



Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005"
International Conference "Fizika-2005"
Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9
iyun
June 2005
Июнь

№75
səhifə
page 271-272
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

**ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ
В ПРОДОЛЬНОМ КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

АСКЕРОВ Б.М., ФИГАРОВА С.Р., МАХМУДОВ М.М.

Бакинский Государственный Университет

Баку, AZ 1148, ул. З.Халилова 23

E-mail: mugabiloglu@mail.ru, тел : (99412) 439 11 65

В работе исследуется удельное сопротивление квазидвумерного электронного газа в продольном квантующем магнитном поле. Получено общее выражение для удельного сопротивления в слоистых кристаллах. В квантовом пределе проанализирована зависимость удельного сопротивления от величины магнитного поля и параметров энергетического спектра в случае сильно вырожденного электронного газа. Отмечено, что поведение удельного сопротивления определяется зависимостью химического потенциала от величины магнитного поля. При определенном значении химического потенциала и величины магнитного поля имеет место резкое увеличение удельного сопротивления.

Исследование удельного сопротивления в магнитном поле (МС) имеет большое теоретическое и практическое значение. Практическое значение МС связано с тем, что его поведение можно использовать при создании высокочувствительных магнитных сенсоров. Так, например, известно, что в разных структурах при определенных условиях появляется большое МС, напрямую связанное с видом энергетического спектра. Этот эффект, названный экстраординарным магнетосопротивлением можно использовать для создания нового поколения магнитных накопителей, магнитных датчиков и измерителей магнитного поля [1]. Поэтому важно теоретически изучить поведение электронных систем с различным энергетическим спектром в широкой области магнитных полей.

В данной работе исследуется МС квазидвумерного электронного газа в продольном квантующем магнитном поле. Получено общее выражение для МС в слоистых кристаллах. В квантовом пределе проанализирована зависимость МС от величины магнитного поля и параметров энергетического спектра в случае сильно вырожденного электронного газа. Отмечено, что поведение МС определяется зависимостью химического потенциала от величины магнитного поля. Показано, что величина МС существенно зависит от соотношения между уровнем Ферми, положением уровня Ландау и полушириной одномерной зоны проводимости в направлении k_z . Так, при определенном значении концентрации электронного газа и величины магнитного поля имеет место резкое увеличение МС.

В квантующем магнитном поле параллельном оси z , направленном перпендикулярно слоям имеет место квантование Ландау в плоскости слоя, и энергетический спектр квазидвумерного электрона газа можно записать в виде [2-3]

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

где N - номер уровня Ландау, k_z - составляющая квазиимпульса вдоль оси z , B - индукция магнитного поля, $\mu = (m_0/m)\mu_0$, $\mu_0 = e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора, m_0 - масса свободного электрона, m - масса электрона в плоскости слоя, ε_0 - полуширина одномерной зоны в направлении k_z , a - постоянная решетки вдоль оси z .

В продольном квантующем магнитном поле магнитное поле не влияет на движение вдоль него и можно применить кинетическое уравнение Больцмана. В решении этого уравнения будет, входит время релаксации, которое при рассеянии на деформационном потенциале и выполнении условия $k_0 T \leq \mu B$ будет обратно пропорционально плотности состояния электронов в магнитном поле в расчете на одну подзону Ландау [4]

$$\frac{1}{\tau_B} = \frac{1}{\tau_0} g_B(\varepsilon), \quad (2)$$

где $\tau_0^{-1} = \pi E_0^2 k_0 T / \rho \hbar u_0^2$, E_0 - константа деформационного потенциала, ρ - плотность кристалла, u_0 - скорость звука, $g_B(\varepsilon)$ - плотность состояний квазидвумерного газа в квантующем магнитном поле

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{(\pi R)^2 a} \sum_N (2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

здесь $\varepsilon_z = \varepsilon - (2N + 1)\mu B$. Выражение (3) находится в хорошем согласии, с формулой приведенной в работе [5]. Подставляя полученную из кинетического уравнения неравновесную функцию распределения [6] в выражение для плотности тока и производя интегрирование по k_x , k_z и φ (цилиндрические координаты) для электропроводности получим

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 a^2 \varepsilon_0^2 \tau_0}{\hbar^2} \sum_N \int \sin ak_z \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \sum_N \frac{d\varepsilon}{[\sin ak_z]^{-1}}, \quad (4)$$

где $\sin ak_z = (2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{1/2}$.

В случае сильно вырожденного электронного газа в квантовом пределе используя формулы (3) и (4) для МС найдем

$$\rho_{zz}(B) = \left[2 \frac{e^2 \tau_0}{m_{z_0}} (\zeta - \mu B) \left(1 - \frac{\zeta - \mu B}{2\varepsilon_0} \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $\frac{1}{m_{z_0}} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2}$, а химический потенциал в данном случае определяется по формуле

$$\zeta - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 - \cos \left(\frac{n a \pi^2 R^2}{2} \right) \right]. \quad (6)$$

На основе формулы (6) была построена зависимость химического потенциала от магнитного поля и показано, что при определенных значениях магнитного поля поведение химического потенциала становится немонотонным (рис.1).

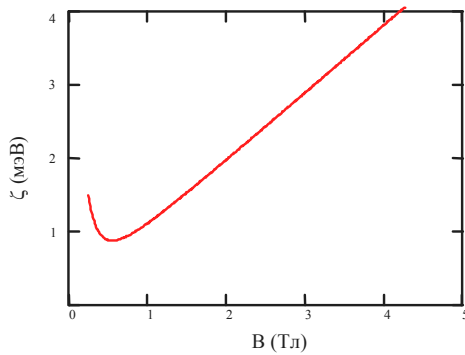


Рис.1

Из выражения (5) видно, что МС принимает большое значение, когда выполняется условие $\zeta = 2\varepsilon_0 + \mu B$.

Подставляя (6) в (5) для МС получим

$$\rho_{zz}(B) = \frac{\rho_{zz}(0)}{1 - \cos(na\pi^2 R^2)}, \quad (7)$$

где $\rho_{zz}(0) = (e^2 \varepsilon_0 \tau_0 / 2m_{z_0})^{-1}$ - МС квазидвумерного электронного газа в отсутствии магнитного поля в случае $\zeta > 2\varepsilon_0$.

Из численного расчета, проведенного на основе формулы (7) следует, что при определенном значении концентрации носителей тока ($n = 10^{22} \text{ м}^{-3}$) удельное сопротивление в магнитном поле увеличивается более чем в 50 раз (см. рис.2).

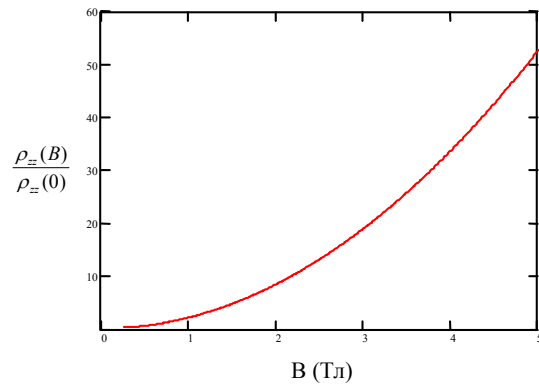


Рис.2

При проведении численных расчетов по формулам (6) и (7) использовались следующие параметры $\varepsilon_0 = 1 \text{ мЭВ}$, $a = 15 \text{ нм}$, $n = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $m_{\perp} = 0,1m_0$. Отметим, что, используя численный расчет и приведенные формулы можно определить зонные параметры слоистого кристалла и области магнитного поля, где имеет место большое сопротивление. Эти результаты могут быть использованы при создании высокочувствительных магнитных сенсоров.

[1]. S.A.Solin – Applied Physics Letters, v.80, issue 21, p.4012, 2002.
 [2]. Л.Д.Ландау, Е.И.Лифшиц. Квантовая механика – М., Наука, 1984.
 [3]. R.F.Fivaz – J.Phys.Chem.Sol. v.28, p.839, 1967.В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон. Рассеяние

носителей тока в металлах и полупроводниках – М., Наука, 1984.
 [4]. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Щик – ЖЭТФ, т.92, в.2, с.721, 1987.
 [5]. Б.М.Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках – Л., Наука, 1970