

Термоэлектрический эффект в слоистых проводниках при низких температурах

О. Галбова

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

О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский

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

Статья поступила в редакцию 24 апреля 2009 г.

Теоретически исследован линейный отклик электронной системы слоистого проводника на наличие градиента температуры. В области температур ниже температуры Дебая найдена зависимость термоэдс от температуры и внешнего магнитного поля, экспериментальное исследование которой позволит изучить различные механизмы релаксации в системе электронов проводимости и определить структуру электронного энергетического спектра.

Теоретично досліджено лінійний відгук електронної системи шаруватого провідника на наявність градієнта температури. При температурах нижче температури Дебая знайдено залежність термоерс від температури та зовнішнього магнітного поля, експериментальне дослідження якої дозволить вивчити різні механізми релаксації в системі електронів провідності та визначити структуру електронного енергетичного спектра.

PACS: 72.15.Jf Термоэлектрические и термомагнитные эффекты.

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

В рамках линейных соотношений связь между плотностью электрического тока \mathbf{j} в проводнике, градиентом температуры ∇T и напряженностью электрического поля \mathbf{E} имеет вид

$$j_i = \sigma_{ij} E_j - \alpha_{ij} \frac{\partial T}{\partial x_j}. \quad (1)$$

Даже в отсутствие токоподводящих контактов ($\mathbf{j} = 0$) в неоднородно нагретом образце неизбежно возникает термоэлектрическое поле

$$E_i = \rho_{il} \alpha_{lj} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (2)$$

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

Исследование термоэлектрического эффекта в слоистых проводниках в сильном магнитном поле \mathbf{B} позволяет получить детальную информацию об их электронном энергетическом спектре [1,2]. Не менее

важную информацию о носителях заряда можно извлечь из исследования зависимости термоэлектрического поля от температуры. Это связано с тем, что кинетические коэффициенты

$$\sigma_{ik} = \frac{2e^3 B}{c(2\pi\hbar)^3} \int \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \int dp_B \times \\ \times \int_{-\infty}^0 \exp(t/\tau_p) dt \int_0^{T_B} dt' v_i(t') v_k(t'+t), \quad (3)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{2e^2 B}{c(2\pi\hbar)^3} \int \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{\varepsilon - \mu}{T} d\varepsilon \int dp_B \times \\ \times \int_{-\infty}^0 \exp(t/\tau_\varepsilon) dt \int_0^{T_B} dt' v_i(t') v_k(t'+t), \quad (4)$$

полученные с помощью решения кинетического уравнения Больцмана, описывают различные релаксационные процессы в системе носителей заряда. Компоненты тензора σ_{ik} связаны с релаксацией электронов по импульсам, характеризуемой временем τ_p , а компоненты тензора α_{ik} зависят от времени релаксации по энергии τ_ε . Здесь e, v, p_B, ε — заряд, скорость, проекция импульса на направление магнитного поля и энергия электронов проводимости, $f_0(\varepsilon)$ — равновесная фермиевская функция распределения, μ — химический потенциал системы электронов, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, t — время движения заряда в магнитном поле согласно уравнению

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = \frac{e}{c} [\mathbf{vB}].$$

В случае периодического движения заряда в магнитном поле величина T_B является периодом движения. Если же электрон совершает неперiodическое движение по открытой траектории в импульсном пространстве, то T_B представляет собой характерное время его смещения на период обратной решетки. Строго говоря, в этом случае необходимо провести усреднение по большому участку открытой траектории, который электрон проходит за время порядка времени его свободного пробега [3].

В отсутствие внешнего магнитного поля напряженность термоэлектрического поля

$$E_i = \frac{\pi^2}{3e} \left(\frac{T}{\mu} \right) Q_{ik} \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (5)$$

пропорциональна отношению времен релаксации τ_ε и τ_p . Здесь Q_{ik} — безразмерный тензор, не зависящий от температуры.

Рассмотрим термоэлектрический эффект в квазидвумерном проводнике при температурах, много меньших температуры Дебая T_D , когда зависимость от температуры времен релаксации τ_ε и τ_p существенно различна. В области температур, близких к нулю, релаксация в электронной системе в вырожденных проводниках осуществляется в основном за счет рассеяния носителей заряда примесными центрами и прочими кристаллическими дефектами. При этом времена релаксации по импульсам τ_p и энергиям τ_ε не зависят от температуры. С ростом температуры включается дополнительный механизм релаксации носителей заряда, связанный с их рассеянием на колебаниях кристаллической решетки. Согласно правилу Матиссена, каждый из механизмов рассеяния вносит аддитивный вклад в процесс релаксации и

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau^{(im)}} + \frac{1}{\tau^{(eph)}}, \quad (6)$$

где $1/\tau^{(im)}$ — частота столкновений носителей заряда с фононами. При $T \ll T_D$ из-за малоуглового рассеяния электронов фононами для релаксации по импульсам необходимо значительно большее число столкновений с фононами, чем для релаксации по энергии (см., например, монографию [4]). В результате τ_ε значительно быстрее убывает с ростом температуры, чем τ_p . Температурная зависимость τ_ε имеет вид

$$\tau_\varepsilon = \left\{ \frac{1}{\tau^{(im)}} + \frac{1}{\tau_0} \tilde{T}^n \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где $\tilde{T} = T/T_D$, τ_0 — время, характеризующее релаксацию электронов по энергиям за счет их столкновений с фононами при температуре Дебая, показатель степени n определяется размерностью системы. В трехмерном металле $n = 3$, а в случае двумерного проводника $n = 2$ [5].

При низких температурах, когда релаксация электронов по импульсам осуществляется в основном за счет их столкновений с примесными центрами, то есть τ_p совпадает с $\tau^{(im)}$, а в релаксацию по энергиям вносят заметный вклад и процессы электрон-фононного рассеяния, температурную зависимость термоэлектрического поля при $\mathbf{B} = 0$ можно представить в виде

$$E_i = \frac{\pi^2 T_D}{3e\mu} Q_{ik} f(\tilde{T}) \frac{\partial T}{\partial x_k}, \quad f(\tilde{T}) = \frac{\tilde{T}}{(\tau^{(im)}/\tau_0) \tilde{T}^n}. \quad (8)$$

В достаточно чистых проводниках ($\tau^{(im)} \gg \tau_0$) конкуренция различных механизмов релаксации приводит к появлению максимума на графике зависимости термоэлектрического поля от температуры. При $\tilde{T} \ll (\tau_0/\tau^{(im)})^{1/n}$ поле E_i пропорционально \tilde{T} , однако с повышением температуры частота столкновений носителей заряда с фононами $1/\tau_\varepsilon^{(eph)} = (1/\tau_0) \tilde{T}^n$ становится сравнимой с частотой их столкновений с примесными центрами $1/\tau^{(im)}$ и рост с температурой сменяется убыванием пропорционально $\tilde{T}^{(1-n)}$. Максимум достигается при

$$\tau_\varepsilon^{(eph)} = (n-1)\tau^{(im)}.$$

График функции $f(\tilde{T})$ в случае, когда $n = 3$, представлен на рис. 1.

В слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром температурная зависимость времени релаксации $\tau_\varepsilon^{(eph)}$ при температурах, значительно меньших интеграла перекрытия t_\perp волновых функций электронов, принадлежащих различным слоям, по сути такая же, как и в трехмерных проводниках, и $\tau_\varepsilon^{(eph)}$ пропорционально T^{-3} , хотя коэффициент пропорциональности зависит от величины анизотропии спектра носителей заряда. С ростом температуры, когда

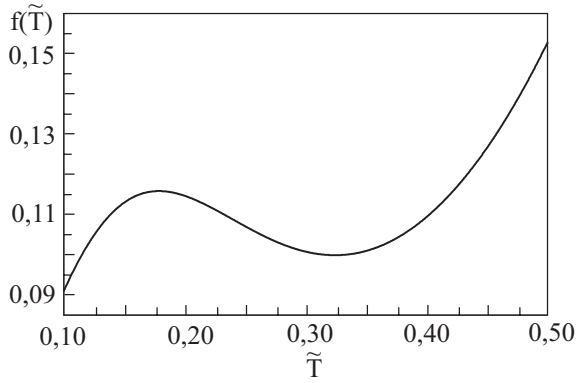


Рис. 1. График функции $f(\tilde{T})$ при $n = 3$ при $\tau^{(im)}/\tau_0 = 10^2$.

T больше t_{\perp} или сравнимо с ним, $\tau_{\epsilon}^{(eph)}$ квадратично убывает с температурой. В органических проводниках интеграл перекрытия t_{\perp} примерно в сто раз меньше энергии Ферми, т.е. по порядку величины сравним с температурой Дебая, и лишь в некоторых разновидностях графита $\tau_{\epsilon}^{(eph)}$ пропорционально T^{-2} при температурах, близких к T_D . Таким образом, во всем интервале температур, меньших температуры Дебая, $1/\tau_{\epsilon}^{(eph)}$ пропорционально T^3 , а τ_p в соответствии с законом Блоха представим в виде

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau^{(im)}} + \frac{1}{\tau_0} \tilde{T}^5. \quad (9)$$

Энергетический спектр органических проводников достаточно сложен, и в некоторых из них за электронный транспорт ответственны несколько групп носителей заряда, а поверхность Ферми состоит из топологически различных элементов: слабофрированных цилиндра и плоскостей [6,7].

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \gamma^2 \sigma_2 - \gamma^2 \sigma_{zz} \text{tg}^2 \theta + \sigma_1 \cos^2 \varphi & \gamma \sigma_2 - \gamma \sigma_{zz} \text{tg}^2 \theta + \sigma_1 \cos \varphi \sin \varphi & -\gamma \sigma_{zz} \text{tg} \theta \\ -\gamma \sigma_2 + \gamma \sigma_{zz} \text{tg}^2 \theta + \sigma_1 \cos \varphi \sin \varphi & \gamma^2 \sigma_2 + \sigma_{zz} \text{tg}^2 \theta + \sigma_1 \sin^2 \varphi & \sigma_{zz} \text{tg} \theta \\ \gamma \sigma_{zz} \text{tg} \theta & \sigma_{zz} \text{tg} \theta & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь σ_1 и $\sigma_2 = (e^2 \epsilon_F \tau_p / \pi \hbar^2 a)$ — вклады в электропроводность вдоль слоев при $\mathbf{B} = 0$ носителей заряда, состояния которых принадлежат плоскому листу поверхности Ферми и гофрированному цилиндру, $\gamma = mc / (eB \tau_p \cos \theta) = 1 / (\omega_c \tau_p) \ll 1$. Учет вклада в σ_{zz} носителей заряда с квазиодномерным энергетическим спектром не влияет на температурную зависимость термоэлектрического поля. Компонента электропроводности

$$\sigma_{zz} = \frac{2ae^2 m \tau_p t_{\perp}^2 \cos \theta}{\pi \hbar^4} J_0^2 \left(\frac{ap_F}{\hbar} \text{tg} \theta \right) \equiv S_z \tau_p \quad (12)$$

Внешнее магнитное поле различным образом влияет на движение носителей заряда, состояния которых принадлежат слабофрированному цилиндру и гофрированному плоскому листу поверхности Ферми. Именно поэтому наличие таких плоских листов поверхности Ферми легче всего выявить в проводнике, помещенном в магнитное поле.

В качестве примера рассмотрим проводник с двумя группами носителей заряда, помещенный в сильное магнитное поле $\mathbf{B} = (0, B \sin \theta, B \cos \theta)$. Будем полагать, что преимущественное направление скоростей $\pm v_1$ электронов, принадлежащих двум плоским листам поверхности Ферми, определяется углом φ , так что $v_{1x} = \pm v_1 \cos \varphi$, $v_{1y} = \pm v_1 \sin \varphi$, а закон дисперсии носителей заряда, принадлежащих слабофрированному цилиндру, имеет вид

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - 2t_{\perp} \cos \frac{ap_z}{\hbar}, \quad (10)$$

где $m = \text{const}$, a — расстояние между слоями, а t_{\perp} много меньше энергии Ферми ϵ_F .

Будем полагать, что угол θ отклонения магнитного поля от нормали к слоям не слишком близок к $\pi/2$, так что все орбиты электронов с квазидвумерным законом дисперсии замкнутые и не содержат самопересечений. При $\cos \theta \gg mc/eBt$ условие сильного магнитного поля $(T_B / \tau) \ll 1$ автоматически выполняется. Компоненты кинетических коэффициентов проводника σ_{ik} и α_{ik} представляют собой суммы вкладов квазидвумерной и квазиодномерной групп носителей заряда, которые нетрудно вычислить с помощью формул (3) и (4). В частности, для тензора электропроводности получим следующее выражение:

в основном приближении по параметру квазидвумерности $t_{\perp} / \epsilon_F = \eta \ll 1$ квадратична по η и при $1 \ll \text{tg} \theta \ll eB \tau_p / mc$ испытывает осцилляции с изменением угла θ отклонения магнитного поля от нормали к слоям, периодичные по $\text{tg} \theta$. Здесь $J_n(x)$ — функция Бесселя, p_F — фермиевский импульс.

Обратив тензор электропроводности, нетрудно убедиться, что при $\gamma \ll 1$ для тензора сопротивления справедливо следующее асимптотическое выражение:

$$\rho_{ik} = \rho_0 \begin{pmatrix} 1 + q \frac{\sin^2 \varphi}{\gamma^2} & -\frac{1}{\gamma} - q \frac{\sin 2\varphi}{2\gamma^2} & \left(\frac{1}{\gamma} + q \frac{\sin 2\varphi}{2\gamma^2} \right) \operatorname{tg} \theta \\ \frac{1}{\gamma} - q \frac{\sin 2\varphi}{2\gamma^2} & 1 + q \frac{\cos^2 \varphi}{\gamma^2} & -q \frac{\cos^2 \varphi}{\gamma^2} \operatorname{tg} \theta \\ \left(-\frac{1}{\gamma} + q \frac{\sin 2\varphi}{2\gamma^2} \right) \operatorname{tg} \theta & -q \frac{\cos^2 \varphi}{\gamma^2} \operatorname{tg} \theta & \frac{1}{\sigma_{zz} \rho_0} + q \frac{\cos^2 \varphi}{\gamma^2} \operatorname{tg}^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $\rho_0 = 1/(\sigma_1 + \sigma_2)$, $q = \sigma_1/\sigma_2$. Периодические изменения с $\operatorname{tg} \theta$ компоненты ρ_{zz} — проявление специфики закона дисперсии носителей заряда, принадлежащих листу поверхности Ферми в виде гофрированного цилиндра. Такие осцилляции наблюдались при измерении магнетосопротивления току поперек слоев в ряде проводников органического происхождения и достаточно хорошо изучены [8].

Термоэлектрический эффект существенно зависит от наличия плоского листа поверхности Ферми, и поведение различных компонент термоэлектрического поля

$$E_i = \frac{\pi^2 T_D}{3e\mu} P_{ik}(T) \frac{\partial T}{\partial x_k} \quad (14)$$

весьма разнообразно. В случае одной группы носителей заряда с квазидвумерным законом дисперсии в основном приближении по малым параметрам γ и η диагональные компоненты P_{ik} в плоскости слоев

$$P_{xx} = P_{yy} = \tilde{T} \quad (15)$$

намного превышают компоненты

$$P_{xy} = -P_{yx} = \tilde{T} \left(\frac{1}{\omega_c \tau_p} - \frac{1-b}{\omega_c \tau_\varepsilon} \right), \quad (16)$$

так что если вектор градиента температуры лежит в плоскости слоев, то термоэлектрическое поле в этой плоскости направлено в основном вдоль ∇T и линейно возрастает с T . Компоненты

$$P_{zx} = -\tilde{T} \left(\frac{1-b}{\omega_c \tau_\varepsilon} - \frac{d}{\omega_c \tau_p} \right) \operatorname{tg} \theta, \quad (17)$$

$$P_{zy} = \tilde{T} \left(-1 + \frac{(d+b)\tau_\varepsilon}{\tau_p} \right) \operatorname{tg} \theta \quad (18)$$

отличны от нуля лишь при отклонении магнитного поля от нормали к слоям,

$$P_{zz} = \tilde{T}(d+b), \quad (19)$$

а величины P_{xz} , P_{yz} пропорциональны η^2 . Здесь $b = (\mu/\tau_\varepsilon)(\partial\tau_\varepsilon/\partial\mu) \cong 1$, а для коэффициента $d = (\mu/S_z) \times (\partial S_z/\partial\mu)$ справедливо выражение

$$d = -\frac{2\mu m a \operatorname{tg} \theta}{p_F \hbar} \frac{J_1\left(\frac{ap_F}{\hbar} \operatorname{tg} \theta\right) J_0\left(\frac{ap_F}{\hbar} \operatorname{tg} \theta\right)}{J_0^2\left(\frac{ap_F}{\hbar} \operatorname{tg} \theta\right) + \phi_1 \gamma^2 + \phi_2 \eta^2}, \quad (20)$$

где ϕ_1 и ϕ_2 — величины порядка единицы, которые учитывают поправки к S_z , опущенные в основном приближении по малым параметрам η и γ . В результате компоненты термоэлектрического поля P_{zk} испытывают гигантские угловые осцилляции. Зависимость P_{zz} от θ показана на рис. 2.

Температурная зависимость недиагональных компонент тензора P_{ik} определяется температурной зависимостью времен релаксации и, учитывая соотношения (7) и (9), получаем

$$P_{xy} = \frac{\tilde{T}}{\omega_c \tau^{(im)}} \left[b - (1-b) \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^3 + \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^5 \right], \quad (21)$$

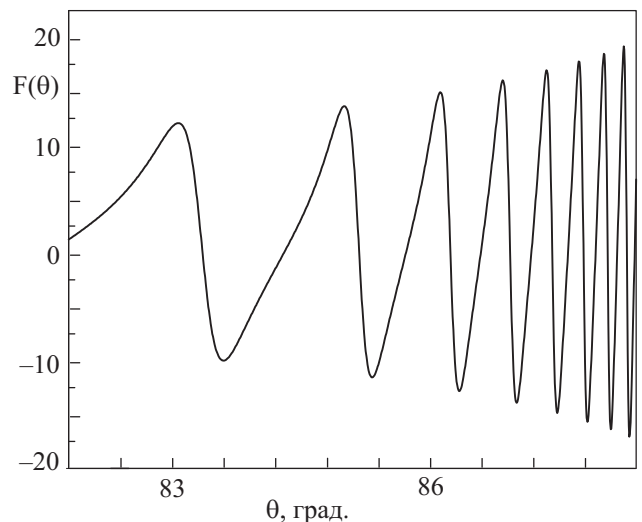


Рис. 2. График функции $F(\theta)$, определяющей зависимость $P_{zz} = \tilde{T}F(\theta)$ от угла θ отклонения магнитного поля от нормали к слоям в случае одной группы носителей заряда с квазидвумерным законом дисперсии.

$$P_{zx} = \frac{\tilde{T}}{\omega_c \tau^{(im)}} \left[d + b - 1 - (1-b) \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^3 + d \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^5 \right] \operatorname{tg} \theta, \quad (22)$$

$$P_{zy} = \tilde{T} \left[-1 + (d+b) \frac{1 + \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^5}{1 + \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^3} \right] \operatorname{tg} \theta. \quad (23)$$

При наличии квазиодномерной группы носителей заряда компоненты тензора P_{ik} содержат слагаемые, которые линейно растут с \mathbf{B} . Эти слагаемые обращаются в нуль при некоторых значениях угла φ а во всех остальных случаях они в основном и определяют термоэлектрический эффект в сильном магнитном поле ($\omega\tau \gg 1$) Если вектор градиента температуры лежит в плоскости слоев, линейный рост с магнитным полем диагональных компонент

$$P_{xx} = \rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 + \sigma_1 \left((1-b) \frac{\tau_p}{\tau_\varepsilon} \sin^2 \varphi + a \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \cos^2 \varphi + \omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \sin \varphi \cos \varphi \right) \right], \quad (24)$$

$$P_{yy} = \rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 + \sigma_1 \left((1-b) \frac{\tau_p}{\tau_\varepsilon} \cos^2 \varphi + a \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \sin^2 \varphi - \omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \sin \varphi \cos \varphi \right) \right] \quad (25)$$

имеет место, когда одновременно отличны от нуля обе составляющие (v_{1x} и v_{1y}) вектора преимущественного направления скорости электронов на плоском листе поверхности Ферми. В этом случае температурная зависимость компонент P_{xx} , P_{yy} в основном приближении по малому параметру γ имеет вид

$$P_{xx} = -P_{yy} = \rho_0 \sigma_1 \omega_c \tau^{(im)} \tilde{T} \left(\frac{1}{1 + \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^5} - \frac{a}{1 + \frac{\tau^{(im)}}{\tau_0} \tilde{T}^3} \right) \sin \varphi \cos \varphi. \quad (26)$$

Здесь $a \equiv (\mu/\sigma_1) (\partial\sigma_1/\partial\mu) \cong 1$.

При тех значениях угла φ , когда $\sin 2\varphi = 0$, величины P_{xx} , P_{yy} не зависят от магнитного поля. Зависимости диагональных компонент тензора P_{ik} от угла φ и температуры в случае двух групп носителей заряда показаны на рис. 3 и рис. 4.

Недиагональные компоненты

$$P_{yx} = -\rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 \left(\frac{1}{\omega_c \tau_p} - \frac{1-b}{\omega_c \tau_\varepsilon} \right) - \sigma_1 \omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \cos^2 \varphi \right], \quad (27)$$

$$P_{xy} = -\rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 \left(\frac{1}{\omega_c \tau_p} - \frac{1-b}{\omega_c \tau_\varepsilon} \right) - \sigma_1 \omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \sin^2 \varphi \right], \quad (28)$$

$$P_{zx} = \rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 \left(\frac{d}{\omega_c \tau_p} - \frac{1-b}{\omega_c \tau_\varepsilon} \right) + \sigma_1 \left(\omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \cos^2 \varphi + \frac{d}{\omega_c \tau_p} \right) \right] \operatorname{tg} \theta, \quad (29)$$

$$P_{zy} = \rho_0 \tilde{T} \left[\sigma_2 \left(-1 + (d+b) \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \right) + \sigma_1 \left(\omega_c (\tau_p - a\tau_\varepsilon) \sin \varphi \cos \varphi + (d+b) \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \right) \right] \operatorname{tg} \theta \quad (30)$$

также содержат большие слагаемые, пропорциональные γ^{-1} , температурная зависимость которых описывается выражением, аналогичным формуле (26).

Из приведенных выше формул легко заметить, что эффект Нернста–Эттингсхаузена ярко проявляется, когда градиент температуры не ортогонален вектору скорости электронов \mathbf{v}_1 .

Электрическое поле вдоль нормали к слоям возрастет с увеличением угла θ отклонения магнитного поля от нормали к слоям и при $\operatorname{tg} \theta > 1$ превышает электрическое поле вдоль слоев.

При $\operatorname{tg} \theta > eB\tau/mc = 1/\gamma_0$ электрон уже не успевает за время свободного пробега совершить полный оборот по замкнутому сечению листа поверхности Ферми в виде слабогфрированного цилиндра. Электрон сме-

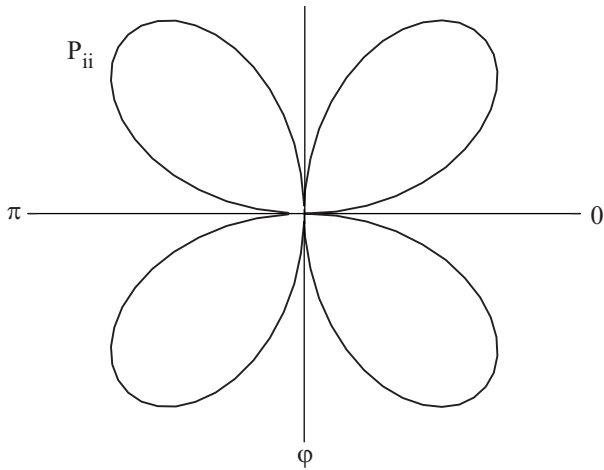


Рис. 3. Зависимость P_{xx} и P_{yy} от угла φ (диаграмма вращения) при наличии двух групп носителей заряда.

щается вдоль нормали к слоям на небольшую величину, а при $\theta = \pi/2$ его средняя скорость вдоль нормали к слоям равна нулю. В результате в основном приближении по параметру квазидвумерности $\sigma_{zz} = \eta^2 \gamma_0^2 g \sigma_2$, где g — безразмерная величина порядка единицы. В этом случае компоненты тензора P_{ik} , определяющие термоэлектрическое поле вдоль нормали к слоям, имеют вид

$$P_{zx} = \tilde{T} [\omega_c \tau_p - \rho_0 \sigma_2 (1+b) \omega_c \tau_\varepsilon] \sin \varphi, \quad (31)$$

$$P_{zy} = -\tilde{T} [\omega_c \tau_p - (1+b) \omega_c \tau_\varepsilon] \cos \varphi, \quad (32)$$

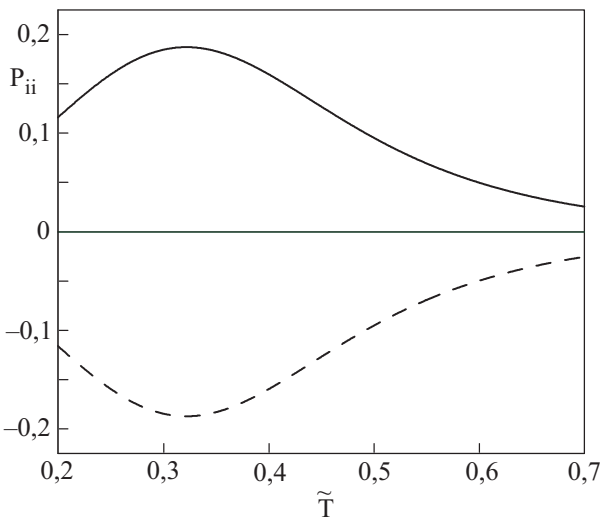


Рис. 4. Температурная зависимость P_{xx} (верхняя кривая) и P_{yy} (нижняя кривая) при $\sin 2\varphi \neq 0$ и $\tau^{(im)}/\tau_0 = 10^2$ в относительных единицах для двухзонного проводника.

и электрическое поле линейно растет с увеличением магнитного поля. При этом компоненты

$$P_{xx} = \rho_0 \tilde{T} [\sigma_2 (1+b) + \sigma_1 (a+b)] \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p}, \quad (33)$$

$$P_{yy} = \tilde{T} (1+b) \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} \quad (34)$$

достигают насыщения в сильном магнитном поле. Электрическое поле вдоль слоев направлено в основном вдоль градиента температуры, поскольку компоненты

$$P_{yx} = P_{xy} (1+q) = \tilde{T} \eta^2 g \left[(1+b) \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_p} - 1 \right] \sin \varphi \cos \varphi \quad (35)$$

пропорциональны η^2 и так же, как и диагональные компоненты, стремятся к насыщению при $\gamma_0 \ll 1$.

Наличие группы носителей заряда с квазидвумерным законом дисперсии не оказывает заметного влияния на термоэлектрический эффект в случае, когда магнитное поле почти параллельно плоскости слоев, но меняет всю картину поведения проводника в отклоненном от плоскости слоев сильном магнитном поле. Как температурная зависимость, так и зависимость от магнитного поля термоэдс оказываются существенно различными для проводника с одной квазидвумерной группой носителей заряда и для проводника с поверхностью Ферми, содержащей также плоские листы. Разнообразие этих зависимостей дает богатый материал для изучения свойств носителей заряда в низкоразмерных проводящих системах и позволяет не только выявить наличие плоского листа поверхности Ферми, но и определить преимущественное направление скоростей электронов, состояния которых принадлежат этому листу.

1. О.В. Кириченко, Д. Крстовска, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **126**, 246 (2004).
2. О.В. Кириченко, В.Г. Песчанский, Р.А.Хасан, *ФНТ* **32**, 1516 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1154 (2006)].
3. И.М. Лифшиц, В.Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **35**, 1251 (1958).
4. А.Н. Wilson, *The Theory of Metals*, Cambridge (1953).
5. L.A. Falkovsky, *Phys. Rev.* **B75**, 033409 (2007).
6. R. Rossenau, M.L. Doulet, E. Canadell, *J. Phys.* **6**, 113 (1996).
7. H. Mori, S. Tanaka, M. Oshima, G. Saito, T. Mori, Y. Maruyama, and H. Inokuchi, *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **63**, 2183 (1990).
8. М.В. Карцовник, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **31**, 249 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 185 (2005)].

Thermoelectric effect in layered conductors
at low temperature

O. Galbova, O.V. Kirichenko, and V.G. Peschnsky

A linear response of the electron system of a layered conductor to the presence of temperature gradient is studied theoretically. At temperature below the Debye temperature, we have found the dependences of the thermoemf on the temperature and an external magnetic field, experimental inves-

tigation of which allows to study different relaxation mechanisms in the system of conduction electrons and to determine the structure of charge carriers energy spectrum.

PACS: 72.15.Jf Thermoelectric and thermomagnetic effects.

Keywords: layered conductor, thermoelectric field, magnetic field.