

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ОСЦИЛЛЯЦИИ УДЕЛЬНОГО
СОПРОТИВЛЕНИЯ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

С.Р.ФИГАРОВА

Бакинский Государственный Университет

В работе получено общее выражение для плотности состояний квазидвумерного электронного газа. На основе полученного выражения проанализирована зависимость плотности состояний от магнитного поля и соотношения между уровнем Ферми и шириной одномерной зоны проводимости в направлении перпендикулярном плоскости слоя. Показано, что при определенных условиях плотность состояний осциллирует, причем период осцилляции определяется эффективной массой в плоскости слоя. Также установлено, что осцилляции удельного сопротивления объясняются поведением плотности состояний квазидвумерного электронного газа.

В настоящее время слоистые соединения привлекают к себе широкое внимание благодаря целому ряду своих исключительных свойств. К таким свойствам относится, прежде всего, сильная анизотропия физических характеристик, обусловленных спецификой кристаллической структуры слоистых соединений. Благодаря анизотропии кристаллы этого класса открывают возможность исследовать наиболее интересные эффекты физики твердого тела в их двумерном или почти двумерном проявлении. Слоистые соединения находят практическое применение в ряде приборов, в частности, в приборах типа сверхпроводящих квантовых интерферометров в качестве звена слабой связи, поскольку из них можно легко получить пленки очень малой толщины, порядка нанометра. При наличии внешнего квантующего магнитного поля у таких кристаллов появляются ряд новых свойств – осцилляция кинетических коэффициентов, отрицательное магнитосопротивление и т.д. [1, 2]. Причем эти новые явления тесно связаны с поведением плотности состояния. Поэтому в данной работе исследуется плотность состояний квазидвумерного электронного газа с учетом спинового расщепления в квантующем магнитном поле. В работе [3] указывалось на важное влияние спинового расщепления на свойства квазидвумерного электронного газа. Получено общее выражение для плотности состояний квазидвумерного электронного газа. На основе полученного выражения проанализирована

зависимость плотности состояний от магнитного поля и соотношения между уровнем Ферми и шириной одномерной зоны проводимости в направлении перпендикулярном плоскости слоя и эффективной массы. Показано, что при определенных условиях плотность состояний осциллирует, причем период осцилляции определяется эффективной массой в плоскости слоя. Также установлена, что осцилляции удельного сопротивления объясняются поведением плотности состояний квазидвумерного электронного газа.

I. Энергетический спектр и плотность состояний

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. 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

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

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

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

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, приведенной в работе [4].

Численный расчет, проведенный на основе формулы (2), показывает, что в случае вырожденного электронного газа поведение плотности состояний существенно зависит от соотношения между уровнем Ферми и одномерной зоны проводимости в направлении k_z . Результаты

численного расчета приведены на нижеследующих рисунках. При проведении численного расчета считалось, что $\varepsilon_0 = 1\text{мэВ}$, $a = 10\text{нм}$.

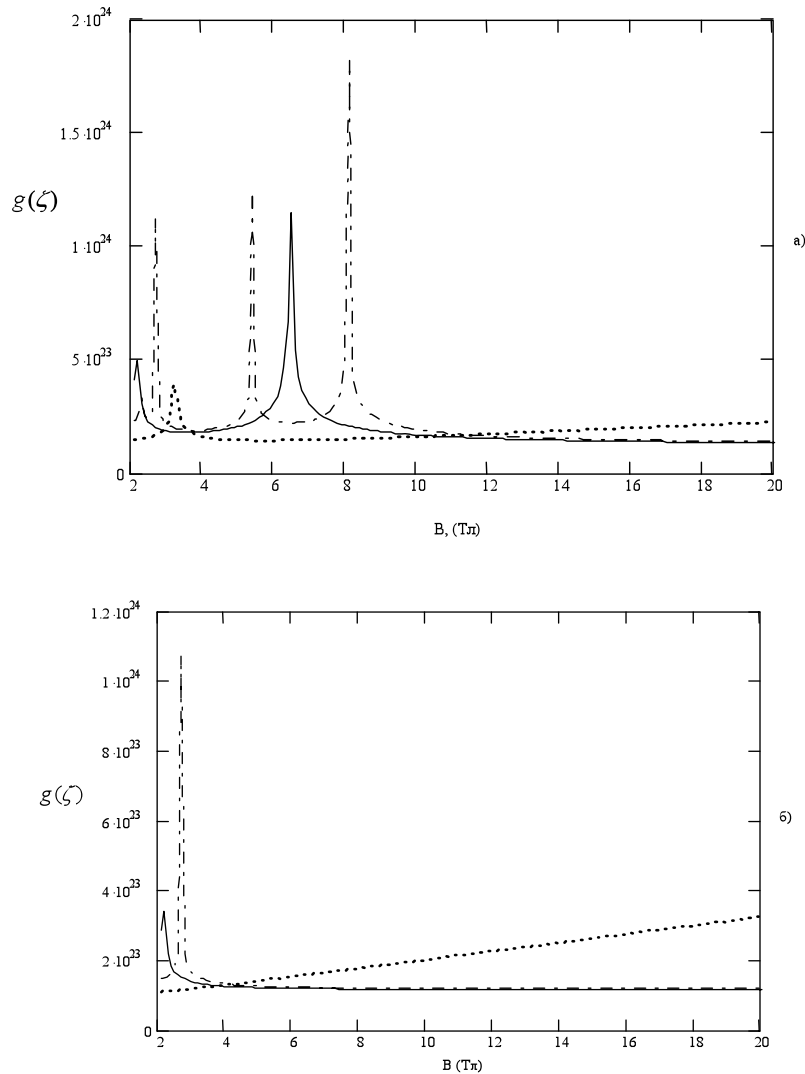


Рис. 1. Зависимость плотности состояний от магнитного поля. Сплошная линия соответствует отсутствию спинового расщепления, пунктирная линия - $g = 5$, точка тире - $g = 2$. а) $\zeta > 2\varepsilon_0$, б) $\zeta < 2\varepsilon_0$.

Из сравнения рисунков 1а и 1б видно, что в случае, когда $\zeta > 2\varepsilon_0$ имеет место пикообразное поведение плотности состояний, характерное для двумерных систем в сильном магнитном поле [5], которое исчезает при $\zeta < 2\varepsilon_0$. Кроме того, из этих рисунков видно, что учет спинового

расщепления существенно влияет на поведение плотности состояний и при больших значениях g - фактора имеет место линейная зависимость плотности состояний от магнитного поля. Это следует и из формулы (2), так как при $\mu B > \varepsilon_0$ и $\mu_0 B > \varepsilon_0 - ak_z = 2na\pi^2 R^2$. Поведение плотности состояний от магнитного поля также существенно зависит и от величины эффективной массы в плоскости слоя. Период осцилляции плотности состояний с увеличением эффективной массы увеличивается (см. рис.2).

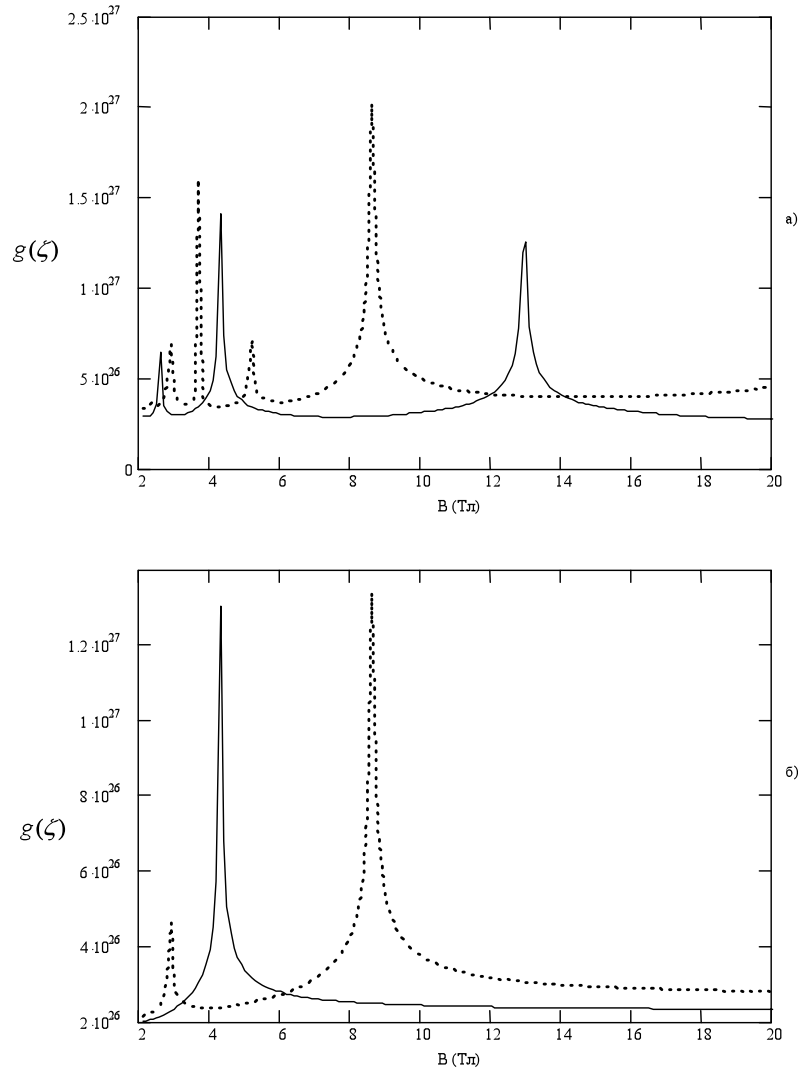


Рис. 2. Зависимость плотности состояний от магнитного поля при $g = 10$. Сплошная кривая соответствует $m = 0,4m_0$, пунктирная кривая - $m = 0,1m_0$. а) $\zeta > 2\varepsilon_0$, б) $\zeta < 2\varepsilon_0$.

Следует отметить, что пики в поведении плотности состояний при

$\zeta < 2\varepsilon_0$ наблюдаются только в сравнительно слабых магнитных полях ($B \sim 2-6$ Тл). Причем при малых значениях g - фактора плотность состояния в сильных магнитных полях остается постоянной, а при больших значениях g - фактора плотность состояния линейно растет (рис.3)

II. Осцилляции удельного сопротивления в магнитном поле

В продольном квантующем магнитном поле магнитное поле не влияет на движение электрона вдоль него и можно применить кинетическое уравнение Больцмана, из решения которого при рассеянии на деформационном потенциале для электропроводности имеем

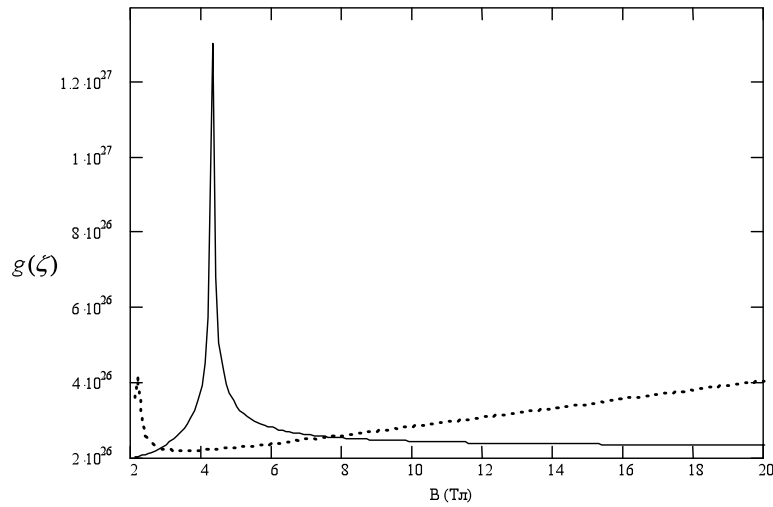


Рис. 3. Зависимость плотности состояний от магнитного поля при $g=20$. Сплошная кривая соответствует $m=0,4m_0$, пунктирная кривая - $m=0,4m_0$ и $\zeta=\varepsilon_0$.

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \tau_0}{2\hbar^2} \frac{\sum_{N\sigma} \left[\zeta - (2N+1)\mu B - \frac{g\sigma\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2} \left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N+1)\mu B + \frac{g\sigma\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2}}{\sum_{N'\sigma'} \left[\zeta - (2N'+1)\mu B - \frac{g\sigma'\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2} \left[2\varepsilon_0 - \zeta + (2N'+1)\mu B + \frac{g\sigma'\mu_0 B}{2} \right]^{-1/2}}, \quad (3)$$

где ζ - уровень Ферми. Из выражения (3) видно, что сопротивление $\rho_{zz}(B) = \sigma_{zz}^{-1}(B)$ может принимать бесконечно большое значение. В работе [6] имеется указание на экспериментальное наблюдение обращения $\sigma_{zz}(B)$ в нуль. 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.

На основе формулы (3) была построена зависимость $\rho_{zz}(B)$, когда химический потенциал считался постоянным. Результаты этих вычислений представлены на рис.4 а и б.

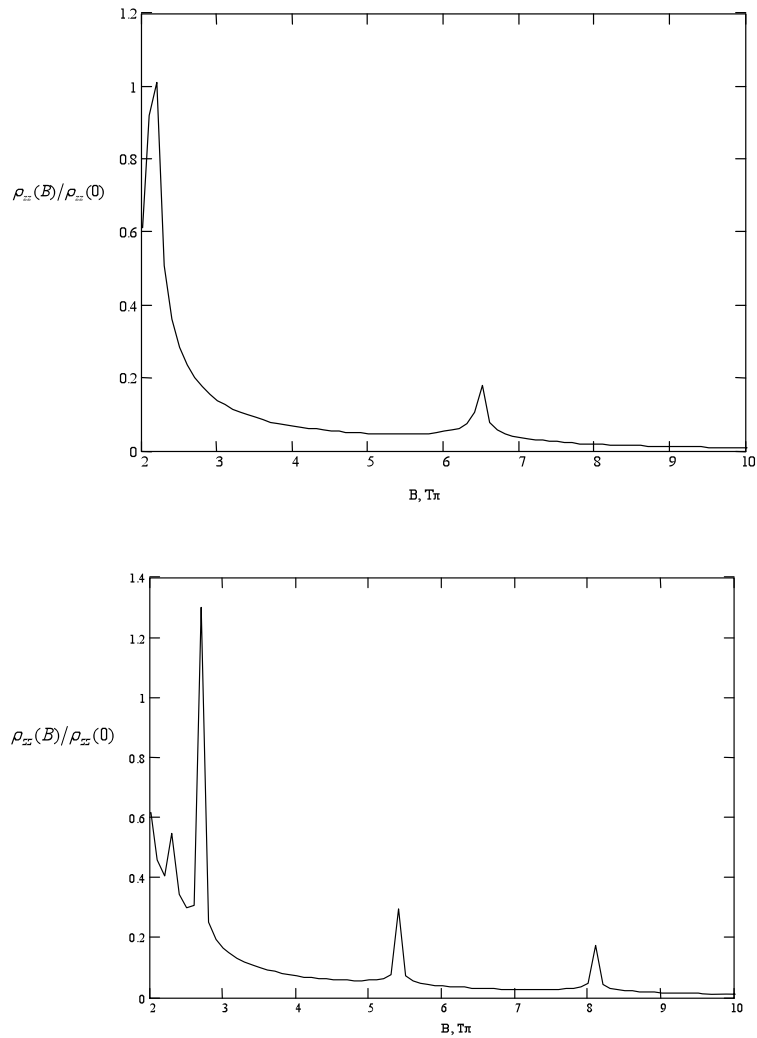


Рис. 4. Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля при $\zeta > 2\varepsilon_0$ и $m_{\perp} = 0,2m_0$. а) с учетом спинового расщепления б) без учета спинового расщепления

Из этих рисунков видно, что сопротивление осциллирует в магнитном поле, когда уровень Ферми больше ширины одномерной зоны проводимости k_z . Следует отметить, что эти осцилляции ослабевают при уменьшении эффективной массы вдоль слоя (рис.5). Кроме того, учет

спинового расщепления уменьшает период осцилляций.

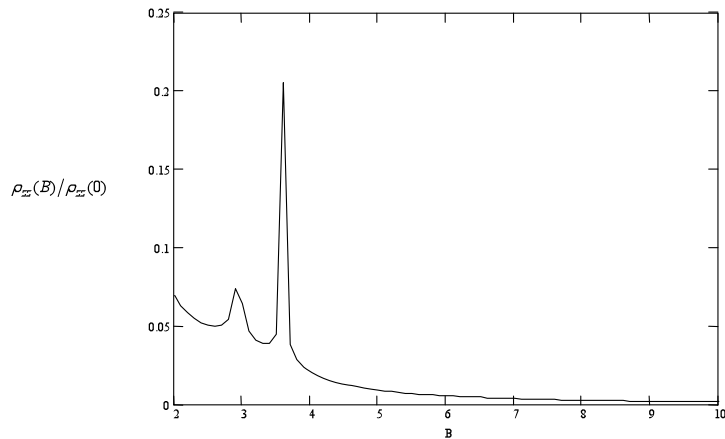


Рис 5. Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля при $\zeta > 2\varepsilon_0, m_{\perp} = 0.1m_0$

Из рис.4 видно, что сопротивление осциллирует в сильном магнитном поле при $\zeta > 2\varepsilon_0$. Следует отметить, что эти осцилляции исчезают при $\zeta < 2\varepsilon_0$ (рис.6).

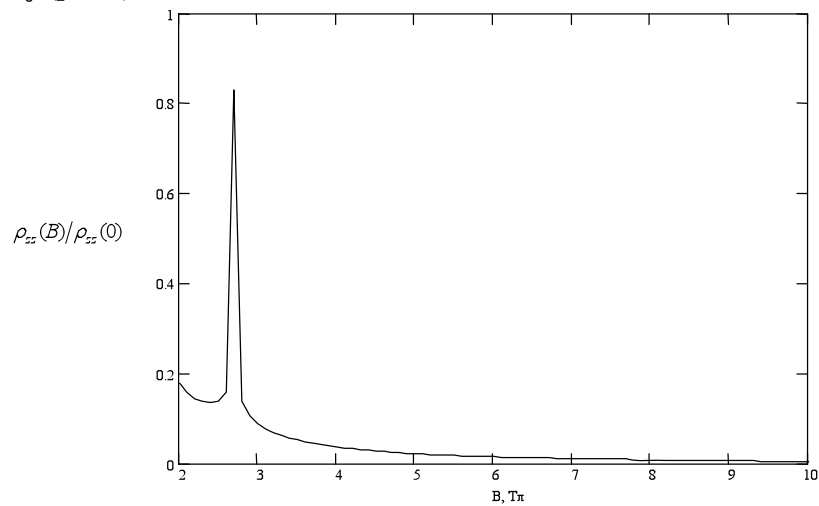


Рис. 6. Зависимость отношения $\rho_{zz}(B)/\rho_{zz}(0)$ от магнитного поля при $\zeta < 2\varepsilon_0, m_{\perp} = 0.2m_0$

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

ЛИТЕРАТУРА

1. П.В.Горский – ФТП, том 39, вып.3 стр. 343 – 348, 2005.
2. A.I.Dmitriev, Z.D.Kovalyuk, V.I.Lazarenko, G.V.Lashkarev – Phys. Stat. Sol. (b), 162, p.213, 1990.
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. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Шик – ЖЭТФ, т.92, в.2, с.721, 1987.
5. H.L.Störmer – Phys.Rev.Letters, v.56, p.85, 1986.
6. I.D.Vagner, T.Maniv, E.Ehrenfreund – Phys.Rev.Letters, v.51, №18, p.1700, 1983.3

КВАЗИКИӨЛЧӨЛӨ ELEKTRON QAZININ HAL SİXLİĞİ
VƏ XÜSUSİ MÜQAVİMƏTİNİN OSSİLYASİYASI

S.R.FİQAROVA

ANNOTASİYA

İşdə kvaziikiölçülü elektron qazının hal sıxlığının ümumi ifadəsi alınmışdır. Alınmış ifadə əsasında hal sıxlığının maqnit sahəsindən və Fermi səviyyəsi ilə birölçülü keçirici zonanın eni arasındakı münasibətdən asılılıqları tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, müəyyən şərtlər daxilində hal sıxlığı ossilyasiya edir, belə ki, bu ossilyasiyanın periodu lay müstəvisinə perpendikulyar olan effektiv kütlə ilə təyin olunur. Həmçinin təyin edilmişdir ki, xüsusi müqavimətin ossilyasiyası kvaziikiölçülü elektron qazının hal sıxlığının davranışı ilə izah olunur.

DENSITY OF STATES AND OSCILLATION OF SPECIFIC RESISTANCE
OF THE QUASITWODIMENTIONAL ELECTRON GAS

S.R.FIGAROVA

ABSTRACT

In this work the general expression for density of states of quasi two dimensional electron gas is received. On the basis of the received expression the dependence of density of states on a magnetic field and a ratio between Fermi levels and width of a one-dimensional conduction band in a direction perpendicular to planes of a layer is analyzed. It is shown, that under certain conditions density of states oscillates, and the period of oscillations is defined by effective mass across a plane of a layer. Also it is established, that specific resistance oscillation can be explained by the behavior of quasi two dimensional electron gas density of states.