

## Термоэлектрические эффекты в слоистых проводниках в магнитном поле

О. Галбова, Г. Ивановски, Д. Крстовска

*Факультет естественных наук и математики, Институт физики  
П.Ф. 162, 1000 Скопье, Республика Македония  
E-mail: danica@iunona.pmf.ukim.edu.mk*

Статья поступила в редакцию 7 августа 2003 г.

Теоретически исследована зависимость от магнитного поля термоэдс в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром произвольного вида. Показано, что зависимость термоэдс от величины и ориентации магнитного поля относительно слоев содержит в себе детальную информацию о распределении скоростей носителей заряда на поверхности Ферми.

Теоретично досліджено залежність від магнітного поля термоерс в шарових провідниках з квазидвовимірним електронним енергетичним спектром довільного виду. Показано, що залежність термоерс від величини та орієнтації магнітного поля відносно шарів містить у себе детальну інформацію про розподіл швидкостей носіїв заряду на поверхні Фермі.

PACS: 72.15.Jf

Термомагнитные явления в сильном магнитном поле  $\mathbf{H}$  весьма чувствительны к виду электронного энергетического спектра вырожденных проводников [1]. При достаточно низких температурах  $T$ , когда температурное размытие фермиевской функции распределения электронов проводимости  $f_0(\epsilon)$  много меньше расстояния между квантованными уровнями энергии  $\Delta\epsilon = \hbar\Omega$ , а за время свободного пробега  $\tau$  носители заряда успевают совершить много оборотов в магнитном поле с частотой  $\Omega$ , амплитуда квантовых осцилляций термоэдс с изменением  $1/H$ , как правило, значительно превышает плавно меняющуюся с  $H$  часть термоэдс. Это позволяет использовать этот квантовый осцилляционный эффект в качестве весьма точного и надежного спектроскопического метода изучения поверхности Ферми (ПФ). Однако и при  $T > \hbar\Omega$ , когда учет квантования уровней энергии носителей заряда не столь существен, термоэлектрические коэффициенты в сильном магнитном поле ( $\Omega\tau \gg 1$ ) несут в себе достаточно подробную информацию об энергетическом спектре носителей заряда.

Рассмотрим термоэлектрические явления в слоистых проводниках с энергетическим спектром электронов проводимости произвольного вида:

$$\epsilon(p) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos \left\{ \frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y) \right\}; \quad (1)$$

$$\epsilon_n(-p_x, -p_y) = \epsilon_n(p_x, p_y);$$

$$\alpha_n(p_x, p_y) = -\alpha_n(-p_x, -p_y),$$

где  $a$  — расстояние между слоями,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Будем полагать, что функции  $\epsilon_n(p_x, p_y)$  убывают с увеличением номера  $n$ , так что скорость движения электронов вдоль нормали к слоям много меньше характерной скорости электронов вдоль слоев  $v_F$ :

$$v_z = \mathbf{v}\mathbf{n} < \eta v_F. \quad (2)$$

В большом семействе органических проводников на основе тетраафульвалена в магнитных полях порядка нескольких десятков тесла обнаружен эффект Шубникова–де Гааза при самых разных ориентациях магнитного поля относительно слоев [2–4], что свидетельствует о том, что по крайней мере один лист ПФ этих органических комплексов с переносом заряда представляет собой цилиндр со слабой гофрировкой. Ради краткости вычислений будем полагать, что ПФ состоит всего лишь из одного слабогофрированного цилиндра произвольной

формы. Степень гофрировки ПФ определяется отношением электропроводности параллельно и перпендикулярно слоям в отсутствие магнитного поля, которое пропорционально квадрату параметра квазидвумерности электронного энергетического спектра  $\eta$ . В экспериментально исследуемых органических слоистых проводниках  $\eta^2$  порядка  $10^{-3}$ – $10^{-4}$ , а в графите может достигать малой величины порядка  $10^{-5}$ .

Решение кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда при заданных плотности электрического тока  $\mathbf{j}$  и градиенте температур  $\nabla T$  позволяет найти электрическое поле

$$E_i = \rho_{ik} j_k + \alpha_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k}. \quad (3)$$

Здесь  $\rho_{ik}$  — тензор сопротивления, обратный тензору электропроводности  $\sigma_{ik}$ , а

$$\alpha_{ik} = \frac{\pi^2}{3e} T \rho_{ij} \frac{\partial}{\partial \mu} \sigma_{jk}^e. \quad (4)$$

Компоненты тензора  $\sigma_{jk}^e$  совпадают с  $\sigma_{ik}$ , если в последних заменить время релаксации по импульсам  $\tau_{\bar{p}}$  временем релаксации по энергиям  $\tau_e$ ,  $\mu$  — химический потенциал системы электронов проводимости.

При достаточно низких температурах  $T$ , много меньших температуры Дебая  $T_D$ , а именно  $T \ll T_D (l_k/l_0)^{1/3}$ , где  $l_k$  и  $l_0$  — длины свободного пробега носителей заряда соответственно при комнатной температуре и при  $T = 0$ , носители заряда рассеиваются в основном на примесных атомах и дефектах кристаллической решетки. В этой области температур времена  $\tau_{\bar{p}}$  и  $\tau_e$  имеют одинаковый порядок величины. Условие сильного магнитного поля достижимо лишь в области температур жидкого гелия, где заведомо выполнено указанное выше условие, так что ниже мы не будем различать времена релаксации электронов по импульсам и энергиям.

Одним из интересных проявлений специфики квазидвумерного электронного энергетического спектра явилось обнаружение осцилляций магнитосопротивления для тока поперек слоев как функции угла  $\theta$  между векторами магнитного поля и нормалью к слоям [5,6]. Аналогичный осцилляционный эффект следует ожидать, когда градиент температуры направлен вдоль нормали к слоям. В этом случае в магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$ , существенно отклоненном от слоев, с достаточной степенью точности термоэлектрическое поле направлено в основном вдоль оси  $z$ , пока  $\Omega \tau \eta^2 \ll 1$ , так что

$$E_z = -\alpha_{zz} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad \alpha_{zz} = \frac{\pi^2}{3e} T \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \sigma_{zz}, \quad (5)$$

где электропроводность поперек слоев  $\sigma_{zz}$  при  $\gamma = 1 / \Omega \tau \ll 1$  имеет вид [7,8]

$$\sigma_{zz} = \frac{ae^2 m^* \tau \cos \theta}{(2\pi\hbar)^4} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 I_n^2(\theta) + \eta^2 \sigma_0 (\eta^2 \varphi_1 + \gamma^2 \varphi_2). \quad (6)$$

Функции  $\varphi_i(\theta)$ , зависящие от конкретного вида закона дисперсии носителей заряда, порядка единицы;  $m^*$  — циклотронная эффективная масса электронов проводимости;  $\sigma_0$  по порядку величины совпадает с электропроводностью вдоль слоев в отсутствие магнитного поля.

В зависимости  $\sigma_{zz}(\theta)$  от ориентации магнитного поля относительно слоев появляются узкие минимумы, которые при  $\text{tg } \theta \gg 1$  повторяются с периодом  $\Delta(\text{tg } \theta) = 2\pi\hbar/naD_p$ , где  $D_p$  — диаметр поперечного сечения ПФ вдоль оси  $p_y$ . Эти минимумы обычно связывают с ориентацией вектора  $\mathbf{H}$ , когда интеграл

$$I_n(\theta) = \tilde{T}^{-1} \int_0^{\tilde{T}} dt \varepsilon_n(t) \cos(p_y(t) a n \text{tg } \theta / \hbar), \quad (7)$$

где  $\tilde{T} = 2\pi / \Omega$  — период движения заряда в магнитном поле, обращается в нуль при  $n = 1$ .

Коэффициенты  $I_n(\theta)$  медленно убывают с ростом  $n$  и при тех углах  $\theta_c$ , когда  $I_1(\theta_c) = 0$ , существенную роль в электропроводности и термоэлектрическом коэффициенте

$$\alpha_{zz}(\theta) = \frac{\pi^2}{3e} \frac{Ta}{\hbar v_{\perp}} \left\{ F(\theta) + \text{tg } \theta \frac{2 \sum_{n=1}^{\infty} n^3 I_n I_n'(\xi_n)}{\sum_{n=1}^{\infty} n^2 I_n^2} \right\} \quad (8)$$

играет слагаемое с  $n = 2$ . Здесь  $v_{\perp}$  — скорость движения электронов проводимости вдоль оси  $y$  в точке поворота на электронной орбите  $\varepsilon = \text{const}$ ,  $p_H = \text{const}$ , а

$$\xi_n = \frac{aD_p}{2\hbar} n \text{tg } \theta.$$

Слагаемые с  $n = 1$  и  $n = 2$  не обращаются в нуль одновременно, и далее мы ограничимся только этими двумя слагаемыми. Учет следующих слагаемых в сумме по  $n$  приведет лишь к незначительным уточнениям в зависимости кинетических коэффициентов от  $\text{tg } \theta$ . Функция  $F(\theta)$  порядка единицы и при  $\text{tg } \theta \gg 1$  представляет собой незначительный фон в зависимости  $\alpha_{zz}$  от  $\text{tg } \theta$ .

При  $\text{tg } \theta \gg 1$  подынтегральное выражение в формуле (7) является быстро осциллирующей функцией и основной вклад в интеграл вносят небольшие окрестности точек стационарной фазы, где  $v_x = 0$ .

Таких точек на электронной орбите по крайней мере две:  $v_x(t_1) = v_x(t_2) = 0$ . При этом  $\varepsilon_n(t_1) = \varepsilon_n(t_2)$ , и в результате асимптотическое выражение для  $I_n(\theta)$  имеет вид

$$I_n(\theta) = 2\varepsilon_n(t_1) \frac{|2\pi\hbar|^{1/2}}{\tilde{T} \left| \text{an} \left\{ \frac{\partial^2 p_y(t_1)}{\partial t_1^2} \right\} \text{tg } \theta \right|^{1/2}} \times \cos \left\{ \frac{anD_p}{2\hbar} \text{tg } \theta - \frac{\pi}{4} \right\}, \quad (9)$$

а термоэлектрический коэффициент  $\alpha_{zz}(\theta)$  при  $x = (aD_p/\hbar) \text{tg } \theta \gg 1$  можно представить следующей формулой:

$$\alpha_{zz}(\theta) = -\frac{\pi^2}{3e} \frac{T}{D_p v_{\perp}} \times \left\{ F(\theta) + x \frac{\cos x + 2\lambda \cos 2x}{1 + \sin x + \lambda (1 + \sin 2x)} \right\}, \quad (10)$$

где  $\lambda = 2\varepsilon_2^2(t_1)/\varepsilon_1^2(t_1) \ll 1$ .

На рис. 1, 2 приведены угловые зависимости магнитосопротивления и термоэлектрического поля при  $\lambda = 10^{-2}$ .

Термоэдс обращается в нуль, когда магнитосопротивление равно своим максимальным значениям. Положение максимумов отклонено от значения  $x_k = 3\pi/2 + 2\pi k$  ( $k$  — целое число) на малую величину  $\lambda$ , а величина экстремумов термоэлектрического коэффициента обратно пропорциональна  $\sqrt{\lambda}$ .

Таким образом, экспериментальное исследование термоэдс в квазидвумерных проводниках позволяет определить степень убывания гармоник в разложении в ряд Фурье зависимости энергии носителей заряда от проекции импульса поперек слоев и найти распределение их скоростей на поверхности Ферми.

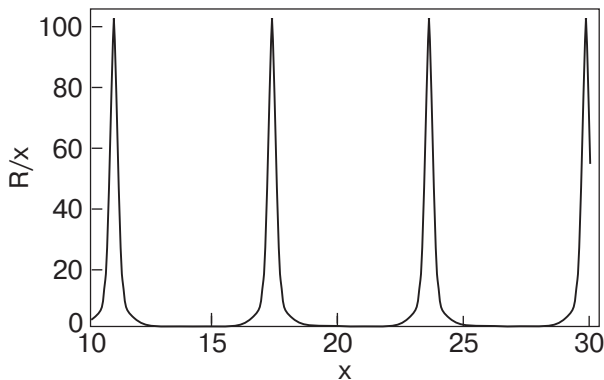


Рис. 1. Зависимость от  $x$  нормированного магнитосопротивления поперек слоев при  $\lambda = 10^{-2}$ . Положение максимумов  $R/x$  смещено от значений  $x_k = 3\pi/2 + 2\pi k$  на величину  $2\lambda$ .

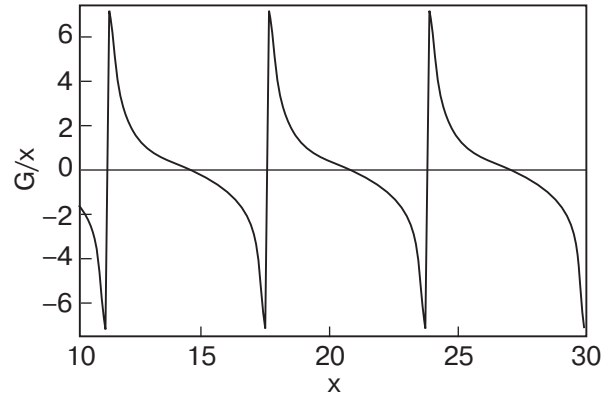


Рис. 2. Нормированная термоэдс при больших  $x$  и  $\lambda = 10^{-2}$ . Максимумы термоэдс пропорциональны  $1/2\lambda$  и смещены от положения максимальных значения  $R/x$  на величину  $\sqrt{2\lambda}$ .

Мы выражаем благодарность В.Г. Песчанскому за плодотворные дискуссии.

1. Ю.А. Бычков, Л.Э. Гуревич, Г.М. Недлин, *ЖЭТФ* **37**, 534 (1959).
2. J. Wosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics (1996), p. 165.
3. M.V. Kartsovnik and V.N. Laukhin, *J. Phys. (France)* **6**, 1753 (1996).
4. J. Singelton, *Studies of Quasi-Two-Dimensional Organic Conductors Based on BEDT-TTF Using High Magnetic Fields*, Report on Progress in Physics (2000), p. 116.
5. М.В. Карцовник, В.Н. Лаухин, В.И. Нижанковский, А.А. Игнатъев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 302 (1988).
6. М.В. Карцовник, П.А. Кононович, В.Н. Лаухин, И.Ф. Щерголев, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 498 (1988).
7. V.G. Peschansky, *Phys. Rep.* **288**, issue 1–6, p. 305 (1997).
8. В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **121**, 1204 (2002).

### Thermoelectric phenomena in layered conductors in magnetic field

O. Galbova, G. Ivanovski, and D. Krstovska

The magnetic field dependence of thermo-emf in layered conductors with a quasi-two-dimensional electronic energy arbitrary spectrum is studied theoretically. It is shown that the dependence of thermo-emf on magnetic field value and orientation with respect to layers provides detailed information on the distribution of charge carrier velocities on the Fermi surface.