

**ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НА ПРОДОЛЬНОЕ
МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ В ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ
С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ****С.Р.ФИГАРОВА***Бакинский Государственный Университет*

В данной работе исследуется МС квазидвумерного электронного газа в продольном квантующем магнитном поле с учетом спинового расщепления. Получено общее выражение для удельного сопротивления квазидвумерных систем и исследована зависимость его от величины магнитного поля, концентрации и спинового расщепления. Найдены положения и величина пиков, связанных со спиновым расщеплением. Обнаружены области как положительного, так и отрицательного МС.

1. Введение.

Электронные явления переноса в низкоразмерных системах, таких как слоистые кристаллы, тонкие пленки, сверхрешетки, квантовые ямы, нанокomпозиты и гетероструктуры систематически изучаются как экспериментально [1,2] так и теоретически [3,4]. Интерес к таким системам связан с возможностью управлять их зонной структурой, придавая им ряд особенностей, недостижимых в естественных кристаллах. К ним относятся, в частности, резкая анизотропия энергетического спектра. Анизотропия приводит к необычному поведению удельного сопротивления электронного газа в магнитном поле, что может быть использовано при создании высокочувствительных магнитных сенсоров. Так, например в [5] установлено, что в спинтронных приборах и обычных немагнитных слоистых полупроводниках в магнитном поле 5 Тл магнетосопротивление достигает огромных значений. Этот эффект, названный экстраординарным магнетосопротивлением (МС), который авторы статьи связывают с геометрией используемых материалов, может быть использован для создания нового поколения магнитных накопителей, датчиков и измерителей магнитного поля. Кроме того, в последние годы имеются некоторые эксперименты [1], указывающие на нетрадиционные эффекты, для объяснения которых нужно учитывать спиновое расщепление в энергетическом спектре [3]. Поэтому, важно теоретически изучить поведение электронных систем пониженной размерности с различным видом энергетического

спектра в широкой области магнитных полей. В работах [4,6] изучалось продольное магнитосопротивление в полупроводниках со сверхрешеткой, энергетический спектр электронов в которых подобен рассматриваемому в данной работе, но при этом не учитывалось спиновое расщепление.

В данной работе исследуется МС квазидвумерного электронного газа в продольном квантующем магнитном поле с учетом спинового расщепления. Получено общее выражение для удельного сопротивления квазидвумерных систем и исследована зависимость его от величины магнитного поля, концентрации и спинового расщепления. Показано, что величина удельного сопротивления существенно зависит от соотношения между уровнем Ферми, положением уровня Ландау и полушириной одномерной зоны проводимости в направлении k_z . Выявлены пикообразные осцилляции сопротивления в магнитном поле, на которые существенно влияет спиновое расщепление. Найдены положения и величина пиков, связанных со спиновым расщеплением. Обнаружены области как положительного, так и отрицательного МС.

2. Плотность состояния и уровень Ферми.

В слоистых системах электроны при движении поперек слоев вдоль оси z преодолевают сравнительно большой потенциальный барьер, шириной a , и энергетический спектр электрона в этом направлении может быть описан в приближении сильной связи. В плоскости слоев электроны практически свободны и сохраняется закон дисперсии в приближении эффективной массы [7]. В сильном же магнитном поле, параллельном оси z , направленном перпендикулярно слоям, поле квантует движение электрона в плоскости слоя и снимает спиновое вырождение, приводя к известному энергетическому спектру электрона в виде [8]

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu B + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z) + g_0\sigma\mu_0 B, \quad (1)$$

где N - номер уровня Ландау, k_z - составляющая квазиимпульса вдоль оси z , B - индукция магнитного поля, $\mu = (m_0/m_\perp)\mu_0$, $\mu_0 = e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора, m_0 - масса свободного электрона, m_\perp - масса электрона в плоскости слоя, ε_0 - полуширина одномерной зоны проводимости в направлении k_z , a - постоянная решетки вдоль оси z , $\sigma = \pm 1/2$ спиновое квантовое число электрона, g - фактор спинового расщепления.

Энергетическому спектру (1) отвечает плотность состояний

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R)^2 a N\sigma} \sum (2\varepsilon_0\varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{-1/2} = \frac{1}{2(\pi R)^2 a \varepsilon_0} \sum \sin^{-1}(ak_z), \quad (2)$$

здесь $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина, $\varepsilon_z = \varepsilon(N, k_z, \sigma) - (2N + 1)\mu B - g\sigma\mu_0 B$. Выражение (2) находится в хорошем согласии с формулой, приведенном в

работе [8].

Численный расчет, проведенный на основе формулы (2), в случае, когда $\varepsilon > 2\varepsilon_0$ ($\varepsilon_0 = 1mgV$, $a = 10\text{нм}$, $m_{\perp} = 0,2m_0$ и $m_{\perp} = 0,3m_0$) показывает, что зависимость плотности состояний на уровне Ферми от магнитного поля имеет пикообразный вид, характерный для двумерных систем в магнитном поле [9]. Величина и положение пиков зависят от эффективной массы электронов (см. рис.1)

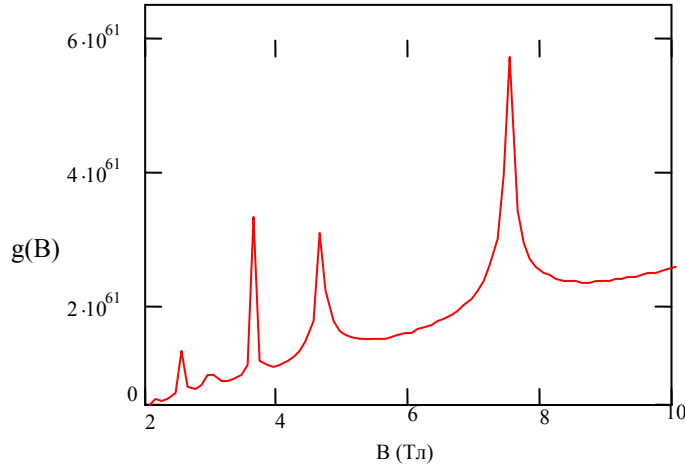


Рис.1 Зависимость плотности состояний на уровне Ферми от магнитного поля при $\zeta > 2\varepsilon_0$.

Связь между химическим потенциалом и концентрацией электронов можно определить из выражения для большого термодинамического потенциала. В квантовом пределе для вырожденного электронного газа получим следующее уравнение для определения уровня Ферми

$$n = \frac{1}{2\alpha(\pi R)^2} \left\{ \theta(\zeta - 2\varepsilon_0) + \theta(2\varepsilon_0 - \zeta) \left[\arccos \left(1 - \frac{\zeta - \left(\mu + \frac{g\mu_0}{2}\right)B}{\varepsilon_0} \right) + \arccos \left(1 - \frac{\zeta - \left(\mu - \frac{g\mu_0}{2}\right)B}{\varepsilon_0} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

откуда получим для химического потенциала:

$$\zeta - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 \mp \cos(na\pi^2 R^2) \sqrt{1 - \left(\frac{g\mu_0 B}{2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^2(na\pi^2 R^2)}} \right]. \quad (4)$$

На основе формулы (4) была построена зависимость уровня Ферми от магнитного поля и показано, что при определенных значениях магнитного поля поведение уровня Ферми становится немонотонным и определяется величиной спинового расщепления, полушириной одномерной зо-

ны проводимости в направлении k_z , концентрацией носителей тока и эффективной массой в плоскости слоя. На рис. 2 приведена зависимость химического потенциала от магнитного поля для следующих параметров $\varepsilon_0 = 1meV$, $a = 10nm$, $n = 10^{23} m^{-3}$, $m_{\perp} = 0,2m_0$. Из графика видно, что в некоторой области магнитного поля уровня Ферми имеет минимум, величина которого определяется эффективными массами носителей заряда, как в плоскости, так и поперек слоев.

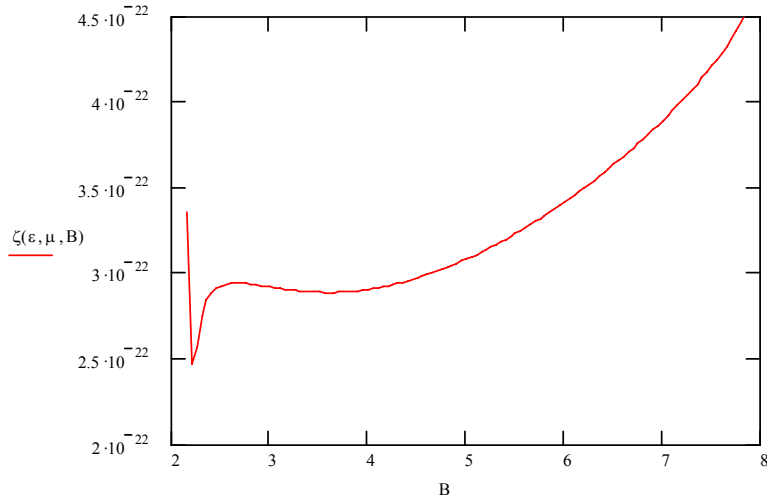


Рис. 2 Зависимость уровня Ферми от магнитного поля при учете спинового расщепления.

3. Общее выражение удельного сопротивления в квантующем магнитном поле.

В продольном квантующем магнитном поле магнитное поле не влияет на движение электрона вдоль него и можно применить кинетическое уравнение Больцмана. Тогда, плотность тока в направлении электрического и магнитного полей имеет вид [10]

$$j_z = -\frac{e}{(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \int \frac{\hbar k_z}{m_{\perp}} f_1(\varepsilon) dk_z, \quad (5)$$

где $f_1(\varepsilon)$ - неравновесная добавка к функции распределения Ферми-Дирака $f_0(\varepsilon)$. Когда в образце имеется электрическое поле E , направленное по оси Z , то

$$f_1(\varepsilon) = \frac{\hbar k_z}{m_\perp} \tau_B(\varepsilon) \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) e E_z. \quad (6)$$

здесь $\tau_B(\varepsilon)$ - время релаксации по импульсам в квантующем магнитном поле. Как показано в [11], при выполнении условий $k_0 T \leq \mu B$, можно ввести время релаксации, причем оно будет обратно пропорционально плотности состояния электронов в магнитном поле в расчете на одну подзону Ландау $g_B(\varepsilon)$ и равно

$$\frac{1}{\tau_B(\varepsilon)} = \frac{2\pi}{\hbar} D(T, B) g_B(\varepsilon), \quad (7)$$

где

$$D(T, B) = R^2 \int_0^\infty dq_\perp q_\perp \exp\left(-\frac{1}{2} R^2 q_\perp^2\right) |V_{q_\perp, -2k_z}|^2, \quad (8)$$

здесь V_q - Фурье-компонента рассеивающего потенциала. Можно показать, что для большинства механизмов упругого рассеяния зависимость от ε , входящего в (7) интеграла, мало существенна. В данной работе рассматривается рассеяние на деформационном потенциале. Тогда входящий в (7) интеграл $D(T, B)$ имеет следующий вид:

- при индуцированном рассеянии, когда $\hbar u_0 q \leq k_0 T$ (u_0 - скорость звука, q - волновой вектор фонона)

$$D(T, B) = \frac{k_0 T E^2}{\rho u_0^2},$$

здесь ρ - плотность кристалла, E - деформационный потенциал;

- при спонтанном рассеянии, когда $\hbar u_0 q \geq k_0 T$

$$D(T, B) = \sqrt{\frac{2\pi}{R^2}} \frac{\hbar E^2}{4\rho}.$$

Подставляя полученную из кинетического уравнения неравновесную функцию распределения (6) в выражение для плотности тока (5) и производя интегрирование по цилиндрическим координатам k_\perp , k_z и φ , для электропроводности получим

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a}{(2\pi R)^2 \hbar^2} \sum_{N\sigma} \int \varepsilon_z^{1/2} (2\varepsilon_0 - \varepsilon_z)^{1/2} \tau_B(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (9)$$

Подставляя τ из (6) в (9) и учитывая, что $(2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{1/2} / \varepsilon_0 = \sin \alpha k_z$ для электропроводности имеем

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \varepsilon_0^2 \tau_0}{2\hbar^2} \sum_{N\sigma} \int \sin ak_z \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \frac{d\varepsilon}{\sum_{N'\sigma'} [\sin ak_z]^{-1}}, \quad (10)$$

где $\tau_0 = \frac{2\pi}{\hbar} D(T, B)$.

Из (10) для вырожденного электронного газа найдем

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \tau_0}{2\hbar^2} \frac{\sum_{N\sigma} \left[\zeta - (2N+1)\mu B - \frac{g\sigma\mu_0 B}{2} \right]^{1/2} \left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N+1)\mu B + \frac{g\sigma\mu_0 B}{2} \right]^{1/2}}{\sum_{N'\sigma'} \left[\zeta - (2N'+1)\mu B - \frac{g\sigma'\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2} \left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N'+1)\mu B + \frac{g\sigma'\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2}}, \quad (11)$$

где ζ - уровень Ферми. Из выражения (11) видно, что сопротивление $\rho_{zz}(B) = \sigma_{zz}^{-1}(B)$ принимает бесконечно большое значение, когда граница Ферми совпадает с одним из уровней Ландау, или когда выполняется условие $\zeta = 2\varepsilon_0 + (2N+1)\mu B + 2\sigma\mu_0 B$. В работе [12] имеется указание на экспериментальное наблюдения обращения $\sigma_{zz}(B)$ в нуль при определенных значениях магнитного поля. Следует отметить, что с ростом магнитного поля квантовые уровни расположенные ниже уровня Ферми пересекают его, что приводит к скачкообразному уменьшению величины удельного сопротивления. Однако в промежутках между скачками плотность состояний растет, и сопротивление тоже растет.

4. Магнетосопротивление с учетом спинового расщепления в квантовом пределе

В квантовом пределе в суммах выражения (11) останутся только члены с $N = N' = 0$. Таким образом, в случае сильно вырожденного электронного газа в квантовом пределе для проводимости имеем

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \tau_0}{2\hbar^2} \left[(\zeta - \mu B)^2 - \left(\frac{g\mu_0 B}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \left[(2\varepsilon_0 - \zeta + \mu B)^2 - \left(\frac{g\mu_0 B}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

При отсутствии спинового расщепления и $2\varepsilon_0 > \zeta - \mu B$ формула (12) переходит в известное выражение для трехмерного электронного газа [10].

Подставляя (4) в (12) для удельного сопротивления получим

$$\rho_{zz}(B) = \rho_{zz}(0) \left[\sin^2(na\pi^2 R^2) - \left(\frac{g\mu_0 B}{2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^2(na\pi^2 R^2)} \right]^{-1/2}, \quad (13)$$

где $\rho_{zz}(0) = (e^2 \varepsilon_0 \tau_0 / 2m_{z_0})^{-1}$ - сопротивление двумерного электронного

газа в отсутствие магнитного поля. Численный расчет, проведенный на основе формулы (13), позволил построить графики зависимости $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля (рис.3 и 4). Из рис.3 видно, что сопротивление имеет два пика, положения которых определяется из трансцендентного уравнения $\mu_0 B/\varepsilon_0 = \sin^2(na\pi^2 R^2)$. На наличие квантовых осцилляций сопротивления в магнитном поле больше, чем 1Тл указывалась в работе [13].

Этот график построен для следующих значений $\varepsilon_0 = 1\text{мэВ}$, $a = 10\text{нм}$, $n = 10^{23}\text{м}^{-3}$, $m_{\perp} = 0,2m_0$. Из графика видно, что отношение $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ очень большое и с ростом магнитного поля растет. При построении данного графика было учтено, что $\zeta > 2\varepsilon_0$, что соответствует чисто двумерному случаю, а также $\mu B \geq 2\varepsilon_0$. Величина пиков определяется эффективной массой, спиновым расщеплением и концентрацией носителей тока.

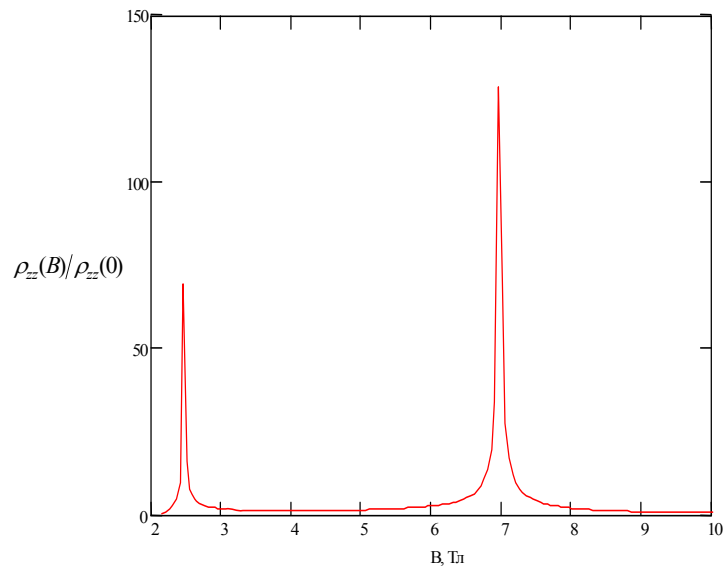


Рис. 3 Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля для двумерного электронного газа.

При некоторых значениях концентрации ($n = 5 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$) и эффективной массы ($m_{\perp} = 0,25m_0$) можно построить график зависимости $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля (рис.4), когда химический потенциал может быть меньше ширины одномерной зоны проводимости в направлении k_z ($\zeta \leq 2\varepsilon_0$ - квазидвумерный случай), в то время как $\mu B > 2\varepsilon_0$ и $\mu_0 B < 2\varepsilon_0$. В этом случае наблюдается только один пик (рис.4), положение которого смещается в область относительно малых магнитных полей.

Наличие пиков сопротивления, по-видимому, связаны с переходами металл-диэлектрик, которые изучаются в работе [8], а острота пиков объясняется полным вырождением электронного газа [14].

Из ряда проведенных численных расчетов следует, что при $\zeta > 2\varepsilon_0$ сопротивление осциллирует, причем осцилляции усиливаются при увеличении влияния спинового расщепления (увеличивается число пиков).

При изменении параметров, а именно концентрации и эффективной массы в поведении сопротивления с учетом спинового расщепления наблюдается появление одного или двух пиков, что не имеет места без учета спинового расщепления.

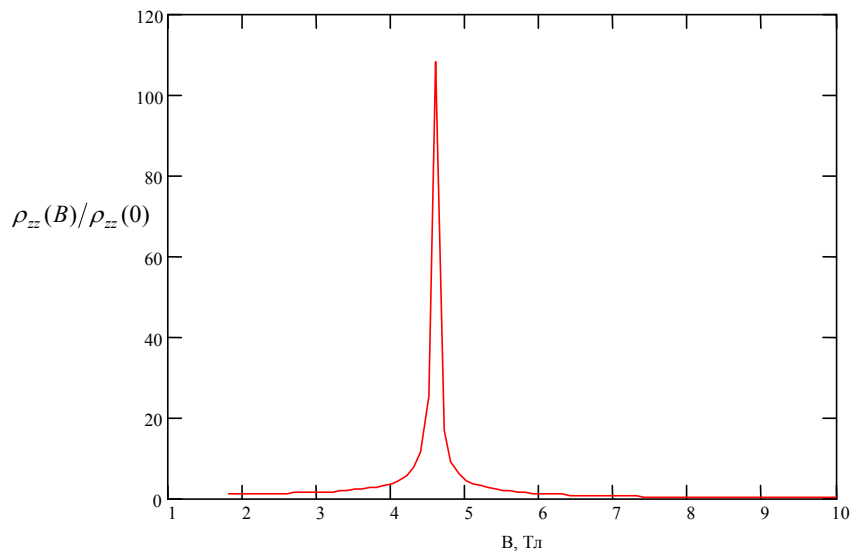


Рис. 4. Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля в квазидвумерном случае когда $\mu B > 2\varepsilon_0$ и $\mu_0 B < 2\varepsilon_0$.

Обсудим случай предельно сильных магнитных полей ($na^2R^2 \ll 1$), когда заполнена почти вся зона $2\varepsilon_0$. Тогда при $(k_z a)_F = na\pi^2 R^2 \ll 1$, для проводимости имеем

$$\frac{\sigma_{zz}(B)}{\sigma_{zz}(0)} = \frac{2\pi^2}{9} \frac{m_{\perp}}{m_{z_0}} \frac{\zeta_{\perp}}{\varepsilon_0} \left(\frac{\zeta_{\perp}}{\mu B} \right)^2, \quad (14)$$

где $\zeta_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} (3\pi^2 n)^{2/3}$. Видно, что в рассматриваемом квантовом преде-

ле величина проводимости определяется отношением эффективных масс, а именно анизотропия эффективных масс существенно уменьшает энергию Ферми ($\zeta_{\perp} \sim m_{\perp}/m_{z_0}$). Это означает, что облегчается возможность наблюдать снятие вырождения электронного газа.

Отдельно остановимся на случае, когда расстояние между энергетическими уровнями превышает полуширину одномерной зоны проводимости в направлении k_z , то есть $\mu B > \varepsilon_0$, $\mu_0 B > \varepsilon_0$. В этом случае при $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ в плотности состояний будут наблюдаться дельтаобразные пики, характерные для двумерных систем в магнитном поле. В данном случае $(k_z a)_F = 2na\pi^2 R^2$. Учитывая это, для магнетосопротивления получим

$$\frac{\Delta\rho_{zz}(B)}{\rho_{zz}(0)} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sin(na\pi^2 R^2)} - 1 \quad (15)$$

А в случае сверхсильных магнитных полей имеем

$$\frac{\Delta\rho_{zz}(B)}{\rho_{zz}(0)} = \frac{eB}{2na\pi\hbar^2} - 1. \quad (16)$$

Отсюда видно, что в рассматриваемом предельном случае удельное сопротивление линейно зависит от магнитного поля, что согласуется с результатом работы [4]. Наличие линейных участков МС экспериментально наблюдалось в [13]. В случае, когда $\mu_0 B$ порядка ε_0 была построена зависимость $\Delta\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля (рис.5). Из приведенного графика видно, что в определенной области магнитного поля имеет место отрицательное МС, которое при учете спинового расщепления больше, чем при отсутствии такового.

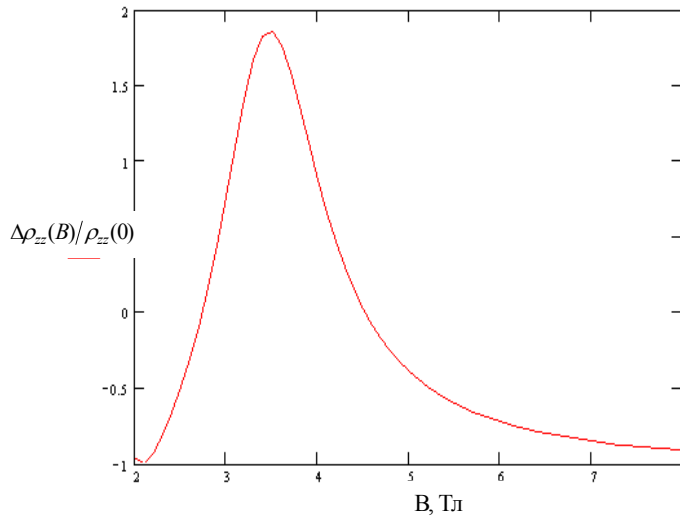


Рис. 5. Зависимость отношения $\Delta\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля, когда спиновое расщепление существенно, при $\mu_0 B > \varepsilon_0$

Из численных расчетов следует, что спиновое расщепление уменьшает величину удельного сопротивления.

Также была построена зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от концентрации при заданном значении магнитного поля (рис.6). Из рис.6 видно, что сопротивление осциллирует с изменением концентрации носителей тока. Следует отметить, что размерность электронного газа в слоистых материалах может контролироваться концентрацией носителей тока.

Все перечисленные формулы и вычисления справедливы в случае индуцированного рассеяния акустических фононов на электронах, когда $T \gg (m_{\perp} v_0^2 \mu B)^{1/2}$. При учете спонтанного рассеяния, когда $T \ll (m_{\perp} v_0^2 \mu B)^{1/2}$, изменяется зависимость τ_0 от магнитного поля. В случае индуцированного рассеяния $\tau_0 \propto B^{-1}$, а при спонтанном рассеянии $\tau_0 \propto B^{-3/2}$.

Отметим, что используя численный расчет и приведенные формулы, можно определить физические характеристики, такие как g -фактор спинового расщепления, время релаксации в магнитном поле, зонные параметры слоистого кристалла и области магнитного поля, где имеет место большое сопротивление. Эти результаты в свою очередь могут быть использованы при создании высокочувствительных магнитных сенсоров.

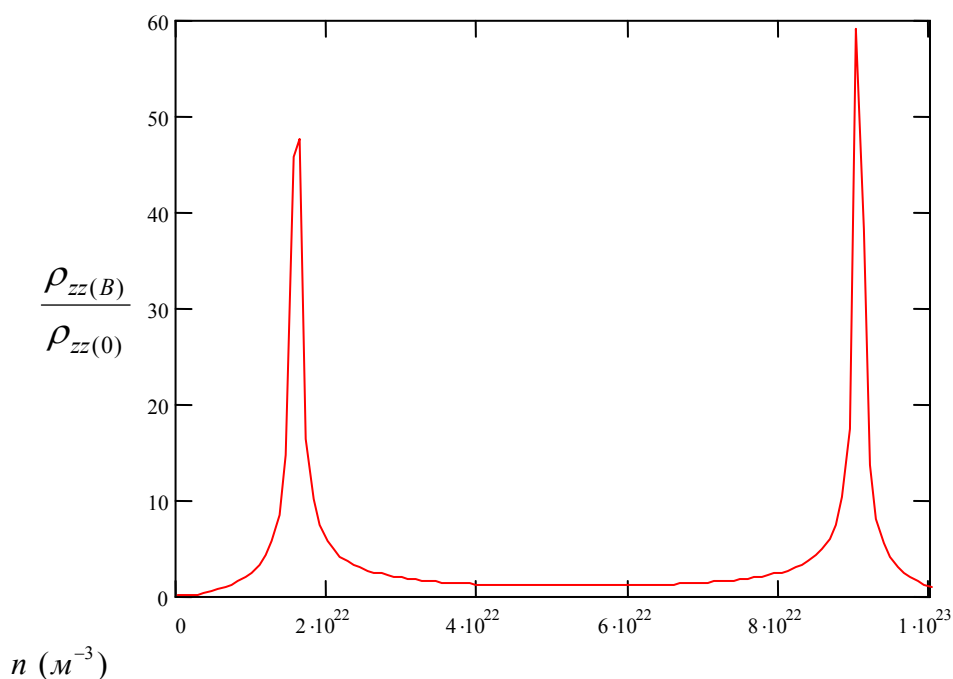


Рис.6 Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от концентрации при $B=2.2$ Тл.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.Klopotovskii, M.Naworski, J.-D.Ganier, B.Devcaud, E.Janik – *Semicond. Sci. Technol.*, v.19, S380, 2004.
2. S.A.Solin – *Applied Physics Letters*, v.80, issue 21, p.4012, 2002.
3. М.В.Якунин, Г.А.Альшанский, Ю.Г.Арапов, В.Н.Неверов, Г.И.Харус, Н.Г.Шелушина, Б.Н.Звонков, Е.А.Ускова, А. де Виссер, Л.Пономаренко – *ФТП*, т.39, в.1, с.118, 2005
4. П.В.Горский – *ФТП*, т.38, в.7, с.864, 2004
5. S.A.Solin, Tineke Thio, D.R.Hines, J.J.Heremas – *Science*, v.289, p.1530, 2000.
6. В.М.Поляновский – *ФТП*, т.18, в.10, с.1827, 1984.
7. R.F.Fivaz – *J.Phys.Chem.Sol.*, v.28, p.839, 1967.
8. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Шик – *ЖЭТФ*, т.92, в.2, с.721, 1987.
9. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн – *Электронные свойства двумерных систем*. М., Мир, 1985.
10. Б.М.Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* – Л., Наука, 1970.
11. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. М., Наука, 1984.
12. H.L.Störmer – *Phys.Rev.Letters*, v.56, p.85, 1986.
13. A.I.Dmitriev, Z.D.Kovalyuk, V.I.Lazarenko, G.V.Lashkarev – *Phys. Stat. Sol. (b)*,

- 162, p.213, 1990.
14. I.D.Vagner, T.Maniv, E.Ehrenfreund – Phys.Rev.Letters, v.51, №18, p.1700, 1983.3

**KVAZIİKİÖLÇÜLÜ ENERJİ SPEKTRİNƏ MALİK OLAN ELEKTRON
SİSTEMLƏRİNİN UZUNUNA MAQNİT MÜQAVİMƏTİNƏ SPİN
PARÇALANMASININ TƏSİRİ**

S.R.FİQAROVA

ANNOTASIYA

Bu işdə spin parçalanmasını nəzərə alaraq uzununa kvantlayıcı maqnit sahəsində elektron qazının maqnit müqaviməti tədqiq olunur. Məxsusi müqavimət üçün kvaziikiölçülü sistemlərdə ümumi ifadə alınmışdır. Məxsusi müqavimətinin elektronlarının konsentrasiyasından və maqnit sahəsindən ümumi ifadə alınmışdır. Spin parçalanmasına uyğun müsbət və mənfi maqnit müqavimətinin piklərinin hündürlüyü və vəziyyətin qiymətləri hesablanmışdır.

**INFLUENCE OF SPIN SPLITTING ON LONGITUDINAL
MAGNETORESISTIVITY IN ELECTRON SYSTEMS WITH QUASI
TWO-DIMENSIONAL A ENERGY SPECTRUM**

S.R.FIGAROVA

ABSTRACT

In the given work it is investigated magnetoconductivity of electron gas in longitudinal quantizing magnetic field taking into account the spin splitting. The general expression for specific resistance quasi two-dimensional systems is received and its dependence on magnitude of a magnetic field, concentration and spin splitting is investigated. Positions and size of the peaks connected to spin splitting are found. It has been disclosed regions both the positive and negative magnetoresistances.