К ТЕОРИИ ДИАМАГНЕТИЗМА КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Б.М. АСКЕРОВ, С.Р. ФИГАРОВА, М.М. МАХМУДОВ
Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова 23

Работа посвящена теоретическому изучению диамагнитных свойств квазидвумерного электронного газа. Получена общая выражения для большого термодинамического потенциала, на основе которого вычислена намагниченность носителей тока. Для конкретности рассмотрены как случаи невырожденного, так и сильно вырожденного электронного газа. Чтобы определить магнитную зависимость намагниченности в случае сильно вырожденного электронного газа в квантовом пределе были произведены численные расчеты.

This work is devoted the theoretical study of diamagnetic properties of a quasi two-dimensional electron gas. On the basis of large thermodynamic potential is calculated the magnetization of electron gas. In particular examined both nondegenerate and degenerate electron gas. To define magnetic dependence of magnetization in the case of degenerate electron gas in a quantum limit were made numeral calculations.

В работе на основе общего выражения для большого термодинамического потенциала вычисляется диамагнитная намагниченность квазидвумерного электронного газа с косинусоидальным законом дисперсии. Предполагается, что внешнее квантующее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости слоя. При этом движение электрона в плоскости слоя происходит по окружности и, являясь, финитным оказывается квантованным. Для получения аналитической зависимости намагниченности от величины магнитного поля в случае сильно вырожденного электронного газа в квантовом пределе были произведен численный расчет на основе известных экспериментальных данных. Показано, что в некотором диапазоне магнитного поля намагниченность становится положительной и почти линейно растет в магнитном поле. Так же следует отметить, что магнитные свойства квазидвумерного электронного газа зависит от температуры, степени вырождения электронного газа и степени заполнения минизоны.

Намагниченность электронного газа M можно найти, исходя из явного вида большого термодинамического потенциала $\Omega=\Omega(T,V,\zeta,H)$ следующим образом [1]

$$M=-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial H}\right)_{T,V,\zeta}, \quad (1)$$

где большой термодинамический потенциал имеет вид [2]

$$\Omega=-k_0T\sum_{N\,k_y\,k_z} ln\left(1+e^{\frac{\zeta-\varepsilon(N,k_z)}{\kappa_0 T}}\right) \quad (2)$$

где ζ - химический потенциал электронного газа, N - номер уровня Ландау, k_z - составляющая квазиимпульса вдоль оси z.

Нами был использован энергетический спектр квазидвумерного электронного газа в квантующем магнитном поле при пренебрежении спинового расщепления [3]:

$$\varepsilon(N,k_z)=(2N+1)\mu B+\varepsilon_0(1-cos\ z(\varepsilon)), \quad (3)$$

где

$z(\varepsilon)=a\,k_z=arccos\,[1-(\varepsilon_N-\varepsilon/\varepsilon_0)]$, $\varepsilon_N=(2N+1)\mu B$, a - постоянная решетки вдоль оси z, $\mu=(m_0/m_\perp)\mu_0$, $\mu_0=e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора, m_0 - масса свободного электрона, $m_\perp$ - масса электрона в плоскости слоя, B - индукция магнитного поля, ε_0 - полуширина одномерной зоны проводимости в направлении z.

Используя (3) в (2), для большого термодинамического потенциала в общем виде получим

$$\Omega=-k_0T\frac{V}{a(\pi R)^2}\sum_N\int_0^{z'}\ln\left[1+\exp\left(\frac{\eta+\varepsilon_0\cos z(\varepsilon)}{k_0T}\right)\right]dz, \quad (4)$$

где $R=(\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина, e - заряд электрона, $f_0(\varepsilon)$ - функции распределения Ферми-Дирака, $\eta=\zeta-\varepsilon_N-\varepsilon_0$, а верхняя граница интеграла определяется как

$$z'=\begin{cases}\pi, & \varepsilon>2\varepsilon_0\\ arccos\left(1+\dfrac{\mu B-\varepsilon}{\varepsilon_0}\right), & \varepsilon<2\varepsilon_0\end{cases}, \quad (5)$$

Следует отметить, что формула (4) позволяет рассмотреть случаи для сильно вырожденного и невырожденного электронного газа.

НЕВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ

В этом случае легко показать, что большой термодинамический потенциал имеет следующий вид

$$\Omega=-n\,k_0TV \quad (6)$$

где n - концентрация электронного газа, которая в данном случае определяется как [4]

$$n=n_0\frac{\nu}{sh\nu}I_0(\varepsilon_0^*)e^{\zeta^*-\varepsilon_0^*}, \quad (7)$$

здесь $n_0 = m_\perp k_0 T / a\pi\hbar^2$, $\nu = \mu B / k_0 T$ - безразмерный параметр квантования, $I_0(\varepsilon_0^*)$- модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, $\zeta^* = \zeta / k_0 T$, $\varepsilon_0^* = \varepsilon_0 / k_0 T$. Тогда, для химического потенциала невырожденного квазидвумерного электронного газа в квантующем магнитном поле из (7) найдем

$$e^{\zeta / k_0 T} = \frac{n}{n_0} \frac{1}{I_0(\varepsilon_0 / k_0 T)} \frac{sh(\mu B / k_0 T)}{\mu B / k_0 T} e^{\varepsilon_0 / k_0 T} . \quad (8)$$

Из (1), (6) и (7) для диамагнитной намагниченности невырожденного электронного газа в произвольном квантующем магнитном поле с учетом $\mu B > k_0 T$, получим следующее выражение

$$M = -\mu n_0 \frac{\mu B / k_0 T}{sh(\mu B / k_0 T)} I_0(\varepsilon_0 / k_0 T)\, e^{\frac{\zeta - \varepsilon_0}{k_0 T}} \quad (9)$$

Если выражение химического потенциала (8) подставим в (9), то для намагниченности невырожденного квазидвумерного электронного газа окончательно получим

$$M = -n\mu \quad (10)$$

Следует, отметит, что этот простой результат, полученный для квазидвумерной электронной системы, совпадает с выражением намагниченности свободного электронного газа с параболическим законом дисперсии в квантовом пределе, когда магнитное поле удовлетворяет условию $\mu B >> k_0 T$.

ВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ

В данном случае, ограничиваясь первым приближением по вырождению из (1) и (4) для диамагнитной намагниченности в квантовом пределе $(N = 0)$ имеем

$$M = \frac{e\varepsilon_0}{a\pi^2\hbar c}\left(\sin z_0 - 2z_0 \cos z_0 - \frac{\mu B}{\varepsilon_0} ctg\, z_0 \right), \quad (11)$$

где

$$z_0 = arccos\left(1 - \frac{\mu B - \zeta_F}{\varepsilon_0}\right), \quad (12)$$

$$\zeta_F = \mu B + \varepsilon_0 \left[1 - cos\left(\frac{na\pi^2 R^2}{2}\right)\right], \quad (13)$$

- граница Ферми в магнитном поле при $T = 0$ [4].

Для того чтобы определить магнитную зависимость намагниченности в данном случае нами были проведены численные расчеты. Расчеты проведены для следующих параметров $\varepsilon_0 = 1\, мэВ$, $a = 10\, нм$, $n = 10^{23}\, м^{-3}$, $m_\perp = 0{,}1 m_0$.

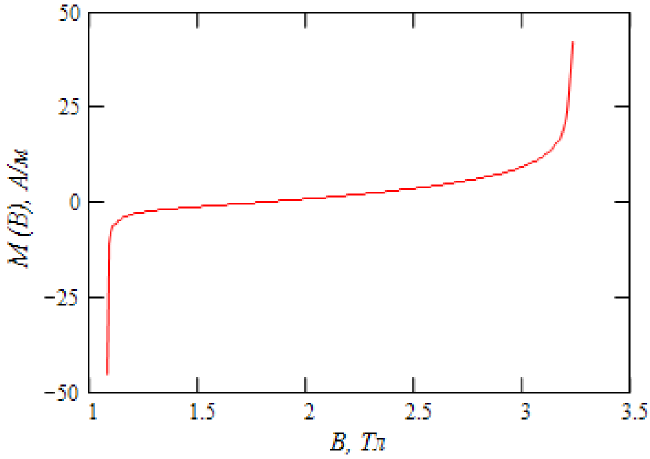

Рис.1. Зависимость диамагнитной намагниченности вырожденного квазидвумерного электронного газа от магнитного поля.

Из рисунка 1 видно, что диамагнитная намагниченность квазидвумерного электронного газа в зависимости от величины магнитного поля меняет знак, а именно в сильных магнитных полях становится положительной. Также следует, что намагниченность почти линейно растет в магнитном поле.

[1]. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*. Статистическая физика – ч. I, М.: Физматлит, 2002.

[2]. *B.M.Askerov*, Electron Transport Phenomena in Semiconductors, World Scientific, Singapore, 1994.

[3]. *D.I.Vagner, Tsofar Maniv, E.Ehrenfreund* - Phys. Rev. Lett., v. 51, №.18, p. 1700, 1983.

[4]. *Б.М.Аскеров, С.Р.Фигарова, М.М.Махмудов* – “Вестник БГУ”, серия физико-математических наук, № 3, с.5, 2002.

Received:10.02.2007