

Максимум в зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля для полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb

© В.Д. Каган, Н.А. Редько, Н.А. Родионов, В.И. Польшин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Nikolaj.A.Redko@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 20 января 2000 г.)

В вырожденных полупроводниковых сплавах n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$), легированных донорной примесью теллура, в зависимости диффузионной термоэдс от поперечного магнитного поля обнаружен максимум. Градиент температуры был направлен вдоль биссекторной оси C_1 монокристаллического образца, а магнитное поле — вдоль оси третьего порядка C_3 . Электронный спектр исследованных сплавов Bi-Sb состоит из трех эквивалентных эллипсоидов с резко различающимися эффективными массами вдоль осей эллипсоида ($m_{\parallel}/m_{\perp} \geq 250$). Простая кинетическая теория показывает, что наличие максимума диффузионной термоэдс является проявлением этой резкой анизотропии электронного спектра и аддитивного вклада в явления переноса электронов всех трех эллипсоидов. Немонотонная зависимость термоэдс от поперечного магнитного поля позволила определить время релаксации электронов, а использование температурной зависимости этого времени релаксации позволило разделить время релаксации электронов при рассеянии их на ионизованных примесях и на акустических фононах.

Исследование диффузионной термоэдс полупроводников дает важную информацию о типе и эффективной массе носителей заряда, механизмах рассеяния и величине химического потенциала. Термоэдс в полупроводнике возникает при наличии градиента температуры, что приводит к диффузии электронов с энергией, большей энергии химического потенциала на величину $\sim kT$, от горячего его конца к холодному. Происходит перераспределение концентрации электронов в образце и на холодном его конце она увеличивается, а на горячем уменьшается. В результате появившегося электрического поля возникает встречный ток "холодных" электронов с энергией, меньшей, чем энергия химического потенциала на величину $\sim kT$. При установлении термодинамического равновесия протекающих процессов возникает внутреннее электрическое поле, которым определяется диффузионная термоэдс. При этом встречные токи "горячих" и "холодных" электронов продолжают существовать, но результирующий ток в каждой точке полупроводника равняется нулю [1].

Для полупроводника с изотропным энергетическим спектром электронов диффузионная термоэдс зависит от температуры, химического потенциала ζ , параметра механизма рассеяния электронов r , который содержится в зависимости времени релаксации электронов от энергии $\tau \sim \mathcal{E}^{r-1/2}$ ($r = 0$ для рассеяния электронов на акустических фононах или на точечных примесях, $r = 2$ — на ионах примеси) и параметра $\gamma = \{4\zeta(1+\zeta/\mathcal{E}_g)\}/\{\mathcal{E}_g(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)^2\}$, характеризующего степень непараболичности зоны и зависящего от величины энергетической щели \mathcal{E}_g и химического потенциала [1]

$$\alpha(T) = -\frac{k\pi^2}{e} \frac{\left(\frac{kT}{\zeta}\right)}{3} (r+1-\gamma) \frac{(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)}{(1+\zeta/\mathcal{E}_g)}, \quad (1)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона. Формула (1) представлена для вырожденного полупроводника n -типа.

На рис. 1, *a* приведена температурная зависимость диффузионной термоэдс (1) для вырожденного полупроводника n -типа с учетом механизма рассеяния электронов на ионах примеси при $T \leq T_1$ и на акустических фононах или на точечных примесях при $T \geq T_2$.

Диффузионная термоэдс полупроводника, помещенного в поперечное магнитное поле ($\mathbf{H} \perp \nabla T$), имеет монотонную зависимость от магнитного поля. При этом абсолютная величина термоэдс в слабом магнитном поле $\alpha(H)$ увеличивается по сравнению с термоэдс в нулевом магнитном поле $\alpha(0)$ при рассеянии электронов на акустических фононах или на точечных примесях, а при рассеянии на ионизованных примесях уменьшается [1]. Для вырожденного полупроводника n -типа изменение диффузионной термоэдс в магнитном поле выражается формулой

$$\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0) = \frac{k\pi^2}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{(uH/c)^2}{1+(uH/c)^2} \times \left(\frac{kT}{\zeta}\right) \left(r - \frac{1}{2} - \gamma\right) \frac{(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)}{(1+\zeta/\mathcal{E}_g)}, \quad (2)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона, u — подвижность электронов. Из формулы (2) видно, что для полупроводника n -типа при $r = 0$ $\Delta\alpha(H) < 0$ и $|\alpha(H)| > |\alpha(0)|$, а при $r = 2$ $\Delta\alpha(H) > 0$ и $|\alpha(H)| < |\alpha(0)|$ (рис. 1, *a*).

Диффузионная термоэдс в поперечном классически сильном магнитном поле не зависит от механизма рассеяния электронов и выходит на предельное значение α_{∞} . Для вырожденного полупроводника n -типа α_{∞} имеет следующее выражение [1]:

$$\alpha_{\infty} = -\frac{k\pi^2}{e} \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{kT}{\zeta}\right) \frac{(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)}{(1+\zeta/\mathcal{E}_g)}. \quad (3)$$

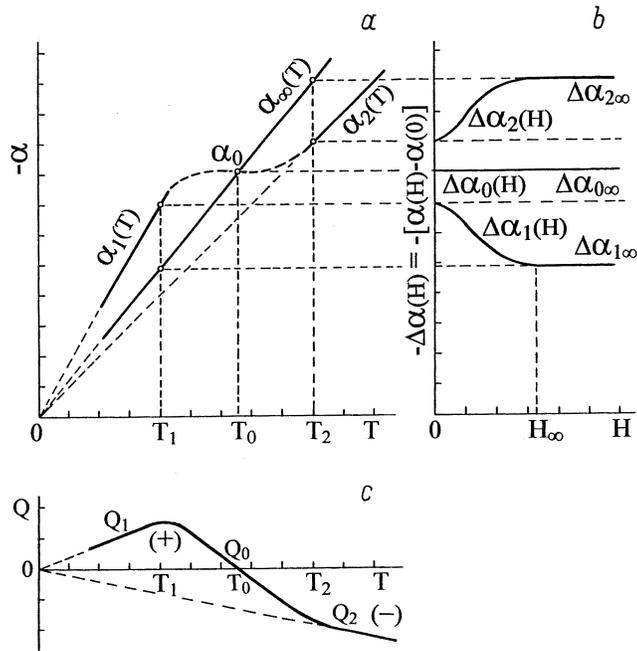


Рис. 1. Характерные температурные зависимости диффузионной термоэдс для вырожденных полупроводников n -типа в поперечном классически сильном магнитном поле α_∞ и в нулевом магнитном поле (рассчитанные по формулам (3) и (1) соответственно) при различных механизмах рассеяния электронов: $\alpha_1(T)$ — при рассеянии на ионах примеси ($r = 2$) и $\alpha_2(T)$ — на акустических фоновых или на точечных примесях ($r = 0$) (а); полевая зависимость изменения термоэдс $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$ в поперечном магнитном поле для вырожденных полупроводников n -типа, рассчитанная по формуле (2), при различных механизмах рассеяния электронов: $\Delta\alpha_1(H)$ — при рассеянии на ионах примеси ($r = 2$) и $\Delta\alpha_2(H)$ — на акустических фоновых или на точечных примесях ($r = 0$), а также их предельные значения $\Delta\alpha_\infty$ при $uH/c \gg 1$ (б); температурная зависимость коэффициента Нернста–Эттингсгаузена для вырожденных полупроводников в слабом магнитном поле, рассчитанная по формуле (4), при различных механизмах рассеяния электронов: Q_1 — при рассеянии на ионах примеси ($r = 2$) и Q_2 — на акустических фоновых или на точечных примесях ($r = 0$).

На практике α_∞ используется для определения в полупроводнике химического потенциала и эффективной массы при известной концентрации электронов.

Для вырожденного полупроводника n -типа на рис. 1, а приведена температурная зависимость α_∞ (3), а на рис. 1, б — зависимость $\Delta\alpha(H)$ от магнитного поля (2) и их предельные значения $\Delta\alpha_\infty$ при $uH/c \gg 1$: $\Delta\alpha_1(H)$ — при рассеянии электронов на ионах примеси ($r = 2$), а $\Delta\alpha_2(H)$ — на акустических фоновых или на точечных примесях ($r = 0$).

Измерение на одном и том же образце полупроводника в поперечном магнитном поле наряду с термоэдс и поперечного эффекта Нернста–Эттингсгаузена позволяет независимо судить о механизме рассеяния электронов. Этот эффект является аналогом эффекта Холла и заклю-

чается в следующем: если вдоль полупроводника имеется градиент температуры $\nabla_x T$ и он помещен в поперечное магнитное поле $H_z \perp \nabla_x T$, то возникает электрическое поле $E_y \perp H_z, \nabla_x T$ [1]: $E_y = -QH_z \nabla_x T$, где Q — коэффициент Нернста–Эттингсгаузена.

В слабом магнитном поле коэффициент Нернста–Эттингсгаузена для вырожденного полупроводника не зависит от магнитного поля и его знак определяется механизмом рассеяния электронов [1]

$$Q_0 = \frac{k \pi^2 u}{e} \frac{\pi^2 u}{3 c} \left(\frac{kT}{\zeta} \right) \left(r - \frac{1}{2} - \gamma \right) \frac{(1 + 2\zeta/\varepsilon_g)}{(1 + \zeta/\varepsilon_g)}, \quad (4)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона.

В классически сильном магнитном поле коэффициент Нернста–Эттингсгаузена для вырожденного полупроводника зависит от магнитного поля и по величине в $(uH/c)^2$ раз меньше, чем Q_0

$$Q_\infty = (uH/c)^{-2} Q_0. \quad (5)$$

На рис. 1, с представлена температурная зависимость коэффициента Нернста–Эттингсгаузена (4) в слабом магнитном поле для вырожденного полупроводника. Знак коэффициента Q положительный при рассеянии электронов на ионизованных примесях ($r = 2$) и отрицательный при рассеянии на акустических фоновых или на точечных примесях ($r = 0$).

Для полупроводников InSb, AsSb, GaAs, HgTe, InP, AlSb и других с изотропным электронным спектром получено экспериментальное подтверждение теоретических зависимостей [1], в том числе и приведенных выше для α и Q , которые совместно позволяют определить параметры электронов в этих материалах.

В настоящей работе приводятся результаты исследования полупроводниковых сплавов n -Bi–Sb с сильно анизотропным энергетическим спектром L -электронов, для которых наблюдается немонотонная зависимость диффузионной термоэдс от поперечного магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel C_3$ и предлагается ее теоретическое объяснение.

1. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерение кинетических параметров: термоэдс (α), удельного сопротивления (ρ), коэффициентов Холла (R) и Нернста–Эттингсгаузена (Q) в зависимости от температуры ($1.4 \leq T \leq 40$ К) и магнитного поля ($0 \leq H < 20$ кОе) проводились на монокристаллических образцах полупроводниковых сплавов n -Bi $_{1-x}$ Sb $_x$ ($0.07 \leq x \leq 0.15$). Образцы вырезались из монокристаллических слитков на электроэрозивной установке в виде прямоугольных параллелепипедов размером $3 \times 3 \times 30$ мм, грани которых были перпендикулярны кристаллографическим осям C_1, C_2, C_3 . После резки образцы подвергались химическому травлению в смеси C_2H_5OH и HNO_3 в отношении 1 : 1. Наибольший размер

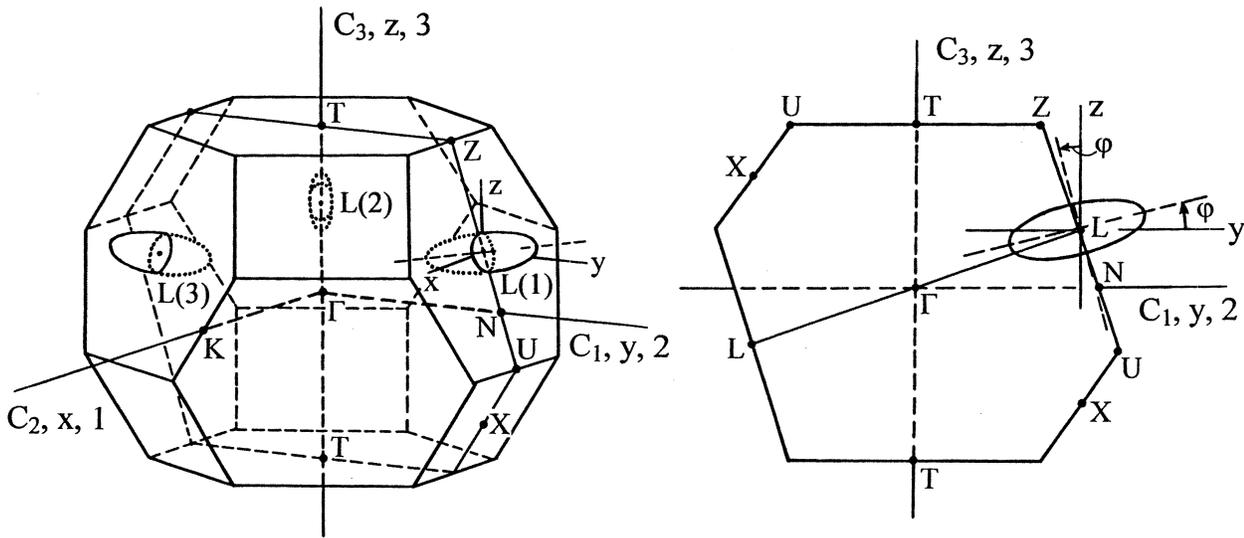


Рис. 2. Зона Бриллюэна вырожденных полупроводниковых сплавов n -Bi-Sb с тремя электронными эллипсоидами, центры которых находятся в L -точках и через них проходят плоскости отражения. Отдельно представлено одно из трех сечений зоны Бриллюэна плоскостью отражения. Эллипсоиды в зоне эквивалентны между собой и наклонены к осям кристалла. Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, а две другие оси эллипсоида составляют угол φ с тригональной C_3 и биссекторной C_1 осями.

образцов совпадал с биссекторной осью кристалла C_1 , что позволило измерить компоненту тензора удельного сопротивления $\rho_{22}(\mathbf{j} \parallel C_1)$ и термоэдс $\alpha_{22}(\nabla T \parallel C_1)$.

Поверхность Ферми полупроводниковых сплавов Bi-Sb, легированных донорной примесью, состоит из трех электронных эллипсоидов [2] с центрами в L точках зоны Бриллюэна, расположенных в плоскостях отражения (рис. 2). Одна из меньших осей эллипсоида совпадает с бинарной осью C_2 кристалла, вокруг которой эллипсоиды повернуты на небольшой угол $\varphi = (5-6)^\circ$ [2]. В результате такого поворота эллипсоидов две другие оси эллипсоида составляют угол φ с кристаллографическими осями C_1 и C_3 . Эллипсоиды в сплавах Bi-Sb являются эквивалентными в соответствии с симметрией кристалла и с сильно анизотропными эффективными массами ($m_{\parallel}/m_{\perp} \geq 250$) [3]. Важно также отметить, что если направление магнитного поля совпадает с тригональной осью кристалла ($\mathbf{H} \parallel C_3$), то для электронов всех трех эллипсоидов циклотронная частота одинакова и, следовательно, для них одновременно выполняется условие классически сильного магнитного поля. Выполнение этого условия является важным требованием при исследовании в сплавах Bi-Sb диффузионной термоэдс от поперечного магнитного поля и нахождения его предельного значения в классически сильном магнитном поле (α_{∞}). В работе [3] по величине α_{∞} для сплавов n -Bi-Sb определялась плотность состояний и масса плотности состояний электронов на уровне Ферми.

Измеряемые сплавы Bi-Sb легировались донорной примесью ~ 0.001 at.%Te, и в результате концентрации электронов в образцах составляла $\sim (1-2) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, которая для каждого образца определялась по измерениям эффекта Холла.

Для полупроводникового сплава n -Bi_{0.93}Sb_{0.07} на рис. 3 представлены температурные зависимости термоэдс как в нулевом магнитном поле ($\alpha(0)$), так и в поперечном классически сильном магнитном поле (α_{∞}). Такие зависимости характерны для всех исследованных сплавов n -Bi_{1-x}Sb_x ($0.07 \leq x \leq 0.15$). Из данных, представленных на рисунке, следует, что линейная зависимость термоэдс $\alpha_{22}(0)$ и α_{∞} при высоких температурах экстраполируется строго в нуль, как и должно быть для диффузионной термоэдс, согласно (1) и (3) ($\alpha \sim kT/\zeta$). Для сплава n -Bi_{0.93}Sb_{0.07} концентрация электронов составляла $1.37 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, энергия Ферми

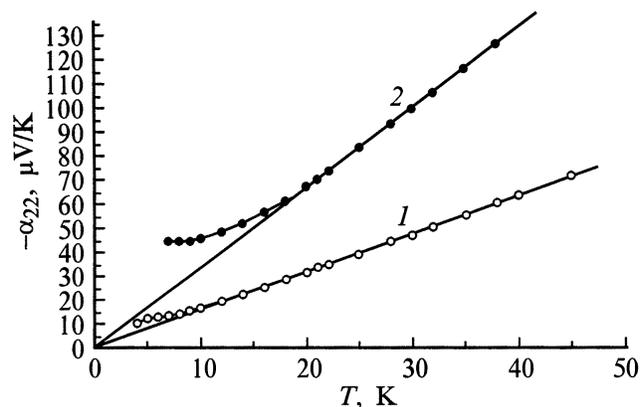


Рис. 3. Температурная зависимость термоэдс полупроводникового сплава n -Bi_{0.93}Sb_{0.07} в нулевом магнитном поле $\alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) (1) и в поперечном классически сильном магнитном поле α_{∞} при $\mathbf{H} \parallel C_3$ (2). Сплошные линии, проведенные по экспериментальным данным $\alpha_{22}(0)$ и α_{∞} при $T > 18$ К, экстраполируют линейную зависимость диффузионной термоэдс.

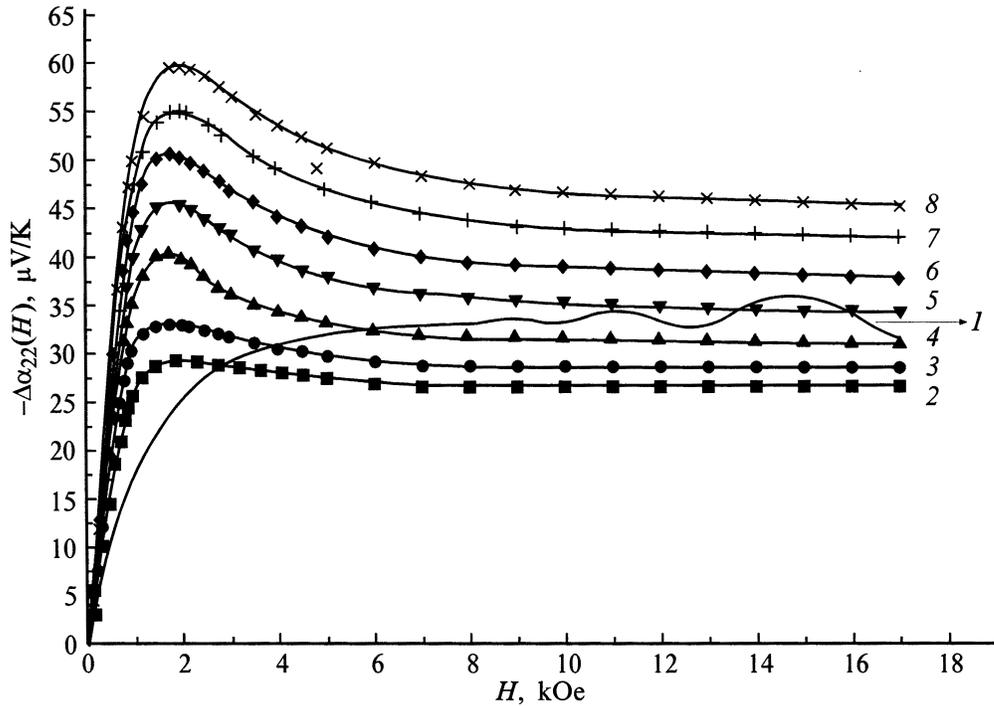


Рис. 4. Зависимость изменения термоэдс $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) в поперечном магнитном поле при $\mathbf{H} \parallel C_3$ для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при различных температурах (К): 1 — 4.8; 2 — 10.6; 3 — 12.3; 4 — 15.4; 5 — 18.6; 6 — 21; 7 — 23.2; 8 — 25.1.

$\mathcal{E}_F = 18.6 \text{ meV}$, энергетическая щель $\mathcal{E}_{gL} = 7.5 \text{ meV}$ и $m_{\parallel}/m_{\perp} \cong 320$. Наблюдаемые на рис. 3 отступления от линейной температурной зависимости для $\alpha_{22}(0)$ и α_{∞} при $T < 18 \text{ K}$ связаны с присутствием фоновой составляющей термоэдс, обусловленной эффектом фононного увлечения.

В исследованных сплавах Bi–Sb изменение диффузионной термоэдс в магнитном поле $\Delta\alpha_{22}(H) = \alpha_{22}(H) - \alpha_{22}(0)$ ($\nabla T \parallel C_1$) при $\mathbf{H} \parallel C_3$ является немонотонной функцией магнитного поля. Характерные кривые представлены на рис. 4 для сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при температурах выше 18 К. Нам не известны литературные данные по диффузионной термоэдс для других анизотропных полупроводников, в которых наблюдалась бы немонотонная зависимость от поперечного магнитного поля. Фононная составляющая термоэдс в сплаве $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ в отличие от диффузионной имеет монотонную зависимость от магнитного поля, что продемонстрировано на рис. 4 при $T < 10 \text{ K}$ (кривая 1).

Абсолютная величина диффузионной термоэдс в сплавах Bi–Sb растет в поперечном магнитном поле (рис. 3), что может соответствовать рассеянию электронов на акустических фоновых или на точечных примесях согласно формуле (2) теории [1]. Температурная зависимость удельного сопротивления для вырожденных полупроводниковых сплавов Bi–Sb имеет типичный металлический характер. При $T < 10 \text{ K}$ наблюдается остаточное сопротивление, не зависящее от температуры, а при $T > 10 \text{ K}$ удельное сопротивление растет с температу-

рой, указывая на то, что наряду с рассеянием электронов на примесях включается рассеяние их на акустических фоновых.

На рис. 5 приведена зависимость от магнитного поля коэффициента Нернста–Эттингсгаузена $Q_{12,3}(\nabla T \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3)$ при различных температурах для вырожденного полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$. При $T > 10 \text{ K}$ знак коэффициента Нернста–Эттингсгаузена отрицательный, что соответствует, согласно теории [1], рассеянию электронов на акустических фоновых или на точечных примесях.

Для полупроводниковых сплавов Bi–Sb с сильно анизотропным энергетическим спектром L -электронов был проведен теоретический анализ наблюдаемого максимума в зависимости диффузионной термоэдс от магнитного поля, который приводится далее.

Зависимость тензора диффузионной термоэдс от магнитного поля находилась при решении кинетического уравнения для сильно анизотропного непараболического закона дисперсии L -электронов полупроводниковых сплавов Bi–Sb в рамках модели Лэкса

$$\mathcal{E}_p = \left[\left(\frac{\mathcal{E}_g}{2} \right)^2 + \frac{\mathcal{E}_g}{2} \left(\frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + \frac{p_3^2}{m_3} \right) \right]^{1/2} - \frac{\mathcal{E}_g}{2}, \quad (6)$$

где \mathcal{E}_g — энергия запрещенной зоны, \mathbf{p} — квазиимпульс электрона, m_i — эффективные массы электронов в эллипсоиде.

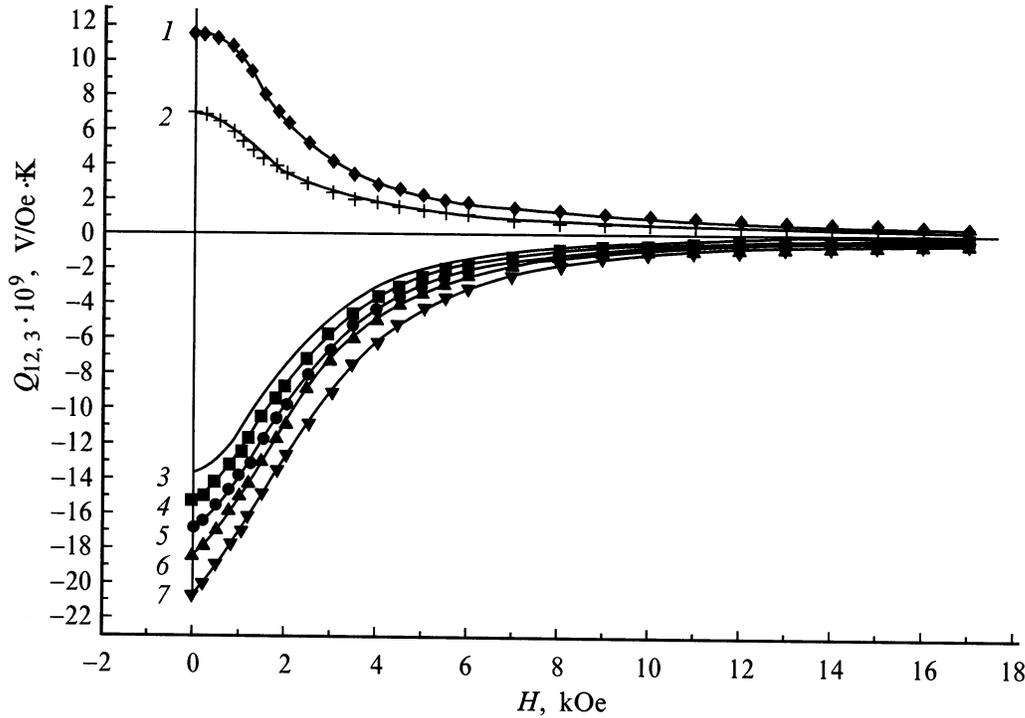


Рис. 5. Зависимость коэффициента Нернста–Эттингсгаузена $Q_{12,3}$ ($\nabla \mathbf{T} \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3$) от магнитного поля для полупроводникового сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при различных температурах (К): 1 — 4.8; 2 — 6.2; 3 — 18.6; 4 — 21; 5 — 23.2; 6 — 25.1; 7 — 29.3.

Для одного эллипсоида в собственных осях можно написать кинетическое уравнение для неравновесной добавки функции распределения электронов $\Delta f_{\mathbf{p}} = f_{\mathbf{p}} - f_0(\mathcal{E}_{\mathbf{p}})$

$$\frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}] \frac{\partial \Delta f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} + \frac{1}{\tau(\mathcal{E}_{\mathbf{p}})} \Delta f_{\mathbf{p}} = \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}_{\mathbf{p}}} \right) \times \left[e\mathbf{E}\mathbf{v} - \frac{\mathcal{E}_{\mathbf{p}} - \zeta}{T} \mathbf{v}\nabla \mathbf{T} \right], \quad (7)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей, $v_i = \partial \mathcal{E}_{\mathbf{p}} / \partial p_i = \frac{p_i}{m_i(1+2\mathcal{E}_{\mathbf{p}}/\mathcal{E}_g)}$ — компоненты скорости электрона, $f_0 = [\exp((\mathcal{E}_{\mathbf{p}} - \zeta)/kT) + 1]^{-1}$ — фермиевская функция распределения, ζ — химический потенциал электронов.

Ограничимся приближением изотропного времени релаксации при рассмотрении рассеяния электронов на фонах и примесях. Для анизотропного энергетического спектра электронов действие оператора рассеяния на функцию распределения можно заменить умножением ее на время релаксации только в том простом случае, когда полное время релаксации совпадает с "уходным". При этом частота рассеяния электронов пропорциональна их плотности состояний $\rho(\mathcal{E})$

$$\rho(\mathcal{E}) = \frac{(2m_1m_2m_3)^{1/2}}{\pi^2\hbar^2} \left[\mathcal{E} \left(1 + \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_g} \right) \right]^{1/2} \left(1 + \frac{2\mathcal{E}}{\mathcal{E}_g} \right). \quad (8)$$

При решении уравнения (7) находятся тензоры электропроводности $\hat{\sigma}$ и термоэлектричества $\hat{\beta}$ в осях сим-

метрии эллипсоида, после этого выполняется простое преобразование, связанное с учетом наклона эллипсоида к осям кристалла сплава Bi–Sb. При умножении тензора термоэлектричества на тензор сопротивления, который является обратным тензору электропроводности, получается тензор термоэдс. Диагональная часть полученного тензора представляет выражение для компонент диффузионной термоэдс $\alpha(H)$, а недиагональная — для компонент коэффициента Нернста–Эттингсгаузена Q .

Для диффузионной термоэдс $\alpha(H)$ при $\mathbf{H} \perp \nabla \mathbf{T}$, полученная формула учитывает вклад электронов от трех эллипсоидов, анизотропию энергетического спектра электронов, непараболичность зоны и наклон осей эллипсоида к осям кристалла полупроводника n -типа

$$\alpha(H) = -\frac{k\pi^2kT}{e3\zeta} \left\{ \frac{3(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)}{2(1+\zeta/\mathcal{E}_g)} + a \frac{\Omega^2\tau^2(\delta-2) - \delta}{(1+\Omega^2\tau^2)(\delta+\Omega^2\tau^2)} \right\}, \quad (9)$$

где

$$a = \frac{1}{2} + \frac{\zeta}{2\mathcal{E}_g(1+\zeta/\mathcal{E}_g)} + \frac{4\zeta}{\mathcal{E}_g(1+2\zeta/\mathcal{E}_g)}, \quad (10)$$

$\Omega = \frac{eH}{c\sqrt{M_1M_4}}$ — циклотронная частота электронов одинаковая для всех эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_3$, $M_i = m_i \times (1 + 2\zeta/\mathcal{E}_g)$ — эффективные массы электронов в эллипсоиде на уровне Ферми, $\delta = (M_1 + M_4)^2 / (4M_1M_4)$ —

параметр, учитывающий анизотропию энергетического спектра электронов, e — абсолютное значение заряда электрона. В сплавах Bi–Sb в результате наклона эллипсоида к осям кристалла C_1 и C_3 на угол φ эффективная масса электрона вдоль оси C_1 определяется выражением

$$\frac{1}{M_4} = \frac{\cos^2 \varphi}{M_2} + \frac{\sin^2 \varphi}{M_3}. \quad (11)$$

Если не учитывать наклона эллипсоида к осям кристалла, то M_4 окажется равной M_2 — самой большой из эффективных масс эллипсоида. При учете наклона эллипсоида, согласно (11), эффективная масса M_4 определяется не только массой M_2 , но и более легкой массой M_3 . Оказывается, что в сплавах Bi–Sb из-за малого угла наклона $\varphi \cong (5-6)^\circ$ и малой величины эффективной массы M_3 ($M_2/M_3 \cong 300$) вклад второго слагаемого в (11) больше первого приблизительно в 2 раза.

Параметр a в (9), (10) возникает благодаря дифференциальному характеру диффузионной термоэдс и связан с зависимостью времени релаксации τ и эффективной массы M электронов от энергии Ферми

$$a = \frac{d \ln(1/\tau(\zeta))}{d \ln \zeta} + \frac{d \ln M}{d \ln \zeta}. \quad (12)$$

Из формулы (9) можно выделить выражения для диффузионной термоэдс в поперечном классически сильном магнитном поле α_∞ ($\Omega\tau \gg 1$) и изменение термоэдс в поперечном магнитном поле $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$ для полупроводника n -типа

$$\alpha_\infty = -\frac{k \pi^2 kT}{e} \frac{1 + 2\zeta/\mathcal{E}_g}{2 \zeta (1 + \zeta/\mathcal{E}_g)}, \quad (13)$$

$$\Delta\alpha(H) = -\frac{k \pi^2 kT}{e} \frac{1}{3} \frac{1}{\zeta} a \left\{ 1 + \frac{\Omega^2 \tau^2 (\delta - 2) - \delta}{(1 + \Omega^2 \tau^2)(\delta + \Omega^2 \tau^2)} \right\}. \quad (14)$$

Выражения (13) и (3) для α_∞ совпадают. Формула для α_∞ (13) после преобразований с учетом уравнения (8) становится зависимой только от электронной плотности состояний электронов и совпадает с общим выражением, полученным Равичем в работе [4]

$$\alpha_\infty = -\frac{k \pi^2 kT}{e} \frac{1}{2} \frac{1}{n} (3\rho(\zeta)), \quad (15)$$

где $n = \frac{(m_1 m_2 m_3)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} (2\zeta)^{3/2} (1 + \zeta/\mathcal{E}_g)^{3/2}$ — концентрация, а 3ρ — плотность состояний электронов для трех эллипсоидов.

Функция $\Delta\alpha(H)$ отрицательная, так как параметр a положительный, что является следствием предположения об изотропном рассеянии электронов.

Немонотонное поведение $\Delta\alpha(H)$ в зависимости от поперечного магнитного поля определяется наличием трех электронных эллипсоидов и величиной параметра анизотропии δ . Из уравнения (14) следует, что функция $\Delta\alpha(H)$ при $1 < \delta < 2$ монотонно растет от нуля

до предельного значения $\Delta\alpha_\infty$, а при $\delta > 2$ функция $\Delta\alpha(H)$ имеет максимум при

$$(\Omega\tau)_{\max}^2 = \frac{\delta + (\delta - 1)\sqrt{2\delta}}{(\delta - 2)}. \quad (16)$$

Для одного эллипсоида с анизотропным энергетическим спектром электронов в тензорах электропроводности и термоэлектричества возникает только обычный множитель $(1 + \Omega^2 \tau^2)^{-1}$. В тензоре сопротивления однако зависимость от магнитного поля пропадает и монотонная зависимость $\alpha(H)$ от магнитного поля определяется зависимостью тензора термоэлектричества. Для трех эллипсоидов в сплавах Bi–Sb при $\mathbf{H} \parallel C_3$ циклотронная частота для них одна и та же, а полный тензор электропроводности является суммой тензоров электропроводности трех эллипсоидов. В результате тензор полного сопротивления оказывается пропорциональным $(1 + \Omega^2 \tau^2)/(\delta + \Omega^2 \tau^2)$. После умножения тензоров сопротивления и термоэлектричества в знаменателе формулы (14) для $\Delta\alpha(H)$ появляются оба множителя $(\delta + \Omega^2 \tau^2)$ и $(1 + \Omega^2 \tau^2)$, что и приводит к немонотонной зависимости.

Для определения обратного времени релаксации $1/\tau$ для электронов в сплавах Bi–Sb были построены температурные зависимости для двух характерных магнитных полей H_1 и H_2 . При магнитном поле H_1 термоэдс $\Delta\alpha(H_1)$ имеет максимум, а при магнитном поле H_2 (меньшим H_1) выполняется равенство $\Delta\alpha(H_2) = \Delta\alpha_\infty$. Магнитное поле H_1 определяется формулой (16), а магнитное поле H_2 находится из условия

$$\omega^2 \tau^2 = \frac{\delta}{\delta - 2}. \quad (17)$$

Температурные зависимости H_1 и H_2 позволяют определить важную кинетическую величину — обратное время релаксации электронов функции температуры. Величина $1/\tau$, найденная по данным $H_1(T)$ и $H_2(T)$, имеет линейную зависимость от температуры

$$1/\tau = C_1 T + C_2. \quad (18)$$

Механизмами рассеяния для электронов являются примеси и акустические фононы. Для вырожденных полупроводников рассеяние электронов на примесях не зависит от температуры [1]. В то время как рассеяние электронов на акустических фононах при $T > \Theta_e$ зависит от температуры, так как $1/\tau_{e-ph}$ пропорционально равновесному числу фононов N_{ph} , которое определяется распределением Рэлея, $N_{ph} = kT/(\hbar\omega_q)$, где ω_q — частота фонона. Электронная температура Дебая $\Theta_e = 2p_F s$ определяется предельными фононами, взаимодействующими с электронами на поверхности Ферми ($q = 2p_F$). Здесь p_F — фермиевский импульс электронов, s — скорость звука. По нашим оценкам, в исследованных сплавах Bi–Sb $\Theta_e \cong 4$ К.

Считаем, что первый член в формуле (18) определяется электрон-фононным рассеянием, а второй — рассеянием электронов на примесях. Наличие зависимости $1/\tau$ от температуры позволило авторам с помощью построения графика $1/\tau$ от T выделить $1/\tau_{e-ph}$ и $1/\tau_{e-im}$ в сплавах Bi-Sb. С помощью экстраполяции температурной зависимости $1/\tau$ в сторону низких температур определяли $1/\tau_{e-im}$, а из ее наклона — величину $1/\tau_{e-ph}$. Обратное время релаксации для сплава $\text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ равно: $1/\tau_{e-im} = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ и $1/\tau_{e-ph} = 2 \cdot 10^9 \text{ T s}^{-1}$.

Хотя температура исследования диффузионной термоэдс в сплавах Bi-Sb относительно высока ($T > 18 \text{ K}$), мы получили $1/\tau_{e-im}$ больше, чем $1/\tau_{e-ph}$ в несколько раз. Это означает, что рассеяние электронов на примесях более значительное, чем рассеяние их на акустических фононах.

При отсутствии эффекта фононного увлечения выражение для коэффициента Нернста-Эттингсгаузена Q_{12} имеет следующий вид:

$$Q_{12} = -\frac{\pi^2 k^2 T}{6 \zeta} \frac{(M_1 + M_4) a \tau}{M_1 M_4 c (\delta + \Omega^2 \tau^2)}. \quad (19)$$

Для полупроводников с изотропным электронным спектром знак коэффициента Нернста-Эттингсгаузена теории [1] объясняет типом механизма рассеяния: отрицательный знак при рассеянии электронов на акустических фононах или на точечных примесях, а положительный — при рассеянии на заряженных примесях. Знак Q_{12} (19) определяется коэффициентом a и зависит от первого слагаемого формулы (10).

Отметим, что в формулах (14) и (19) стоит один и тот же коэффициент "а", определяемый формулой (10). Наши экспериментальные данные: отрицательная величина $\Delta\alpha_\infty$ и отрицательная величина Q_{12} обесцениваются, согласно (14) и (19), положительной величиной "а". Такой знак "а" возникает при преобладающем рассеянии электронов на акустических фононах (10). Однако анализ экспериментальных данных с использованием формул (16) и (17) и температурной зависимости $1/\tau$ приводит к выводу о преобладающем вкладе рассеяния электронов на ионизованных примесях. Если бы в сплавах эффективная масса была изотропной, то можно было бы рассчитать величину a и это рассеяние соответствовало бы ее отрицательному знаку. Таким образом, наличие некоторое противоречие в нашем рассмотрении. Причина этого противоречия состоит в основном в теоретическом предположении, принятом выше, — в кинетическом уравнении мы заменили результат действия интегрального оператора столкновений на неравновесную добавку к функции распределения на произведение обратного времени релаксации электронов на эту добавку. Для изотропного электронного спектра такую замену можно обосновать. Для анизотропного электронного спектра такая замена может быть обоснована тогда, когда оператор столкновений определяется рассеянием электронов на фононах в упругом приближении или рассеянием электронов на точечных примесях.

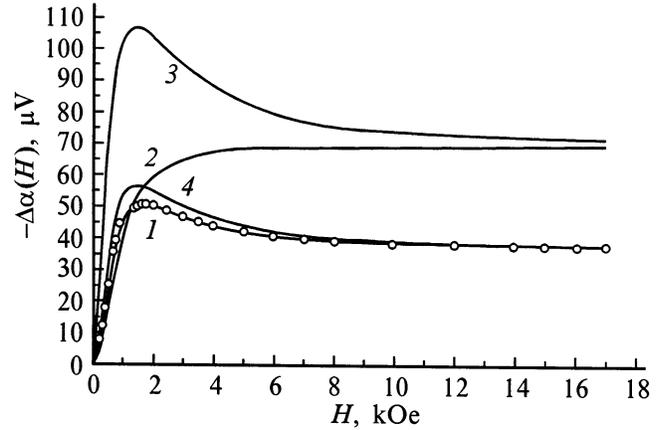


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные данные зависимости изменения диффузионной термоэдс $\Delta\alpha(H) = \alpha(H) - \alpha(0)$ в поперечном магнитном поле с параметрами электронов для сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$: 1 — экспериментальная кривая $\Delta\alpha_{22}(H)$ ($\nabla T \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3$) при $T = 21 \text{ K}$; 2 — расчет $\Delta\alpha(H)$ по формуле (2) для изотропного электронного спектра с учетом рассеяния электронов при $r = 0$; 3 — расчет $\Delta\alpha(H)$ по формуле (14) для анизотропного электронного спектра с $a = 2.52$ и с тем же механизмом рассеяния электронов, что и для кривой 2; 4 — расчет $\Delta\alpha(H)$ по формуле (14) для анизотропного электронного спектра с величиной $a = 1.33$, которое найдено из экспериментального значения $\Delta\alpha_\infty$ и соответствует смешанному механизму рассеяния электронов.

Но для рассеяния электронов на ионизованных примесях такую замену обосновать не удастся. Отметим, что сплавы Bi-Sb легировались донорными примесями, которые являются ионизованными. Аналитическое решение кинетического уравнения при использовании действительно интегрального оператора столкновений приводит к математическим трудностям, и в таком решении вряд ли можно определить полевую зависимость термоэдс. Поэтому в качестве феноменологического описания мы хотим сохранить предположение о времени релаксации, где найденное выше значение обратного времени релаксации является тем, что в математике называется нормой оператора столкновений.

Однако, отметим, что формулы (1)–(5) соответствуют изотропному электронному спектру, а именно из них следует вывод о знаке коэффициента a (10) для определенного механизма рассеяния. При анизотропном электронном спектре такой вывод делать нельзя и можно предположить, что при преобладании рассеяния электронов на ионизованных примесях знак коэффициента a , тем не менее является положительным.

На рис. 6 представлены экспериментальные и расчетные зависимости диффузионной термоэдс от поперечного магнитного поля, соответствующего различным теоретическим предположениям. На кривой 1 приведены экспериментальные данные $\Delta\alpha_{22}(\nabla T \parallel C_1, \mathbf{H} \parallel C_3)$ для сплава $n\text{-Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при $T = 21 \text{ K}$. Кривая 2 соответствует расчету $\Delta\alpha(H)$ по формуле (2) для изотропного

электронного спектра при механизме рассеяния электронов на акустических фононах или точечных примесях ($r = 0$). Однако химический потенциал, подставленный в (2), вычислялся для реального анизотропного спектра Лэкса. Кривая 2 соответствует монотонной зависимости от магнитного поля, а предельная величина $\Delta\alpha_\infty$ примерно в 2 раза превышает экспериментальную. Кривая 3 вычислена по формуле (14) для анизотропного электронного спектра при том же механизме рассеяния, что и кривая 2. Наличие максимума в полевой зависимости $\Delta\alpha(H)$ качественно соответствует экспериментальным данным, но количественно значение в максимуме отличается. Предельные значения $\Delta\alpha_\infty$ у кривых 2 и 3, согласно (2) и (14), одинаковы и определяются величиной a , представленной формулой (10) и $a = 2.52$. Поскольку это вычисленное значение $\Delta\alpha_\infty$ отличается от экспериментального, была построена кривая 4, соответствующая формуле (14), в которой использован коэффициент a , найденный из экспериментального значения $\Delta\alpha_\infty$ и равный 1.33. Как видим, эта кривая близка к экспериментальной кривой 1. Близость этих кривых позволяет использовать формулу (14) для определения времен релаксации из характерных значений магнитных полей экспериментальных кривых при различных температурах (рис. 4, 6). Положительность коэффициента a при преобладании рассеяния на ионизованных примесях для анизотропного электронного спектра обсуждалось выше.

В заключение отметим, что в полупроводниковых сплавах Bi-Sb наблюдается очень большое отношение эффективных масс вдоль и поперек эллипсоида $\eta = m_{\parallel}/m_{\perp} \geq 250$ [3]. Для сравнения приведем значение η в других анизотропных полупроводниках: Ge — 19.3 [5], Si — 4.8 [5], *n*-PbTe — 10 [6], *p*-PbTe — 14 [6], Bi₂Te₃ *n*- и *p*-типа $\cong 4.5$ [7], Te — 2 [8]. Нам не известны для этих полупроводников данные о немонотонной зависимости термоэдс в поперечном магнитном поле, но, вообще говоря, такая зависимость в них может быть. Это обстоятельство необходимо учитывать при определении предельного значения термоэдс в сильном магнитном поле, применяемого для нахождения плотности состояний носителей заряда. С другой стороны, если бы такой максимум можно было наблюдать, то из него можно было бы определить релаксационные характеристики электронов, подобно тому как это сделано в настоящей работе. Отметим, что электронный спектр, исследованных сплавов Bi-Sb был удобен тем, что для всех эллипсоидов при $\mathbf{H} \parallel C_3$ циклотронная частота была одинаковой.

Список литературы

- [1] Б.М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Наука, Л. (1970). 303 с.
- [2] Н.Б. Брандт, Р. Германн, Г.И. Голышева, Л.И. Девяткова, Д. Кусник, В. Краак, Я.Г. Пономарев. ЖЭТФ **83**, 6(12), 2152 (1982).

- [3] Н.А. Редько, В.И. Польшин, В.В. Косарев, Г.А. Иванов. ФТТ **25**, 10, 3138 (1983).
- [4] И.Н. Дубровская, Ю.И. Равич. ФТТ **8**, 5, 1455 (1966).
- [5] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel. Phys. Rev. **98**, 2, 368 (1955).
- [6] K.F. Cuff, M.R. Ellett, C.D. Kuglin, L.R. Williams. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. Paris. (1964). P. 667.
- [7] R.B. Mallinson, J.A. Rayne, R.W. Ure. Phys. Lett. **24a**, 13, 713 (1967); L.R. Testradi, P.J. Stiles, E. Burstein. Sol. State Commun. **1**, 2, 28 (1963).
- [8] Y. Couder, M. Hulin, H. Thome. Phys. Rev. **B7**, 10, 4373 (1973).