Физика низких температур, 2008, т. 34, № 7, с. 681–686

Квантовые осцилляции термомагнитных коэффициентов слоистых проводников в сильном магнитном поле

О.В. Кириченко[1], И.В. Козлов[1], Д. Крстовска[2], В.Г. Песчанский[1]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

[2] *Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Physical Institute, P.O.Box 162, 1000, Skopje, Republic of Macedonia*

Статья поступила в редакцию 8 февраля 2008 г.

Теоретически исследован линейный отклик электронной системы проводника на возмущение в виде электрического поля и градиента температуры в квантующем магнитном поле **B**. Проанализирован термоэлектрический эффект в слоистом проводнике и показано, что квазидвумерный характер закона дисперсии носителей заряда приводит к гигантским квантовым осцилляциям термоэдс.

Теоретично досліджено лінійний відгук електронної системи провідника на збурення у вигляді електричного поля та градієнта температури у квантуючому магнітному полі **B**. Проаналізовано термоелектричний ефект у шаруватому провіднику і показано, що квазідвовимірний характер закону дисперсії носіїв заряду призводить до гигантських квантових осциляцій термоерс.

PACS: 72.15.Jf Термоэлектрические и термомагнитные эффекты.

Ключевые слова: слоистый проводник, термоэлектрическое поле, квантующее магнитное поле.

Введение

Предсказание Ландау осцилляционной зависимости намагниченности металлов от величины магнитного поля [1] сыграло важную роль в решении обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра металлов по экспериментальным данным [2,3]. Классические работы Косевича, посвященные исследованию квантовых осцилляций магнитной восприимчивости и магнитосопротивления металлов, выполненные совместно с Лифшицем [3] и Андреевым [4,5] при самых общих предположениях о конкретном законе дисперсии носителей заряда, позволили детально изучить форму поверхности Ферми (ПФ) практически всех металлов, а позднее и слоистых проводников. В этих работах для определения квантованных уровней энергии электронов проводимости, совершающих финитное движение в плоскости, ортогональной магнитному полю, было использовано правило квантования площадей

$$S(\varepsilon, p_B) = \frac{2\pi\hbar eB}{c}\left(n + \frac{1}{2}\right),$$

где n — целые неотрицательные числа, $S(\varepsilon, p_B)$ — площадь сечения изоэнергетической поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon$ плоскостью $p_B = (\mathbf{pB}/B) = \mathrm{const}$. Периоды осцилляций магнитной восприимчивости и кинетических коэффициентов, связанных с этим квантованием, определяются экстремальными значениями S_e площади сечения ПФ. Вклад от каждого экстремального сечения ПФ приводит к появлению гармоник вида $\cos\,[kcS_e / 2eB\hbar + (\pi/4)s]$, где $s = \mathrm{sgn}\,(\partial^2 S_e / \partial p_B^2)$.

Квантовые осцилляционные эффекты наиболее ярко проявляются в слоистых проводниках, значительная часть которых обладает резко анизотропной электропроводностью металлического типа. Электропроводность в плоскости слоев на несколько порядков больше электропроводности вдоль нормали **n** к слоям, это позволяет предположить, что перекрытие волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, невелико. При расчетах кинетических коэффициентов такая анизотропия может быть описана с помощью квазидвумерного электронного энергетического спектра, учитывающего, что энергия электронов проводимости $\varepsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции их импульса $p_z = \mathbf{np}$ на нормаль $\mathbf{n}$ к слоям. В результате значительно большая часть носителей заряда вовлечена в формирование квантового осцилляционного эффекта, чем в обычных металлах. Исследования гальваномагнитных явлений во многих слоистых проводниках при низких температурах позволили изучить топологическую структуру поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, которая является открытой, в частности, есть все основания полагать, что ПФ солей тетратиафульвалена $(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{IBr}_2$ и $(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{I}_3$ представляет собой цилиндр со слабой гофрировкой вдоль оси p_z [6,7]. Если магнитное поле существенно отклонено от плоскости слоев, то все плоские сечения такой ПФ замкнуты, и в таких проводниках все носители заряда вносят вклад в квантовые осцилляции термодинамических и кинетических характеристик в сильном магнитном поле $\mathbf{B}$.

В слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром разница между максимальным $S_{\max}$ и минимальным $S_{\min}$ сечениями ПФ мала из-за слабой ее гофрировки. В результате суммирования вкладов от различных экстремальных сечений осцилляции принимают вид биений $\cos[kc(S_{\max} + S_{\min})/2eB\hbar]\cos[kc(S_{\max} - S_{\min})/2eB\hbar - \pi/4]$ [8,9]. В слоистых проводниках также наблюдаются низкочастотные осцилляции с частотой, пропорциональной $S_{\max} - S_{\min}$, амплитуда которых невелика, но затухает с температурой значительно слабее, чем амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза в обычных металлах. Медленные осцилляции такого типа впервые экспериментально обнаружены при измерении магнитосопротивления соединения β-$(\mathrm{BEDT\text{-}TTF})_2\mathrm{IBr}_2$ [10], а затем наблюдались во многих органических металлах.

Ниже рассмотрим квантовые осцилляции кинетических коэффициентов при наличии градиента температуры, в частности зависимость от $1/B$ термоэлектрического поля, имеющую вид гигантских осцилляций, амплитуда которых значительно превышают плавную часть поля. Анализ результатов экспериментальных исследований осцилляционной зависимости термоэдс от $1/B$ позволяет получить детальную информацию об энергетическом спектре носителей заряда в проводнике и является весьма тонким инструментом исследования его структуры.

Линейный отклик электронной системы на возмущение в виде электрического поля и градиента температуры

Плотности электрического тока $\mathbf{j}$ и потока тепла $\mathbf{q}$, возникающих в проводнике под действием внешнего возмущения в виде градиента температуры ∇T и электрического поля $\mathbf{E}$, имеют вид

$$j_i = \sigma_{ij}E_j^* - \alpha_{ij}\frac{\partial T}{\partial x_j}, \tag{1}$$

$$q_i = \beta_{ij}E_j^* - \kappa_{ij}\frac{\partial T}{\partial x_j}, \tag{2}$$

где

$$E_j^* = E_j - \frac{1}{e}\frac{\partial \mu}{\partial x_j}, \tag{3}$$

μ — химический потенциал электронов.

Построение линейной теории термомагнитных явлений сводится к вычислению кинетических коэффициентов $\sigma_{ij}(\mathbf{B}), \alpha_{ij}(\mathbf{B}), \beta_{ij}(\mathbf{B})$ и $\kappa_{ij}(\mathbf{B})$, связывающих потоки с малыми возмущениями электронной системы. Будем полагать, что благодаря электрон-электронному взаимодействию за время, значительно меньшее времени затухания макроскопических потоков, в проводнике устанавливается локальное квазиравновесное распределение носителей заряда с параметрами (T, μ), зависящими от координат. Рассмотрим случай низких температур, когда число фононов мало и основным механизмом релаксации является упругое рассеяние электронов на примесных центрах, концентрация которых не слишком велика, так что частота обращения носителей заряда в магнитном поле ω_c значительно превосходит частоту их столкновений с рассеивателями.

В отсутствие токоподводящих контактов под действием градиента температуры в проводнике возникает термоэлектрическое поле. Положив в уравнении (1) $\mathbf{j} = 0$, получим

$$E_i = \rho_{il}\alpha_{lj}\frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{1}{e}\frac{\partial \mu}{\partial x_i}, \tag{4}$$

где ρ_{ij} — тензор электросопротивления, обратный тензору электропроводности σ_{ij}.

Градиент химического потенциала нетрудно найти из условия постоянства числа носителей заряда в единице объема

$$\frac{\partial N}{\partial \mathbf{r}} = 0, \tag{5}$$

где

$$N = \frac{2eB}{c(2\pi\hbar)^2}\sum_{n=0}^{\infty}\int\frac{dp_H}{1 + \exp\{[\varepsilon_n(p_B) - \mu_\pm]/T\}}. \tag{6}$$

Применив формулу Пуассона

$$\sum_{n=0}^{\infty}\phi_n = \int_{-1/2}^{\infty} dn\, \phi(n) \sum_{k=-\infty}^{\infty}\exp(2\pi ikn)$$

к уравнению (5) и заменив интегрирование по n интегрированием по энергии, в основном приближении по малому параметру $\hbar\omega_c / \mu$ после несложных вычислений получим

$$\nabla\mu = -\nabla T \frac{\pi^2 T}{3\nu(\mu)}\left[\frac{\partial\nu(\mu)}{\partial\mu} - \frac{2^{3/2}}{\hbar^3\pi^{1/2}}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k k^{1/2} \times \right.$$

$$\left. \times \sum_e P_k(u)\frac{m^{3/2}}{(\hbar\omega_c)^{1/2}}\left|\frac{\partial^2 S_e}{\partial p_H^2}\right|^{-1/2} \sin\left(\frac{kcS_e}{e\hbar H} + \frac{\pi}{4}s\right)\right], \quad (7)$$

где $\nu(\varepsilon)$ — плотность состояний электронов в отсутствие квантующего магнитного поля, $m = (2\pi)^{-1}\partial S / \partial\varepsilon$ — эффективная масса электронов проводимости, $u = 2\pi^2 T / \hbar\omega_c$, а функция

$$P_k(u) = -\frac{3}{ku}\frac{\mathrm{sh}\,(ku) - ku\,\mathrm{ch}\,(ku)}{\mathrm{sh}^2(ku)}$$

стремится к единице при $T \to 0$. Поскольку осцилляции формируют носители заряда на экстремальных сечениях ПФ, в формуле (7) необходимо суммировать по состояниям электронов на всех этих сечениях.

В квазиизотропном проводнике при достаточно низкой температуре амплитуда осциллирующих слагаемых в формуле (7) превышает первый член по крайней мере в $(\mu / \hbar\omega_c)^{1/2}$ раз.

Амплитуды квантовых осцилляций обоих слагаемых в правой части формулы (3) совпадают по порядку величины, и учет осцилляций $\nabla\mu$ весьма существен при вычислении термоэлектрического поля. Обычно в присутствии градиента температуры при определении макроскопических потоков из них исключают вклады, связанные с намагниченностью $\mathbf{M}$ электронной системы. Полагают, что плотность тока проводимости отличается от усредненной микроскопической плотности тока $\mathrm{Sp}\,(e\hat{f}\hat{\mathbf{v}})$ на вектор $c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{M}$, а в качестве потока тепла рассматривают поток энергии за вычетом потока магнитной энергии ($\hat{\mathbf{v}}$ и e — оператор скорости и заряд электрона, $\hat{f}$ — статистический оператор, c — скорость света). Такое исключение вклада «нетепловой» природы из теплового потока устраняет противоречия результатов расчета с принципом Онсагера, следующим из условия максимума энтропии в состоянии равновесия. Эффекты, связанные с магнетизмом электронов проводимости, необходимо учитывать при вычислении недиагональных компонент кинетических коэффициентов в квантующем магнитном поле [11].

В случае упругого рассеяния диагональные компоненты термомагнитных коэффициентов в рамках одноэлектронного приближения связаны с диагональными компонентами тензора электропроводности. Компоненты σ_{ii} можно вычислить с помощью формулы Кубо [12]

$$\sigma_{ii}(T,\mu) = \int\left(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}\right)F_{ii}(E)\, dE, \quad (8)$$

где

$$F_{ii}(E) = \pi\hbar e^2\, \mathrm{Sp} < \delta(E-\hat{H})\hat{v}_i\delta(E-\hat{H})\hat{v}_i > . \quad (9)$$

Здесь $f_0(E)$ — фермиевская функция распределения, угловыми скобками обозначено усреднение по конфигурациям случайно расположенных примесных центров. Для компонент $\alpha_{ii}, \beta_{ii}, \kappa_{ii}$ справедливы выражения [13]

$$\beta_{ii}(T,\mu) = T\alpha_{ii}(T,\mu) = \int(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E})\frac{E-\mu}{e}F_{ii}(E)\, dE, \quad (10)$$

$$\kappa_{ii}(T,\mu) = \int\left(-\frac{\partial f_0(E)}{\partial E}\right)\frac{(E-\mu)^2}{e^2 T}F_{ii}(E)\, dE. \quad (11)$$

Таким образом, все диагональные компоненты электронных кинетических коэффициентов выражаются с помощью функции $F_{ii}(E)$.

Термоэлектрический эффект в слоистом проводнике

Рассмотрим термоэлектрический эффект в слоистом проводнике, когда градиент температуры и магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ направлены вдоль нормали к слоям. Легко убедиться, что при этом термоэлектрическое поле направлено также поперек слоев

$$E_z = \frac{\alpha_{zz}}{\sigma_{zz}}\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{e}\frac{\partial\mu}{\partial z} \quad (12)$$

и определяется лишь диагональными матричными элементами кинетических коэффициентов в асимптотическом приближении по малому параметру квазидвумерности энергетического спектра электронов проводимости. Для интерпретации экспериментально исследуемых явлений в органических проводниках во многих работах [14,15] используется достаточно простая модель квазидвумерного закона дисперсии носителей заряда:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - 2t\cos\frac{ap_z}{\hbar}, \quad (13)$$

где $m = \mathrm{const}$, a — расстояние между слоями, а величина t, определяемая интегралом перекрытия волновых функций электронов из соседних слоев, много меньше энергии Ферми, но превосходит расстояние между квантованными уровнями энергии $\hbar\omega_c$ в реально достижимых ныне магнитных полях. Как будет показано ниже, при температурах, значительно превышающих расстояние между квантованными уровнями энергии электронов, в случае закона дисперсии (13) термоэлектрический эффект поперек слоев, когда градиент температуры и магнитное поле параллельны нормали к слоям, ничтожно мал, а в отсутствие магнитного поля даже обращается в нуль.

Гамильтониан электрона в случае упругого рассеяния на случайно распределенных примесных центрах запишем в виде

$$\hat{H} = \hat{\varepsilon} + \sum_i \hat{V}_i\,, \qquad (14)$$

где $\hat{V}_i = \hat{V}(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{R}_i)$ — потенциал примесного центра, расположенного в точке $\mathbf{R}_i$. Полагаем, что потенциал рассеяния слабый и радиус его действия является самым малым параметром размерности длины в задаче.

Для того чтобы определить термомагнитные коэффициенты по формулам (3)–(5), следует найти функцию F_{ii}. Оператор $\delta(E - \hat{H})$ в выражении (9) для F_{ii} можно представить в виде

$$\delta(E - \hat{H}) = \frac{i}{2\pi}[\hat{G}^{+}(E) - \hat{G}^{-}(E)]\,, \qquad (15)$$

где $\hat{G}^{\pm}(E) = (E - \hat{H} \pm i\delta)^{-1}$ — одноэлектронная функция Грина.

В самосогласованном борновском приближении возможно «расцепление» функций Грина при усреднении по примесям [16]

$$< \hat{G}^{\pm}\hat{v}_i\hat{G}_{\pm}\hat{v}_j > \; = \; < \hat{G}^{\pm} > \hat{v}_i < \hat{G}_{\pm} > \hat{v}_j\,. \qquad (16)$$

При этом функция Грина $\hat{G}^{\pm}(E)$ принимает вид

$$< \hat{G}^{\pm}(E) > \; = \frac{1}{E - \hat{\varepsilon} - \hat{\Sigma}^{\pm}(E)}\,, \qquad (17)$$

где величина $\hat{\Sigma}^{\pm}(E) = \; < \hat{\Sigma}_i^{\pm}(E) >$ есть усредненная по всем примесным центрам собственно энергетическая часть (см. [16,17]),

$$\hat{\Sigma}_i^{\pm}(E) = \hat{V}_i + \hat{V}_i < \hat{G}^{\pm}(E) > \hat{V}_i + \ldots \qquad (18)$$

В результате усреднения оператор $\hat{\Sigma}^{\pm}(E)$ становится диагональным и может быть представлен в виде $\hat{\Sigma}^{\pm}(E) = \Sigma^{\pm}(E)\hat{I}$, $\hat{I}$ — единичный оператор.

Легко заметить, что величина $\hat{\Sigma}^{\pm}(E)$ связана с тензором рассеяния

$$\hat{T}_i^{\pm}(E) = \hat{V}_i + \hat{V}_i\hat{G}_0^{\pm}(E)\hat{V}_i + \ldots \qquad (19)$$

соотношением

$$\hat{\Sigma}^{\pm}(E) = \; < \hat{T}^{\pm}(E - \Sigma^{\pm}(E)) > \,. \qquad (20)$$

Для случая проводника с законом дисперсии (13) тензор рассеяния вычислен в работе [9], где использован метод, развитый в работах [5,18]. Следуя этим работам, функцию Грина без учета примесного потенциала $\hat{G}_0(E) = (E - \hat{\varepsilon} \pm i\delta)^{-1}$ представим в координатном представлении в виде двух слагаемых:

$$G_0^{\pm}(\mathbf{r},\mathbf{r}';E) = \Phi(\mathbf{r},\mathbf{r}')[G_{\rm cl}(\mathbf{r} - \mathbf{r}';E) + G_q^{\pm}(E)]\,, \qquad (21)$$

где множитель $\Phi(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ зависит от калибровки вектор-потенциала $\mathbf{A}$ и в калибровке Ландау $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ имеет вид

$$\Phi(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \exp\left[\frac{i\hbar c}{2eB}(x + x')(y - y')\right].$$

Здесь $G_{\rm cl}$ — вещественная часть функции Грина $G_0^{\pm}$ в отсутствие магнитного поля, а координатной зависимостью $G_q^{\pm}$ в рассматриваемом случае короткодействующей примеси можно пренебречь. Функция $G_{\rm cl}(\mathbf{r},\mathbf{r}';E)$ входит только в выражение для полной амплитуды рассеяния, которая связана с потенциалом примеси соотношением:

$$f_{\rm imp} = \frac{m}{2\pi\hbar^2}\int V(\mathbf{r})\psi_0(\mathbf{r})\,d^3r\,, \qquad (22)$$

$$\psi_0(\mathbf{r}) = 1 + \int G_{\rm cl}(\mathbf{r},\mathbf{r}';E)V(\mathbf{r}')\psi_0(\mathbf{r}')\,d^3r'\,,$$

где в силу слабой зависимости $G_{\rm cl}$ от E можно положить $E \approx \mu$. В результате получим следующее выражение для тензора рассеяния:

$$< T^{\pm}(E) > \; = \frac{\dfrac{2\pi\hbar^2}{m} f_{\rm imp} n_{\rm imp}}{1 - \dfrac{2\pi\hbar^2}{m} f_{\rm imp} G_q^{\pm}(E)}\,, \qquad (23)$$

где $n_{\rm imp}$ — концентрация примесей,

$$G_q^{\pm}(E) = \; \mp \frac{im}{2\hbar^2 a}\left[1 + 2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k \exp\left(\pm\frac{2\pi ikE}{\hbar\Omega}\right)J_0\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\Omega}\right)\right], \qquad (24)$$

J_n — функция Бесселя. Заметим, что при решении уравнения (20) в основном приближении по малому параметру $\hbar\omega_c / t << 1$ в аргументе тензора рассеяния можно пренебречь осциллирующей частью $\Sigma^{\pm}(E)$, а, учитывая малость полной амплитуды рассеяния на примеси, в выражении для тензора рассеяния (23) достаточно ограничиться линейным по $G_q^{\pm}$ вкладом.

Полученные выражения (23), (24) вместе с формулой (20) позволяют найти функцию Грина $< \hat{G}^{\pm} >$ по формуле (17). Подставляя ее в формулу (9), легко заметить, что $\Sigma^{\pm}(E)$ входит в выражение (9) в виде комбинации $(i/\hbar)[\Sigma^{+}(E) - \Sigma^{-}(E)] = 1/\tau(E)$, имеющей смысл обратного времени релаксации. В результате получим для функции F_{zz} следующее выражение:

$$F_{zz}(E) = A\tau(E)\times$$
$$\times\left[1+\sum_{k=1}^{\infty}\left(\frac{\hbar\omega_c}{\pi k}+\frac{\hbar}{\tau(E)}\right)\frac{(-1)^k}{t}D_k\sin\left(\frac{2\pi k\widetilde{E}}{\hbar\omega_c}\right)J_1\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\omega_c}\right)\right]. \quad (25)$$

Здесь

$$\frac{1}{\tau(E)}=\frac{1}{\tau_0}\left[1+2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k D_k\cos\left(\frac{2\pi k\widetilde{E}}{\hbar\omega_c}\right)J_0\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\omega_c}\right)\right], \quad (26)$$

$$\widetilde{E}=E-\mathrm{Re}\,\Sigma_{\mathrm{cl}}(\mu),\quad A=\frac{n_e e^2(2t)^2a^2}{2\mu\hbar^2},$$

$$\frac{1}{\tau_0}=\frac{4\pi^2\hbar n_{\mathrm{imp}}}{ma}f_{\mathrm{imp}}^2,\ D_k=\exp\left(-\frac{\pi k}{\omega_c\tau_0}\right),$$

n_e — плотность носителей заряда. Компонента электропроводности σ_{zz}, вычисленная с помощью формулы для F_{zz} и формулы (8), совпадает с формулой для σ_{zz}, полученной и детально проанализированной Григорьевым [19]. Асимптотическое поведение σ_{zz} при $(\hbar\omega_c/t)\ll 1$ описывается выражением

$$\sigma_{zz}=\sigma_0\left\{1+2D_1R_1\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t}}\cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right)\cos\left(\frac{4\pi t}{\hbar\omega_c}-\frac{\pi}{4}\right)+\right.$$
$$\left.+D_1^2\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t}\cos\left[2\left(\frac{4\pi t}{\hbar\omega_c}-\frac{\pi}{4}\right)\right]\right\}. \quad (27)$$

Здесь мы ограничились первым членом ряда по k, $\sigma_0 = A\tau_0$, $R_k = ku/\sinh ku$. При низких температурах $(u\ll 1)$ плавная часть σ_{zz} превышает осциллирующую добавку по крайней мере в $(t/\hbar\omega_c)^{1/2}$ раз. Третий член в фигурных скобках, описывающий медленные осцилляции, может доминировать при более высоких температурах, поскольку не содержит температурного фактора R_1.

Подстановка F_{zz} в (10) приводит к следующему выражению для α_{zz}:

$$\alpha_{zz}=\frac{\sigma_0}{e}\frac{4\pi^3}{3}\frac{T}{\hbar\omega_c}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k kD_k\sin\left(\frac{2\pi k\mu}{\hbar\omega_c}\right)P_k(u)\times$$
$$\times\left\{J_0\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\omega_c}\right)-\left(\frac{1}{\pi k}+\frac{1}{\omega_c\tau_0}\right)\frac{\hbar\omega_c}{2t}J_1\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\omega_c}\right)\right\}. \quad (28)$$

Используя асимптотические разложения для функций Бесселя, для первой гармоники получаем

$$\alpha_{zz}=-\frac{2\pi^2 T}{3e}\sigma_0 D_1P_1(u)\sqrt{\frac{2}{\hbar\omega_c t}}\sin\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right)\cos\left(\frac{4\pi t}{\hbar\omega_c}-\frac{\pi}{4}\right). \quad (29)$$

Отсутствие плавно меняющейся с B составляющей коэффициента α_{zz} связано с тем, что «классическая» часть плотности состояний электронов в случае закона дисперсии (13) не зависит от энергии.

Термоэлектрическое поле E_z^*, таким образом, можно записать в виде

$$E^*_z=\frac{\alpha_{zz}}{\sigma_0}\frac{\partial T}{\partial z}. \quad (30)$$

В выражении (30) мы пренебрегли слагаемыми, возникающими в результате интерференции квантовых осцилляций σ_{zz} и α_{zz}, амплитуда которых мала по параметру $\hbar\Omega/\mu\ll 1$ по сравнению с главным осцилляционным вкладом.

Для рассмотренной модели закона дисперсии носителей заряда нетрудно найти градиент химического потенциала

$$\frac{\partial\mu}{\partial z}=\frac{4\pi^3}{3}\frac{T}{\hbar\omega_c}\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k kD_kP_k(u)\sin\left(\frac{2\pi k\mu}{\hbar\Omega}\right)J_0\left(\frac{4\pi kt}{\hbar\omega_c}\right)\frac{\partial T}{\partial z} \quad (31)$$

и убедиться, что в основном приближении по малому параметру $\hbar\omega_c/t$ величина $\partial\mu/\partial z$ совпадает с eE^*_z.

При отклонении магнитного поля от нормали к слоям на угол ϑ скорость дрейфа носителей заряда вдоль магнитного поля

$$\bar{v}_z=\frac{at}{\hbar}J_0\left(\frac{ap_\perp}{\hbar}\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right)\sin\left(\frac{ap_B}{\hbar\,\mathrm{tg}\,\vartheta}\right) \quad (32)$$

зависит от $p_\perp=(2m\varepsilon)^{1/2}$ и плавно меняющаяся с B часть термоэлектрического поля $E_z^{(\mathrm{mon})}$ обращается в нуль в основном приближении по малому параметру квазидвумерности энергетического спектра $\eta=t/\mu$ лишь при выделенных значениях угла ϑ, соответствующих нулям функции Бесселя $J_n(ap_\perp\,\mathrm{tg}\,\vartheta/\hbar)$ с $n=0,1$. В остальных случаях плавная часть коэффициента α_{zz} отлична от нуля и амплитуда осцилляций термоэлектрического поля оказывается больше его плавной части в $(\mu/\eta\hbar\omega_c)^{1/2}$ раз.

При использовании более сложной, чем (13), модели квазидвумерного энергетического спектра носителей заряда, даже в магнитном поле, направленном вдоль нормали к слоям, плавная часть термоэлектрического поля отлична от нуля. При этом амплитуда осцилляций по-прежнему превосходит $E_z^{(\mathrm{mon})}$ по крайней мере в $(\mu/\eta\hbar\omega_c)^{1/2}$ раз, где параметр квазидвумерности η определяет величину гофрировки ПФ. В органических слоистых проводниках величина μ обычно порядка 0,1 эВ, тогда как расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ в реально используемых магнитных полях не больше, чем 1 мэВ [6]. Учитывая малость параметра η, можно ожидать, что $(\mu / \eta\hbar\omega_c)^{1/2}$ окажется порядка 10^2.

Выводы

В слоистых проводниках с квазидвумерным законом дисперсии носителей заряда зависимость термоэлектрического поля от величины обратного магнитного поля имеет вид гигантских осцилляций и содержит богатую информацию о носителях заряда. В отличие от гальваномагнитных явлений термоэлектрические эффекты значительно более чувствительны к выбору модели электронного энергетического спектра. Широко используемая для анализа результатов эксперимента простая модель поверхности Ферми квазидвумерного проводника (13) оказывается «экзотической», так как в рамках этой модели плавная часть E_z при $\vartheta = 0$ обращается в нуль, и вне условий квантования орбитального движения электронов проводимости термоэлектрический эффект отсутствует. Если же ПФ имеет вид слабо гофрированного цилиндра произвольного вида, то зависимость термоэлектрического поля E_z от величины обратного магнитного поля по-прежнему имеет вид осцилляций, амплитуда которых намного превышает плавную часть E_z.

Экспериментальные исследования соотношений фаз осцилляций термоэлектрических коэффициентов позволят определить степень соответствия модели (13) реальному закону дисперсии носителей заряда в проводнике. Большая амплитуда осцилляций способствует повышению точности в определении экстремальных сечений ПФ слоистых проводников. Результаты экспериментального изучения термоэлектрического эффекта совместно с данными гальваномагнитных измерений позволят определить эффективные массы носителей заряда, вовлеченных в формирование осцилляций, а также параметр квазидвумерности электронного спектра.

Авторы благодарят Министерство образования и науки Республики Македония за финансовую поддержку работы.

1. L.D. Landau, *Z. Phys.* **64**, 629 (1930).
2. L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
3. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
4. А.М. Косевич, В.В. Андреев, *ЖЭТФ* **38**, 882 (1960).
5. В.В. Андреев, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **43**, 1061 (1962).
6. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
7. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005).
8. P.D. Grigoriev, M.V. Kartsovnik, W. Biberacher, N.D. Kusch, and P. Wider, *Phys. Rev.* **B65**, 060403 (2002).
9. О.В. Кириченко, И.В. Козлов, *ФНТ* **28**, 509 (2002).
10. М.В. Карцовник, В. Лаухин, В. Нижанковский, А. Игнатьев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 363 (1988).
11. Ю.Н. Образцов, *ФТТ* **6**, 414 (1964).
12. G. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).
13. В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *ЖЭТФ* **48**, 187 (1965).
14. J. Wosnitza, *Fermi Surfaces of Low-Dimensional Organic Metals and Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics (1996).
15. J. Singelton, *Studies of Quasi-Two-Dimensional Organic Conductors Based on BEDT-TTF Using High Magnetic Fields*, Report on Progress in Physics (2000).
16. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
17. S. Doniach and E.H. Sondheimer, *Green's Functions for Solid State Physicists*, Imperial College Press, London (1998).
18. В.Г. Скобов, *ЖЭТФ* **39**, 689 (1960).
19. P.D. Grigoriev, *Phys. Rev.* **B67**, 144401 (2003).

Quantum oscillations of thermomagnetic coefficients of layered conductors in a strong magnetic field

O.V. Kirichenko, I.V. Kozlov, D. Krstovska, and V.G. Peschansky

A linear response of the electron system of a conductor to the perturbation in the form of electric field and temperature gradient in a quantizing magnetic field **B** is studied theoretically. Thermoelectric effect in a layered conductor is analyzed. It is shown that the quasi-two-dimensional character of the charge carrier dispersion law results in giant quantum oscillations of thermoemf.

PACS: 72.15.Jf Thermoelectric and thermomagnetic effects.

Keywords: layered conductor, thermoelectric field, quantizing magnetic field.