

Влияние взаимного увлечения электронов и фононов на термомагнитные эффекты в HgSe

© Х.М. Биккин, А.Т. Лончаков, И.И. Ляпилин

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

(Поступила в Редакцию 11 мая 1999 г.)

Приведены результаты измерений эффектов Нернста–Эттингаузена (НЭ) на образцах HgSe с различным содержанием галлия $0.6 \cdot 10^{18} < N(\text{Ga}) < 4.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при температурах 20–60 К в классическом интервале изменения магнитного поля (0–40) кОе. Обнаружена смена знака коэффициентов НЭ при низких температурах как с ростом содержания галлия, так и при увеличении магнитного поля. Показано, что все наблюдающиеся на опыте необычные зависимости эффектов НЭ в кристаллах HgSe обусловлены эффектом взаимного увлечения электронов и фононов. Таким образом, обнаружено на эксперименте проявление эффекта взаимного электрон-фононного увлечения в полупроводниках с высокой концентрацией электронов проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке ИНТАС (грант № 93-3657).

В работах [1–5] было показано, что исследование термоэдс вырожденного электронного газа в классических магнитных полях позволяет получить информацию о механизмах рассеяния носителей заряда в полупроводниках $A^{II}B^{VI}$. Измерения полевых зависимостей продольного эффекта Нернста–Эттингаузена (НЭ) в селениде ртути [1,2] и халькогенидах свинца [3,4] в области сравнительно высоких температур ($T \geq 77 \text{ K}$) показали, что термоэдс α в классически сильных магнитных полях H насыщается независимо от доминирующего механизма рассеяния зонных носителей заряда. Однако в результате исследования продольного эффекта НЭ на образцах HgSe, легированных железом в области низких температур $15 \leq T \leq 60 \text{ K}$ [5] на зависимости $\Delta\alpha(H) = |\alpha(H)| - |\alpha(0)|$ были выявлены максимумы. Причины немонокотной зависимости $\Delta\alpha(H)$ в HgSe:Fe до сих пор оставались невыясненными. Связано ли появление максимумов на зависимости $\Delta\alpha(H)$ со спецификой HgSe:Fe, содержащей ионы железа со смешанной валентностью? Для ответа на этот вопрос необходимо было провести подробные измерения продольного эффекта НЭ в кристаллах HgSe, легированных мелкими донорами. Что касается поперечного эффекта НЭ, то он оказался совершенно неисследованным экспериментально в полупроводниках $A^{II}B^{VI}$ в широкой области классических магнитных полей и достаточно низких температур.

Исследования термоэдс в нулевом магнитном поле [2,6,7] и температурной зависимости термомагнитных эффектов [7,8] показали, что анализ термоэлектрических и термомагнитных коэффициентов в полупроводниках $A^{II}B^{VI}$ необходимо проводить с учетом эффекта увлечения фононами. Этот эффект, связанный с отклонением фононной функции распределения от равновесной при наличии градиента температуры приводит, например, к немонокотной зависимости от температуры коэффициента продольного эффекта НЭ в HgSe:Fe [7,8]. В отличие от чистых полупроводников в сильно легированных по-

лупроводниках типа $A^{II}B^{VI}$ в эффекте увлечения наряду с рассеянием фононов на границах образца и фонон-фононным механизмом рассеяния следует также учитывать рассеяние фононов на электронах. Известно, что в кристаллах HgSe с $n \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ переход от примесного рассеяния к электрон-фононному наблюдается при температурах $T \approx 40 \text{ K}$ [9]. В этой же области температур, как показали измерения термоэдс селенида ртути в нулевом магнитном поле [2,7], необходимо учитывать эффект увлечения электронов фононами. Поэтому при этих температурах не исключено проявление в эффекте увлечения вклада от рассеяния фононов на электронах. Анализ эффекта увлечения в этом случае становится существенно сложнее, поскольку кинетические уравнения для фононной и электронной функций распределения необходимо решать совместно. Сам эффект увлечения носит при этом название взаимного увлечения электронов и фононов [10–12].

Эффект взаимного увлечения означает, что часть импульса, переданного фононами электронам, в результате столкновений вновь возвращается в фононную систему. Если электроны и фононы рассеиваются главным образом друг на друге, то говорят о сильном взаимном увлечении электронов и фононов [10,11]. Очевидно, что при достаточно низких температурах, когда $\tau_{pp} \gg \tau_{pe}$ (τ_{pe}, τ_{pp} — соответственно времена релаксации фононов на электронах и на других источниках рассеяния) в вырожденных полупроводниках сильное взаимное увлечение не может иметь места, так как электроны рассеиваются главным образом на заряженных центрах: $\tau_{ep} \gg \tau_{ei}$ (τ_{ep}, τ_{ei} — времена релаксации электронов при рассеянии на фононах и примесных центрах). Однако заранее нельзя исключить влияние взаимного увлечения на термомагнитные эффекты в той области температур, где времена релаксации сравнимы ($\tau_{ep} \sim \tau_{ei}, \tau_{pp} \sim \tau_{pe}$). При этом релаксация фононов на электронах, когда концентрация последних достаточно высока, является существенной и уже нельзя ограничиваться рассмотре-

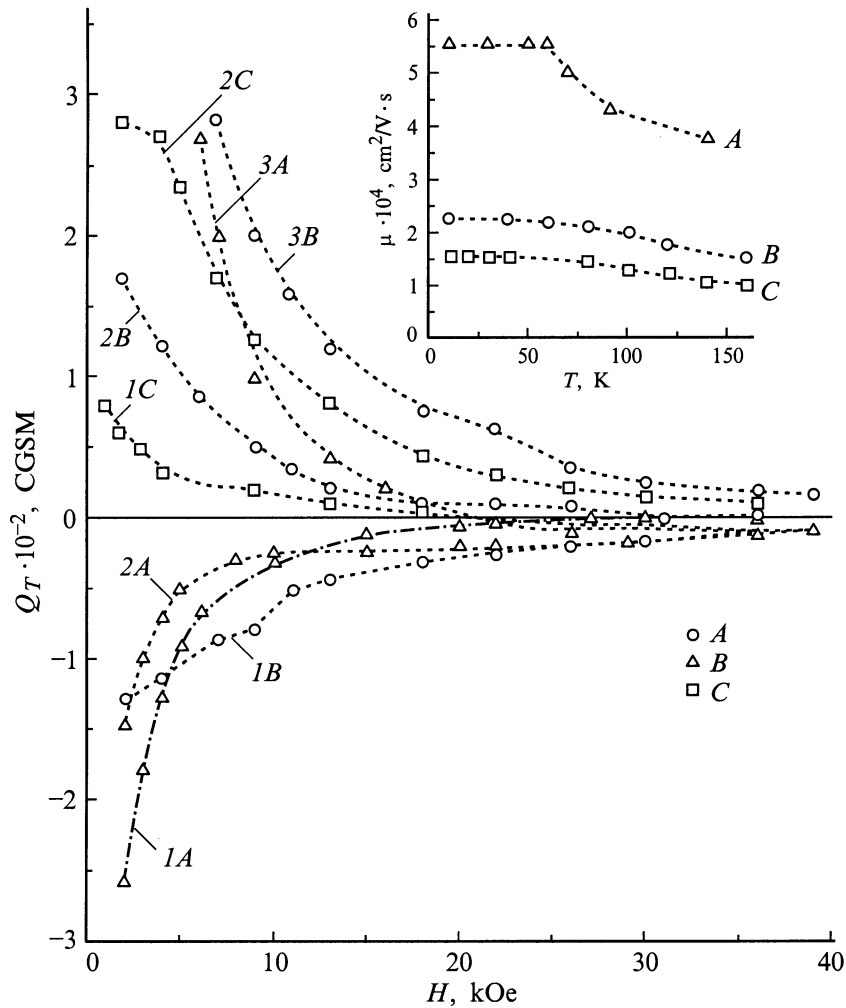


Рис. 1. Зависимость поперечного коэффициента НЭ Q_T для различных образцов HgSe от магнитного поля при различных температурах: 1A — 21 К, 2A — 40 К, 3A — 60 К; 1B — 29 К, 2B — 48 К, 3B — 60 К; 1C — 29 К, 2C — 50 К. Символы A, B, C соответствуют различным образцам. На вставке представлена зависимость подвижности электронов от температуры для образцов A, B, C.

нием только простого увлечения электронов и фононов. Как было показано в работах [10,11], в вырожденных полупроводниках взаимное увлечение электронов и фононов в этом случае приводит к увеличению термоэдс и сказывается на температурной зависимости эффекта Нернста.

Как будет видно далее, в HgSe область температур, где следует ожидать проявления эффекта взаимного увлечения, составляет примерно 20–60 К. Поэтому представляло интерес выяснить на эксперименте степень влияния эффекта взаимного увлечения на полевые зависимости поперечного и продольного эффектов НЭ в вырожденных полупроводниках. В качестве объекта исследования в данной работе был выбран селенид ртути, легированный галлием с концентрацией $(0.6\text{--}4.8) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Далее приводятся результаты измерения термомагнитных эффектов в классических магнитных полях, а также теоретический анализ этих эффектов.

1. Результаты измерений

На трех образцах HgSe:Ga проведены измерения продольного и поперечного эффектов НЭ в интервале температур $20 \leq T \leq 60 \text{ K}$ и магнитных полей от 0 до 40 кОе.

Основные характеристики исследованных образцов HgSe, легированных Ga (концентрация электронов проводимости n и подвижность при $T = 4.2 \text{ K}$), а также их обозначения представлены в таблице. Средние размеры образцов составляли $9 \times 2 \times 1 \text{ mm}$. В качестве датчиков температуры применялись термопары (Au + 0.012%Fe)–Cu с чувствительностью $\sim 10 \mu\text{V/K}$. Измеряемая разность температур не превышала 10% от средней температуры образца.

Зависимости коэффициента поперечного эффекта НЭ Q_T от магнитного поля для исследованных образцов при различных температурах представлены на рис. 1.

Образец	$n \cdot 10^{18}, \text{cm}^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-4} \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
A	0.6	5.40
B	2.4	2.25
C	4.7	1.60

Главной особенностью зависимости $Q_T(H)$ является следующее при фиксированной температуре ($T \sim 20\text{--}40$ К) и магнитном поле ($H \leq 20$ кОе) наблюдается смена знака коэффициента поперечного эффекта НЭ с отрицательного на положительный с увеличением концентрации заряженных центров (и соответственно концентрации зонных носителей заряда в образце) (кривые $1B$, $1C$; кривые $2A$, $2B$ на рис. 1). Здесь уместно отметить, что смена знака поперечного эффекта НЭ с отрицательного на положительный наблюдалась нами в кристаллах $\text{HgSe}:\text{Fe}$ с ростом содержания атомов железа [5] и объяснялась изменением энергетической зависимости времени релаксации в окрестности энергии Ферми с увеличением степени коррелированности в системе ионов $\text{Fe}(3+)$. Однако, очевидно, в случае кристаллов $\text{HgSe}:\text{Ga}$ данный механизм смены знака не может быть реализован, поскольку заряженные центры распределены хаотическим образом.

Другая особенность в поведении $Q_T(H)$ имеет место в области сильных магнитных полей ($\mu H/c > 1$), где наблюдается смена знака $Q_T(H)$ с положительного на отрицательный (кривые $1C$, $2B$, $3A$ на рис. 1). Как видно, для разных образцов это имеет место при разных температурах: чем ниже концентрация электронов, тем выше температура, при которой наблюдается смена знака $Q_T(H)$. Отмеченные особенности изменения $Q_T(H)$ не могут быть объяснены в рамках стандартной теории термомагнитных эффектов, согласно которой, во-первых, знак коэффициента $Q_T(H)$ при достаточно низких температурах должен быть только отрицательным, что связано с рассеянием электронов на заряженных центрах; во-вторых, в сильных классических магнитных полях коэффициент $|Q_T(H)|$ независимо от знака должен монотонно убывать пропорционально $(H)^{-2}$.

Из рис. 1 также видно, что для образцов A и B поперечный эффект НЭ меняет знак с отрицательного на положительный с увеличением температуры (кривые $1A$, $3A$; $1B$, $3B$). Температурная смена знака коэффициента НЭ отражает переход от рассеяния электронов преимущественно на заряженных центрах к рассеянию на акустических фононах. Об этом можно также судить и по температурной зависимости подвижности μ , показанной на вставке рис. 1. Видно, что для всех исследованных образцов в области $T \leq 40$ К она не зависит от температуры, что свидетельствует о доминировании примесного рассеяния носителей заряда. Следует, однако, отметить, что переход от примесного рассеяния к рассеянию электронов на акустических фононах при $T \cong 40$ К является достаточно плавным, особенно для наиболее легированных образцов (кривые B , C на вставке рис. 1).

На рис. 2 приведены зависимости безразмерного поля продольного эффекта НЭ $\varepsilon_x(H)$ от магнитного поля

$$\varepsilon_x(H) = \frac{e}{k_B} (|\alpha(H)| - |\alpha(0)|).$$

Значения $\alpha(H)$ усреднялись по двум направлениям магнитного поля H . Отличительной особенностью представленных зависимостей $\varepsilon_x(H)$ является отсутствие для всех исследованных образцов в интервале температур $20\text{--}60$ К насыщения термоэдс в сильных классических магнитных полях. Очевидно, что эта особенность обусловлена наличием некоторого отрицательного вклада в продольный эффект НЭ. Он приводит либо к монотонному убыванию термоэдс с увеличением магнитного поля при достаточно низких температурах $T \sim 20\text{--}30$ К (кривые $1A$, $1B$, $2A$, $2B$ рис. 2), либо к максимуму $\varepsilon_x(H)$ при более высоких температурах (кривые $3A$, $3B$, $2C$, $3C$ на рис. 2). Убывание $|\alpha(H)|$ в последнем случае может сопровождаться сменой знака продольного эффекта НЭ с положительного на отрицательный (кривые $3A$, $3B$, $2C$ на рис. 2). Выше уже отмечалось, что аналогичные максимумы наблюдались и на образцах HgSe , легированных железом. Поэтому можно предполагать, что

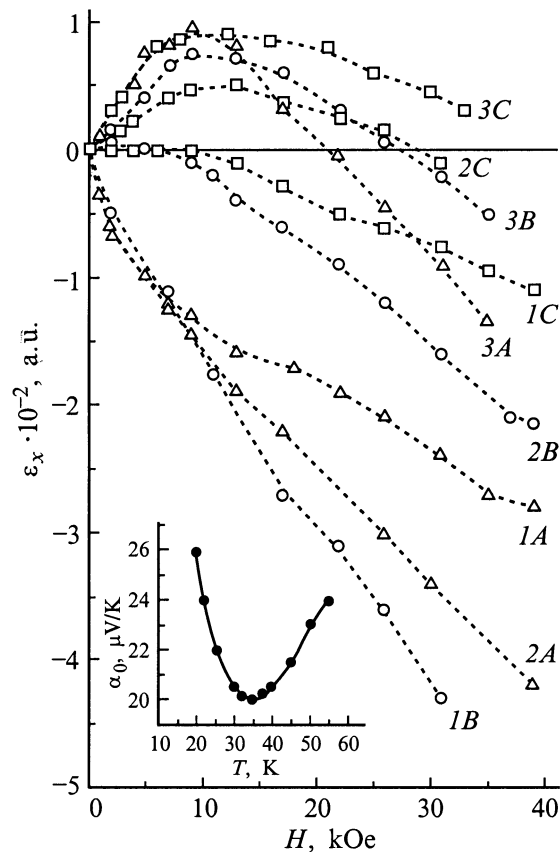


Рис. 2. Зависимость безразмерного поля продольного эффекта НЭ $\varepsilon_x(H)$ для различных образцов HgSe от магнитного поля: $1A$ — 21 К, $2A$ — 40 К, $3A$ — 60 К; $1B$ — 29 К, $2B$ — 48 К, $3B$ — 60 К; $1C$ — 29 К, $2C$ — 50 К, $3C$ — 60 К. На вставке представлена зависимость абсолютной величины термоэдс от температуры в нулевом магнитном поле для образца B .

причина их появления не связана с тем, какими примесями легирован полупроводник — неупорядоченными или пространственно-коррелированными.

Величина отрицательного вклада в изменение термоэдс в фиксированном магнитном поле зависит как от температуры, так и от концентрации электронов. Из рис. 2 видно, что она уменьшается с ростом концентрации электронов при постоянной температуре (кривые 2B, 2C, 3A, 3B, 3C на рис. 2). При этом продольный эффект НЭ меняет знак с отрицательного на положительный. Как уже отмечалось, эта особенность характерна и для поперечного эффекта НЭ. Данный экспериментальный результат не находит своего объяснения в рамках простой теории для диффузионных термомагнитных эффектов. Действительно, с ростом концентрации заряженных центров увеличивается вероятность рассеяния на них, и знаки термомагнитных эффектов должны оставаться отрицательными.

Следует также отметить необычную зависимость безразмерного поля $\varepsilon_x(H)$ от температуры для образца A, которая, как видно из рис. 2, является немонотонной. В отличие от образцов B и C величина отрицательного вклада в $\varepsilon_x(H)$ у этого образца увеличивается с ростом температуры от 20 до 40 К (кривые 1A, 2A рис. 2) и уменьшается при дальнейшем возрастании температуры (кривая 3A на рис. 2).

Таким образом, в результате измерения полевых зависимостей продольного и поперечного эффектов НЭ на образцах ртути выявлен целый ряд особенностей, главными из которых являются смена знака термомагнитных эффектов с положительного на отрицательный с ростом магнитного поля и с отрицательного на положительный с увеличением концентрации заряженных центров. На вставке рис. 2 показана экспериментальная зависимость абсолютной величины термоэдс в нулевом магнитном поле $|\alpha(0)|$ от температуры для образца B, типичная для исследованных образцов. Видно, что интересующий нас интервал температур 20–60 К соответствует области минимума $|\alpha(0)|$, связанного с наличием сравнимого с диффузионным фононного вклада в термоэдс [7]. Можно полагать, что и при анализе полевых зависимостей термомагнитных эффектов, представленных на рис. 1 и 2, необходимо принять во внимание эффект увлечения электронов фононами. Причем этот эффект следует рассматривать с учетом рассеяния фононов как друг на друге, так и на носителях заряда. Иными словами, эффект увлечения должен быть взаимным. Как будет показано далее, только в этом случае удастся описать наблюдаемые на опыте полевые зависимости термомагнитных коэффициентов.

2. Система кинетических уравнений

Для того чтобы учесть эффект взаимного увлечения электронов и фононов, необходимо в кинетическом уравнении для фононной функции распределения N_q принять

во внимание рассеяние акустических фононов на электронах. Кинетическое уравнение для фононной функции распределения можно записать при этом в следующем виде:

$$\frac{sk_0}{q\hbar\omega_q} \nabla T = - \frac{k_0 T \mathbf{b}(q)}{(\hbar\omega_q)^2 \tau_{pp}(q)} + \frac{1}{2\tau_{ep}(k)kq} \times \int_{q/2}^{\infty} k \left(\mathbf{b}(q) - \frac{\hbar}{m} \boldsymbol{\chi} \right) \left(\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) dk. \quad (1)$$

При записи уравнения (1) мы полагали отклонения функций распределения от равновесных значений f_0, N_q^0

$$f = f^0 + f', \quad N_q = N_q^0 + N'_q$$

малыми и представили наравновесные добавки к функциям распределения в виде

$$f'_k = \left(- \frac{\partial f_k^0}{\partial \varepsilon_k} \right) \left(\frac{\hbar k}{m} \boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k) \right), \quad N'_q = \left(- \frac{\partial N_q^0}{\partial \hbar\omega_q} \right) (\mathbf{q}\mathbf{b}(q)) \quad (2)$$

(неизвестные функции $\boldsymbol{\chi}, \mathbf{b}$, характеризующие отклонения рассматриваемых нами систем от равновесных, зависят только от соответствующих модулей волновых векторов). Кроме того, мы ввели время релаксации электронов на акустических фононах $\tau_{ep}(k)$

$$\frac{1}{\tau_{ep}(k)} = \frac{E_0^2 k_0 T m k}{\pi \rho s^2 \hbar^3}, \quad (3)$$

где E_0 — константа деформационного потенциала, s — скорость звука, k_0 — постоянная Больцмана, m — эффективная масса электрона, ρ — плотность кристалла.

Из возможных неэлектронных механизмов релаксации фононов рассеяния фононов на границах образца и фонон-фононного рассеяния в уравнении (1) учтено лишь последнее путем введения соответствующего времени релаксации τ_{pp} . Рассеянием фононов на границах образца можно пренебречь, о чем свидетельствует отсутствие фононного максимума на зависимости $|\alpha_0(T)|$ в измеряемом интервале температур (вставка к рис. 2).

Выделяя в интеграле столкновений, входящем в кинетическое уравнение для электронной функции распределения, в явном виде рассеяние электронов на акустических фононах, имеем

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_s = - \frac{f'}{\tau(k)} - \frac{\tau(k)}{4\tau_{ep}(k)\hbar k^4} \int_0^{2k} q^3 (\hbar \mathbf{k}\mathbf{b}(q)) \left(\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \right) dq, \quad (4)$$

где τ_k определяет время релаксации электронов на примесных центрах. Принимая во внимание полевое и диффузионное слагаемые, кинетическое уравнение для электронов проводимости можно записать в следующем

виде:

$$\mathbf{B}(k) = \boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k) - (\mathbf{a} \times \boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k)) - \frac{\tau(k)m}{4\hbar\tau_{\text{ep}}(k)k^4} \int_0^{2k} q^3 \mathbf{b}(q) dq,$$

$$\mathbf{B}(k) = -\tau(k) \left[e\boldsymbol{\varepsilon} + \frac{\varepsilon_k - \zeta}{T} \nabla T \right],$$

$$\mathbf{a} = \omega_0 \tau_{\text{ep}}(k) \mathbf{h}, \quad \omega_0 = \frac{eH}{mc}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{E} - \nabla \xi / e, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ — градиент электрохимического потенциала, ζ — химический потенциал электронов, \mathbf{h} — единичный вектор, ориентированный вдоль магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H)$.

Уравнения (1) и (5) являются исходными для определения кинетических коэффициентов при взаимном увлечении электронов и фононов. Нетрудно заметить, что эта система уравнений легко может быть решена, если в интеграле столкновений кинетического уравнения для фононной функции распределения, учитывая сильное вырождение электронного газа, воспользоваться ступенчатым характером для электронной функции распределения. Упрощенная таким образом система уравнений может быть решена точно. Вычисляя поправку к электронной функции распределения на поверхности Ферми $\boldsymbol{\chi}(\varepsilon_F)$, можно затем снова вернуться к решению системы уравнений (1), (5) для произвольных значений ε_k . Оставляя при этом в правой части уравнения (5) вклад в интеграл лишь на поверхности Ферми, будем иметь алгебраическую систему уравнений относительно $\boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k)$. Такая процедура совершенно эквивалентна схеме решения, использованной в работе [1], и приводит к таким же выражениям для неизвестных функций $\mathbf{b}(q)$ и $\boldsymbol{\chi}$.

Заметим, что при проведении конкретных вычислений при температурах $T > 20$ К необходимо задать явный вид фонон-фононного механизма релаксации. Используя описанный выше алгоритм решения системы уравнений и рассматривая в качестве фонон-фононной релаксации механизм Саймонса [7]

$$\tau_{\text{pp}}^{-1} = \lambda_s q, \quad \lambda_s = \frac{\hbar}{\rho} \left(\frac{k_0 T}{\hbar s} \right)^4, \quad (6)$$

получаем для $\boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k)$ следующее уравнение:

$$\mathbf{B} = \boldsymbol{\chi} - (\mathbf{a} \times \boldsymbol{\chi}) - \mathbf{G}\mathbf{K} + \mathbf{F},$$

$$\mathbf{B}(\varepsilon_F) = -\tau(k_F) \left(e\boldsymbol{\varepsilon} + \frac{4}{3} \Pi k_0 T \frac{\nabla T}{T} \right),$$

$$\mathbf{G} = \frac{\Pi}{(1 - \Pi^*)} \frac{\tau(k)}{\tau_{\text{ep}}(k)} \frac{1}{R(k_F)},$$

$$\mathbf{K} = \left\{ \mathbf{B}(\varepsilon_F) + \nu^2(k_F) \mathbf{h}(\mathbf{h}\mathbf{B}(\varepsilon_F)) + \nu(k_F) \mathbf{h}(\mathbf{h} \times \mathbf{B}(\varepsilon_F)) \right\},$$

$$\mathbf{F} = \frac{4}{3} \Pi k_0 \tau(k) \frac{\nabla T}{T},$$

$$R(k_F) = 1 + \nu^2(k_F), \quad \nu(k_F) = \tau(k_F) \omega_0 (1 - \Pi^*)^{-1},$$

$$\Pi = \frac{1}{1 + \Pi_1}, \quad \Pi_1 = \frac{2k_0 T \hbar^2 k q}{m(\hbar \omega_q)^2} \frac{\tau_{\text{ep}}(k)}{\tau_{\text{pp}}(q)} = \frac{2\pi(k_0 T)^4}{E_0^2 (ms^2)^2},$$

$$\Pi^* = \frac{\tau(k_F)}{\tau_{\text{ep}}(k_F)} \Pi. \quad (7)$$

Заметим, что учет других механизмов релаксации фононов, например Херринга [7], проводится аналогичным образом.

Нетрудно усмотреть, что структура уравнения (7) осталась такой же, как и в классической теории термомагнитных явлений, а все изменения связаны только с перенормировкой термодинамических сил и длины свободного пробега электронов.

Вводя наряду с ε^* эффективную термодинамическую силу ∇T^* , запишем решение уравнения (7) в виде

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k) = & -e\tau(k) \left\{ (\mathbf{h}\boldsymbol{\varepsilon}^*) \mathbf{h} \right. \\ & + \frac{\omega_0 \tau(k) (\mathbf{h} \times \boldsymbol{\varepsilon}^*) - (\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \times \boldsymbol{\varepsilon}^*))}{1 + (\omega_0 \tau(k))^2} \left. \right\} \\ & - \tau(k) \frac{(\varepsilon_k - \zeta)}{T} \left\{ (\mathbf{h}\nabla T) \mathbf{h} \right. \\ & + \frac{\omega_0 \tau(k) (\mathbf{h} \times \nabla T) - (\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \times \nabla T))}{1 + (\omega_0 \tau(k))^2} \left. \right\} \\ & - \tau(k) k_0 \left\{ (\mathbf{h}\nabla T^*) \mathbf{h} \right. \\ & + \frac{\omega_0 \tau(k) (\mathbf{h} \times \nabla T^*) - (\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \times \nabla T^*))}{1 + (\omega_0 \tau(k))^2} \left. \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь

$$\nabla T_i^* = \nabla T_j (A_{\phi} \delta_{ij} + A_{\phi ij}), \quad \varepsilon^* = \varepsilon_j (1 + S_{\phi}) \delta_{ij} + S_{\phi ij},$$

$$S_{\phi ij} = S_{\phi} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{k_F} \end{pmatrix},$$

$$S_{\phi} = \frac{\Pi^*}{(1 - \Pi^*)} \frac{\tau_{\text{ep}}(k_F)}{\tau_{\text{ep}}(k)} \frac{1}{1 + \nu^2(k_F)},$$

$$A_{\phi}(k) = \frac{4}{3} \Pi (1 + S_{\phi}(k)) \quad A_{\phi ij} = \frac{4}{3} \Pi S_{\phi ij}. \quad (9)$$

Используя выражение для поправки к электронной функции распределения $\boldsymbol{\chi}(\varepsilon_k)$, можно записать выражение для компонент плотности потока заряда в образце $J_i = \sigma_{ij} \varepsilon_j - \beta_{ij} \nabla_j T$, найти компоненты тензора электропроводности σ_{ij} и компоненты тензора β_{ij} , через которые можно выразить интересующие нас кинетические коэффициенты.

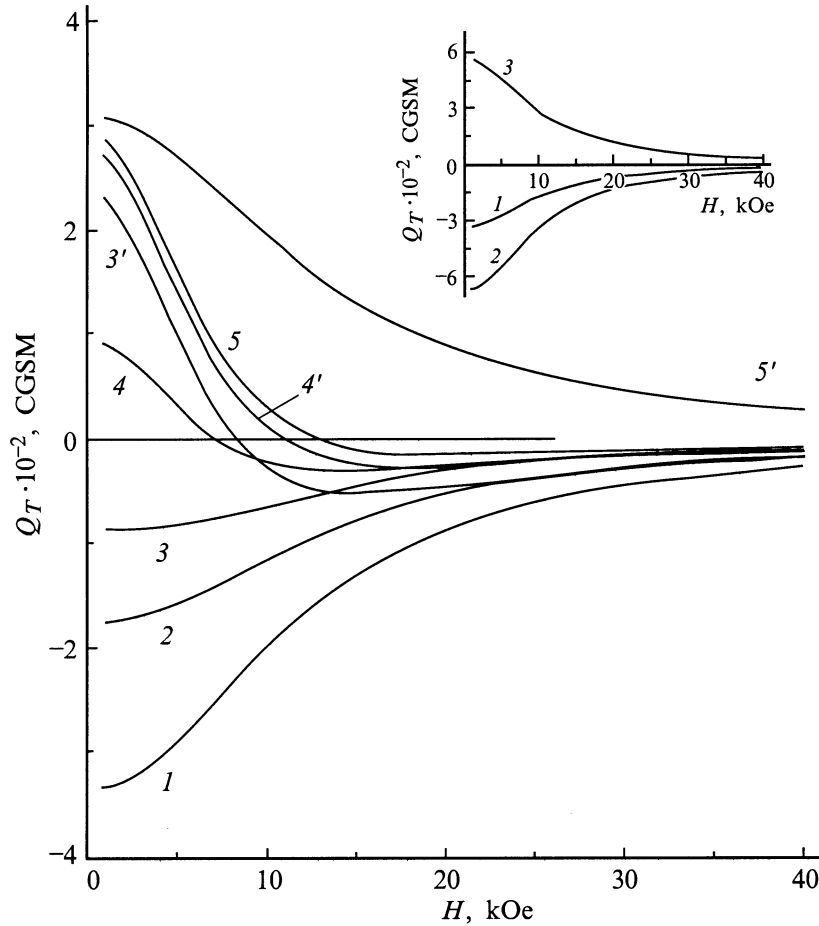


Рис. 3. Рассчитанные зависимости поперечного коэффициента НЭ Q_T от магнитного поля при различных температурах и концентрациях электронов: $n = 0.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (1 — 20 К); $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (2 — 20 К); $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (3 — 20 К, 3' — 30 К); $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (4 — 20 К, 4' — 30 К); $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (5 — 30 К, 5' — 60 К). На вставке представлена зависимость коэффициента Q_T для HgSe с $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при отсутствии эффекта взаимного фононного увлечения (1 — 20 К, 2 — 30 К, 3 — 50 К).

Так, выражая коэффициент поперечного эффекта НЭ (Q_T) через кинетические коэффициенты σ_{ij}, β_{ij}

$$Q_T = \frac{\sigma_{xx}\beta_{xy} - \sigma_{xy}\beta_{xx}}{H(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)},$$

получаем

$$Q_T = -\frac{\pi^2 k_0 k_0 T}{3 e \varepsilon_F H} \times \frac{(1 + S_F)D\nu_0 - \nu_0 S_F [\frac{3}{2}(1 + \nu_0^2) + D]}{(1 + \nu_0^2)[(1 + S_F)^2 + (\nu(k_F)S_F)^2]}, \quad (10)$$

где $\nu_0 = \omega_0 \tau(\varepsilon_F)$, $D = \varepsilon_F \tau'(\varepsilon_F) / \tau(\varepsilon_F)$.

Аналогичным образом можно записать и выражение для коэффициента дифференциальной термоэдс в магнитном поле, которое можно представить в виде суммы двух вкладов $\alpha_{xx} = \alpha_{xx}^d + \alpha_{xx}^u$, где α_{xx}^d — диффузионная

часть коэффициента термоэдс

$$\alpha_{xx}^d = -\frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e 3 \varepsilon_F} \times \frac{[\frac{3}{2}(1 + \nu_0^2) + D](1 + S_\phi) + DS_\phi \nu_0^2 (1 - \Pi^*)^{-1}}{(1 + \nu_0^2)[(1 + S_\phi)^2 + \nu_0^2 S_\phi^2]}. \quad (11)$$

Слагаемое α_{xx}^u определяет термоэдс увлечения и отлично от нуля в нулевом порядке параметру $k_0 T / \varepsilon_F$

$$\alpha_{xx}^u = -\frac{k_0 4}{e 3} \Pi, \quad \Pi = \frac{1}{1 + \Pi_1}, \quad \Pi_1 = \frac{2\pi(k_0 T)^4}{E_0^2 (ms^2)^2}. \quad (12)$$

Выражения (10), (11) полностью определяют как температурную, так и полевую зависимости термоэлектрических сил термомагнитных коэффициентов в интервале классических магнитных полей.

3. Результаты численного расчета

Выражения (10), (11) позволяют проанализировать изменение как коэффициента поперечного эффекта НЭ, так и безразмерного продольного поля Нернста от магнитного поля для кристаллов HgSe при различной концентрации зонных носителей заряда.

Начнем с полевой зависимости коэффициента поперечного эффекта НЭ. При численном анализе мы используем следующие значения параметров: эффективная масса $m = 0.065m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), плотность кристалла $\rho = 8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Константу деформационного потенциала мы полагаем равной $E_0 = 10 \text{ эВ}$. Такое значение следует из анализа зависимости подвижности электронов проводимости от температуры и вытекает из условия $\tau_{ei} = \tau_{pe}$ при $T = 40 \text{ К}$.

Результаты численного расчета коэффициента поперечного НЭ представлены на рис. 3. На вставке рис. 3 представлены кривые, рассчитанные по формуле (10) для случая, когда эффект увлечения отсутствует ($S_F = 0$). При этом считалось, что при низких температурах ($T < 40 \text{ К}$) основным источником рассеяния является система примесных центров ($D = 3/2$), в то время как при ($T > 40$) К доминирует рассеяние электронов на акустических фоновых ($D = -1/2$). Как и следовало ожидать, знак эффекта при $T < 40 \text{ К}$ отрицателен (кривые 1, 2 на вставке к рис. 3) и коэффициент $|Q_T|$ уменьшается с увеличением магнитного поля $\sim H^{-2}$. Кривая 3 на вставке соответствует $T = 50 \text{ К}$. Знак эффекта в этом случае является положительным и коэффициент Q_T убывает с ростом H по такому же закону, как и при рассеянии на заряженных центрах. Заметим, что аналогичная зависимость коэффициента поперечного эффекта НЭ с изменением магнитного поля имеет место также и в случае обычного эффекта увлечения, когда частота $\tau_{pp} \gg \tau_{ep}$ [7].

Результаты численного расчета при учете эффекта взаимного увлечения и тех же предположениях об основных источниках рассеяния зонных носителей заряда отражены на рис. 3. Кривые (1–5; 3', 4') рассчитаны для случая, когда доминирует рассеяние на системе примесных, а кривая 5' соответствует рассеянию на акустических фоновых. Из расчета следует, что смена знака коэффициента $Q_T(H)$ для образцов с большей концентрацией электронов проводимости должна наблюдаться в более сильных магнитных полях (кривые 3', 4', 5 на рис. 3). Как видно из рис. 3 (кривые 1–4), коэффициент $Q_T(H)$ в слабых магнитных полях ($H \leq 10 \text{ кОе}$) меняет знак с отрицательного на положительный с ростом концентрации заряженных центров, что согласуется с экспериментальными данными (кривые 1А, 1С на рис. 1). При высоких температурах, когда доминирует рассеяние электронов на акустических фоновых и эффект увлечения сравнительно мал, знак коэффициента поперечного эффекта НЭ $Q_T(H)$ является только положительным (кривая 5' на рис. 3).

Рассмотрим теперь зависимость безразмерного коэффициента НЭ ϵ_x от магнитного поля. На вставке рис. 4

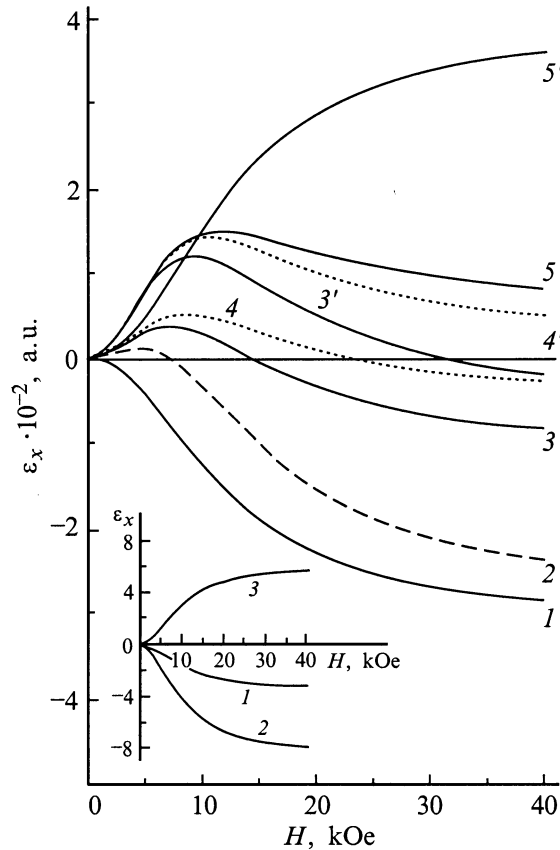


Рис. 4. Рассчитанные зависимости безразмерного поля продольного эффекта НЭ $\epsilon_x(T, H)$ от магнитного поля при различных температурах и концентрациях электронов: $n = 0.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1 — 20 К); $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2 — 20 К); $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (3 — 20 К, 3' — 40 К); $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (4 — 20 К, 4' — 30 К); $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (5 — 30 К, 5' — 60 К). На вставке представлена зависимость коэффициента ϵ_x для HgSe с $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при отсутствии эффекта взаимного фоновонного увлечения (1 — 20 К, 2 — 30 К, 3 — 50 К).

представлен результат численного расчета безразмерного поля продольного эффекта НЭ от магнитного поля без учета эффекта взаимного увлечения электронов и фононов. Кривые 1, 2 соответствуют низким температурам ($T = 20, 30 \text{ К}$), а кривая 3 — случаю более высоких температур ($T = 50 \text{ К}$), когда основной вклад в релаксацию электронов обусловлен их рассеянием на акустических фоновых. Из приведенных расчетов видны "классические" зависимости $\epsilon_{xx}(H, T)$ от магнитного поля: стремление термоэдс к насыщению с увеличением магнитного поля.

Результат учета эффекта взаимного увлечения представлен на рис. 4 кривыми 1–5; 3'–5'. Из рис. 4 видно, что, как и в случае поперечного эффекта, взаимное электрон-фононное увлечение также приводит к качественному изменению температурно-полевых зависимостей коэффициентов безразмерного поля НЭ. Особенно наглядно это проявляется в наличии максимумов на

рассчитанных кривых $\varepsilon_{xx}(H)$ и в смене знака продольного эффекта НЭ с положительного на отрицательный с увеличением магнитного поля (кривые 2–4; 3' на рис. 4).

Зависимость коэффициента $\varepsilon_{xx}(H, T)$ от концентрации электронов проводимости также соответствует экспериментальным данным в чем легко убедиться из анализа кривых 1–4 при $T = 20$ К: с увеличением концентрации зонных носителей заряда продольный эффект НЭ меняет знак с отрицательного на положительный.

Таким образом, проведенный численный анализ показывает, что обнаруженная в селениде ртути смена знаков термомагнитных коэффициентов с изменением магнитного поля и концентрации заряженных центров (концентрации зонных носителей заряда), которая не находила своего объяснения в рамках "классической" теории термомагнитных эффектов, обусловлена эффектом взаимного увлечения электронов и фононов.

Итак, интерпретированы обнаруженные в кристаллах HgSe с различным содержанием галлия при достаточно низких температурах в классических магнитных полях необычные зависимости поперечного и продольного эффектов НЭ: смена знака эффектов НЭ, немонотонная полевая зависимость продольного эффекта НЭ. Показано, что все наблюдаемые на опыте особенности зависимости термомагнитных коэффициентов от напряженности магнитного поля и концентрации доноров обусловлены эффектом взаимного увлечения электронов и фононов, роль которого существенна в полупроводниках с высокой концентрацией зонных носителей заряда.

Заметим, что эффект взаимного увлечения, который столь существенным образом проявился при изучении полевой и концентрационных зависимостей коэффициентов НЭ в кристаллах HgSe:Ga, может оказать более заметное влияние на термомагнитные эффекты в твердых растворах HgSe:Fe. Есть все основания полагать, что ослабление рассеяния зонных носителей заряда на системе пространственно упорядоченных заряженных центров, которое имеет место в этих соединениях при достаточно низких температурах [7], приведет к возрастанию роли фононной системы в релаксационных процессах, а следовательно, и к более заметному проявлению эффектов взаимного увлечения.

Список литературы

- [1] С.С. Шалыт, С.А. Алиев. ФТТ **6**, 7, 1979 (1964).
- [2] С.А. Алиев, Л.Л. Коренблит, С.С. Шалыт. ФТТ **7**, 6, 1973 (1965).
- [3] И.Н. Дубровная, Ю.И. Равич. ФТТ **8**, 5, 1455 (1966).
- [4] В.И. Тамарченко, Ю.И. Равич, Л.Я. Морговский, И.Н. Дубровская. ФТТ **11**, 11, 3506 (1969).
- [5] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, А.Т. Лончаков, И.М. Цидильковский. ЖЭТФ **106**, 4(10), 1205 (1994); ЖЭТФ **103**, 4, 1447 (1993).
- [6] С.С. Шалыт, В.М. Муждаба, А.Д. Галецкая. ФТТ **16**, 5, 1277 (1968).

- [7] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, А.Т. Лончаков, И.М. Цидильковский. ФТП **28**, 6, 937 (1994).
- [8] I.G. Kuleev, I.I. Lyapilin, A.T. Lonchakov, I.M. Tsidikovskii. Semicond. Sci. Technol. **10**, 314 (1995).
- [9] T. Dieitl, W. Szymanska. J. Phys. Chem. Sol. **39**, 10, 1041 (1978).
- [10] А.Л. Натадзе, А.Л. Эфрос. ФТТ **4**, 10, 2931 (1962).
- [11] Л.Э. Гуревич, И.Я. Коренблит. ФТТ **6**, 3, 856 (1962).
- [12] И.Г. Ланг, С.Т. Павлов. ЖЭТФ **63**, 4(10), 1495 (1973).