ГИГАНТСКИЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ТЕРМОЭДС ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ И ДИФФУЗИОННАЯ ДЛИНА

В.А.Козлов, А.Н.Коршак

Установлена возможность гигантских квантовых осцилляций в термоэдс полуметаллов. Показано, что их амплитуда определяется величиной диффузионной длины и может служить для ее экспериментального определения.

Теоретические и экспериментальные исследования совершенных монокристаллов полуметаллов показывают, что принципиальной особенностью таких материалов с точки зрения термоэлектрических свойств является то обстоятельство, что термоэдс фононного увлечения определяется дополнительными помимо фононного механизмами рассеяния носителей [1]. В особо чистых совершенных кристаллах при низких температурах таким механизмом является поверхностное рассеяние. При этом для сильно анизотропных многодолинных материалов роль поверхности двояким образом отражается на кинетических коэффициентах [2].

Во-первых, частичная диффузность внутридолинного рассеяния носителей тока на поверхности приводит к импульсной раскомпенсации системы, которая обусловлена классическим размерным эффектом (КРЭ), так что соответствующий вклад в термоэдс увлечения пропорционален l/d, где l — длина пробега носителей при внутридолинном рассеянии, d — поперечный размер образца.

Во-вторых, наличие поверхности приводит к возникновению неравновесных концентраций носителей разных долин в приповерхностных слоях толщиной порядка диффузионной длины $L = l\sqrt{T_{\text{M}}/\tau}$ (T_{M}, τ — характерные времена междолинного и внутридолинного рассеяния) и связанных с ними диффузионных потоков, которые в условиях анизотропного размерного эффекта (АРЭ) определяют величину термоэдс увлечения (так называемая концентрационная раскомпенсация). В случае, когда $L < d$, этот вклад пропорционален L/d. Рассмотренная физическая картина остается справедливой и в продольном магнитном поле, так как оно не приводит к дополнительной раскомпенсации системы [3]. Естественно, что при этом вклад КРЭ оказывается пропорциональным r/d [4] (r — ларморовский радиус), а слагаемые, отвечающие АРЭ, — $(r/d)\sqrt{T_{\text{M}}/\tau}$ [5].

В особо чистых материалах, например в висмуте, в области гелиевых температур легко можно добиться выполнения сильного неравенства

$T_{\rm M} \gg \tau$. Поэтому суммарная термоэдс фононного увлечения

$$\alpha_{\rm ph} = \alpha_K + \alpha_A \tag{1}$$

(где α_K отвечает КРЭ, а α_A — АРЭ) будет определяться вторым слагаемым. Ясно, что в этих условиях центральным является вопрос о диффузионной длине и ее зависимости от магнитного поля и параметров системы.

Попытки измерить величину и температурную зависимость L для чистых массивных монокристаллов Bi были предприняты в работах по акустомагнитоэлектрическому эффекту [6] и путем измерения возникающего в условиях АРЭ поперечного электрического поля [7]. Однако, как показывает анализ, перечисленные методы имеют один общий недостаток: помимо невысокой точности окончательный результат получается путем обработки экспериментальных данных с помощью формул, полученных в рамках довольно упрощенных моделей.

Рассмотренные выше особенности продольной магнитотермоэдс фононного увлечения совершенных кристаллов компенсированных материалов позволяют получить дополнительную информацию о временах междолинного рассеяния носителей и диффузионной длине. В этой связи особый интерес представляют исследования квантовых осцилляций термоэлектродвижущей силы фононного увлечения в продольном магнитном поле.

Легко показать, что в этом случае зависимость $\alpha_{\rm ph}(H)$, как и в области классических магнитных полей, полностью обусловливается поверхностным рассеянием носителей. С этой целью воспользуемся П-подходом [8], суть которого состоит в использовании соотношения

$$Q = T\alpha J, \tag{2}$$

связывающего термоэлектродвижущую силу α с потоком тепла Q и электрическим током J. Поскольку в дальнейшем рассматривается только термоэдс фононного увлечения, вклад в Q носителей не учитывается. Поток тепла фононов Q соответственно равен [9]

$$Q = \frac{1}{V}\sum_q u\hbar\omega_q \chi_q, \tag{3}$$

где χ_q — неравновесная часть функции распределения фононов, $u = \partial\omega_q/\partial q$. Для изотропного закона дисперсии фононов из уравнения (3) получим

$$Q = s^2\left[\frac{\hbar}{V}\sum_q q\chi_q\right] = s^2\hbar q^- . \tag{4}$$

Здесь в квадратных скобках записан средний импульс фононов, s — скорость звука. В условиях, когда единственным механизмом рассеяния носителей являются столкновения с длинноволновыми фононами ($q < 2k_F$, где $\hbar k_F$ — фермиевский импульс электронов), величина $\hbar\bar{q}$ в точности равна импульсу, получаемому носителями от электрического поля. В свою очередь изменение импульса в системе электронов и дырок определяется кинетическим уравнением для электронной матрицы плотности, которое в продольном магнитном поле имеет вид [9]

$$eE\frac{\partial f_{\bar\nu}}{\partial p} = I^{\text{ep}}_{\bar\nu\bar\nu}[f], \tag{5}$$

где $I^{\text{ep}}_{\bar\nu\bar\nu}[f]$ — интеграл электрон-фононных столкновений. Умножая уравнение (5) на p, усредняя и суммируя по долинам, получим выражение

$$\left(\frac{d\bar p}{dt}\right)_{\text{ep}} = eE(N_e - N_h), \tag{6}$$

которое в строго компенсированной системе равно нулю.

Таким образом, при отсутствии других механизмов рассеяния носителей средний импульс фононов и, следовательно, термоэдс увлечения в продольном квантующем магнитном поле равны нулю. Естественно, что при этом принципиальное значение будет иметь поверхностное рассеяние, которое при гелиевых температурах можно учесть в рамках АРЭ, пренебрегая при этом КРЭ, поскольку

$$\frac{r}{d} \ll \frac{r}{d}\sqrt{T_{\text{M}}/\tau}.$$

Система уравнений непрерывности, описывающая междолинное перераспределение носителей в материале с одной электронной и одной дырочной долинами, имеет вид

$$D^c_{xx}\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{\sigma^c_{xx}}{e}\frac{dE_x}{dx} = n\left(\frac{1}{T_{cv}} + \frac{1}{T_{vc}}\right),$$

$$D^v_{xx}\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{\sigma^v_{xx}}{e}\frac{dE_x}{dx} = n\left(\frac{1}{T_{cv}} + \frac{1}{T_{vc}}\right). \tag{7}$$

Уравнения (7) записаны для плоскопараллельной пластины, ограниченной плоскостями $x = \pm d$. Здесь учтено уравнение квазинейтральности и $n = n_c = n_v$ — неравновесная концентрация носителей в каждой из долин; $D^{c,v}_{xx}$, $\sigma^{c,v}_{xx}$ — объемные коэффициент диффузии и проводимость электронов и дырок соответственно; $1/T_{cv}$, $1/T_{vc}$ — характерное время междолинного рассеяния из электронной долины в дырочную, и наоборот.

Если пренебречь поверхностным междолинным рассеянием, то соответствующие граничные условия записываются в виде

$$J^{c,v}_x(\pm d) = 0. \tag{8}$$

Формулы (7), (8) остаются справедливыми во всем диапазоне магнитных полей, включая и квантующие, если воспользоваться соответствующими выражениями для входящих в эти формулы величин [10,11].

После простых вычислений для термоэдс фононного увлечения получим

$$\alpha_{\text{ph}} = \frac{(D_{zx}^c - D_{zx}^v)(\sigma_{xx}^c + \sigma_{xx}^v)}{\sigma_d(D_{xx}^c\sigma_{xx}^v + D_{xx}^v\sigma_{xx}^c)}\beta_{xz}^c\frac{L}{d}, \tag{9}$$

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{D_{xx}^c T_{cv}} + \frac{1}{D_{xx}^v T_{vc}}. \tag{10}$$

Здесь предполагается, что ось z совпадает с направлением суммарного тока в образце и параллельна магнитному полю. В этом случае объемная часть термоэдс равна нулю; β_{xz}^c — соответствующая компонента термомагнитного тензора для электронов в условиях фононного увлечения; σ_d представляет собой обычное выражение для проводимости пленки, так как в сильном продольном магнитном поле $L \ll d$ и размерными добавками в проводимости можно пренебречь.

Как видно из (9), наряду с известными осцилляциями α_{ph}, обусловленными зависимостью $\sigma(H)$ и $D(H)$, появляются и другие, связанные с множителем L/d, осцилляционное поведение которого определяется диффузионной длиной L из (10). Если воспользоваться известными выражениями для вероятности междолинного рассеяния и коэффициента диффузии [10,12]

$$\frac{1}{T_{ij}} = \frac{1}{T_R}\exp(-\hbar\omega_q/T)g_j(\varepsilon + \hbar\omega_q), \quad i,j = c,v, \tag{11}$$

$$D_{xx}^j = \mathbb{D}^j g_j(\varepsilon), \tag{12}$$

то для диффузионной длины получим

$$\frac{1}{L^2} = \frac{\exp(-\hbar\omega_q/T)}{T_R}\left(\frac{g_v(\varepsilon_F^v - \hbar\omega_q)}{\mathbb{D}^c g_c(\varepsilon_F^c)} + \frac{g_c(\varepsilon_F^c + \hbar\omega_q)}{\mathbb{D}^v g_v(\varepsilon_F^v)}\right), \tag{13}$$

где $\hbar\omega_q$ — энергия междолинных фононов (в особо чистых монокристаллах Bi междолинные переходы возможны только за счет рассеяния на фононах), g_i — плотность состояний в долине i.

Сингулярности плотности состояний $g_c(\varepsilon_F + \hbar\omega_q)$ определяют осцилляции диффузионной длины и термоэдс $0 < \alpha_{\text{ph}} < \alpha_{\max}$. При этом осцилляции носят гигантский характер и их наблюдение не требует выделения постоянной составляющей.

Следует отметить, что в реальных условиях может оказаться, что диффузионная длина только незначительно превышает длину свободного пробега носителей l и при рассмотрении α_{ph} необходимо учитывать импульсную раскомпенсацию, связанную с внутридолинным рассеянием на поверхности. Ясно, что особенности α_K совпадают с особенностями $g_i(\varepsilon_F)$. Таким образом, особенности α_K и α_A не совпадают, что позволяет выделить отдельно вклад АРЭ даже при условии, что $\alpha_K \approx \alpha_A$. Поскольку все остальные параметры Bi, в том числе и те, которые характеризуют внутридолинное рассеяние, надежно установлены, то, измерив отношение α_K/α_A в особых точках, можно с достаточной точностью определить величину L и оценить долю α_A в суммарной термоэдс в зависимости от температуры и поперечного размера образца.

Список литературы

[1] Козлов В.А., Лахно В.Д. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 5. С. 1373.
[2] Козлов В.А., Сахаров К.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 235.
[3] Козлов В.А., Коршак А.Н. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 4. С. 1121–1124.
[4] Козлов В.А., Крещишина Л.Т. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 329.
[5] Бабкин Г.И., Кравченко В.Я. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 2. С. 695.
[6] Lopez A.A. // Phys. Rev. 1968. V. 175. P. 823.
[7] Жиляев И.Н., Межов-Деглин Л.П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 3. С. 971.
[8] Herring C. // Phys. Rev. 1954. V. 96. P. 1163.
[9] Зырянов П.С., Клингер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М.: Наука, 1976. С. 480.
[10] Adams E.N., Holstein T.D. // J.Phys.Chem.Sol. 1959. V. 10. N 4. P. 254–276.
[11] Кубо Р. // Вопросы квантовой теории необратимых процессов / Под ред. В.Л.Бонч-Бруевича. М., 1961. С. 368.
[12] Гантмахер В.Ф., Левинсон Н.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. С. 352.

Московский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
14 сентября 1992 г.
В окончательной редакции
10 января 1993 г.