

УДК 537.311.31

ВЛИЯНИЕ МЕЖДОЛИННОГО РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА ВЕЛИЧИНУ И РАЗМЕРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭДС ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ МАССИВНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВИСМУТА

В. А. Козлов, К. А. Сахаров

Развита теория фононного увлечения в чистых массивных монокристаллах висмута в области гелиевых температур. В рамках разработанной вариационной процедуры решения кинетического уравнения с учетом поверхности получено выражение для термоэдс фононного увлечения, учитывающее реальную анизотропию электронного и фононного спектра, а также внутри- и междолинное рассеяние носителей в объеме и на поверхности образца. Показано, что абсолютное значение термоэдс фононного увлечения, а также ее размерные зависимости существенно зависят от темпа междолинного рассеяния на поверхности.

Выполненные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования термоэлектрических свойств чистых массивных монокристаллов висмута в области фононного увлечения выявили ряд особенностей в их размерных и температурных зависимостях. Так, в работе [1] была обнаружена почти квадратичная зависимость термоэдс от поперечного размера образца d , что принципиально не может быть объяснено в рамках теории фононного увлечения Херринга [2], приводящей к линейной зависимости от d термоэлектродвижущей силы полупроводников и полуметаллов с малым числом носителей.

В последующих за работой [1] публикациях, посвященных явлениям переноса в висмуте [3-6], был установлен ряд других особенностей термоэлектрических свойств чистых массивных монокристаллов. Однако применительно к чистым массивным монокристаллам с поперечными размерами d порядка 1 см сразу возникает характерная для строго компенсированных систем трудность. В силу точного равенства концентраций электронов и дырок эффект фононного увлечения не может проявиться, поскольку импульс, получаемый фононами от электрического поля (π -подход Херринга), оказывается пропорциональным $(n^+ - n^-)$. На первый взгляд выход из этого положения может быть найден, если наряду с электрон-фононным рассеянием учесть столкновения носителей с поверхностью. В этом случае так называемая импульсная раскомпенсация — средняя скорость дрейфа фононов — оказывается отличной от нуля и пропорциональной параметру $l^+/d - l^-/d$, где l^\pm — длина пробега дырок и электронов при рассеянии на равновесных фононах. Поскольку длины пробега носителей в висмуте при $T \sim 4.2$ К составляют десятые доли миллиметра, то вклад от фононного увлечения в массивных образцах содержит малый параметр 10^{-2} . Численные расчеты применительно к висмуту приводят к значениям $\alpha \sim 5 \div 7$ мкВ/К, что не позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые величины $\alpha \approx 100$ мкВ/К, а также то обстоятельство, что с ростом поперечного сечения образца термоэдс возрастает примерно d^2 [1].

Попытка понять физическую природу квадратичной зависимости термоэда фононного увлечения, предпринятая в работе [7], фактически базировалась на результатах, касающихся фононной гидродинамики чистых диэлектриков [8]. Однако, как это было показано в [9], в висмуте проявление гидродинамического течения фононного газа оказывается невозможным, хотя соответствующая тенденция экспериментально может быть обозначена. Указанные выше трудности могут быть преодолены в рамках диффузионно-размерного эффекта, связанного с возникновением вблизи поверхности образца неравновесных концентраций, градиенты которых спадают до своих объемных значений на расстояниях порядка диффузионной длины $L = \sqrt{D\tau}$, где l_x — длина пробега носителей относительно междолинного рассеяния [10]. Учитывая, что в висмуте l_x экспоненциально возрастает при понижении температуры с энергией активации, совпадающей с той, которая фигурирует во времени релаксации относительно фонон-фононных процессов переброса $\tau^U \sim \exp(40/T)$, в области гелиевых температур можно добиться выполнения неравенств $d/L < 1$, $d/l \gg 1$. В этих условиях неравновесные концентрации носителей существуют во всем образце, что, с точки зрения фононного увлечения, можно трактовать как концентрационную раскомпенсацию. Естественно, в данном случае единственным механизмом выравнивания концентраций носителей из разных долин является междолинное рассеяние на поверхности.

В данной работе построена микроскопическая теория диффузионно-размерного эффекта в рамках кинетического уравнения, где поверхностное рассеяние, как внутри-, так и междолинное, автоматически учитывается в граничных условиях. Поскольку в области гелиевых температур рассеяние носителей на фононах в висмуте не является упругим, в работе предложен вариационный метод решения кинетического уравнения с учетом поверхности и междолинного рассеяния в объеме.

Соответствующую линеаризованную систему кинетических уравнений для носителей и фононов можно записать в следующем виде:

$$v_x \frac{\partial}{\partial z} \varphi^\alpha - \varepsilon^\alpha(Ev) = \sum_{\beta} \mathcal{L}(\varphi^\alpha, \varphi^\beta, \chi), \quad (1)$$

$$\frac{\partial F^0}{\partial T} \frac{\partial \omega}{\partial q} \nabla T = I\{\chi, \chi\} + \sum_{\alpha} I\{\chi, \varphi^\alpha\}, \quad (2)$$

где символами $\hat{I}\{\dots\}$ обозначены интегралы столкновений электронов с фононами, фононов с фононами и фононов с электронами. В дальнейшем мы ограничимся только случаем $T \geq 3$ К, поскольку, согласно результатам работы [11], длина пробега носителей относительно междолинного рассеяния оказывается равной $4.3 \cdot 10^{-4} \exp(35/T)$ и при более низкой температуре существенно превышает характерный размер экспериментально исследуемых образцов. При этом также можно пренебречь интегралом фонон-электронных столкновений в (2), так как в указанном температурном интервале фонон-фононные столкновения оказываются доминирующими [12].

Выразив неравновесную добавку к фононной функции распределения χ из (2) и подставив в (1), получим новую систему кинетических уравнений, зависящих лишь от φ^α . Представим неравновесную добавку к электронной функции распределения следующим образом:

$$\varphi = \bar{\varphi}(z) + \psi,$$

где

$$\bar{\varphi} = \langle \varphi \rangle / \langle 1 \rangle = \frac{2}{\hbar^2} \int \varphi \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3k.$$

Величина $\bar{\varphi}$ имеет смысл сдвига химпотенциала. Тогда система кинетических уравнений для определения функций ψ имеет вид

$$v_z \frac{\partial}{\partial z} \psi^\alpha - e^\alpha (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{v}) + I \{ \nabla T \} = I_2 \{ \varphi^\alpha, \varphi^\beta \},$$

$$I_1 = \frac{V s^2 c U}{8\pi^3 k_0 T^2} \sum_{\beta} \int (Rq \cdot \nabla T) [S_{\alpha\beta}^+(k, q) - S_{\alpha\beta}^-(k, q)] d^3q,$$

$$I_2 = \frac{V}{8\pi^3 k_0 T} \sum_{\beta} \int [S_{\alpha\beta}^+(\varphi_k^\alpha - \varphi_{k+q}^\beta) - S_{\alpha\beta}^-(\varphi_k^\alpha - \varphi_{k-q}^\beta)] d^3q,$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = \left(E_x, E_y, E_z - \frac{1}{e^\alpha} \frac{d}{dz} \bar{\varphi}^\alpha \right), \quad (3)$$

где V — объем кристалла, $S_{\alpha\beta}^{\pm}$ — вероятности рассеяния с испусканием и поглощением фонона; матрица R определяется законом дисперсии фононов $\omega = s |Rq|$; s — скорость звука; τ^u — характерное время релаксации фононной подсистемы.

Уравнения (3) являются исходными для построения функционала. Процедура построения функционала, отвечающая решению кинетического уравнения без члена $v \cdot \nabla \psi$, достаточно подробно описана в [13]. Однако попытки учета поверхностного члена в рамках данной процедуры наталкиваются на ряд принципиальных трудностей. Во-первых, функция распределения носителей теперь явно зависит от z , поэтому необходимо искать экстремум функционала в области изменения параметров z и k . Во-вторых, нетрудно видеть, поскольку

$$\iint \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \psi v \cdot \nabla \psi d\mathbf{r} dk = \frac{1}{2} \iint \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \psi^2 v d\mathbf{r} dk = 0,$$

где $d\mathbf{l}$ — элемент периметра поперечного сечения, что использование стандартной вариационной процедуры приводит к исследованию функционала без поверхностного члена. Выход из создавшегося положения может быть найден по аналогии с методом построения функционала в присутствии магнитного поля. Оператор рассеяния $v \cdot \nabla$, так же как и оператор магнитного рассеяния, несамосопряжен. Если носитель, налетавший на поверхность с квазиимпульсом $\hbar k$ ($v_z > 0$), переходит в состояние $\hbar k'$ ($v_z < 0$), то точно такая же вероятность рассеяния должна быть при рассеянии из k' в k . Однако носитель с квазиимпульсом $\hbar k'$ движется от поверхности ($v_z < 0$) и не может отразиться от нее. Поэтому необходимо ввести функцию ψ^* , в некоем смысле сопряженную ψ , чтобы система обладала так называемой эрмитовой симметрией. Для рассеяния на поверхности введение функции $\psi^*(k) = \psi(-k)$ позволяет устранить указанную выше трудность. С математической точки зрения функции ψ^* и ψ аналогичны по своему смыслу функциям $\psi^>$ и $\psi^<$, которые автоматически возникают в τ -приближении. Теперь легко показать [14], что

$$\begin{aligned} \langle\langle \psi^* v \cdot \nabla \psi \rangle\rangle &= \iint_{v_z > 0} \psi^* v \cdot \nabla \psi + \iint_{v_z < 0} \psi^* v \cdot \nabla \psi d\mathbf{r} dk = \\ &= \iint_{v_z > 0} \psi^* v \cdot \nabla \psi d\mathbf{r} dk + \iint_{v_z > 0} \psi v \cdot \nabla \psi^* d\mathbf{r} dk \neq 0 \end{aligned} \quad (4)$$

и выражение типа $\langle\langle \varphi^* v \cdot \nabla \psi \rangle\rangle$ симметрично относительно перестановки φ и ψ при условии, что символ сопряжения $*$ остается на месте. Тогда вариационный принцип при наличии поверхности можно сформулировать следующим образом:

$$2 \langle\langle \varphi^* \tilde{\mathbf{E}} v - \psi^* I_1 \{ \nabla T \} \rangle\rangle = \langle\langle \psi^* v \cdot \nabla \psi - \psi^* I_2 \psi \rangle\rangle. \quad (5)$$

Покажем, что вариация функционала (5) дает исходное кинетическое уравнение. Согласно (4), $\langle\langle \varphi^* v \cdot \nabla \psi \rangle\rangle = \langle\langle \psi^* v \cdot \nabla \varphi \rangle\rangle$, а интеграл столкновения носителей в объеме не зависит от знака квазиимпульса. Тогда

$$\begin{aligned} & \langle\langle \delta\psi^* v \cdot \nabla\psi + \psi^* v \cdot \nabla\delta\psi - \delta\psi^* I_2\psi - \psi^* I_2\delta\psi - 2\delta\psi^* (e\vec{E}v - I_1) \rangle\rangle = \\ & = \langle\langle \delta\psi^* v \cdot \nabla\psi + \delta\psi^* v \cdot \nabla\varphi - \delta\psi^* I_2\psi - \delta\psi^* I_2\psi - 2\delta\psi^* (e\vec{E}v - I_1) \rangle\rangle = \\ & = 2 \langle\langle \delta\psi^* (v \cdot \nabla\psi - e(\vec{E}v) + I_1 \{ \nabla T \} - I_1\psi) \rangle\rangle. \end{aligned}$$

Пробные функции удобно выбрать в виде

$$\psi = C(z)v, \quad \psi^* = C^*(z)v.$$

Такой выбор пробных функций связан не только с удобством вычисления потоков носителей и возникающих при практических расчетах интегралов, но и позволяет воспользоваться уже полученными в [12] результатами для неупругого рассеяния в объеме. Подстановка пробных функций в (5) и минимизация функционала с учетом (4) приводит к системе дифференциальных уравнений для определения функций C_i .

$$-\sqrt{\varepsilon_{zz}} \frac{d}{dz} D_{ik} C_k + e M_{ik} \vec{E}_k - G_{ik} \nabla T_k = L_{ik} C_k, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} D_{ik} &= \langle v_x v_x v_k \rangle > \frac{\varepsilon_{ik}}{\varepsilon_{zz}}, \quad G_{ik} = \langle v_i I_1 \rangle, \quad M_{ik} = \langle v_i v_k \rangle, \\ L_{ik} &= \langle v_i I_2 \rangle, \quad \langle x \rangle \cong = \int_{v_x \cong 0} x \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3k, \end{aligned}$$

где ε_{ik} — тензор обратных эффективных масс.

Для нахождения функций $C_i^*(z)$ можно рассмотреть случай зеркально-симметричной поверхности и построить аналогичный функционал. Однако в рассматриваемой геометрии, когда образец представляет собой пластинку и начало системы координат помещено в центре образца, условия симметрии позволяют сразу найти функции C_i^* . В области $z < 0$, т. е. для случая рассеивания носителей на нижней поверхности, функции ψ и ψ^* меняются местами, поскольку носитель, отразившийся от верхней поверхности, считается налетающим на нижнюю. Следовательно, $C^*(z) = C(-z)$.

В пластинке, за исключением малых областей около поверхности порядка радиуса Дебая, справедливо условие квазинейтральности

$$\sum_{\alpha=1}^N \varphi^\alpha = 0.$$

Данное уравнение позволяет развязать систему уравнений для функций, описывающих носители, принадлежащие различным долинам, и вычислить компоненты тензоров L_{ik} .

Граничные условия для функции распределения могут быть записаны стандартным образом

$$\varphi^<(v, d) = p^+ \varphi^>(v, d) + B^+, \quad \varphi^>(v, -d) = p^- \varphi^<(v, -d) + B^-, \quad (7)$$

где величины B^\pm находятся из условия интегрального баланса потоков

$$\langle v_x \varphi^{\cong \alpha} \rangle = - \sum_{\beta=1}^N d_{\alpha\beta} \langle v_x \varphi^{\cong \beta} \rangle, \quad (8)$$

$d_{\alpha\alpha}$, $d_{\alpha\beta}$ характеризуют долю внутри- и междолинного рассеяния носителей на поверхности.

Найденные таким образом функции φ^{\cong} имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi^{\cong} &= \varphi + \frac{1}{\Delta} \vec{B}^\mp \exp \frac{d \mp z}{l} + p^\mp \frac{1}{\Delta} \exp \left(- \frac{d \pm z}{l} \right) \vec{B}^\pm + \frac{s^2 \tau U}{T} R_{ik} \nabla T_k k_i \times \\ & \times \left\{ 1 - \frac{1}{\Delta} \left[(1 - p^\mp) \exp \frac{d-z}{l} + p^\mp (1 - p^\pm) \exp \left(- \frac{d \pm z}{l} \right) \right] \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{p^+}{\Delta l} \int_{-d}^d \varepsilon_{i,l_i} \exp\left(\mp \frac{z'+z}{l}\right) dz' \pm \frac{1}{\Delta l} \int_{\mp d}^x \varepsilon_{i,l_i} \exp\left(\frac{2d \pm (z'-z)}{l}\right) dz' \pm \\
& \pm \frac{p^+ p^-}{\Delta l} \int_z^{\pm d} \varepsilon_{i,l_i} \exp\left(\mp \frac{(z'-z)-2d}{l}\right) dz', \quad (9)
\end{aligned}$$

где использованы следующие обозначения:

$$l_i = \tau_{ik} v_k, \quad l = \sqrt{2E_F} (\tau/m)_{xx} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}, \quad \Delta = \exp(2d/l) - p^+ p^- \exp(-2d/l),$$

$$\tilde{B}^\pm = B^\pm - (1 - p^\pm) \varphi(\pm d), \quad \mathcal{E} = \left(E_x, E_y, E_x - \frac{1}{e} \frac{d}{dz} \varphi \mp \frac{N}{T \sqrt{\varepsilon_{xx}}} \varphi \right),$$

$(1/T)^{-1}$ — время объемного междолинного переброса носителей, R_{ik} — преобразованная матрица R закона дисперсии фононов ARA^{-1} . Соответствующее преобразование A выбирается таким образом, чтобы полупространство $v_x > 0$ оставалось неизменным; τ_{ik} — тензор «времен релаксации» носителей, который не отвечает временам релаксации упругого рассеяния, а соответствует τ при формальной записи проводимости в стандартной форме. Вычисленные значения компонент τ_{ik} приведены в работе [15].

При выводе уравнения (9) функция φ предполагалась известной. Для нахождения φ теперь необходимо самосогласовать решение (9), потребовав, чтобы средние от φ фактически равнялись $\bar{\varphi}$. Опуская громоздкие вычисления, запишем интегральное уравнение, полученное для нахождения $\bar{\varphi}$

$$\begin{aligned}
& \bar{\varphi} - \frac{1-\gamma}{2\Delta l} \int_{-d}^{+d} \varphi(z') \left(p^+ \exp \frac{z+z'}{l} + p^- \exp \left(-\frac{z+z'}{l} \right) + \exp \left(\frac{2d-|z-z'|}{l} \right) + \right. \\
& \left. + p^+ p^- \exp \left(\frac{|z-z'|-2d}{l} \right) \right) dz' = \frac{1}{2} B^+ \left(\exp \frac{z+d}{l} + p^- \exp \left(-\frac{z+d}{l} \right) \right) + \\
& + \frac{1}{2} B^- \left(\exp \frac{d-z}{l} + p^+ \exp \frac{z-d}{l} \right) + \frac{1}{2} \left(E_x (\tau/m)_{xx} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} + \nabla T_x R_{xx} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \right) \times \\
& \times \left[(1-p^-) \left(\exp \frac{z+d}{l} + p^- \exp \left(-\frac{z+d}{l} \right) \right) - (1-p^+) \times \right. \\
& \left. \times \left(\exp \frac{d-z}{l} + p^+ \exp \frac{z-d}{l} \right) \right], \quad (10)
\end{aligned}$$

где $\gamma = Nl/T\sqrt{\varepsilon_{xx}}$. Уравнение (10) имеет точное решение, тем самым функция распределения может быть полностью определена при использовании условий (8). В общем случае решение (10) имеет слишком громоздкий вид и здесь не приводится.

Выражение для термоэдс фононного увлечения можно получить стандартным образом, приравняв нулю полный ток I_i

$$I_i = \frac{1}{2d} \int_{-d}^d \sum_{\alpha=1}^N \langle v_i \varphi^\alpha \rangle + v_i^* \varphi^\alpha \rangle dz.$$

Реальный спектр полуметаллов типа висмута довольно сложен. Поэтому решение задачи в случае произвольной ориентации кристаллографических осей относительно плоскостей, ограничивающих поверхность кристалла, сопряжено с гигантскими трудностями. Получаемые решения слишком громоздки и затруднены для анализа. Для иллюстрации получаемых решений ограничимся ориентациями, наиболее часто встречающимися в экспериментах. Это $\nabla T \parallel C_2$, а ось C_3 совпадает с нормалью

к поверхности или лежит в плоскости, параллельной поверхности, и $\nabla T \parallel C_3$, а C_2 параллельна нормали. Далее будем предполагать идентичность условий отражения на верхней и нижней поверхности. В таких симметричных случаях поле E_z с большой точностью можно считать равным нулю. Тогда выражение для термоэдс увлечения имеет следующий вид:

$$\alpha_{zx}^e = \frac{s^2 \tau U}{T \sigma^2} \sum_{\alpha} e^{\alpha} n_0^{\alpha} R_{xx}^{\alpha} \left[1 - \frac{\sigma_{xz}^{\alpha} R_{xz}^{\alpha}}{\sigma_{zz}^{\alpha} R_{zz}^{\alpha}} \frac{\text{th}(\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha})}{\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha}} \left(1 - \frac{\sigma_{xz}^{\alpha} R_{xz}^{\alpha}}{\sigma_{zz}^{\alpha} R_{zz}^{\alpha}} \right) - \frac{(1-p^{\alpha}) l^{\alpha}}{2d\Delta^{\alpha}} \times \right. \\ \left. \times \left(\exp \frac{d}{l^{\alpha}} - \exp \left(-\frac{d}{l^{\alpha}} \right) \right) \left(\exp \frac{d}{l^{\alpha}} + p^{\alpha} \exp \left(-\frac{d}{l^{\alpha}} \right) \right) + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_{xz}^{\alpha} R_{xz}^{\alpha}}{\sigma_{zz}^{\alpha} R_{zz}^{\alpha}} \left(\frac{d_{ee} \text{sh}(\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha})}{(1-d_{ee}) \text{ch}(\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha}) \sqrt{\gamma} + d_{ee} \text{sh}(\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha})} \right) \frac{\text{th}(\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha})}{\sqrt{\gamma} d/l^{\alpha}} \right], \quad (11)$$

d_{ee} — доля междолинных перебросов из электронной долины в электронную и дырочную. Заметим, что величина $l/\sqrt{\gamma}$ по своему физическому смыслу совпадает с вводимой в τ -приближении диффузионной длиной $L = \sqrt{l_{\text{внутри}} l_{\text{между}}}$ [10].

При отсутствии междолинного переброса на поверхности из (11) следуют результаты феноменологической теории [7]. Однако, как показано в [16], учет поверхностного рассеяния оказывается принципиально необходимым для объяснения аномальных значений термоэдс в случае $d < L$. Поэтому и в пределе $d > L$, отвечающем области более высоких температур, вообще говоря, влияние поверхностного переброса также может сказываться на величине и знаковых закономерностях термоэдс фонового увлечения. Отметим, что при $d_{ee} = 1$ влияние междолинных перебросов в объеме и, следовательно, проявление диффузионно-размерного эффекта практически не влияют на величину α .

Формально выражение (11) в случае, когда длина пробега относительно внутридолинных рассеяний меньше размера образца ($T \sim 3 \div 4$ К), может быть представлено следующим образом:

$$\alpha^e = \alpha_0 \left(1 - K(d_{ee}, d, l^+, l^-) \frac{\text{th} d/L}{d/L} \right), \quad (12)$$

где α_0 имеет смысл импульсной раскомпенсации электронов и дырок. Наиболее благоприятной, с точки зрения проявления диффузионно-размерного эффекта, является ситуация, когда $\nabla T \parallel C_2$, а ось C_3 лежит в плоскости, параллельной поверхности. В этом случае коэффициент K и l, l^+ имеют следующий вид:

$$K = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{xz} R_{xz}}{\sigma_{zz} R_{zz}} \left[\frac{(1-d_{ee}) \sqrt{\gamma} \text{ch}(\sqrt{\gamma} d/l^-)}{d_{ee} \text{sh}(\sqrt{\gamma} \frac{d}{l^-}) + (1-d_{ee}) \sqrt{\gamma} \text{ch}(\sqrt{\gamma} \frac{d}{l^-}) (l^- d - l^+ d)} - 1 \right],$$

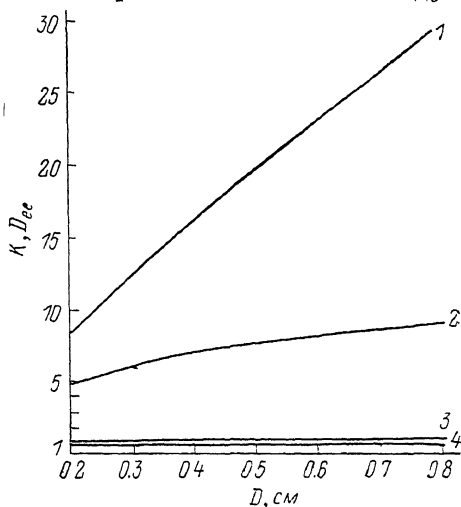
$$\sigma_{xz} = \frac{n_0 e^2}{2} ((\tau^-/m^-)_y \cos^2 \xi + (\tau^-/m^-)_z \sin^2 \xi - (\tau^-/m^-)_x) \cdot \frac{\sqrt{3}}{2},$$

$$\sigma_{zz} = \frac{n_0 e^2}{4} [(\tau^-/m^-)_x \cdot 3 + (\tau^-/m^-)_y \cos^2 \xi + (\tau^-/m^-)_z \sin^2 \xi],$$

$$l^- = \sqrt{2E_F^-} \cdot \frac{1}{3} \left\{ \frac{2((\tau^-/m^-)_x \cdot 3/4 + 1/4 (\tau^-/m^-)_y \cos^2 \xi + 1/4 (\tau^-/m^-)_z \sin^2 \xi)}{\sqrt{3/4 (1/m_x^-) + 1/4 (1/m_y^- \cos^2 \xi + 2/m_z^- \sin^2 \xi)}} + \right. \\ \left. + \frac{(\tau^-/m^-)_y \cos^2 \xi + (\tau^-/m^-)_z \sin^2 \xi}{\sqrt{1/m_y^- \cos^2 \xi + 1/m_z^- \sin^2 \xi}} \right\}, \quad l^+ = \sqrt{\frac{2E_F^+}{m_y^+}} \tau_y^+,$$

где τ_i^{\pm}, m_i^{\pm} — «время» релаксации и эффективные массы в системе собственных осей эллипсоидов.

Вообще говоря, возможность появления квадратичной зависимости α от d далеко не очевидна и анализ формулы (12) можно провести лишь численными методами. Однако можно показать, что в случаях $d/L < 1$ и $d_{ee} > l/d$ коэффициент K практически не зависит от d . Что же касается численного значения величины K , то оно существенно зависит как от направления в кристалле, так и от параметров поверхностного междолинного рассеяния. На рисунке представлены результаты численного анализа размерной зависимости коэффициента K для различных d_{ee} в указанной ранее геометрии. Численные значения для соответствующих времен и эффективных масс были взяты из работы [14]. Как это следует из представленных данных, в отличие от проводимости, где, согласно оценкам Кравченко, $K < 0.6$ и проявление квадратичной зависимости невозможно, для термоэдс существует область параметров d_{ee} , где $K \sim 1$ и практически не зависит от d . Поэтому в термоэдс увлечения возможно наблюдение почти квадратичной зависимости от величины поперечного



Зависимость коэффициента K от поперечного размера образца при различных значениях вероятности поверхностного междолинного рассеяния.

d_{ee} : 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.45, 4 — 0.5.

сечения образца при достаточно большой вероятности поверхностного междолинного рассеяния (ПМР).

В случае же слабого ПМР концентрационная раскомпенсация системы может существенно превышать импульсную, приводя к значениям термоэдс $\alpha \geq 100$ мкВ/К, так как $K \sim 30$ при $d_{ee} < 0.05$. По-видимому, этот эффект и наблюдался в работе [3], где поверхность сверхчистого монокристалла не подвергалась обработке и зафиксированы значения термоэдс 110 мкВ/К.

С экспериментальной точки зрения возможность наблюдения указанных эффектов может осложниться рядом обстоятельств. Поскольку соответствующие вероятности внутри- и междолинного рассеяния на поверхности существенно зависят от способа ее обработки, а величина d_{ee} также связана с симметрией двумерной решетки, то даже для образцов одинаковой ориентации, чистоты и степени совершенства наблюдаемые температурные и размерные зависимости могут отличаться. Следует особо подчеркнуть, что наблюдение почти квадратичной зависимости термоэдс от d оказывается невозможным осуществить на одном массивном образце, изменяя величину поперечного сечения путем травления поверхности.

Л и т е р а т у р а

- [1] Копылов В. Н., Межов-Деглин Л. П. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 5. С. 269—272.
- [2] Herring C. // Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 1163—1187.
- [3] Voxus J., Issi J.-P. // J. Phys. 1977. V. C10. N 15. P. 397—401.
- [4] Медведев Э. С., Копылов В. Н., Межов-Деглин Л. П. // ФНТ. 1975. Т. 1. С. 1192—1201.
- [5] Uher C., Pratt W.-P. // J. Phys. 1978. V. 8. N 9. P. 1979—1989.
- [6] Voxus J., Uher C., Heremans J., Issi J.-P. // Phys. Rev. 1981. V. B23. N 2. P. 449—452.
- [7] Козлов В. А., Сахаров К. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 12. С. 3563—3568.
- [8] Гуржи Р. Н. // УФН. 1968. Т. 94. С. 698—712.

- [9] Межов-Деглин Л. П. // Автореф. докт. дис. Черноголовка, 1981.
[10] Рашба Э. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1427—1432.
[11] Жилиев И. Н., Межов-Деглин Л. П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. №. 3. С. 971—981.
[12] Бельчик А. А., Козлов В. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1479—1486.
[13] Займан Дж. Электроны и фононы. М., 1962. 489 с.
[14] García Moliner F., Simons S. // Proc. Camb. Phil. Soc. 1957. V. 53. N 4. P. 848—855.
[15] Козлов В. А., Сахаров К. А. // ФТТ. 1984. 26. № 6. С. 1823—1830.
[16] Козлов В. А., Сахаров К. А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. P. 46. № 7. С. 267—270.

Московский физико-технический институт
Москва

Поступило в Редакцию
26 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1988 г.