I_{0,-1,-3/2} - I_{0;1,-3/2})}{I_{0;0.1}(I_{0,-1.0} - I_{0;1.0})} \right], \quad (12)$$

где $I_{kem} = \int_0^{Z_0} Z^k \cos^l Z (\cos Z - \cos Z_0)^m dZ$.

На основе формул (11) и (12) были построены зависимости поперечного МС как в сильном (рис. 6), так и в слабом (рис. 7) магнитном поле от степени заполнения зоны.

В сильном магнитном поле процессы рассеяния несущественны и МС положительно, в то время как в слабом магнитном поле они играют важную роль, поэтому МС в слабом магнитном поле немонотонно зависит от степени заполнения зоны. При рассеянии же на фонах, как

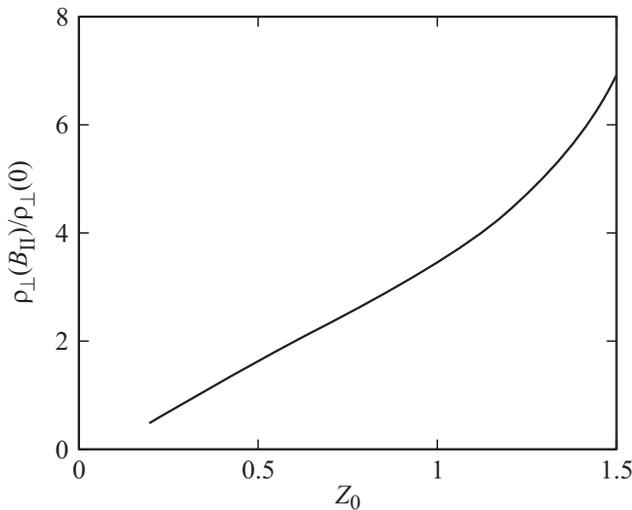


Рис. 6. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от степени заполнения зоны в сильном магнитном поле при $r_0/a = 4$.

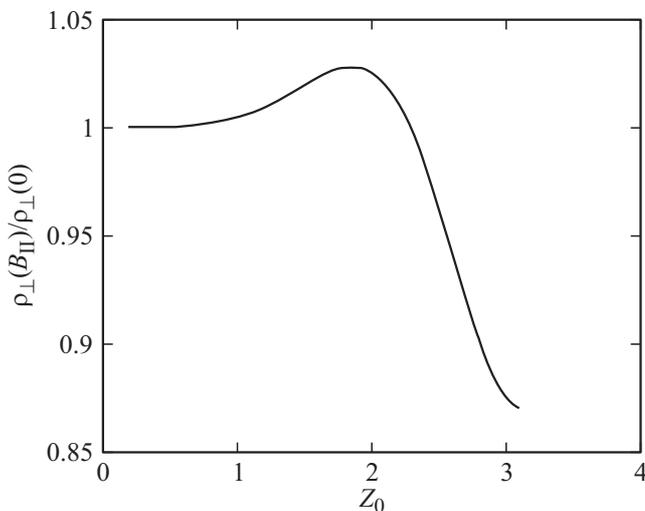


Рис. 7. Зависимость $\rho_{\perp}(B_{\parallel})/\rho_{\perp}(0)$ от степени заполнения зоны в слабом магнитном поле при $r_0/a = 4$.

следует из [19], при малых степенях заполнения зоны поперечное МС положительно, в отличие от рассеяния на ионах примеси.

Значение Z_0 , при котором поперечное МС меняет знак порядка $\pi/2$. При $k_z = \pi/2a$ эффективная масса электрона меняется с положительной на отрицательную, так как $m_{\parallel}^{-1} = \epsilon_0 a^2 \cos ak_z / \hbar^2$.

Наличие отрицательного поперечного МС в сравнительно сильных магнитных полях связано с геометрическим эффектом электронных орбит. Условия геометрического резонанса обсуждаются в работах [4].

4. Заключение

Наличие конечного магнитосопротивления даже при полном вырождении электронного газа является интересной особенностью. Эта особенность связана с существованием групп электронов с разными τ/m , которые в магнитном поле отклоняются на разные углы (из-за анизотропии времени релаксации и эффективной массы).

Показано, что знак поперечного магнитосопротивления существенно зависит от степени заполнения зоны, величины магнитного поля и соотношения между радиусом экранирования и постоянной сверхрешетки.

В параллельном плоскости слоя магнитном поле поперечное МС квазидвумерного электронного газа положительно в сильном и отрицательно в слабом поле. Особенно следует отметить поведение электронного газа в области $Z_0 \approx \pi/2$. Поперечное МС квазитрехмерного электронного газа меняет свой знак из-за наличия в мини-зоне области с отрицательной эффективной массой. Инверсия знака поперечного МС имеет место также, когда радиус циклотронной орбиты становится порядка постоянной сверхрешетки ($R \propto a$).

Поперечное МС также существенно зависит от соотношения между радиусом экранирования r_0 и постоянной сверхрешетки a . При $r_0/a < 1$ ($r_0 \propto 1/n^{1/2}$) сопротивление уменьшается, в то время как при $r_0/a > 1$ сопротивление увеличивается с ростом Z_0 , т.е. для больших плотностей электронного газа поперечное МС отрицательно, а для малых — положительно.

Список литературы

- [1] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, M.A. Zudov. Rev. Mod. Phys., **84**, 1709 (2012).
- [2] В.Г. Песчанский. ЖЭТФ, **112** (2), 618 (1997).
- [3] M.F. Smith, R.H. McKenzie. Phys. Rev. B, **77**, 235 123 (2008).
- [4] A. Endo, Y. Iye. Phys. Rev. B, **71**, 081 303 (2005); Phys. Rev. B, **72**, 235 303 (2005).
- [5] V. Renard, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, J.C. Portal. Phys. Rev. B, **70**, 033 303 (2004).
- [6] A.J. Schofield, J.R. Cooper. Phys. Rev. B, **62**, 10 779 (2000).
- [7] A.D. Mirlin, E. Tsitsishvili, P. Woelfle. Phys. Rev., B, **64**, 125 319 (2001).
- [8] A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers, P. Woelfle. Phys. Rev. B, **64**, 205 306 (2001).

- [9] A.A. Bykov, G.M. Gusev, J.R. Leite, A.K. Bakarov, A.V. Goran, V.M. Kudryashev, A.I. Toropov. Phys. Rev. B, **65**, 035 302 (2001).
- [10] S.I. Borisenko, V.Yu. Rud, Yu.V. Rud, V.G. Tyuterev. Semicond. Sci. Technol., **17**, 1128 (2002).
- [11] N.M. Sotomayor, G.M. Gusev, J.R. Leite, A.A. Bykov, A.K. Kalagin, V.M. Kudryashev, A.I. Toropov. Phys. Rev. B, **70**, 235 326 (2004).
- [12] A.A. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, Н.Д. Аксенова, А.В. Попова, А.И. Торопов. Письма ЖЭТФ, **78**, 165 (2003).
- [13] G.M. Gusev, J.R. Leite, A.A. Bykov, N.T. Moshegov, V.M. Kudryashev, A.I. Toropov, Yu.V. Nastaushev. Phys. Rev., B, **59**, 5711 (1999).
- [14] V.N. Dolgoplov, A. Gold. JETP, **1**, 27 (2000).
- [15] P.M. Mensz, R.G. Wheeler. Phys. Rev. B, **35**, 2844 (1987).
- [16] С.И. Борисенко. ФТП, **36** (10), 1237 (2003); ФТП, **37** (5), 588 (2003); ФТП, **37** (9), 1117 (2003).
- [17] Б.М. Аскеров, Г.И. Гусейнов, С.Р. Фигарова, В.Р. Фигаров. ФТТ, **50** (4), 746 (2008).
- [18] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [19] B.M. Askerov, S.R. Figarova. *Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases* (Berlin, Springer, 2010).
- [20] S.R. Figarova, V.R. Figarov. EPL, **89**, 37004 (2010).

Редактор Т.А. Полянская

Magnetoresistance in a layered semiconductors at a scattering of charge carriers by impurity ions in parallel magnetic field

B.M. Askerov, S.R. Figarova, H.I. Huseynov*, V.R. Figarov⁺

Baku State University,
Az-1148 Baku, Azerbaijan

* Azerbaijan University of Architecture
and Construction,
Az-1073 Baku, Azerbaijan

⁺ Institute of Physics Azerbaijan
National Academy of Sciences,
Az-1143 Baku, Azerbaijan

Abstract In the present work the transverse magnetoresistance in a semiconductor superlattices is calculated when the charge carriers are scattered by impurity ions and a magnetic field is perpendicular to the superlattice axis. It is shown, that the sign of magnetoresistance essentially depends on the miniband filling factor, magnetic field's value and the relation between screening radius, cyclotron radius and a lattice constant in the direction perpendicular to layers. It is noted, that the transverse magnetoresistance of two-dimensional electron gas in parallel magnetic field is positive for the strong fields and negative for the weak fields. The transverse magnetoresistance of the quasi-two-dimensional electron gas can change its sign because of presence of the negative effective mass region in the mini-band.