

О взаимном увлечении электронов и фононов и о низкотемпературных аномалиях термоэлектрических и термомагнитных эффектов в кристаллах HgSe : Fe

© И.Г. Кулеев[¶], И.Ю. Арапова

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Получена 24 января 2000 г. Принята к печати 17 февраля 2000 г.)

Рассмотрены различные варианты решения системы кинетических уравнений для неравновесной электрон-фононной системы в магнитном поле. Проанализировано влияние взаимного увлечения электронов и фононов на зависимости коэффициентов Нернста–Эттингсгаузена от магнитного поля. Проведен детальный анализ зависимости диффузионной компоненты термоэдс от содержания примесей железа в кристаллах HgSe:Fe с учетом взаимного увлечения электронов и фононов. Вычислены кинетические коэффициенты, соответствующие этим вариантам решения, для проводников с вырожденной статистикой носителей тока.

Экспериментальные исследования зависимости термоэдс от магнитного поля [1] показали, что в кристаллах HgSe и HgSe:Fe при содержании примесей железа $N_{\text{Fe}} < 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в низкотемпературной области $20 < T < 60 \text{ К}$ они имеют необычный характер. Коэффициент продольного эффекта Нернста–Эттингсгаузена (НЭ), характеризующий изменение термоэдс в магнитном поле, $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$ сначала растет квадратично с увеличением H при $\Omega \cdot \tau < 1$ ($\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота, τ — время релаксации электронов), достигает максимума при некотором значении $H = H_m$, а затем убывает с ростом магнитного поля. Такое поведение коэффициента продольного эффекта НЭ противоречит общепринятым представлениям [2,3] о том, что термоэдс вырожденного электрического газа в классически сильных магнитных полях (при $\Omega \cdot \tau \gg 1$) насыщается и не зависит от механизма рассеяния зонных носителей. Необычной является и смена знака коэффициента поперечного эффекта НЭ $Q_{\perp}(H)$ с увеличением магнитного поля в области $\Omega \cdot \tau > 1$ [4]. В работе [5] сделана попытка объяснить экспериментально обнаруженные необычные зависимости термомагнитных коэффициентов кристаллов HgSe, HgSe:Fe влиянием взаимного увлечения электронов и фононов на эффекты НЭ.

Экспериментальные исследования термоэдс в кристаллах HgSe:Fe с различным содержанием примесей железа показали, что при $T < 10 \text{ К}$ зависимости $\alpha(N_{\text{Fe}})$ имеют немонотонный характер [6]. С увеличением концентрации N_{Fe} абсолютная величина $|\alpha(N_{\text{Fe}})|$ сначала убывает, а затем возрастает, достигая максимума при $N_{\text{Fe}} = (1 - 2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее увеличение концентрации примесей железа приводит к монотонному убыванию величины термоэдс. Такая зависимость качественно подобна зависимости подвижности электронов от концентрации примесей железа $\mu(N_{\text{Fe}})$ [7]. Поскольку при $T < 10 \text{ К}$ абсолютная величина диффузионной компоненты термоэдс α_{dif} в кристаллах HgSe на поря-

док меньше, чем фононная компонента, обусловленная увлечением электронов фононами, авторы [6] связали аномальный рост термоэдс с изменением фононной компоненты. Было показано, что увеличение термоэдс в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{\text{Fe}} < (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ обусловлено ослаблением рэлеевского рассеяния фононов на пространственно коррелированной системе ионов железа (КСИ), точно так же, как и аномальный рост подвижности в том же интервале концентраций обусловлен ослаблением рассеяния электронов на КСИ Fe^{3+} [7]. Влияние взаимного увлечения электронов и фононов в работе [6] не рассматривалось. Авторы [5] полагают, что аномальный рост величины $|\alpha(N_{\text{Fe}})|$ связан с диффузионной компонентой термоэдс и является следствием взаимного увлечения электронов и фононов. Однако детальный анализ формул, подтверждающий этот вывод авторов [5], в работе не приведен, а объяснение дано на уровне качественных рассуждений.

Прежде, чем приступить к изложению результатов расчета, мы отметим следующее.

1. Метод решения системы кинетических уравнений для неравновесных электронной и фононной функций распределения, предложенный в [8] и использованный в [5], позволяет корректно рассмотреть эффекты взаимного увлечения только в нулевом приближении по параметру вырождения электронного газа ($k_B T / \zeta$). В этом приближении как диффузионные потоки, так и оба коэффициента НЭ обращаются в нуль. Использование этого метода решения системы кинетических уравнений не позволяет корректно учесть вклад взаимного увлечения электронов и фононов в диффузионные компоненты потоков заряда и тепла. Это обстоятельство приводит к неправильным результатам для коэффициентов как поперечного, так и продольного эффектов Нернста–Эттингсгаузена. Мы приведем результаты, следующего из строгого решения системы кинетических уравнений в линейном приближении по параметру вырождения [9]. В качестве дополнительного аргумента будет рассмотрено решение системы кинетических уравнений для неравновесной электрон-фононной системы по тео-

[¶] Факс: (3432) 745 244
E-mail: kuleev@imp.uran.ru

рии возмущений в линейном приближении по параметру взаимного увлечения.

2. Для исследования низкотемпературной аномалии зависимости $|\alpha(N_{\text{Fe}})|$ мы проведем детальный анализ диффузионной компоненты термоэдс с учетом взаимного увлечения электронов и фононов. Будет показано, что диффузионный вклад в термоэдс $|\alpha_{\text{dif}}(N_{\text{Fe}})|$ является убывающей функцией N_{Fe} в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{\text{Fe}} < (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и не может быть использован для объяснения экспериментально наблюдаемого роста $|\alpha(N_{\text{Fe}})|$ в этом интервале концентраций.

В разд. 1 рассмотрены варианты решения системы кинетических уравнений для неравновесных электрон-фононных систем в магнитном поле: 1) метод Гуревича–Коренблита [8]; 2) метод, основанный на теории возмущений по параметру взаимного увлечения. В разд. 2 проанализировано влияние взаимного увлечения на зависимости коэффициентов НЭ от магнитного поля. В разд. 3 рассмотрена низкотемпературная аномалия $|\alpha(N_{\text{Fe}})|$ в кристаллах HgSe:Fe с учетом взаимного увлечения электронов и фононов.

1. Методы решения системы кинетических уравнений для неравновесной электрон-фононной системы в магнитном поле

Исходная система кинетических уравнений для неравновесных электронной $f(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ и фононной $N^\lambda(\mathbf{q}, \mathbf{r})$ функций распределения вырожденного проводника в магнитном поле имеет вид [2,8,9]

$$\mathbf{v}_k \nabla_{\mathbf{r}} f_k + \frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_k \times \mathbf{H}] \right) \nabla_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = I_{ei}(f_k) + I_{eph}(f_k, N_q^\lambda), \quad (1)$$

$$\nu_q^\lambda \nabla_{\mathbf{r}} N_q^\lambda = -(N_q^\lambda - N_q^0) \nu_{ph}^{(l)\lambda} + I_{phe}(N_q^\lambda, f_k).$$

Здесь $\mathbf{v}_k = \partial \varepsilon_k / \hbar \partial \mathbf{k}$, $\mathbf{v}_q^\lambda = \partial \omega_q^\lambda / \partial \mathbf{q}$ — групповая скорость фононов с поляризацией λ , $N_{q\lambda}^0$ — функция Планка, частота релаксации $\nu^{(l)\lambda}(\mathbf{q})$ включает все неэлектронные механизмы рассеяния фононов: рассеяния фононов на фононах, дефектах и границах образца. Интегралы столкновений электронов с примесями I_{ei} , фононами I_{eph} и фононов с электронами I_{phe} определены в [2,8,10]. Отметим, что исходная система кинетических уравнений (1) справедлива в случае, когда частоты релаксации электронов и фононов в нормальных процессах рассеяния $\nu_{ee}^N(\varepsilon)$ и $\nu_{ph-ph}(\varepsilon)$ малы по сравнению с соответствующими резистивными частотами релаксации импульса электронов $\nu_{eR}(\varepsilon) = \nu_{ei}(\varepsilon) + \nu_{eph}(\varepsilon)$ и $\nu_{phR}(\mathbf{q}) = \nu_{phL}(\mathbf{q}) + \nu_{phi}(\mathbf{q}) + \nu_{ph-ph}^U(\mathbf{q})$, где $\nu_{ei}(\varepsilon)$, $\nu_{eph}(\varepsilon)$ — частоты релаксации электронов на примесях и фононах, а $\nu_{phL}(\mathbf{q})$, $\nu_{phi}(\mathbf{q})$, $\nu_{ph-ph}^U(\mathbf{q})$ — частоты

релаксации фононов на границах, дефектах (механизм Рэлея) и в процессах переброса соответственно.

Представим функции распределения электронов и фононов в виде

$$f_{\mathbf{k}} = f_0(\varepsilon_k) + \delta f_{\mathbf{k}}, \quad N_{\mathbf{q}}^\lambda = N_{q\lambda}^0 + g_\lambda(\mathbf{q}), \quad (2)$$

где $f_0(\varepsilon_k)$ и $N_{q\lambda}^0$ — локально равновесные функции, распределения для электронов и для фононов, а $\delta f_{\mathbf{k}}$ и $g_\lambda(\mathbf{q})$ — неравновесные добавки к функциям распределения, линейные по внешним воздействиям. Линеаризуем интегралы столкновений по этим добавкам. Интегралы столкновений $I_{ei}(\delta f_{\mathbf{k}})$, $I_{eph}(f_0, g_\lambda(\mathbf{q}))$, а также $I_{eph}(\delta f_{\mathbf{k}}, N_{q\lambda}^0)$ в приближении упругого рассеяния представим через частоты релаксации [9–11]. При расчете интеграла столкновений $I_{eph}(f_0, g_\lambda(\mathbf{q}))$ учтем неупругость столкновений электронов с фононами в 1-ом порядке по параметру неупругости — $\hbar \omega_{q\lambda} / \zeta$.

Представим функцию распределения электронов $\delta f_{\mathbf{k}}$ в виде

$$\delta f_{\mathbf{k}} = \left(-\frac{\delta f_0}{\delta \varepsilon} \right) (\mathbf{v}_k \chi(\varepsilon)). \quad (3)$$

тогда для функции $\chi(\varepsilon)$ получим замкнутое интегральное уравнение, учитывающее как влияние неравновесности фононов на электроны, так и влияние неравновесности электронов на электроны через подсистему фононов (взаимное увлечение электронов и фононов):

$$\chi(\varepsilon) = \chi^{(1)}(\varepsilon) + \gamma(\varepsilon) [\mathbf{h} \times \chi(\varepsilon)] + \chi^{(2)}(\varepsilon),$$

$$\mathbf{h} = \mathbf{H}/H, \quad (4)$$

где $\gamma(\varepsilon) = \Omega(\varepsilon)\tau(\varepsilon)$, $\Omega(\varepsilon) = eH/m(\varepsilon)c$ — циклотронная частота. Функция $\chi^{(1)}(\varepsilon)$ учитывает непосредственно действие электрического поля и градиента температуры на электронную подсистему, а также эффект увлечения электронов фононами (член, пропорциональный $A_{ph}(\varepsilon)$):

$$\chi_1(\varepsilon_k) = -e\tau(\varepsilon_k) \left(\mathbf{E} + \frac{k_B}{e} \left(\frac{(\tilde{m}(\varepsilon))^2}{\tilde{k}^3} A_{ph}(\varepsilon) + \frac{\varepsilon_k - \zeta}{k_B T} \right) \nabla T \right),$$

где

$$A_{ph}(\varepsilon) = \sum_{\lambda} \frac{m_F s_{\lambda}^2}{k_B T} \left\langle \frac{\nu_{eph}^{\lambda}(k_F, \mathbf{q})}{\nu_{ph}^{\lambda}(\mathbf{q})} \right\rangle_{z_{2k}^{\lambda}} \equiv \sum_{\lambda} \frac{m_F s_{\lambda}^2}{k_B T} \int_0^{z_{2k}^{\lambda}} dz_q^{\lambda} \frac{\nu_{eph}^{\lambda}(k_F, \mathbf{q})}{\nu_{ph}^{\lambda}(\mathbf{q})}, \quad (5)$$

$z_q^{\lambda} = \frac{\hbar \omega_{q\lambda}}{k_B T} = \frac{q}{q_T^{\lambda}}$, $q_T^{\lambda} = \frac{k_B T}{\hbar s_{\lambda}}$, $z_{2k}^{\lambda} = \frac{2k}{q_T^{\lambda}}$, $\tilde{m}(\varepsilon) = \frac{m(\varepsilon)}{m_F}$, $m_F = m(\zeta)$ — эффективная масса электрона на уровне Ферми, $\tilde{k} = k/k_F$, $\hbar k_F$ — фермиевский импульс. Здесь $\tau(\varepsilon)$ — полное время релаксации электронов, а функция $A_{ph}(\varepsilon)$ зависит от энергии ε только через верхний предел

интегрирования z_{2k}^λ .

$$\begin{aligned} \chi^{(2)}(\varepsilon) &= \frac{\tilde{m}^2(\varepsilon)\tau(\varepsilon)}{\bar{k}^3} \mathbf{Q}(\varepsilon) \\ &= \frac{\tilde{m}^2(\varepsilon)\tau(\varepsilon)}{\bar{k}^3} \sum_\lambda \int_0^{z_{2k}^\lambda} d z_q^\lambda \frac{\nu_{phe}^\lambda(k_F, \mathbf{q}) \nu_{eph}^\lambda(k_F, \mathbf{q})}{\nu_{ph}^\lambda(\mathbf{q})} \\ &\quad \times \int_{\varepsilon_{q/2}}^\infty d\varepsilon' \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon'} \right) \tilde{m}(\varepsilon') \chi(\varepsilon'). \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнение (4) может быть разрешено относительно функции $\chi(\varepsilon)$:

$$\begin{aligned} \chi(\varepsilon) &= \chi_{1H}(\varepsilon) + \chi_{2H}(\varepsilon), \\ \chi_{1H}(\varepsilon) &= \left\{ \chi_1(\varepsilon) + \gamma(\varepsilon) [\mathbf{h} \times \chi_1(\varepsilon)] \right\} (1 + \gamma^2(\varepsilon))^{-1}, \\ \chi_{2H}(\varepsilon) &= \frac{\tilde{m}^3(\varepsilon)\tau(\varepsilon)}{\bar{k}^3 (1 + \gamma^2(\varepsilon))} \mathbf{Q}_H(\varepsilon), \\ \mathbf{Q}_H(\varepsilon) &= \mathbf{Q}(\varepsilon) + \gamma(\varepsilon) [\mathbf{h} \times \mathbf{Q}(\varepsilon)], \end{aligned} \quad (7)$$

Интегральное уравнение (4)–(6) решалось в работах [12,13] для невырожденного электронного газа и в работах [5,8,14] для проводников с вырожденной статистикой носителей тока. Ядро этого интегрального уравнения имеет сложный вид: неизвестная функция $\chi(\varepsilon)$ входит под знак двойного интеграла, и для его решения необходимо конкретизировать зависимости частот релаксации от волнового вектора фононов [7].

В работах [9–11] показано, что интегральное уравнение (4)–(6) может быть преобразовано в неоднородное интегральное уравнение Вольтерра с интегральной частью:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}(\varepsilon) &= \Phi(\varepsilon) \int_\varepsilon^\infty d\varepsilon' \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon'} \right) \tilde{m}(\varepsilon') \chi(\varepsilon') \\ &\quad + \int_0^\varepsilon d\varepsilon' \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon'} \right) \tilde{m}(\varepsilon') \Phi(\varepsilon') \chi(\varepsilon'), \\ \Phi(\varepsilon) &= \sum_\lambda \left\langle \frac{\nu_{phe}^\lambda(k_F, \mathbf{q}) \nu_{eph}^\lambda(k_F, \mathbf{q})}{\nu_{ph}^\lambda(\mathbf{q})} \right\rangle_{z_{2k}^\lambda}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Phi(\varepsilon)$ является функцией энергии ε через верхний предел интегрирования z_{2k}^λ . Обратная величина $\Phi(\varepsilon)^{-1}$ характеризует время τ_{e-ph-e} , в течение которого импульс, переданный электронами в фононную подсистему, возвращается обратно электронам [10]. Интегральное уравнение (7) с интегральным членом (8) является не только более простым (неизвестная функция входит под однократный интеграл), но оно позволяет построить

регулярную схему решения, не конкретизируя зависимости частот релаксации от волнового вектора фононов, а используя лишь условие сильного вырождения ($k_B T / \zeta \ll 1$). Такое решение найдено в работе [9].

Решение интегрального уравнения в методе Гуревича–Коренблита (см., [8], а также [5]) было найдено заменой $(-\partial f_0 / \partial \varepsilon)$ на $\delta(\varepsilon - \zeta)$ в выражении (6), тогда интегральное уравнение превращалось в алгебраическое для функции $\chi(\zeta)$, решение которого без труда можно найти. Как мы покажем далее, это решение справедливо только в нулевом порядке по вырождению, и авторы [8] ограничились рассмотрением гальваномагнитных и термоэлектрических эффектов (ТМЭ) именно в этом приближении. Поскольку при таком расчете не учитывается влияние взаимного увлечения электронов и фононов на диффузионные потоки, это приближение не может быть использовано для анализа влияния эффекта взаимного увлечения на ТМЭ: в нулевом приближении по $(k_B T / \zeta)$ диффузионные потоки, как и эффекты НЭ обращаются в нуль. При анализе ТМЭ авторы [5] вышли за пределы применимости метода решения [8]: сначала было найдено решение для $\chi(\zeta)$ в нулевом приближении по вырождению, а затем с этой функцией определено $\chi_{2H}^{(0)}(\varepsilon)$, что позволило записать решение (7) в виде

$$\chi(\varepsilon) = \chi_{1H}(\varepsilon) + \chi_{2H}^{(0)}(\varepsilon), \quad (9)$$

где

$$\chi_{2H}^{(0)}(\varepsilon) = \frac{\tau(\varepsilon)}{1 + \gamma^2(\varepsilon)} \left\{ \mathbf{Q}^{(0)}(\zeta) + \gamma(\varepsilon) [\mathbf{h} \times \mathbf{Q}^{(0)}(\zeta)] \right\}, \quad (10)$$

$$\mathbf{Q}^{(0)}(\zeta) = -\frac{e\Gamma}{(1 - \Gamma)^2 + \gamma_F^2} \left\{ \mathbf{E}_A (1 - \Gamma) + \gamma_F [\mathbf{h} \times \mathbf{E}_A] \right\},$$

$$\mathbf{E}_A = \mathbf{E} + \frac{k_B}{e} A_{ph}(\zeta) \nabla T.$$

Очевидно, что при таком способе решения интегрального уравнения диффузионные вклады в ток проводимости учитываются только в функции $\chi_{1H}(\varepsilon)$, а в функции $\chi_{2H}^{(0)}(\zeta)$ они отсутствуют. Выражения (8) и (9) записаны в обозначениях, принятых в работах [9–11]: они являются более удобными и компактными (ср. формулы (8) и (9) с выражениями (11)–(13), определяющие $\chi(\varepsilon)$ в [5]). Согласно [10,12], параметр взаимного увлечения $\Gamma = \tau_F \Phi(\varepsilon) = \tau_F / \tau_{e-ph-e}$ равен отношению времени свободного пробега электрона к времени, в течение которого импульс, переданный электронами фононам, возвращается обратно в электронную систему.

В работах [9–11] найдено решение интегрального уравнения для электронной функции распределения в линейном приближении по параметру вырождения. Однако результаты, полученные для коэффициентов НЭ, принципиально отличаются от результатов [5]. Поэтому мы считаем необходимым привести в качестве дополнительного аргумента решение интегрального уравнения в рамках теории возмущений по параметру взаимного увлечения Γ и на этом уровне показать, что позволяет

учитывать приближение Гуревича и Коренблита. Решение интегрального уравнения (7) в линейном приближении по параметру Γ находится следующим образом: в интегральный член (10) для $Q(\varepsilon)$ мы вместо функции $\chi(\varepsilon)$ подставляем $\chi_{1H}(\varepsilon)$. Тогда в линейном приближении по $(k_B T/\zeta)$ получим

$$\begin{aligned}\chi_{2H}^{(1)}(\zeta) &= \frac{\tau_F}{1 + \gamma_F^2} \left\{ \mathbf{Q}^{(1)}(\zeta) + \gamma_F [\mathbf{h} \times \mathbf{Q}^{(1)}(\zeta)] \right\}, \\ \mathbf{Q}^{(1)}(\zeta) &= \Phi(\zeta) \int_{\zeta}^{\infty} d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tilde{m}(\varepsilon) \chi_{1H}(\varepsilon) \\ &\quad + \int_0^{\zeta} d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \tilde{m}(\varepsilon) \Phi(\varepsilon) \chi_{1H}(\varepsilon) \\ &= -\frac{e\Gamma}{1 + \gamma_F^2} \left\{ \mathbf{E}_{A1} + \gamma_F [\mathbf{h} \times \mathbf{E}_{A2}] \right\},\end{aligned}\quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{AN} &= \mathbf{E}_A (1 - \ln(2) D_{\Phi}) + \frac{k_B}{e} \frac{\pi^2}{3} D_{QN} \nabla T, \\ D_{\Phi} &= k_B T \frac{d}{d\varepsilon} \left[\ln(\Phi[\varepsilon]) \right]_{\varepsilon=\zeta}, \\ D_{QN} &= k_B T \frac{d}{d\varepsilon} \left[\ln \left(\frac{\gamma(\varepsilon)^{N-1} m(\varepsilon) \tau(\varepsilon) \Phi^{1/2}(\varepsilon)}{1 + \gamma^2(\varepsilon)} \right) \right]_{\varepsilon=\zeta}.\end{aligned}\quad (12)$$

Как видно из сравнения формул (11) и (9), в выражении (9) отсутствует диффузионный вклад. Нетрудно убедиться, что в нулевом приближении по $(k_B T/\zeta)$ и линейном приближении по параметру взаимного увлечения Γ выражения (10) и (11) для $\chi_{2H}(\zeta)$ совпадают. Строгое решение интегрального уравнения (7) с интегральным членом (10) для функции $\chi(\varepsilon)$ имеет весьма громоздкий вид [9], и здесь мы его приводить не будем, а далее приведем выражения для кинетических коэффициентов и эффектов НЭ, следующих из этого решения.

2. Влияние взаимного увлечения электронов и фононов на зависимости продольного и поперечного эффектов Нернста–Эттингсгаузена от магнитного поля

Зависимости коэффициентов поперечного $Q_{\perp}(H)$ и продольного $\Delta\alpha(H)$ эффектов НЭ от магнитного поля определяются выражениями [2]

$$\begin{aligned}Q_{\perp} &= -\frac{E_y}{H \nabla_x T} = \frac{\sigma_{yx} \beta_{xx} - \sigma_{xx} \beta_{yx}}{H(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2)}, \\ \alpha(H) &= \frac{\sigma_{xx} \beta_{xx} + \sigma_{yx} \beta_{yx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2}.\end{aligned}\quad (13)$$

В изотермических условиях ($j_x = j_y = 0$, $\nabla_y T = 0$) для анализа эффектов НЭ достаточно вычислить ток проводимости:

$$\begin{aligned}\mathbf{j}_{\mu} &= -\frac{e^2 n}{m_F} \int_0^{\infty} d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \frac{(\tilde{k}(\varepsilon))^3}{\tilde{m}(\varepsilon)} \left(\chi_{1H}^{(\mu)}(\varepsilon) + \chi_{2H}^{(\mu)}(\varepsilon) \right) \\ &= \sum_{\nu} (\sigma_{\mu\nu} E_{\nu} - \beta_{\mu\nu} \nabla_{\nu} T).\end{aligned}$$

Далее мы приведем выражения для компонент тензора проводимости $\sigma_{\mu\nu}$ и термоэлектрического тензора в трех различных приближениях. При строгом решении кинетического уравнения в линейном приближении по $(k_B T/\zeta)$ в работе [9] найдено:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \tilde{\sigma}_{xx}^0 \left\{ 1 - \frac{C_1 \Gamma D_{\Phi} (1 - \tilde{\gamma}_F^2)}{(1 - \Gamma)(1 + \tilde{\gamma}_F^2)} \right\}, \\ \sigma_{yx} = -\sigma_{xy} &= \tilde{\sigma}_{xx}^0 \tilde{\gamma}_F \left\{ 1 - \frac{2C_1 \Gamma D_{\Phi}}{(1 - \Gamma)(1 + \tilde{\gamma}_F^2)} \right\}, \\ \beta_{xx} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \sigma_{xx} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{xx}^0 \right. \\ &\quad \left. \times \left[D_{j1} + \frac{\Gamma[(1 - \Gamma)D_{Q1} - \gamma_F^2 D_{Q2}]}{(1 - \Gamma)^2 + \gamma_F^2} \right] \right\}, \\ \beta_{yx} = -\beta_{xy} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \sigma_{yx} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{yx}^0 \right. \\ &\quad \left. \times \left[D_{j2} + \frac{\Gamma[D_{Q1} + (1 - \Gamma)D_{Q2}]}{(1 - \Gamma)^2 + \gamma_F^2} \right] \right\},\end{aligned}\quad (14a)$$

где $\tilde{\sigma}_{xx}^0 = e^2 n_e \cdot \tilde{\tau}_F / m_F (1 + \tilde{\gamma}_F^2)$, $\tilde{\sigma}_{yx}^0 = \tilde{\gamma}_F \tilde{\sigma}_{xx}^0$, $C_1 = J_1 + \ln(2) \sim 1$, $\tilde{\gamma}_F = \Omega \cdot \tilde{\tau}_F$, $\tilde{\tau}_F = \tau_F / (1 - \Gamma)$.

При решении методом Гуревича–Коренблита [8] в обозначениях, принятых в работах [9–11], для этих коэффициентов получим

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \tilde{\sigma}_{xx}^{(0)} = \frac{e^2 n \tilde{\tau}}{m_F (1 + \tilde{\gamma}_F^2)} = \frac{\tilde{\sigma}_0}{1 + \tilde{\gamma}_F^2}, \\ \sigma_{yx} = \tilde{\sigma}_{yx}^{(0)} &= \frac{e^2 n \tilde{\tau} \tilde{\gamma}_F}{m_F (1 + \tilde{\gamma}_F^2)} = \tilde{\gamma}_F \tilde{\sigma}_{xx}^{(0)}, \\ \beta_{xx} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \tilde{\sigma}_{xx}^{(0)} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{xx}^0 D_{j1} \right\}, \\ \beta_{yx} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \tilde{\sigma}_{yx}^{(0)} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{yx}^0 D_{j2} \right\}.\end{aligned}\quad (14б)$$

Из метода теории возмущений по параметру Γ следует:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \tilde{\sigma}_{xx}^0 \left\{ 1 + \frac{\Gamma[1 - D_\Phi \ln(2)](1 - \tilde{\gamma}_F^2)}{(1 + \tilde{\gamma}_F^2)} \right\}, \\ \sigma_{yx} &= \tilde{\sigma}_{yx}^0 \left\{ 1 + \frac{2\Gamma[1 - D_\Phi \ln(2)]}{(1 + \tilde{\gamma}_F^2)} \right\}, \\ \beta_{xx} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \sigma_{xx} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{xx}^0 \left[D_{j1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\Gamma}{1 + \gamma_F^2} [D_{Q1} - \gamma_F^2 D_{Q2}] \right] \right\}, \\ \beta_{yx} &= -\frac{k_B}{e} \left\{ \sigma_{yx} A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} \sigma_{yx}^0 \left[D_{j2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\Gamma}{1 + \gamma_F^2} [D_{Q1} + D_{Q2}] \right] \right\} \end{aligned} \quad (14в)$$

Из сравнения формул (14а), (14б) и (14в) для термоэлектрических коэффициентов $\beta_{\mu\nu}$ видно, что в (14б) отсутствуют диффузионные члены, пропорциональные параметру взаимного увлечения Γ . Как уже отмечалось выше, этот метод не позволяет корректно учесть влияние взаимного увлечения электронов и фононов на диффузионные потоки.

Из выражений (14а) и (14в) видно, что перенормировка диффузионных слагаемых при строгом решении системы кинетических уравнений для неравновесной электрон-фононной системы (14а) имеет гораздо более сложный вид, чем (14в). Однако формулы (14а) и (14в) дают одни и те же выражения для коэффициентов поперечного $Q_\perp(H)$ и продольного $\Delta\alpha(H)$ эффектов НЭ:

$$\begin{aligned} Q_\perp(H) &= -\frac{\pi^2 k_B}{3eH} \frac{\gamma_F}{1 + \gamma_F^2} \left\{ D_{j1} - D_{j2} + \Gamma(D_{j2} - D_{Q2}) \right\}, \\ \alpha(H) &= -\frac{k_B}{e} \left\{ A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3(1 + \gamma_F^2)} \right. \\ &\quad \left. \times [D_{j1} + \gamma_F^2 D_{j2} + \Gamma(D_{Q1} - D_{j1})] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Это связано с тем, что в изотермических условиях коэффициенты $Q_\perp(H)$ и $\Delta\alpha(H)$ находятся при условии $\mathbf{j} = 0$. По-видимому, должен существовать более простой способ нахождения этих коэффициентов, нежели предложенный в работе [9]. Первые три члена в выражении (15) для $\alpha(H)$ получаются в стандартной теории [2], четвертый член в фигурных скобках, пропорциональный параметру Γ , обусловлен взаимным влиянием неравновесности электронов и фононов. Возникновение добавки в диффузионную компоненту термоэдс также физически понятно. Поскольку средняя скорость упорядоченного движения электронов равна нулю ($\mathbf{j} = 0$), передача импульса от электронов в фононную подсистему происходит за счет зависимости эффективной массы, квазиимпульса электронов и параметров рассеяния от энергии

электронов в окрестности уровня Ферми, т.е. этот вклад должен быть пропорциональным производной перечисленных параметров по энергии электрона. Это и следует из формулы (15). Как видно из выражения (15), учет взаимного увлечения электронов и фононов не приводит к изменению зависимости коэффициента продольного и поперечного эффектов Нернста–Эттингсгаузена от магнитного поля:

$$\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0) = \frac{k_B}{e} \frac{\pi^2 \gamma_F^2}{3(1 + \gamma_F^2)} [D_0 + \Gamma \cdot D_{Qj}], \quad (16а)$$

$$Q_\perp(H) = -\frac{\pi^2 k_B}{3eH} \frac{\gamma_F}{1 + \gamma_F^2} [D_0 + \Gamma D_{Qj}],$$

$$\alpha(0) = -\frac{k_B}{e} \left\{ A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3} [D_{j1} + \Gamma D_{Qj}] \right\},$$

где

$$D_0 = k_B T \frac{d}{d\varepsilon} \left[\ln \left(\frac{\tau(\varepsilon)}{m(\varepsilon)} \right) \right]_{\varepsilon=\zeta},$$

$$D_{Qj} = k_B T \frac{d}{d\varepsilon} \left[\ln \left(\frac{(m(\varepsilon))^2 \Phi^{1/2}(\varepsilon)}{k^3(\varepsilon)} \right) \right]_{\varepsilon=\zeta}.$$

Из формул (16а) видно, что коэффициент поперечного эффекта НЭ убывает с ростом магнитного поля и при $H \rightarrow \infty$ стремится к нулю без смены знака. Абсолютная величина $\Delta\alpha(H)$ растет квадратично с магнитным полем в области слабых магнитных полей $\gamma_F \ll 1$ и стремится к насыщению при $\gamma_F \gg 1$, как и в отсутствие взаимного увлечения [15]. Такое поведение связано с особенностями влияния магнитного поля на релаксацию импульса в электрон-фононной системе (см. рис. 1 в [9]). В нулевом магнитном поле выражение для термоэдс $\alpha(0)$ совпадает с полученным в [10,11]. Из формул (14б) следует

$$Q_\perp(H) = -\frac{\pi^2 k_B}{3eH} \frac{\gamma_F}{1 + \gamma_F^2} [D_{j1} - D_{j2} + \Gamma D_{j2}], \quad (16б)$$

$$\alpha(H) = -\frac{k_B}{e} \left\{ A_{ph}(\zeta) + \frac{\pi^2}{3(1 + \gamma_F^2)} [D_{j1} + \gamma_F^2 D_{j2} - \Gamma \cdot D_{j1}] \right\}.$$

Выражения (18)–(20) для $\alpha(H) = \alpha_{ph} + \alpha_{dif}$ в [5] может быть преобразовано к виду (16б), если мы перейдем от обозначений, принятых в [5], к обозначениям [10,11]: $3/4\Pi \Rightarrow A_{ph}(\zeta)$, $\Pi^* \Rightarrow \Gamma$, $S_p \Rightarrow \Gamma / ((1 - \Gamma)(1 + \tilde{\gamma}_F^2))$. При этом в параметре взаимного увлечения Γ необходимо сделать приближение

$$\Gamma = \tau_F \Phi(\varepsilon)$$

$$\approx \tau_F \left\langle \frac{\nu_{eph}(\mathbf{q}) \nu_{phe}(\mathbf{q})}{\nu_{ph}(\mathbf{q})} \right\rangle \rightarrow \tau_F \langle \nu_{eph}(\mathbf{q}) \rangle \left\langle \frac{\nu_{phe}(\mathbf{q})}{\nu_{ph}(\mathbf{q})} \right\rangle. \quad (17)$$

а затем для частоты релаксации $\langle \nu_{eph} \rangle$ воспользоваться высокотемпературным приближением для фононов, т.е.

$N_q(N_q + 1) \rightarrow k_B T / h\omega_q$. Тогда для $\Delta\alpha(H)$ из выражения (18) работы [5] получим

$$\Delta\alpha(H) = -\frac{k_B \pi^2 k_B T}{e} \frac{\gamma_F^2}{3\zeta} \frac{\gamma_F^2}{1 + \gamma_F^2} \left\{ \frac{3}{2} \Gamma - D_0 \left[1 - \Gamma \frac{3 + \tilde{\gamma}_F^2}{1 + \gamma_F^2} \right] \right\}, \quad (18)$$

для параболической зоны $D_0 = \zeta \cdot \tau'(\zeta) / \tau(\zeta)$.

Из сравнения формул (16а), (16б) и (18) следует, что коэффициенты НЭ (16а) и (18) имеют различные зависимости от магнитного поля за счет слагаемых, обусловленных взаимным увлечением электронов и фононов. Хотя зависимости $\Delta\alpha(H)$, полученные в [5], качественно согласуются с экспериментально измеренными, этот результат является следствием некорректности учета членов, линейных по параметру вырождения, при решении системы кинетических уравнений для неравновесных электрон-фононных систем. Как уже отмечалось, ошибка этого метода [5,8] обусловлена тем, что при вычислении диффузионных потоков пренебрегая эффектом взаимного увлечения электронов и фононов.

Таким образом, учет эффекта взаимного увлечения в рамках однопараметрического описания релаксации импульса электронов и фононов путем введения полных времен релаксации не может объяснить необычные зависимости эффектов НЭ от магнитного поля [1,4].

3. Об аномальной концентрационной зависимости термоэдс в кристаллах HgSe : Fe при низких температурах

Из формул (18)–(20) работы [5] для термоэдс в нулевом магнитном поле может быть получено выражение (см. (16б)):

$$\alpha(0) = \alpha_{ph} + \alpha_{dif} = -\frac{k_B}{e} \left\{ A_{ph} + \frac{\pi^2}{3} (1 - \Gamma) \frac{k_B T}{\zeta} \times \left[\zeta \frac{3k'}{k} + \zeta \left(\frac{\tau'}{\tau} - \frac{m'}{m} \right) \right] \right\}. \quad (19)$$

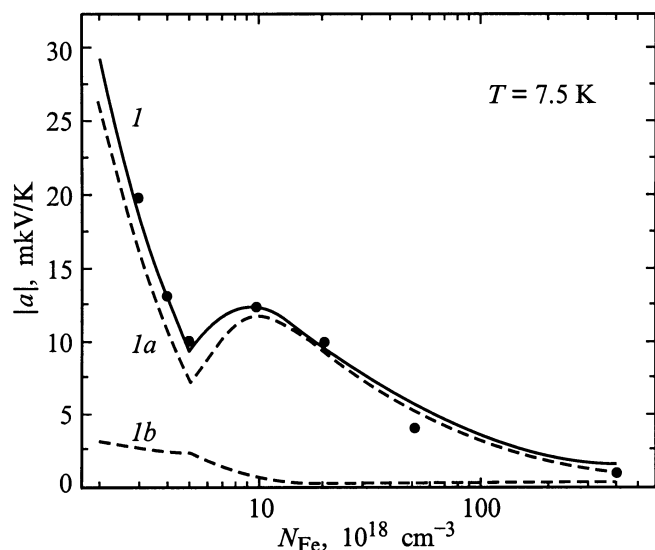
Из (19) видно, что диффузионный вклад в термоэдс является убывающей функцией концентрации примесей железа в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{Fe} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, в указанном интервале концентраций время релаксации электронов τ_F возрастает примерно в 4 раза с увеличением степени пространственного упорядочения КСИ Fe^{3+} [7], а величина τ_{e-ph-e} при фиксированной температуре остается постоянной. Поэтому множитель $(1 - \Gamma) = (1 - \tau_F / \tau_{e-ph-e})$ является убывающей функцией концентрации примесей железа. Во-вторых, выражение в квадратных скобках также с ростом степени легирования: для хаотической системы заряженных центров величина $\zeta \cdot \tau'(\zeta) / \tau(\zeta) = 3/2$, а с увеличением степени пространственного упорядочения КСИ Fe^{3+} она уменьшается, обращаясь в нуль при

$N_{Fe} = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. [15]), и затем становится отрицательной с дальнейшим увеличением содержания примесей железа. Таким образом, $\alpha_{dif}(N_{Fe})$ убывает с ростом N_{Fe} , тогда как данные эксперимента показывают, что полная термоэдс $|\alpha(N_{Fe})| = |\alpha_{ph}(N_{Fe}) + \alpha_{dif}(N_{Fe})|$ возрастает в указанном интервале концентраций. Поэтому аномальный рост термоэдс может быть связан только с фононной компонентой.

Авторы работы [6] объяснили аномальный рост термоэдс эффектом ослабления рассеяния фононов на пространственно-коррелированной системе заряженных примесей. В работе [6] приведен количественный анализ зависимостей термоэдс от температуры и содержания примесей железа с учетом эффекта увлечения электронов фононами. При анализе учитывалось рассеяние электронов на КСИ Fe^{3+} , сплавном потенциале и акустических фононах, а также основные механизмы рассеяния фононов. Вычислено время релаксации фононов на пространственно упорядоченной системе ионов Fe^{3+} . Получено хорошее согласие рассчитанных зависимостей термоэдс от содержания примесей железа и температуры с данными эксперимента. Однако влияние эффекта взаимного увлечения в работе [6] не учитывалось. Выражение для термоэдс с учетом этого эффекта имеет вид

$$\alpha(0) = -\frac{k_B}{e} \left\{ A_{ph} + \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B T}{\zeta} \left((1 - \Gamma) \frac{3k'}{k} + \frac{\tau'}{\tau} - (1 - 2\Gamma) \frac{m'}{m} + \frac{\Gamma}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} \right) \right\}. \quad (20)$$

На рисунке приведены рассчитанные зависимости $|\alpha(N_{Fe})|$ и вклады $|\alpha_{ph}(N_{Fe})|$, $|\alpha_{dif}(N_{Fe})|$ при $T = 7.5 \text{ К}$ при тех же значениях параметров, что и в работе [6]. Эти значения согласуются с величинами, определенными в [16] из детальных исследований теплопроводности кристаллов HgSe. Как видно из рисунка, при учете взаимного увлечения электронов и фононов диффузионный вклад в термоэдс $|\alpha_{dif}(N_{Fe})|$ является убывающей функцией содержания примесей железа в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{Fe} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что рост термоэдс в этом интервале обусловлен только фононной компонентой и связан с ослаблением рассеяния фононов на КСИ Fe^{3+} . Точно так же, как аномальный рост подвижности $\mu(N_{Fe})$ в том же интервале концентраций связан с ослаблением рассеяния электронов пространственно упорядоченной системой ионов Fe^{3+} [7]. В связи с этим следует отметить различный характер рассеяния электронов и фононов на системе ионов железа со смешанной валентностью. Очевидно, что электроны хорошо чувствуют зарядовое состояние дефекта: вероятность их рассеяния на заряженных примесях на 2 порядка больше, чем на нейтральных. Естественно, что фононы не чувствуют заряда дефекта, но вероятность рэлеевского рассеяния пропорциональна квадрату размера области возмущения кристалла, вызванного дефектом [17]. Возмущающий эффект нейтральной примеси, как правило,



Зависимости абсолютных величин фоновой (*1a*), диффузионной (*1b*) и полной термоэдс (*1*) от содержания примесей железа при температуре $T = 7.5$ К. Точками обозначены экспериментальные данные. Значения параметров фоновонного рассеяния те же самые, что и в работе [6].

локализован в пределах элементарной ячейки. Для заряженной примеси в полупроводниках размеры области возмущения определяются радиусом экранирования. Для кристаллов HgSe:Fe с $n_c = N^* = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $r_s \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ см} \sim 10 \cdot a_0$ (a_0 — постоянная решетки). Поэтому возмущающий эффект иона Fe^{3+} (изменение силовых постоянных и деформации решетки) захватывает не одну, а значительно большее число элементарных ячеек. В работе [6] показано, что вероятность рассеяния фононов на нейтральных в решетке ионах Fe^{2+} почти на порядок меньше, чем на ионах Fe^{3+} . Этот результат не является удивительным, и он согласуется с данными исследований рэлеевского рассеяния фононов в других полупроводниковых системах [18,19]. Экспериментальные исследования теплопроводности легированных образцов германия и кремния, приведенные в [18], подтверждают этот вывод. Присутствие электрически неактивных примесей C, O, Ge (нейтральных в решетке) не очень сильно снижает полную теплопроводность. Электрически активные примеси (B, P, Al, Ga, In) существенно подавляют решеточную теплопроводность кремния и германия при высоких температурах, а с понижением температуры это подавление усиливается (электронная компонента в легированных образцах мала). При температурах порядка 10 К теплопроводность образцов кремния, легированных заряженными примесями с концентрацией $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, уменьшается на 3 порядка [18]. Таким образом, в отличие от электрически активных примесей нейтральные примеси рассеивают фононы намного слабее и в других полупроводниковых системах [18,19].

Кроме рассеяния фононов на ионах железа со смешанной валентностью $\text{Fe}^{3+} - \text{Fe}^{2+}$, вклад в релаксацию импульса фононов в кристаллах HgSe:Fe вносят их рассеяние на границах образца, электронах и фонон-фононные механизмы релаксации. Поэтому относительное увеличение термоэдс составляет примерно 25–30%. Для электронов, в отличие от фононов, рассеяние на ионах Fe^{3+} и Fe^{2+} является основным механизмом релаксации импульса. Поэтому их подвижность возрастает почти в 4 раза в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} < N_{\text{Fe}} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ с ростом степени пространственного упорядочения КСИ Fe^{3+} .

Решающим аргументом в пользу того, что эффект ослабления рассеяния фононов пространственно-коррелированной системой ионов Fe^{3+} действительно имеет место в кристаллах HgSe:Fe, являются проведенные нами исследования теплопроводности [20]. Нами показано, что рост степени пространственного упорядочения трехвалентных ионов железа приводит не только к увеличению подвижности электронов [7] и величины термоэдс [6], но также к заметному росту теплопроводности при достаточно низких температурах в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{\text{Fe}} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Величина электронного вклада при $T < 10$ К составляет (1–2)% от величины полной теплопроводности и оказывается на порядок меньше экспериментально обнаруженного роста $\kappa(N_{\text{Fe}})$. Следовательно, этот рост обусловлен только фоновонным вкладом. Поэтому можно с уверенностью утверждать, что главной причиной низкотемпературной "аномалии" теплопроводности [20], как в термоэдс [6], является эффект ослабления рэлеевского рассеяния фононов на пространственно-коррелированной системе ионов Fe^{3+} .

4. Заключение

Рассмотрены различные варианты решения системы кинетических уравнений для неравновесной электрон-фононной системы в магнитном поле. Вычислены кинетические коэффициенты проводников с вырожденной статистикой носителей тока. Показано, что метод решения, предложенный в работе [8] и примененный в [5] для анализа эффектов НЭ, не позволяет корректно учесть влияние взаимного увлечения электронов и фононов на диффузионные потоки. Проанализировано влияние взаимного увлечения электронов и фононов на зависимости коэффициентов НЭ от магнитного поля. Показано, что учет взаимного увлечения в рамках однопараметрического описания релаксации импульса электронов и фононов путем введения полных времен релаксации не может объяснить необычные зависимости эффектов НЭ от магнитного поля.

В работе проведен детальный анализ зависимости термоэдс от содержания примесей железа в кристаллах HgSe:Fe с учетом взаимного увлечения электронов и фононов. Показано, что диффузионный вклад в термоэдс

является убывающей функцией N_{Fe} в интервале концентраций $5 \cdot 10^{18} < N_{\text{Fe}} < (1-2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и не может быть использован для объяснения низкотемпературной аномалии термоэдс в кристаллах HgSe:Fe. Установлено, что физической причиной экспериментально наблюдаемого роста величины термоэдс в этом интервале концентраций является уменьшение вероятности рэлеевского рассеяния фононов на КСИ Fe^{3+} , вследствие роста степени пространственного упорядочения трехвалентных ионов железа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ. Грант № 00-02-16-299.

Список литературы

- [1] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, А.Т. Лончаков, И.М. Цидильковский. ЖЭТФ, **106**, 1205 (1994).
- [2] В.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [3] И.М. Цидильковский. *Термомангнитные явления в полупроводниках* (М., Наука, 1960) с. 350.
- [4] И.И. Ляпилин, Х.М. Биккин. *Тез. докл. 4-й Росс. конф. по физике полупроводников* (Новосибирск, 1999) с. 52.
- [5] И.И. Ляпилин, Х.М. Биккин. ФТП, **33** (6), 701 (1999).
- [6] И.Г. Кулеев, А.Т. Лончаков, И.Ю. Арапова, Г.И. Кулеев. ЖЭТФ, **114**, (1998).
- [7] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, И.М. Цидильковский. ЖЭТФ, **102**, 1652 (1992).
- [8] Л.Э. Гуревич, И.Я. Коренблит. ФТТ, **6** (3), 856 (1964).
- [9] И.Г. Кулеев. ФММ, **89** (2), 29 (2000).
- [10] И.Г. Кулеев. ФТТ, **41** (10), 1753 (1999).
- [11] И.Г. Кулеев. ФММ, **87** (6), 5 (1999).
- [12] J. Appel. Zs. Naturforcen, **12a** (5), 410 (1957); Zs. Naturforcen, **13a** (5), 386 (1958).
- [13] J.E. Parrott. Proc. Phys. Soc. B, **70** (6), 590 (1957).
- [14] И.Г. Ланг, С.Т. Павлов. ЖЭТФ, **63** (4), 1495 (1972).
- [15] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, А.Т. Лончаков, И.М. Цидильковский. ЖЭТФ, **103**, 1447 (1993); ФТП, **28**, 937 (1994).
- [16] C.R. Whitset, D.A. Nelson, J.G. Broerman, R. Pashia. Phys. Rev. B, **7**, 4625 (1973).
- [17] Дж. Рэлей. *Теория звука* (М., Гостехиздат, 1955) т. 2, с. 367.
- [18] Б.М. Могилевский, А.Ф. Чудновский. *Теплопроводность полупроводников* (М., Наука, 1972) с. 470.
- [19] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. *Дефекты в кристаллах и теплопроводность* (Л., Наука, 1972) с. 158.
- [20] И.Г. Кулеев, А.Т. Лончаков, И.Ю. Арапова. *Тех. док. 4-й Росс. конф. по физике полупроводников* (Новосибирск, 1999) с. 50; ФТП, **34**, 402 (2000).

Редактор В.В. Чалдышев

On mutual electron and phonon drag and low-temperature anomalies of the thermoelectric and thermomagnetic effects in HgSe:Fe crystals

I.G. Kuleyev, I.Yu. Arapova

Institute of Metal Physics,
Ural Division of Russian Academy of Sciences,
620219 Ekaterinburg, Russia

Abstract Different approaches to solving the set of transport equations for a nonequilibrium electron-phonon system in the magnetic field are considered. The effect of mutual drag of electron and phonon on the magnetic field dependence of the Nernst-Ettinghausen coefficients is analyzed. A detailed analysis of the dependence of the diffusion contribution to the thermoelectric power on the iron content in HgSe:Fe crystals, allowing for the mutual electron and phonon drag, is carried out. Kinetic coefficients corresponding to these approaches to the solutions are calculated for conductors with the degenerate statistics of the current carriers.