

© 1991

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ВИСМУТЕ ПРИ 77 К

В. А. Немчинский, Ю. И. Равич

Производится расчет кинетических коэффициентов в магнитном поле для висмута на основе теоретической модели, учитывающей сложную зонную структуру, акустическое и рекомбинационное рассеяние носителей. При использовании параметров зонной структуры, полученных из независимых измерений, и трех подгоночных параметров, характеризующих рассеяние, удается добиться согласия с экспериментом для всей совокупности кинетических коэффициентов в нелегированном висмуте при температуре 77 К. При более высоких температурах полученные ранее путем анализа гальваномагнитных эффектов подвижности и концентрации носителей требуют пересмотра с учетом отличий факторов Холла и магнитосопротивления от единицы.

Явления переноса в висмуте и его сплавах с сурьмой экспериментально исследовались в большом числе работ. Между тем до сих пор отсутствует теоретическая модель, позволяющая производить расчет всей совокупности¹ кинетических коэффициентов в магнитном поле с единой точки зрения. Так, при обсуждении данных по термоэдс предполагается рассеяние носителей на акустических фонах, причем обычно термоэдс не вычисляется, а используется для определения химического потенциала. Учет непараболичности зоны проводимости при сохранении предположения об акустическом рассеянии резко ухудшает согласие теории с экспериментом для термоэлектрических и термомагнитных эффектов. Привлеченная специально устранения этого противоречия «квазипараболическая» модель [1, 2], по нашему мнению, не является корректной (см. Приложение).

При исследовании гальваномагнитных эффектов в слабых магнитных полях теоретический анализ полученных экспериментальных результатов обычно производится с целью определения таких параметров, как подвижности и концентрации электронов и дырок, по совокупности измеряемых коэффициентов [3-7]; при этом факторы Холла и магнитосопротивления, обусловленные энергетической зависимостью времени релаксации, считаются близкими к единице. Учет непараболичности при акустическом рассеянии приводит к значительному росту этих факторов для электронов в случаях, когда отсутствует сильное статистическое вырождение, что ставит под вопрос величины феноменологических параметров, полученные гальваномагнитным методом.

В настоящей работе на основе теоретической модели, учитывающей сложную зонную структуру и смешанный механизм рассеяния носителей тока в висмуте, вычисляется вся совокупность кинетических коэффициентов в магнитном поле. Учитываются анизотропия и непараболичность энергетических зон, внутридолинное рассеяние на акустических фонах и межзонное (рекомбинационное) рассеяние [8, 9], обусловленное переходами электронов между зоной проводимости и валентной зоной. Используются параметры зонной структуры (энергетические зазоры между зонами и эффективные массы носителей), полученные путем независимых измере-

¹ Заметим, что для расчета термоэлектрических устройств, в которых используются сплавы Bi-Sb, требуется знать практически все компоненты тензоров кинетических коэффициентов в магнитном поле.

ний таких эффектов, как осцилляции Шубникова-де Гааза, магнитооптическое поглощение и циклотронный резонанс [10-17]. Величины, характеризующие интенсивность различных механизмов рассеяния, являются параметрами модели, подлежащими подгонке (3 подгоночных параметра для расчета более 20 величин, сопоставляемых с экспериментальными при данной температуре). Для упрощения вычислений в модель введены те аппроксимации, которые не нарушают ее способности предсказывать с точностью, достаточной для понимания явлений переноса, значения кинетических коэффициентов, характер их зависимостей от температуры и магнитного поля. Например, в модели не учитывается наклон больших осей изоэнергетических эллипсоидов относительно плоскости, перпендикулярной тригональной оси; не учитывается анизотропия рассеяния носителей тока и фононного спектра; рассеяние считается упругим.

1. Теоретическая модель

Изоэнергетические поверхности зоны проводимости висмута вблизи экстремумов представляют собой три сильно вытянутых трехосных эллипсоида с центрами в точках L зоны Бриллюэна. Такую же структуру имеет зона «легких» L -дырок, отделенная от электронной зоны узкой энергетической щелью E_g (15.2 мэВ при 77 К [10, 14]) и связанная с зоной проводимости **к**р-взаимодействием, что приводит к сильной непараболичности закона дисперсии двух зон и зависимости блоховских амплитуд от квазиимпульса. Простейшая двухзонная модель непараболичности приводит к закону дисперсии в координатах, связанных с осями эллипсоидов

$$E \left(1 + \frac{E}{E_g} \right) = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_{iL}^*}, \quad (1)$$

где m_{iL}^* — эффективные массы электронов и L -дырок вблизи краев зон. Используя значения циклотронных эффективных масс электронов на уровне Ферми, полученных из измерений при низких температурах [16], и соотношение (1), находим следующие значения $m_{1L}^* = 0.116 \cdot 10^{-2} m_0$, $m_{2L}^* = 0.258 m_0$, $m_{3L}^* = 0.221 \cdot 10^2 m_0$. Ось 1 эллипсоида совпадает с бинарной осью кристалла, ось 2 составляет с биссекторной осью малый угол ($\sim 7^\circ$), которым мы пренебрежем для простоты расчета; при этом ось 3 эллипсоида совпадает с тригональной осью.

Главный экстремум валентной зоны расположен в точке T ; изоэнергетическая поверхность T -дырок — эллипсоид вращения, сильно вытянутый в направлении тригональной оси; эффективные массы равны $m_{1T}^* = m_{2T}^* = 0.0639 m_0$ и $m_{3T}^* = 0.703 m_0$ [16]. Непараболичность дырочной T -зоны значительно меньше, чем L -зоны, и не учитывается в нашем расчете. Край T -зоны расположен выше дна зоны проводимости, перекрытие зон составляет $E_{LT} = 39$ мэВ [10, 17]. В глубине валентной зоны имеется зона «тяжелых» дырок, однако она не вносит заметного вклада в кинетические коэффициенты в нелегированном висмуте, как и зона «легких» L -дырок.

Решение кинетического уравнения дает следующее выражение для компонент тензора электропроводности электронов в одном эллипсоиде в системе координат, связанной с осями рассматриваемого эллипсоида:

$$\sigma_{ik} = \frac{e^2 (2m_{dL}^* k_{ii} T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 (m_{iL}^* m_{kL}^*)^{1/2}} \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\tau(\varepsilon) \left[\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{E_g} \right) \right]^{3/2}}{\left(1 + 2 \frac{\varepsilon}{E_g} \right) (1 + \Omega^2)} \times \\ \times \left(\delta_{ik} + \sum_{l=1}^3 \varepsilon_{ilk} \Omega_l + \Omega_i \Omega_k \right) d\varepsilon. \quad (2)$$

Здесь $m_{dL}^* = (m_{1L}^* m_{2L}^* m_{3L}^*)^{1/3}$ — эффективная масса плотности состояний для одного эллипсоида; ε и ε_g — соответственно энергия электрона и энерги-

гическая щель (в ед. $k_0 T$); δ_{ik} и ε_{ilk} — символ Кронекера и полностью антисимметричный единичный тензор; составляющие вектора Ω пропорциональны компонентам B_i вектора магнитной индукции \mathbf{B} в системе координат, связанной с осями эллипсоида

$$\Omega_i = \frac{e\tau(\varepsilon) m_{iL}^{*1/2} B_i}{\left(1 + 2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right) m_{dL}^{*3/2}}. \quad (3)$$

Время релаксации электронов $\tau(\varepsilon)$ определяем, принимая во внимание рассеяние на акустических фононах и рекомбинационное рассеяние

$$\tau^{-1}(\varepsilon) = C_N \left(\frac{k_0 T}{1 \text{ мэВ}}\right)^{3/2} \left\{ \left(\frac{m_{dL}^*}{m_0}\right)^{3/2} \left[\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right) \right]^{1/2} \left(1 + 2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g}\right) + x \left(\frac{m_{dT}^*}{m_0}\right)^{3/2} (\varepsilon_{LT} - \varepsilon)^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Оба рассматриваемых механизма рассеяния предполагаются упругими, т. е. энергии не только длинноволновых акустических фононов, но и коротковолновых фононов, ответственных за переходы между L - и T -зонами, считаются не превышающими $k_0 T$. Обратные времена релаксации для каждого механизма рассеяния в (4) пропорциональны плотности состояний для той зоны, в которую осуществляется рассеяние. Выражение (4) выписано для $\varepsilon < \varepsilon_{LT}$, в противном случае следует учитывать лишь первое из двух слагаемых. Энергетическая зависимость времени релаксации электронов имеет немонотонный характер с резким изломом при $\varepsilon = \varepsilon_{LT}$. Константа C_N характеризует интенсивность акустического рассеяния, интенсивность рекомбинационного пропорциональна $x C_N$, т. е. константа x , определяет относительный вклад рекомбинационного рассеяния. Константа C_N может включать в себя дополнительные вклады некоторых других возможных механизмов рассеяния, таких как переходы между эквивалентными L -эллипсоидами и рассеяние на оптических фононах, что также соответствует приближенному характеру выражения (4). Мы не учитываем зависимость вероятности рассеяния от энергии в области непараболичности имея в виду, что квадрат матричного элемента взаимодействия стремится к пределам одного и того же порядка величины как при малых, так и больших $\varepsilon/\varepsilon_g$ (см. Приложение), т. е. константа C_N пропорциональна некоторому среднему значению вероятности рассеяния.

Выражение для времени релаксации T -дырок содержит константу C_p , аналогичную C_N и характеризующую интенсивность рассеяния дырок на акустических фононах. Рекомбинационное рассеяние дырок определяется той же константой ($x C_N$), что и электронов.

Другие кинетические интегралы отличаются от (2) множителями $\varepsilon - \zeta^*$ или $(\varepsilon - \zeta^*)^2$ в подинтегральных выражениях (ζ^* — приведенный химический потенциал).

Выполнив численное интегрирование, получаем компоненты трех тензоров типа (2) для каждого эллипсоида; переходим в систему координат, связанную с осями симметрии кристалла; суммируем вклады всех эллипсоидов и различных типов носителей; затем по известным формулам получаем три тензора: удельное сопротивление $\rho_{ik}(\mathbf{B})$, термоэдс $\alpha_{ik}(\mathbf{B})$ и электронную теплопроводность $\chi_{ik}(\mathbf{B})$. Через компоненты этих тензоров, которые вычисляются в рамках одной программы расчета, выражаются все кинетические коэффициенты в магнитном поле.

2. Результаты расчета кинетических коэффициентов в нелегированном висмуте при 77 К

В результате выполнения программы расчета, кратко описанной в предыдущем разделе, были получены компоненты трех тензоров ρ_{ik} , α_{ik} и χ_{ik} для каждого заданного значения магнитной индукции \mathbf{B} , приведенного

химпотенциала ζ^* и трех параметров рассеяния x , C_N , C_P . Величина ζ^* для нелегированного висмута определялась из условия равенства концентраций электронов и дырок, что дает для электронов при 77 К $\zeta^*=4.4$; для дырок приведенный химпотенциал равен $\epsilon_{LT}-\zeta^*=1.5$. Три подгоночных параметра x , C , и C_P были найдены из экспериментальных величин термоэдс в направлении тригональной оси $\alpha_{33}=-90$ мкВ/К [18] и подвижностей электронов в том же направлении $\mu_3=39 \cdot 10^4$ см²/В·с и дырок в перпендикулярном направлении $\mu_i=10 \cdot 10^4$ см²/В·с, полученных путем анализа гальваномагнитных эффектов [6]: $x=0.3$, $C_N=6.0 \cdot 10^{11}$ и $C_P=0.5 \cdot 10^{11}$ с⁻¹, что соответствует эффективным константам деформационного потенциала порядка нескольких электронвольт.

Результаты расчета различных гальваномагнитных и термоэлектромгнитных коэффициентов при 77 К приведены в таблице, а также на

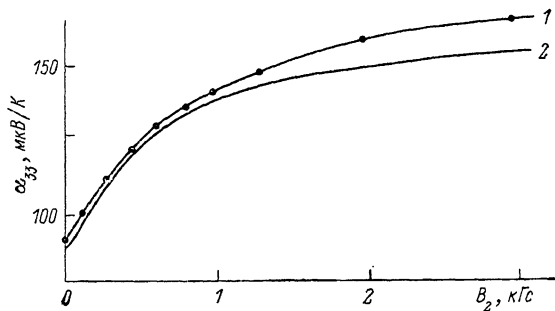


Рис. 1. Термоэдс в направлении тригональной оси как функция магнитной индукции в биссекторном направлении $\alpha_{33}(B_2)$.

1 — эксперимент [18], 2 — наш расчет.

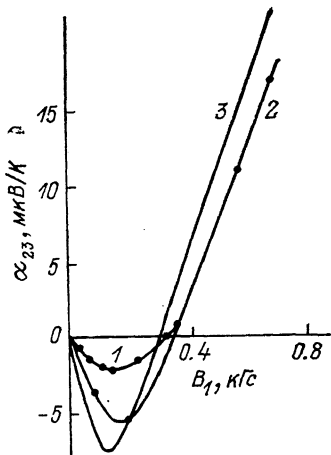


Рис. 2. Недиагональная компонента термоэдс, определяющая эффект Нернста—Эттингсгаузена, в магнитном поле в направлении бинарной оси $\alpha_{23}(B_1)$.

1 — эксперимент [19]; 2 — экспериментальная кривая, приведенная в статье [2]; 3 — наш расчет.

рис. 1, 2 вместе с соответствующими экспериментальными данными, собранными из различных работ: гальваномагнитными коэффициентами ρ_{ii} , ρ_{ikl} и ρ_{iklm} [6], термоэдс при отсутствии магнитного поля в направлениях бинарной (или биссекторной) оси α_{11} [7], термомагнитными коэффициентами $\alpha_{ik}(B_t)$ [2, 18-20], изменением теплопроводности в магнитном поле [21].

Расчет дает правильные значения удельного сопротивления при отсутствии магнитного поля ρ_{33} и ρ_{11} ; малая анизотропия сопротивления соответствует эксперименту. Гальваномагнитные коэффициенты в слабом магнитном поле можно разделить на «большие» и «малые». Относительная малость коэффициентов второй группы обусловлена малостью не учитываемого в расчете наклона осей эллипсоидов к базовой плоскости и большой величиной эффективной массы m_{2L}^* , которая определена с наименьшей точностью. Характер аппроксимаций в используемой расчетной модели заставляет ожидать, что только для «больших» кинетических коэффициентов будет иметь место количественное согласие расчета с экспериментом, для «малых» же достаточно совпадения теоретических и экспериментальных значений по порядку величины. К «большим» гальваномагнитным коэффициентам (из приведенных в таблице) относится холловская компонента ρ_{231} и коэффициенты магнитосопротивления ρ_{1111} , ρ_{1122} и ρ_{3311} , к «малым» — ρ_{123} и ρ_{1133} . В таблице приводятся также в качестве примера гальваномагнитных эффектов в сильном магнитном поле компоненты тензора удельного сопротивления при $B_2=10$ кГс.

Сравнение экспериментальных и теоретических величин
кинетических коэффициентов
в недегированных образцах Вi при 77 К

Величина	Эксперимент	Расчет
$\rho_{33}, 10^{-4}$ Ом·см	0.36	0.42
ρ_{11}/ρ_{33}	0.89	0.85
$\rho_{231}, 10^{-8}$ Ом·см/Гс	10.6	13.8
$\rho_{123}, 10^{-8}$ Ом·см/Гс	-0.2	-0.6
$\rho_{3311}, 10^{-12}$ Ом·см/Гс ²	160	177
$\rho_{1111}, 10^{-12}$ Ом·см/Гс ²	133	188
$\rho_{1122}, 10^{-12}$ Ом·см/Гс ²	160	226
$\rho_{1133}, 10^{-12}$ Ом·см/Гс ²	35.5	16
$\rho_{33} (B_2=10 \text{ кГс})/\rho_{33} (0)$	170	240
$\rho_{11} (B_2=10 \text{ кГс})/\rho_{11} (0)$	33	38
$\alpha_{11} (0), \text{ мкВ/К}$	-40	-44
$\alpha_{33} (B_2 \geq 3 \text{ кГс}), \text{ мкВ/К}$	-163	-153
$\Delta \alpha_{11} (B_3=10 \text{ кГс}), \text{ мкВ/К}$	-60	-80
$\Delta \alpha_{11} (B_2=5 \text{ кГс}), \text{ мкВ/К}$	+10	+6
$\Delta \alpha_{11} (B_1=10 \text{ кГс}), \text{ мкВ/К}$	+18	+17
$\alpha_{31} (B_2=5 \text{ кГс}), \text{ мкВ/К}$	600	970
$\Delta \kappa_{33} (B_2 \geq 2 \text{ кГс}), \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$	-0.03	-0.033
$\Delta \kappa_{11} (B_2=10 \text{ кГс}), \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$	-0.03	-0.031
$\Delta \kappa_{11} (B_3=10 \text{ кГс}), \text{ Вт/см} \cdot \text{К}$	-0.05	-0.056

Термоэдс при отсутствии магнитного поля α_{11} в направлении, перпендикулярном тригональной оси, полученная путем расчета без подгоночных параметров, соответствует эксперименту. Расчет дает также наблюдаемую сильную зависимость термоэдс α_{33} от магнитного поля B_2 ; в согласии с экспериментом [18] α_{33} достигает насыщения в магнитных полях около 3 кГс (рис. 1). Удовлетворительно согласуются с экспериментом расчетные термомагнитные коэффициенты, в том числе немонотонно зависящий от магнитного поля B_1 коэффициент Нернста—Эттингсгаузена, определяемый недиагональной компонентой тензора термоэдс α_{23} (рис. 2).

Наконец, расчетные зависимости теплопроводности от магнитного поля, обусловленные ее электронной составляющей, также соответствуют экспериментальным.

Таким образом, расчет с тремя подгоночными параметрами рассеяния в принятой теоретической модели позволяет вычислить всю совокупность большого числа кинетических коэффициентов в магнитном поле в собственном висмуте при температуре 77 К.

3. Температурная зависимость кинетических коэффициентов

Для расчета температурной зависимости кинетических коэффициентов требуется знать температурные изменения параметров зонной структуры, полная информация о которых отсутствует. Согласно магнитооптическим данным [14], энергетическая щель E_g заметно возрастает с температурой (до 36.7 мэВ при 300 К). Температурное изменение перекрытия зон E_{LT} неизвестно, но из зависимости перекрытия от давления можно сделать вывод, что оно относительно невелико, и предположение о его отсутствии вряд ли приведет к большим погрешностям в расчете. Температурную зависимость эффективной массы электронов m_{dL}^* можно оценить, используя данные по собственным концентрациям носителей, полученные путем анализа гальваномагнитных коэффициентов [3-7]. В частности, $n_i = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при 300 К [6], при этом $m_{dL}^*(T)$ оказывается приблизительно пропорциональной $E_g(T)$. Наконец, температурное изменение эффективной массы дырок можно определить по температурной зависимости подвижности ν_1 , также полученной из гальваномагнитных измерений.

Пользуясь этими данными и предположениями, мы предприняли попытку вычислить кинетические коэффициенты при комнатной температуре,

используя параметры рассеяния, найденные при температуре жидкого азота, и получили удовлетворительно согласующиеся с экспериментом результаты для сопротивлений и термоэдс в двух главных направлениях, а также для термомагнитных эффектов. Вычисленная подвижность электронов μ_3 при 300 К практически совпала с результатом анализа гальваномагнитных коэффициентов $\mu_3 = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [6].

Однако расчетные величины коэффициентов Холла и магнетосопротивления в слабом магнитном поле при 300 К оказались в резком противоречии с экспериментальными: ρ_{231} превышает экспериментальную величину приблизительно в 2 раза, ρ_{iklm} — на порядок. Причиной этого расхождения является отличие от единицы факторов Холла и магнетосопротивления электронов, обусловленное значительной энергетической зависимостью времени релаксации, хотя, согласно расчету, рекомбинационное рассеяние существенно снижает эти факторы по сравнению со случаем чисто акустического рассеяния в условиях сильной непараболичности. При 77 К обсуждаемый эффект мал благодаря сильному статистическому вырождению электронов.

При анализе гальваномагнитных эффектов [3-7], результаты которого использованы в наших расчетах, факторы Холла и магнетосопротивления не учитывались. Таким образом, вся совокупность параметров, полученных в работах [3-7] при температурах $T > 100 \text{ К}$, требует коренного пересмотра. В частности, можно утверждать, что общепринятые значения собственной концентрации носителей сильно (приблизительно в два раза при 300 К) занижены и соответственно завышены подвижности. Эффективная масса электронов в соответствии с более высоким значением собственной концентрации должна быть увеличена, при этом ее рост с температурой окажется более сильным, чем увеличение E_g , как это и было получено экспериментально магнитооптическим методом [14].

Таким образом, несмотря на значительные упрощающие предположения, учет сложной анизотропной непараболической зонной структуры зоны проводимости, акустического и рекомбинационного рассеяния электронов позволяет вычислить совокупность большого числа кинетических коэффициентов в нелегированном висмуте при 77 К в согласии с результатами измерений. Предварительные расчеты показали, что при более высоких температурах анализ гальваномагнитных эффектов должен производиться с учетом отличия факторов Холла и магнетосопротивления от единицы, и имеющиеся в литературе данные о собственной концентрации и подвижностях носителей требуют существенного пересмотра.

П Е Р И Л О Ж Е Н И Е

К вопросу о «квазипараболической» модели

Предложенная в работе [1] «квазипараболическая» модель основана на формуле для времени релаксации в случае рассеяния электронов на акустических фононах, в которой учтена энергетическая зависимость вероятности рассеяния в рамках двухзонной модели непараболичности, связанная с зависимостью блоховских амплитуд от волнового вектора

$$\frac{\tau^{-1}}{\tau_0^{-1}} = 1 - c \frac{\varepsilon (\varepsilon_g + \varepsilon)}{(\varepsilon_g + 2\varepsilon)^2}, \quad (\text{П. 1})$$

где τ_0^{-1} — обратное время релаксации, полученное без учета изменения блоховских амплитуд. Константа c в [1] является параметром подгонки.

Между тем авторами работ [22, 23], на которые как на источник формулы (П. 1) имеется ссылка в [1], было получено выражение более сложное, чем (П. 1)

$$\frac{\tau^{-1}}{\tau_0^{-1}} = \left(1 - \frac{(1-\xi)\varepsilon}{\varepsilon_g + 2\varepsilon}\right)^2 - \frac{8}{3} \xi \frac{\varepsilon(\varepsilon_g + \varepsilon)}{(\varepsilon_g + 2\varepsilon)^2}. \quad (\text{П. 2})$$

В формуле (П. 2) параметр ξ имеет смысл отношения констант деформационного потенциала электронов и дырок и может считаться подгоночным параметром. В частности, при $\xi=1$, как в халькогенидах свинца [23], (П. 2) переходит в (П. 1), но с вполне определенным значением c : $c=8/3$. Между тем в «квазипараболической» модели параметр c путем сравнения с экспериментальными данными выбирается равным $c=4$, при этом фактор (П. 1) при больших $\varepsilon/\varepsilon_g$ приближается к нулю как $(\varepsilon/\varepsilon_g)^{-2}$, в то время как фактор (П. 2) является положительной величиной не менее $2/9$ при любых значениях ξ (указанное минимальное значение достигается при $\varepsilon=1/3$). Таким образом, при $c \geq 4$ имеется качественное различие между выражениями (П. 1) и (П. 2). Вычисление времени релаксации при больших энергиях с использованием (П. 1) при $c > 4$ вообще приводит к отрицательной величине.

Таким образом, «квазипараболическая» модель не дает правильной энергетической зависимости времени релаксации при рассеянии на акустических фононах и не может быть использована для устранения противоречия между теорией и экспериментом, возникающего при учете непараболичности зоны проводимости без включения в рассмотрение наряду с акустическим других механизмов рассеяния.

Список литературы

- [1] Heremans J., Hansen O. P. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 17. P. 3483—3496.
- [2] Mikhail I. F. I., Hansen O. P., Nielsen H. // J. Phys. C. 1980. V. 13. N 9. P. 1697—1713.
- [3] Abeles B., Meiboom S. // Phys. Rev. 1956. V. 101. N 2. P. 544—550.
- [4] Zitter R. N. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 5. P. 1471—1480.
- [5] Saunders G. A., Sumengen Z. // Proc. Roy. Soc. 1972. V. A329. N 1579. P. 453—466.
- [6] Michenaud J.-P., Issi J.-P. // J. Phys. C. 1972. V. 5. N 21. P. 3061—3072.
- [7] Гицу Д. В., Голбан И. Н., Кацнер В. Г., Мунтяну Ф. М. Явления переноса в висмуте и его сплавах. Кишинев: Илтиница, 1987. 267 с.
- [8] Nielsen H. // J. Phys. F. 1978. V. 8. N 1. P. 141—149.
- [9] Грязнов О. С., Немчинский В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 3. С. 101—103.
- [10] Smith G. E., Baraff G. A., Rowell J. M. // Phys. Rev. 1964. V. 135. № 4. P. A1118—1125.
- [11] Фальковский Л. А. // УФН. 1968. Т. 94. № 1. С. 3—41.
- [12] Эдельман В. С. // УФН. 1970. Т. 102. № 1. С. 55—85.
- [13] Vecchi M. P., Dresselhaus M. S. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 8. P. 3257—3265.
- [14] Vecchi M. P., Dresselhaus M. S. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 2. P. 771—774.
- [15] Эдельман В. С. // УФН. 1977. Т. 123. № 2. С. 257—287.
- [16] Дорофеев Е. А., Фальковский Л. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6 (12). С. 2202—2213.
- [17] Vecchi M. P., Pereira J. R., Dresselhaus M. S. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 2. P. 298—317.
- [18] Wolfe R., Smith G. E. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 3. P. 1086—1087.
- [19] Michenaud J.-P., Cheruvier E., Issi J.-P. // Solid St. Commun. 1971. V. 9. N 16. P. 1433—1435.
- [20] Uher C., Goldsmid H. J. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 63. N 1. P. 163; V. 64. N 1. P. K25—K28.
- [21] Uher C., Goldsmid H. J. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 65. N 2. P. 765—772.
- [22] Равич Ю. И., Морговский Л. Я. // ФТП. 1969. Т. 3. № 10. С. 1528—1539.
- [23] Ravich Yu. I., Efimova V. A., Tamarchenko V. I. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 43. N 1. P. 11—33.

Физико-технический институт
АН СССР им. А. Ф. Иоффе
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 января 1991 г.

Ленинградский
электротехнический институт связи
им. проф. М. А. Бонч-Бруевича