Физика низких температур, 2006, т. 32, № 12, с. 1516–1521

Термомагнитные явления в слоистых проводниках

О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Р.А. Хасан

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

Статья поступила в редакцию 27 января 2006 г.

Теоретически исследованы термомагнитные явления в слоистых проводниках при наличии нескольких групп носителей заряда. Найдены зависимости термоэдс от величины и ориентации сильного внешнего магнитного поля, экспериментальное исследование которых позволит изучить структуру энергетического спектра носителей заряда.

Теоретично досліджено термомагнітні явища у шаруватих провідниках при наявності декількох груп носіїв заряду. Знайдено залежності термоерс від величини та орієнтації сильного зовнішнього магнітного поля, їх експериментальне дослідження дозволить вивчити структуру енергетичного спектра носіїв заряду.

PACS: **71.18+y**, 72.15.Jf

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

Электронные явления в вырожденных проводниках в сильном магнитном поле **B**, когда частота обращения электронов проводимости ω_c значительно превышает частоту их столкновений $1/\tau$, весьма чувствительны к виду электронного энергетического спектра. Гальваномагнитные явления были успешно использованы для восстановления топологии поверхности Ферми (ПФ) металлов с помощью экспериментального исследования анизотропии их магнитосопротивления [1,2]. Термомагнитные явления также содержат богатую информацию о топологической структуре энергетического спектра носителей заряда [3]. В квантующем магнитном поле, когда ширина уровней Ландау $\hbar\omega_c$ больше температурного размытия фермиевской функции распределения носителей заряда, термоэлектрическое поле в низкоразмерных проводниках испытывает гигантские осцилляции как функция обратной величины магнитного поля [4]. Условие сильного магнитного поля ($\omega_c\tau >> 1$), необходимое для решения обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра по экспериментальным данным, оказалось вполне достижимым в комплексах с переносом заряда, имеющих слоистую структуру.

Рассмотрим термомагнитные явления в слоистых проводниках с произвольным законом дисперсии носителей заряда в сильном магнитном поле. Для слоистых проводников характерна резкая анизотропия их электропроводности. Электропроводность поперек слоев меньше электропроводности вдоль слоев в органических проводниках на три порядка, в манганитах на четыре порядка, а в графите даже на пять порядков. По-видимому, это связано с резкой анизотропией скоростей носителей заряда $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$, т.е. их энергия $\varepsilon(\mathbf{p})$ слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{np}$ на нормаль к слоям $\mathbf{n}$ и может быть представлена в виде быстросходящегося ряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y)\cos\left(\frac{anp_z}{\hbar}\right), \tag{1}$$

так что проекция скорости электрона на нормаль к слоям

$$v_z = \frac{\partial\varepsilon}{\partial p_z} = -\sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y)\frac{an}{\hbar}\sin\left(\frac{anp_z}{\hbar}\right) \tag{2}$$

существенно меньше максимального значения скорости в плоскости слоев v_F ($\hbar$ — постоянная Планка, a — расстояние между слоями). Максимальные значения функций ε_n на ПФ быстро убывают с номером n, а $\varepsilon_1^{\max} = \eta\varepsilon_F << \varepsilon_F$.

Поверхность Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ слоистого проводника открыта и слабо гофрирована вдоль оси p_z, она может быть сконструирована с помощью топологически простых элементов в виде слабогофрированных цилиндров и гофрированных плоскостей, изолированных либо попарно соединенных перемычками.

Во многих слоистых проводниках уже обнаружены квантовые осцилляции де Гааза—ван Альфена и Шубникова—де Гааза при различных ориентациях магнитного поля относительно слоев (см., например, приведенную литературу в обзорных статьях [5,6]). Это свидетельствует о том, что по-крайней мере один лист ПФ этих комплексов с переносом заряда представляет собой слабогофрированный цилиндр, поскольку замкнутых электронных орбит на гофрированных плоских листах ничтожно мало и почти все сечения $p_B = \mathbf{pB}/B = \text{const}$ плоских листов ПФ являются открытыми при любой ориентации магнитного поля. Несомненно, ПФ некоторых слоистых проводников может состоять всего лишь из одного слабогофрированного цилиндра. В частности, принято считать, что такова ПФ органических комплексов с переносом заряда на основе тетратиафульвалена $(\mathrm{BEDT-TTF})_2\mathrm{X}$ с $\mathrm{X} = \mathrm{JBr_2}$, $\mathrm{J_3}$ [5]. Однако, как правило, поверхность Ферми слоистых проводников многолистна. Есть основания полагать, что у органических проводников $(\mathrm{BEDT-TTF})_2\mathrm{Cu(SCN)_2}$ и $(\mathrm{BEDT-TTF})_2\mathrm{MHg(SCN)_4}$, где M — один из металлов группы K, Rb, Tl либо $\mathrm{NH_4}$, за перенос заряда ответственны две группы носителей заряда с квазидвумерным и квазиодномерным энергетическим спектром [7]. Для интерпретации фазовых соотношений между квантовыми осцилляциями магнитной восприимчивости и магнитосопротивления графита Копелевичу и Лукьянчуку [8] пришлось привлечь три группы носителей с топологически различным характером энергетического спектра.

Линейный отклик электронной системы на внешнее возмущение в виде электрического поля $\mathbf{E}$ и градиента температуры ∇T,

$$j_i = \sigma_{ij} E_j - \alpha_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \tag{3}$$

$$q_i = \beta_{ij} E_j - \kappa_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \tag{4}$$

можно найти с помощью решения кинетического уравнения для функции распределения электронов:

$$f(\mathbf{r},\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon) - \psi_1(\mathbf{r},\mathbf{p}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} - \psi_2(\mathbf{r},\mathbf{p}) \frac{\varepsilon-\mu}{T} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}, \tag{5}$$

где $f_0(\varepsilon)$ и μ — равновесная фермиевская функция и химический потенциал электронов, T — температура в энергетических единицах, а функции ψ_1 и ψ_2 являются решениями уравнений

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial \psi_1}{\partial \mathbf{r}} + \hat{W}_p \psi_1 = e\mathbf{E}\mathbf{v}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \psi_2}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial \psi_2}{\partial \mathbf{r}} + \hat{W}_\varepsilon \psi_2 = \mathbf{v}\frac{\varepsilon-\mu}{T}\nabla T. \tag{7}$$

Здесь e — заряд электрона, операторы $\hat{W}_p$, $\hat{W}_\varepsilon$ описывают релаксацию электронов по импульсам $(1/\tau_p)$ и энергиям $(1/\tau_\varepsilon)$, а t — время движения заряда в магнитном поле $\mathbf{B} = (B\cos\varphi\sin\theta, B\sin\varphi\sin\theta, B\cos\theta)$ согласно уравнениям

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = \frac{eB\cos\theta}{c}(v_y - v_z \sin\varphi\,\mathrm{tg}\,\theta), \tag{8}$$

$$\frac{\partial p_y}{\partial t} = \frac{eB\cos\theta}{c}(v_z \cos\varphi\,\mathrm{tg}\,\theta - v_x), \tag{9}$$

$$\frac{\partial p_z}{\partial t} = \frac{eB\sin\theta}{c}(v_x \sin\varphi - v_y \cos\varphi). \tag{10}$$

Электрическое поле и градиент температуры будем считать постоянными и однородными.

Собственные значения операторов рассеяния электронов проводимости $\hat{W}_p$ и $\hat{W}_\varepsilon$, соответственно $1/\tau_p$ и $1/\tau_\varepsilon$, существенно различны, когда носители заряда рассеиваются на колебаниях кристаллической решетки [9,10]. Однако при низких температурах, когда только и выполнимо условие $\omega_c\tau \gg 1$, в реально достижимых магнитных полях основным механизмом диссипации электронов является их рассеяние на примесных атомах и прочих дефектах кристалла. Допирование слоистого проводника примесными атомами может существенно изменить электронный энергетический спектр [11]. Будем полагать, что примесных центров еще мало, чтобы существенно влиять на энергетический спектр носителей заряда, однако их вполне достаточно, чтобы не учитывать электрон-фононное рассеяние при низких температурах. При рассеянии носителей заряда примесными центрами заметно изменяется импульс электрона во время акта столкновений и времена релаксации электронной системы по импульсам τ_p и энергиям τ_ε имеют одинаковый порядок величины. В случае малого радиуса действия силы примесного центра при расчете амплитуды рассеяния можно воспользоваться борновским приближением. При этом интеграл столкновений с достаточной степенью точности имеет вид оператора умножения на частоту столкновений неравновесной добавки к функции распределения и решения уравнений (6) и (7) принимают достаточно простой вид:

$$\psi_1 = \int_{-\infty}^{t} dt' \exp[(t-t')/\tau_p] e\mathbf{E}\mathbf{v}(t'), \qquad (11)$$

$$\psi_2 = \int_{-\infty}^{t} dt' \exp[(t-t')/\tau_\varepsilon] \frac{\varepsilon-\mu}{T}\mathbf{v}(t')\nabla T. \qquad (12)$$

Подставив в выражения для плотности тока

$$\mathbf{j} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int e\mathbf{v} f(\mathbf{r},\mathbf{p}) d^3 p \qquad (13)$$

и плотности потока тепла

$$\mathbf{q} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\int \mathbf{v}(\varepsilon-\mu) f(\mathbf{r},\mathbf{p}) d^3 p \qquad (14)$$

функцию распределения электронов (5), нетрудно определить кинетические коэффициенты, связывающие $\mathbf{j}$ и $\mathbf{q}$ с электрическим полем $\mathbf{E}$ и градиентом температуры ∇T. Далее не будем различать τ_ε и τ_p, полагая $\tau_\varepsilon = \tau_p = \tau$.

В τ-приближении для интегралов столкновений достаточно вычислить компоненты тензора электропроводности σ_{ij}, а остальные кинетические коэффициенты, описывающие теплоперенос и термоэлектрические эффекты, связаны с σ_{ij} простыми соотношениями:

$$\alpha_{ij} = T^{-1}\beta_{ij} = \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\partial\sigma_{ij}(\mu)}{\partial\mu}, \qquad (15)$$

$$\kappa_{ij} = \frac{\pi^2 T}{3e^2}\sigma_{ij}. \qquad (16)$$

Будем полагать, что поверхность Ферми состоит из гофрированного цилиндра и гофрированных плоскостей с произвольной гофрировкой вдоль оси p_y. Оси координат в плоскости слоев направлены так, что плоскость, соприкасающаяся с гофрированным плоским листом ПФ, параллельна координатной плоскости $p_y p_z$. В соотношениях (13) и (14) необходимо интегрировать по всем состояниям электронов проводимости, и при наличии нескольких групп носителей заряда каждая из них вносит свой вклад в кинетические коэффициенты, в частности в компоненты тензора электропроводности, так что

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(1)} + \sigma_{ij}^{(2)}, \qquad (17)$$

где $\sigma_{ij}^{(1)}$ — вклад в электропроводность носителей заряда, состояния которых находятся на плоском листе ПФ, а $\sigma_{ij}^{(2)}$ учитывает вклад в σ_{ij} остальных электронов с энергией Ферми.

Из уравнений движения заряда в магнитном поле следует, что носители заряда, состояния которых принадлежат гофрированному плоскому листу поверхности Ферми, дрейфуют в основном вдоль оси x. Усреднив уравнение (8) по достаточно большому отрезку времени, получим, что скорость дрейфа электронов вдоль оси y $\bar{v}_y = \bar{v}_z \sin\varphi \,\mathrm{tg}\,\theta$ такого же порядка, что и $\bar{v}_z$, если магнитное поле существенно отклонено от плоскости слоев, т.е. угол θ существенно отличен от $\pi/2$.

В то же время электрон проводимости может переместиться достаточно далеко вдоль оси p_y по своей траектории в $\mathbf{p}$-пространстве, и средняя скорость дрейфа $\bar{v}_x$, как следует из уравнения (9), оказывается порядка v_F.

Наличие этой группы носителей заряда в дополнение к электронам проводимости на гофрированном цилиндре ПФ существенно влияет на зависимость кинетических коэффициентов от величины сильного магнитного поля. Это связано с тем, что, как бы ни было велико магнитное поле, асимптота компоненты $\sigma_{xx}^{(1)}(B)$ в сильном магнитном поле при $\gamma = T_B/\tau \ll 1$ по порядку величины совпадает со значением $\sigma_{xx}^{(1)}$ в отсутствие магнитного поля:

$$\sigma_{xx}^{(1)} = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int d\varepsilon dp_y dp_z \frac{v_x^2\tau}{|v_x|}\delta(\varepsilon(\mathbf{p})-\varepsilon_F) = = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int dp_y dp_z |v_x|\tau = \frac{2e^2 v_1\tau}{\pi\hbar ab}. \qquad (18)$$

Здесь b — период кристаллической решетки вдоль оси y; v_1 — модуль средней скорости дрейфа электронов вдоль оси x. Время свободного пробега будем полагать одинаковым для обеих групп электронов, время T_B по порядку величины совпадает с периодом обращения электрона по замкнутой орбите, а для электронов на открытой траектории в импульсном пространстве — с временем его смещения на период обратной решетки.

В квазидвумерных проводниках компоненты тензора электропроводности σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{xy} и σ_{yx} по величине значительно превосходят все остальные компоненты σ_{ij} даже в случае их убывания с ростом магнитного поля, поскольку в реально достижимых полях малый параметр γ все-таки много больше параметра квазидвумерности электронного энергетического спектра, т.е. $\eta \ll \gamma \ll 1$. Эти компоненты нетрудно определить, исследуя эффект Холла и магнитосопротивление. Отношение электрических полей E_y и E_x при протекании тока $\mathbf{j} = (j\cos\phi, j\sin\phi, 0)$ в плоскости слоев в основном приближении по параметру η имеет вид

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{-\sigma_{xy}\cos\phi + \sigma_{xx}\sin\phi}{\sigma_{yy}\cos\phi - \sigma_{yx}\sin\phi}. \qquad (19)$$

Определив это соотношение при четырех позициях протекания тока, например при ϕ равном 0, $\pi/6$, $\pi/4$, и $\pi/2$, можно найти входящие в него компоненты тензора электропроводности при любом виде квазидвумерного электронного энергетического спектра.

Дальнейший анализ термоэлектрических явлений в проводниках с многолистной ПФ не представляет затруднений. При неоднородном разогреве проводника вдоль нормали к слоям в отсутствие токоподводящих контактов ($\mathbf{j} = 0$) термоэлектрическое поле направлено в основном вдоль градиента температуры $\partial T/\partial z$:

$$E_z = \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\partial(\ln\sigma_{zz})}{\partial\mu}\frac{\partial T}{\partial z}. \tag{20}$$

Электрическое поле в плоскости слоев, пропорциональное квадрату параметра квазидвумерности электронного энергетического спектра, хотя и подрастает с увеличением магнитного поля, все-таки при $\eta << \gamma << 1$ значительно меньше E_z:

$$E_x < E_y \simeq \eta^2 \frac{T}{\mu e}\operatorname{tg}\theta\,(\gamma^{-2}\sin\varphi + \gamma^{-1}\cos\varphi)\frac{\partial T}{\partial z}. \tag{21}$$

Если градиент температуры ориентирован в плоскости слоев и направлен вдоль оси y, то термоэлектрическое поле E_y существенно превосходит E_x и определяется выражением

$$E_y = \frac{\pi^2 T}{3e}\left(\rho_{yy}\frac{\partial\sigma_{yy}}{\partial\mu} + \rho_{yx}\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial y} =$$

$$= \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\rho_0}{\sigma_{yy}^{(2)}}\left(-\sigma_{xx}^{(1)}\frac{\partial\sigma_{yy}^{(2)}}{\partial\mu} - \sigma_{yx}^{(2)}\frac{\partial\sigma_{xy}^{(2)}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial y}, \tag{22}$$

где

$$\rho_0 = \frac{\sigma_{yy}^{(2)}}{\sigma_{yy}^{(2)}\sigma_{xx}^{(1)} - \sigma_{xy}^{(2)}\sigma_{yx}^{(2)}}.$$

Термоэлектрическое поле

$$E_z = \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\rho_0}{\sigma_{yy}^{(2)}}\operatorname{tg}\theta\left\{(\sigma_{yx}^{(2)}\sin\varphi - \sigma_{yy}^{(2)}\cos\varphi)\frac{\partial\sigma_{xy}^{(2)}}{\partial\mu} - \right.$$

$$\left. - (\sigma_{xx}^{(1)}\sin\varphi - \sigma_{xy}^{(2)}\cos\varphi)\frac{\partial\sigma_{yy}^{(2)}}{\partial\mu}\right\}\frac{\partial T}{\partial y} \tag{23}$$

имеет такой же порядок величины, что и E_y лишь при существенном отклонении магнитного поля от нормали к слоям, т.е. при $\operatorname{tg}\varphi \geq 1$.

Связь термоэлектрического поля с градиентом температуры, направленным вдоль оси x, в основном приближении по параметру η имеет вид

$$E_x = \frac{\pi^2 T}{3e}\left(\rho_{xx}\frac{\partial\sigma_0^{(1)}}{\partial\mu} + \rho_{xy}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial x} =$$

$$= \frac{\pi^2 T}{3e}\rho_0\left(\frac{\partial\sigma_{xx}^{(1)}}{\partial\mu} - \frac{\sigma_{xy}^{(2)}}{\sigma_{yy}^{(2)}}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial x}, \tag{24}$$

$$E_y = \frac{\pi^2 T}{3e}\left(\rho_{yx}\frac{\partial\sigma_0^{(1)}}{\partial\mu} + \rho_{yy}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial x} =$$

$$= \frac{\pi^2 T}{3e}\frac{\rho_0}{\sigma_{yy}^{(2)}}\left(-\sigma_{yx}^{(2)}\frac{\partial\sigma_{xx}^{(1)}}{\partial\mu} + \sigma_{xx}^{(1)}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu}\right)\frac{\partial T}{\partial x}, \tag{25}$$

$$E_z = \frac{\pi^2 T}{3e}\left\{\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\mu}(\ln\sigma_{zz}) + \frac{\rho_0}{\sigma_{yy}^{(2)}}\left[(\sigma_{yx}^{(2)}\frac{\partial\sigma_{xx}^{(1)}}{\partial\mu} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \sigma_{xx}^{(1)}\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu})\sin\varphi + \sigma_{xy}^{(2)}\cos\varphi\frac{\partial\sigma_{yx}^{(2)}}{\partial\mu}\right]\right\}. \tag{26}$$

Термоэлектрическое поле оказывается направленным почти ортогонально градиенту температуры. В случае ПФ, состоящей лишь из одного гофрированного цилиндра, вектор $\mathbf{E}$ лежит в основном в плоскости yz, а при $\theta << 1$ компонента E_z много меньше E_x.

Вклад в холловскую компоненту σ_{xy} носителей заряда, состояния которых принадлежат гофрированному цилиндру,

$$\sigma_{xy}^{(2)} = \frac{2ecS}{a(2\pi\hbar)^2 B} = \frac{N_2 ec}{B\cos\theta}, \tag{27}$$

нетрудно определить, зная период осцилляций Шубникова—де Гааза $\Delta(1/B) = 2\pi\hbar e/cS_{\text{extr}}$, поскольку только эта группа электронов проводимости участвует в формировании осцилляций. В формуле (27) S — площадь среднего сечения ПФ плоскостью $p_B = \text{const}$, которая отличается от экстремальных сечений ПФ S_{extr} ничтожно малыми поправками, пропорциональными η.

Определив из эксперимента величину σ_{xy}, найдем

$$\sigma_{xy}^{(1)} = \sigma_{xy} - \sigma_{xy}^{(2)} =$$

$$= \frac{c}{eB}\int dp_B \int dp_y \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}(\bar{p}_x - p_x(p_y)), \tag{28}$$

$\bar{p}_x$, как обычно, — усредненное по времени движения заряда значение компоненты импульса. В случае слабой гофрировки этого листа ПФ и вдоль оси p_y холловская компонента $\sigma_{xy}^{(1)}$ будет ничтожно малой величиной. Таким образом, зная $\sigma_{xy}^{(1)}$, можно оценить величину гофрировки плоского листа ПФ.

По-видимому, $\sigma_{xy}^{(1)}$ значительно меньше $\sigma_{xy}^{(2)}$ и в случае не малой гофрировки плоского листа вдоль оси p_y, так что

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial \mu} \simeq \frac{\partial \sigma_{xy}^{(2)}}{\partial \mu} = \frac{4\pi ecm^*}{a(2\pi\hbar)^2 B}. \tag{29}$$

Таким образом, исследуя термоэдс в сильном магнитном поле, можно определить усредненную по ПФ циклотронную эффективную массу носителей заряда, а по величине $\sigma_{xx}^{(1)}$ определить вклад в электропроводность образца носителей заряда, состояния которых находятся на плоском листе ПФ.

При $\operatorname{tg}\theta >> 1$ происходит существенная перестройка электронных траекторий в **p**-пространстве. Сечения плоскостью p_B = const гофрированного цилиндра настолько сильно вытянуты, что электрон не успевает за время свободного пробега совершить полный оборот. В случае преимущественного направления гофрировки плоского листа ПФ зависимость сопротивления от величины магнитного поля, почти ортогонального плоскому листу, весьма своеобразна [2]. Если гофрировка плоского листа ПФ вдоль оси p_y по крайней мере не меньше гофрировки вдоль оси p_z, то его открытые сечения сильно вытянуты вдоль оси p_z, когда магнитное поле почти ортогонально плоскому листу ПФ. При $\theta = \pi/2$ открытые электронные траектории в **p**-пространстве изменяют свое направление, а замкнутые сильно вытянутые траектории разрываются на пару открытых вдоль оси p_z и вклады в электропроводность обеих групп носителей заряда имеют одинаковый порядок величины. При этом асимптоты компонент тензора $\sigma_{ij}^{(1)}$ в сильном магнитном поле оказываются такими же, как и асимптоты $\sigma_{ij}^{(2)}$, и сопротивление току поперек слоев в области не слишком сильных магнитных полей линейно растет с магнитным полем при $\eta^{1/2} << \gamma << 1$, а с дальнейшим увеличением поля при $\gamma \le \eta^{1/2}$ линейный рост сменяется квадратичным [12]. При обратном соотношении между величиной гофрировки плоского листа ПФ вдоль осей p_z и p_y происходит существенное изменение магнитосопротивления при вращении магнитного поля в плоскости слоев, когда вектор **B** приближается к оси x. При $\varphi = 0$ и $\theta = \pi/2$ электроны, состояния которых принадлежат слабогофрированному цилиндру, дрейфуют в плоскости слоев, а вдоль оси z их движение финитно. Электроны, состояния которых принадлежат плоскому листу ПФ, напротив, дрейфуют вдоль оси z. Таким образом, все диагональные компоненты суммарного тензора электропроводности при $\gamma << 1$ отличны от нуля, а сопротивление проводника при любой ориентации вектора плотности тока **j** практически не зависит от величины магнитного поля и имеет такой же порядок величины, как и в отсутствие последнего.

Асимптотическое выражение компонент тензора $\sigma_{ij}^{(2)}$ в сильном магнитном поле слабо чувствительно к вращению магнитного поля в плоскости слоев на небольшой угол, в то время как при малых φ сечения плоского листа ПФ сильно вытянуты вдоль оси p_y и электроны не успевают за время свободного пробега сместиться по своей траектории в **p**-пространстве на величину $2\pi\hbar/a$ вдоль оси p_z пока $\varphi \le \gamma$. Смещение этих электронов вдоль оси y ограничено так же, как и при $\varphi = 0$. Однако при $\varphi >> \gamma$ «вытянутость» электронных траекторий вдоль оси p_y уже не велика и движение электронов оказывается финитным вдоль оси z. Асимптоты компонент тензора $\sigma_{ij}^{(1)}$ в сильном магнитном поле в этой области углов $(\varphi >> \gamma)$ оказываются такими же, как и асимптоты $\sigma_{ij}^{(2)}$, и сопротивление току вдоль нормали к слоям неограниченно растет с магнитным полем. Таким образом, в угловой зависимости магнитосопротивления имеется глубокий минимум при $\varphi = 0$, ширина которого $\Delta\varphi \cong \gamma$ убывает с ростом магнитного поля.

Исследование магнитосопротивления органических проводников $\alpha-(\mathrm{BEDT-TTF})_2\mathrm{MHg(SCN)}_4$ и $\kappa-(\mathrm{BEDT-TTF})_2\mathrm{Cu(SCN)}_2$ при вращении магнитного поля в плоскости слоев позволит однозначно определить, насколько правомерно предположение о существовании в них группы носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром и в какой мере расчет энергетических зон, выполненный в работе [7], описывает реальный энергетический спектр электронов проводимости в этих соединениях.

1. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
2. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **38**, 188 (1960).
3. Ю.А. Бычков, Л.Э. Гуревич, Г.М. Недлин, *ЖЭТФ* **37**, 534 (1959).
4. О.В. Кириченко, Д. Крстовска, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **126**, 246 (2004).
5. M.V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
6. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005).
7. R. Rossenau, M.L. Doulet, E. Canadell, R.P. Shibaeva, S.S. Khasanov, L.P. Rosenberg, N.D. Kusch, and E.B. Yagubskii, *J. Phys.* I (France) **6**, 1527 (1996).
8. I.A. Luk'yanchuk and Ya. Kopelevich, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 166402 (2004).
9. F. Bloch, *Z. Phys.* **59**, 208 (1930).
10. W. Kroll, *Z. Phys.* **81**, 425 (1933).
11. M.V. Kartsovnik, D. Andres, S.V. Simonov, W. Biberacher, I. Sheikin, N.D. Kushch, and H. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 166601 (2006).
12. V.G. Peschansky, *Phys. Rep.* **299**, 305 (1997).

Thermomagnetic phenomena in layered conductors

O.V. Kirichenko, V.G. Peschansky, and R.A. Hasan

Thermomagnetic phenomena in layered conductors with several groups of charge carriers have been studied theoretically. It is found that thermal e.m.f. depends on magnitude and orientation of strong external magnetic field, the experimental study of which will enable the structure of electron energy spectrum to be determined.

Keywords: layered conductor, thermal e.m.f., magnetic field.