

FİZİKA

ТЕРМОЭДС ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА
В СВЕРХРЕШЕТКАХ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТУЮЩЕГО
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

*Бакинский Государственный Университет**e-mail: askerov@bsu.az*

В работе теоретически исследована термоэдс вырожденного электронного газа слоистых соединений в квантующем магнитном поле. Показано, что в случае сильного вырождения термоэдс определяется плотностью состояний в сверхрешетке. Для получения аналитической зависимости термоэдс от величины магнитного поля, температуры и параметров энергетической зоны были произведены численные расчеты на основе экспериментальных данных. Из этих расчетов для термоэдс следует, что с увеличением как магнитного поля, так и температуры, а также полуширины одномерной зоны проводимости, термоэдс вырожденного электронного газа увеличивается.

Термоэлектрические явления дают ценную информацию о процессах электронного переноса в металлах и полупроводниках. В этой статье мы изучаем температурную и магнито-полевою зависимость, а также зависимость от степени заполнения зоны (соотношения между уровнем Ферми и шириной мини-зоны проводимости) термоэлектрического эффекта в квазидвумерных системах таких, как слоистые сверхрешетки, инверсионные слои и гетероструктуры, которые являются в настоящее время объектами всевозрастающего интереса. Мы рассматриваем, главным образом, сверхрешетки, в то время как инверсионные слои обсуждается только как специальный двумерный случай, при котором межслойное перекрытие исчезает. В последнем случае детализированный вид потенциальной ямы в направлении, перпендикулярном к слою, не влияет на конечный результат. Эти системы характеризуются почти двумерной металлической проводимостью с очень низкими температурами Ферми, меньше, чем несколько сот градусов Кельвина и низкими плотностями носителей по сравнению с обычными металлами. Как результат, ожидается большая диффузионная термоэдс по сравнению с обычными металлами, хотя и меньшая, чем та, что в невырожденном полупроводнике. Кроме академического интереса, ожидается, что это исследование даст полезные сведения о некоторых важных свойствах сверхрешеток, таких как плотность состояний, температура Ферми, электронные структуры в направлении сверхрешетки. Исследование применимо к широкому классу квазидвумерных систем.

В настоящей работе теоретически исследуется термоэдс вырожденного электронного газа в сверхрешетке при наличии квантующего магнитного поля. Предполагается, что магнитное поле достаточно сильное и направлено по оси сверхрешетки, то есть перпендикулярно слоям. Как известно в сильных магнитных полях, когда $\omega\tau \gg 1$ (где ω - циклотронная частота, τ - время релаксации электронов) недиагональные компоненты тензоров проводимости σ_{12} и β_{12} отличны от нуля в нулевом приближении по рассеянию, в то время как диагональные компоненты σ_{11} и β_{11} в этом приближении равны нулю и отличны от нуля только в первом приближении по рассеянию [1]. Следовательно, в сильном магнитном поле имеют место неравенства

$$\sigma_{12} \gg \sigma_{11}, \quad \beta_{12} \gg \beta_{11}. \quad (1)$$

С учетом (1) для термоэдс в нулевом приближении по рассеянию из [2]

$$\alpha(B) = \frac{\sigma_{11}\beta_{11} + \sigma_{12}\beta_{12}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2}, \quad (2)$$

получим

$$\alpha(B) = \frac{\beta_{12}}{\sigma_{12}}, \quad (3)$$

где

$$\sigma_{12} = \frac{en}{B}, \quad (4)$$

- недиагональная компонента тензора электропроводности, которая имеет один и тот же вид как в квазиклассической, так и в квантовой областях магнитного поля [3]. Если для β_{12} использовать [2]

$$\beta_{12} = -\frac{e}{2\pi^2\hbar T} \sum_N \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \zeta) k_z(\varepsilon, N, B) d\varepsilon, \quad (5)$$

и учитывать (4), то из (3) для термоэдс в поперечном квантующем магнитном поле получим

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \frac{1}{2(\pi R)^2 n k_0 T} \sum_N \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \zeta) k_z(\varepsilon, N) d\varepsilon, \quad (6)$$

где $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина, B - индукция магнитного поля, N - номер уровня Ландау, e - заряд электрона, n - концентрация носителей тока, $f_0(\varepsilon)$ - функции распределения Ферми-Дирака, ζ - химический потенциал электронного газа, k_z - составляющая квазимпульса вдоль оси z , а нижний предел интеграла есть корень уравнения $k_z(\varepsilon, N) = 0$.

Как видно в сильном поперечном магнитном поле термоэдс определяется только законом дисперсии. Нами был использован энергетический спектр квазидвумерного электронного газа в квантующем магнитном поле при пренебрежении спинового расщепления [4]:

$$\varepsilon(N, k_z) = (2N + 1)\mu H + \varepsilon_0(1 - \cos z), \quad (7)$$

где $z = k_z a = \arccos [1 - (\varepsilon_N - \varepsilon/\varepsilon_0)]$, $\varepsilon_N = (2N + 1)\mu H$, k_z - составляющая квазиимпульса вдоль оси z , 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, ε_0 - полуширина одномерной зоны проводимости в направлении k_z .

Следует отметить, что формула (6) позволяет рассмотреть случаи для сильно вырожденного и невырожденного электронного газа. Ранее нами была теоретически исследована термоэдс невырожденного электронного газа в данной системе при квантующем магнитном поле [5]. Поэтому в настоящей работе рассматривается случай вырожденного электронного газа. Для данного случая, ограничиваясь первым приближением по вырождению из (6), получим

$$\alpha(B) = -\frac{\pi^2 k_0^2 T}{3 e n} g_B(\zeta), \quad (8)$$

где $g_B(\zeta)$ - плотность квантовых состояний на уровне Ферми [6], которое для энергетического спектра (7) определяется следующим образом

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R)^2 a \varepsilon_0} \sum_N (\sin z)^{-1}, \quad (9)$$

где $\varepsilon_0 \sin z = (2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{1/2}$, $\varepsilon_z = \varepsilon_0(1 - \cos z)$. Видно, что плотность состояний имеет особенность, когда $\varepsilon_z = 2\varepsilon_0$, т.е. осциллирует с изменением магнитного поля. Нужно отметить, что формула (9) совпадает с результатом, полученным в работе [7].

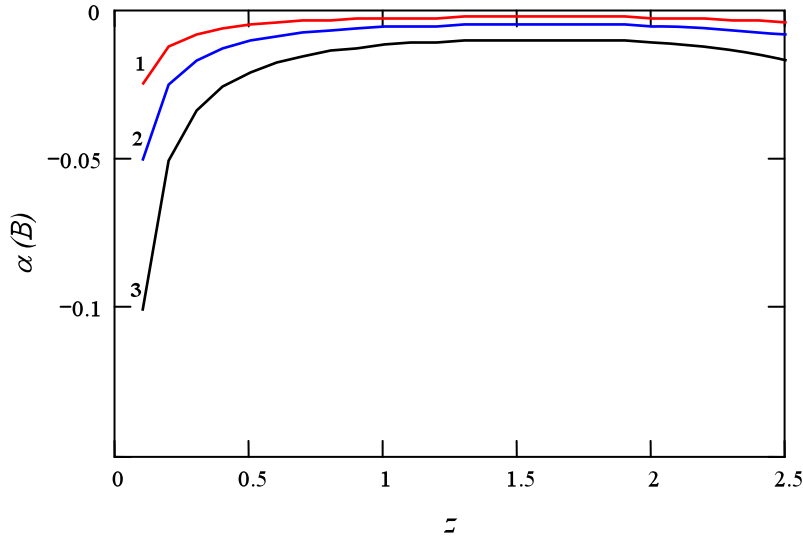


Рис.1 Зависимость термоэдс от степени заполнения зоны z для разных x ($x = k_0 T / \varepsilon_0$): 1 - $x = 0.5$; 2 - $x = 1$; 3 - $x = 2$.

Из (8) следует, что в сильно вырожденном случае термоэдс определяется выражением, которое справедливо как для массивных образцов, так и для слоистых соединений [8-11], то есть не зависит от вида энергетического спектра.

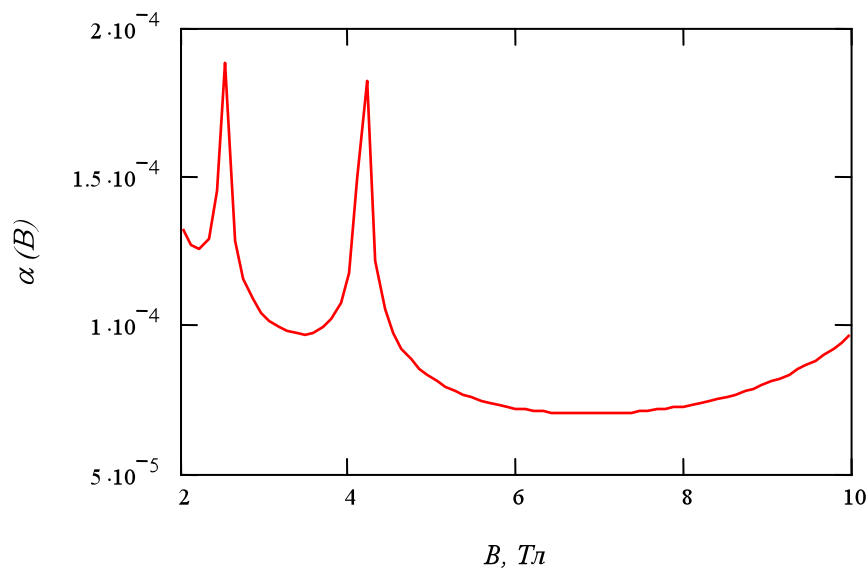


Рис.2 Зависимость термоэдс от магнитного поля при $\zeta < 2\varepsilon_0$.

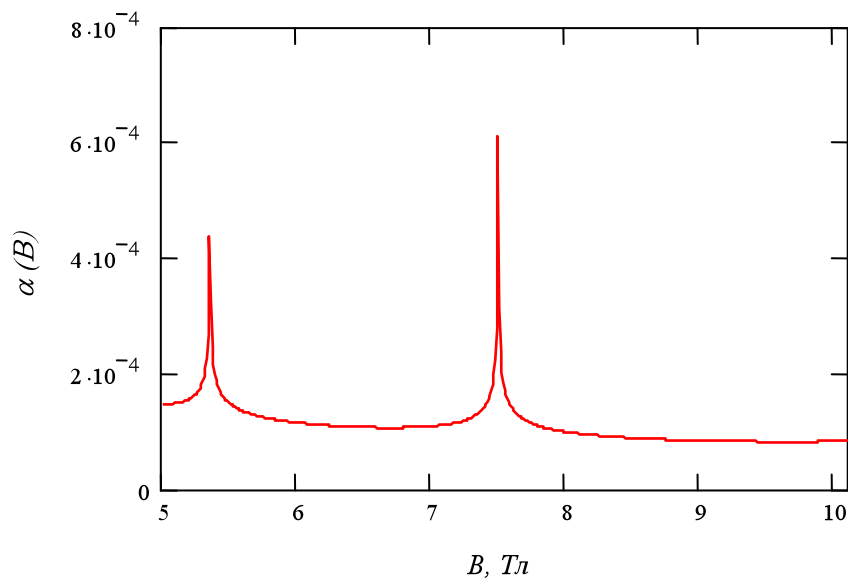


Рис.3 Зависимость термоэдс от магнитного поля при $\zeta > 2\varepsilon_0$.

Для того чтобы определить магнитную и температурную зависимости, а также зависимость от степени заполнения зоны z (соотношения между уровнем

Ферми и шириной мини-зоны проводимости) термоэдс, нами были проведены численные расчеты. Все расчеты проведены для следующих параметров $\varepsilon_0 = 1 \text{ мэВ}$, $a = 10 \text{ нм}$, $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $m_{\perp} = 0,1 m_0$

Как следует из рисунка 1, при малых значениях степени заполнения зоны ($\zeta < 2\varepsilon_0$) термоэдс меняется существенно, а с увеличением z выходит на насыщения и при больших z она остается практически постоянным. На такое немо- нотонное поведение термоэдс в слоистых системах впервые было указано в ра- боте [12].

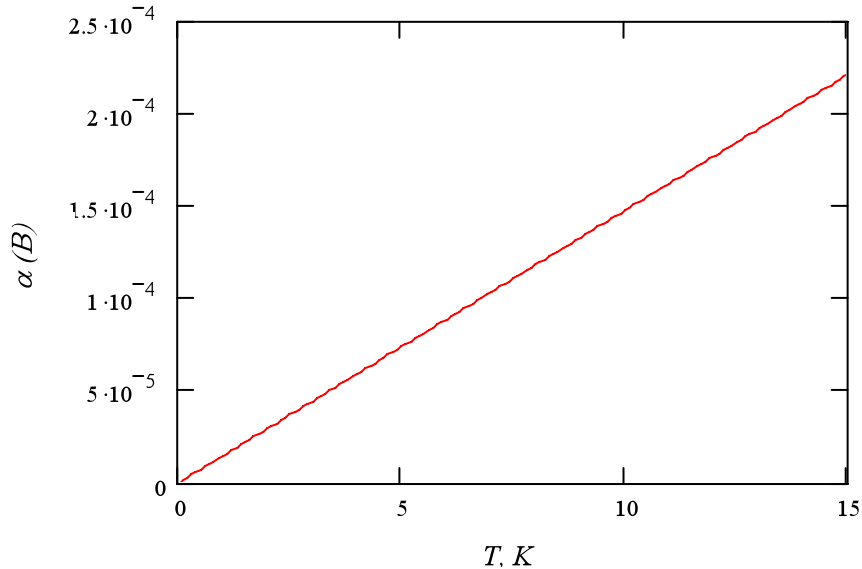


Рис.4 Зависимость термоэдс от температуры.

На рисунках 2 и 3 приведены зависимости термоэдс от магнитного поля. Из них видно, что термоэдс осциллирует в сильном магнитном поле. Следует отметить, что амплитуда пиков при разных соотношениях ζ и $2\varepsilon_0$ сильно отличаются. То есть при выполнении условия $\zeta > 2\varepsilon_0$ абсолютное значение термо- эдс увеличивается по сравнению с условием $\zeta < 2\varepsilon_0$. Так же надо отметить, что в данных случаях положения максимумов меняются местами.

Графическая зависимость из рис.4 показывает, что в первом исчезаю- щем приближении по вырождению термоэдс прямо пропорционально темпера- туре. Как и следовало ожидать из формулы (8) с увеличением температуры она линейно возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках – Л., Наука, 1970.
2. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках - М.: Наука, 1985.
3. Adams E.N., Holdstein T.D. J. Phys. Chem. Sol., v.10, p.254, 1959.
4. Vagner D.I., Tsofar Maniv, E.Ehrenfreund. Phys. Rev. Lett., v. 51, №18, p. 1700, 1983.
5. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. “Вестник БГУ”, серия физико-математических наук, № 2, с.5, 2002.
6. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. “Вестник БГУ”, серия физико-математических наук, № 3, с.5, 2002.
7. Луцкий В.Н., Каганов М.И., Шик А.Я. ЖЭТФ, т. 92, в.2, с.721, 1987.
8. Аскеров Б.М., Эминов Р.Ф.– ФТП, т.8, № 5, с.950, 1974.
9. Аскеров Б.М., Кулиев Б.И., Эминов Р.Ф. ФНТ, т.9, № 3, с.344, 1977.
10. Аскеров Б.М., Гашимова Н.Ф., Панахов М.М. ФТТ, т.29, в.3, с.818, 1987.
11. Аскеров Б.М., Гашимова Н.Ф., Кулиев Б.И., Панахов М.М. ФТП, т.22, в.6, с.1104, 1988.
12. Lyo S.K. Physical Review B, v.30, № 6, p.3257, 1984.

KVANTLAYICI MAQNIT SAHƏSİ OLDUQDA İFRATQƏFƏSLƏRDƏ CIRLAŞMIŞ ELEKTRON QAZININ TERMÖELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

B.M.ƏSGƏROV, S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

XÜLASƏ

İşdə kvantlayıcı maqnit sahəsində yerləşmiş ifratqəfəslərdə cırılmış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi nəzəri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, güclü cırılma halında termoelektrik hərəkət qüvvəsi yükdaşıyıcıların hal sıxlığı ilə təyin olunur. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsinin qiymətindən, temperaturdan və enerji zonasının parametrlərindən analitik asılılıqlarını almaq üçün təcrübi nəticələr əsasında ədədi hesablamalar aparılmışdır. Bu hesablamalardan tapılmışdır ki, maqnit sahəsinin və temperaturun artması ilə termoelektrik hərəkət qüvvəsi artır.

THERMOPOWER OF THE DEGENERATE ELECTRON GAS IN THE SUPERLATTICES IN THE QUANTIZING MAGNETIC FIELD

B.M.ASKEROV, S.R.FIGAROVA, M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

In work in theory thermopower of degenerate electron gas of the layered superlattice is probed in the quantizing magnetic field. It is shown that in the case of strong degeneration of thermopower determined the closeness of consisting of superlattice. For the receipt of analytical dependence of thermopower from the magnetic field, temperature and parameters of power area numeral calculations were made on the basis of experimental information. From these calculations it is necessary for thermopower, that with an increase, both magnetic field and temperature, and also energy band parameters area of conductivity, thermopower of degenerate electron gas is increased.