01;06

Магнитотермоэдс одномерной сверхрешетки

© Д.В. Завьялов, С.В. Крючков

Волгоградский государственный педагогический университет
E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

Поступило в Редакцию 20 октября 2003 г.

В квазиклассическом пределе ($\tau^{-1} \ll \Omega \ll \mu$, где μ — химический потенциал, Ω — циклотронная частота, τ — время релаксации носителей тока) исследована продольная магнитотермоэдс одномерной полупроводниковой сверхрешетки. Показано, что осцилляции, обусловленные квантованием Ландау, модулируются осцилляциями, связанными с учетом конечности ширины зоны проводимости. Указаны условия, при которых подобного рода модуляция проявляется особенно ярко.

Кинетические характеристики проводников могут испытывать осцилляции в зависимости от напряженности приложенного к образцу магнитного поля H, подобные осцилляциям магнитного момента в эффекте де Гааза–ван-Альфена [1]. Но в отличие от эффекта де Гааза–ван-Альфена осцилляции кинетических коэффициентов обусловлены влиянием магнитного поля на процессы рассеяния носителей тока [2,3]. Так, например, в работе [4] изучалась продольная магнитотермоэдс металла с произвольной поверхностью Ферми. Однако исследования, проведенные ранее, ограничивались рассмотрением широкозонных материалов, когда основной вклад в эффект вносят электроны, находящиеся вблизи экстремумов зоны проводимости. В последнее время возрос интерес к наноструктурам и полупроводниковым сверхструктурам [5]. Такие материалы могут иметь малую ширину зоны проводимости ($\Delta \leqslant 10^{-1}$ eV, Δ — полуширина зоны проводимости), что, в свою очередь, может привести к проявлению целого ряда специфических свойств. Поэтому представляется актуальным исследовать влияние конечной ширины зоны проводимости на магнитотермоэдс полупроводниковой сверхрешетки (СР) при рассеянии носителей тока на примесях.

Ограничимся квазиклассическим случаем $\tau^{-1} \ll \Omega \ll \mu$, где μ — химический потенциал, $\Omega = (eH)/(m^* c)$ — циклотронная частота, τ —

время релаксации носителей тока, m^* — эффективная масса электрона в плоскости, перпендикулярной оси СР (мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$). Пусть магнитное поле направлено по оси OZ (вдоль оси СР). Тогда энергия электрона определяется из соотношения [см., например, 6].

$$\varepsilon = \Omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{eH}{2mc}\sigma_z + \Delta\big(1 - \cos(p_z d)\big), \tag{1}$$

где m — масса свободного электрона, σ_z — матрица Паули, d — период СР. Рассматривая, кроме того, случай достаточно чистого образца $T\tau \gg 1$ (τ — время релаксации электронов) в квазиклассическом пределе для вероятности рассеяния имеем [4]

$$W(\varepsilon) = \frac{n_i|U|^2 eH}{2\pi c}\int dp'_z \sum_{n'} \delta\big(\varepsilon - \varepsilon_\sigma(p'_z, n')\big), \tag{2}$$

где n_i — концентрация примеси. Матричный элемент рассеяния U будем для простоты считать постоянным (это возможно, если глубина залегания примесного уровня большая по сравнению с изменением потенциала СР на d; тогда волновая функция электрона, локализованного на примеси, будет иметь тот же вид, что и в однородном кристалле). Считая взаимодействие электронов с примесью не зависящим от спина и формально перенеся зависимость от него в химический потенциал $\left(\varepsilon_\sigma(p_z, n) - \mu = \varepsilon(p_z, n) - \mu_\sigma,\ \mu_\sigma = \mu + \frac{eH}{2ms}\sigma_z\right)$, преобразуем выражение (2) с помощью формулы Пуассона. При этом получим

$$W = W_0\left[1 + \frac{eH}{\pi^2 c\nu(\varepsilon)}\,\mathrm{Re}\left\{dp'_z \sum_{k=1}^{\infty} \int\limits_{-1/2}^{\infty} \delta\big(\varepsilon - \varepsilon(p'_z, n')\big)\exp(2\pi i k n')dn'\right\}\right], \tag{3}$$

где $W_0 = \pi n_i |U|^2 \nu(\varepsilon)$ — вероятность рассеяния, не зависящая от напряженности магнитного поля, $\nu(\varepsilon)$ — плотность энергетических состояний. Далее, переходя к интегрированию по энергии, получим для времени релаксации

$$\tau(\varepsilon) = \tau_0\left[1 - \frac{m^*(\varepsilon)}{\pi^2\nu(\varepsilon)}\sum_{k=1}^{\infty}\mathrm{Re}\left\{\exp(-i\pi k)\exp\left(i\frac{2\pi k\varepsilon}{\Omega}\right)\times\Psi(\Omega, k)\right\}\right], \tag{4}$$

где

$$\Psi(\Omega, k) = \int dp_z \exp\big(-2\pi i/\Omega \cdot \Delta[1-\cos(p_z d)]\big)$$
$$= d^{-1}\exp\big(-2\pi i k\Delta/\Omega\big)J_0(2\pi k\Delta/\Omega).$$

Перейдем к вычислению β_{zz} — компоненты тензора термоэлектрического коэффициента ($\nabla T \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \parallel OZ$) [1]:

$$\beta_{zz} = -\frac{e}{3T}\int v_z^2(\xi, \varphi, \theta)\tau(\xi)\nu(\xi)\,\frac{\xi d\xi}{4Tch^2(\xi/2T)}\,\frac{d\varphi\sin(\theta)d\theta}{4\pi}. \quad (5)$$

В выражении (5) $v_z^2(\xi, \varphi, \theta) = \Delta d\sin(p\sin(\theta)d)$, где p находится из решения уравнения

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m^*}\cos^2(\theta) + \Delta\big(1-\cos(p\sin(\theta)d)\big). \quad (6)$$

Так как решить (6) аналитически не представляется возможным, интегрирование по θ можно провести только численно (интегрирование по φ даст 2π в силу симметрии поверхности Ферми СР относительно направления магнитного поля). Однако можно заметить, что интересующей нас зависимости от H $v_z(\xi, \varphi, \theta)$ не несет и, значит, выражение (5) можно переписать так:

$$\beta_{zz} = -\frac{e}{3T}\int \overline{v}_z^2(\xi)\tau(\xi)\nu(\xi)\frac{\xi d\xi}{4Tch^2(\xi/2T)}, \quad (7)$$

где

$$\overline{v}_z^2(\xi, \varphi, \theta) = \int v_z^2(\xi, \varphi, \theta)\sin(\theta)\frac{d\varphi d\theta}{4\pi}.$$

Подставляя (4) в (7), интегрируя по ξ и усредняя по спинам, получаем

$$\beta_{zz} = \beta_{zz}^0 + \beta_{zz}^H, \quad (8)$$

где

$$\beta_{zz}^0 = -\frac{e\pi^2}{9}T\,\frac{d(\overline{v}_z^2(\mu)\tau_0(\mu)\nu(\mu))}{d\mu}$$

— термоэлектрический коэффициент в отсутствие магнитного поля. Второе слагаемое в правой части (8) имеет вид

$$\beta_{zz}^H = \frac{2em^*(\mu)}{3\pi^2}\overline{v}_z^2(\mu)\tau_0(\mu)\mathrm{Re}\Big\{\sum_{k=1}^{\infty} i\cdot\cos\Big(\pi k\frac{m^*(\mu)}{m}\Big)$$
$$\times\exp\Big(\frac{2\pi i k\mu}{m^*(\mu)\Omega}\Big)\times\Psi(\Omega, k)\Psi_1\Big(\frac{2\pi^2 Tk}{\Omega}\Big)\Big\}. \quad (9)$$

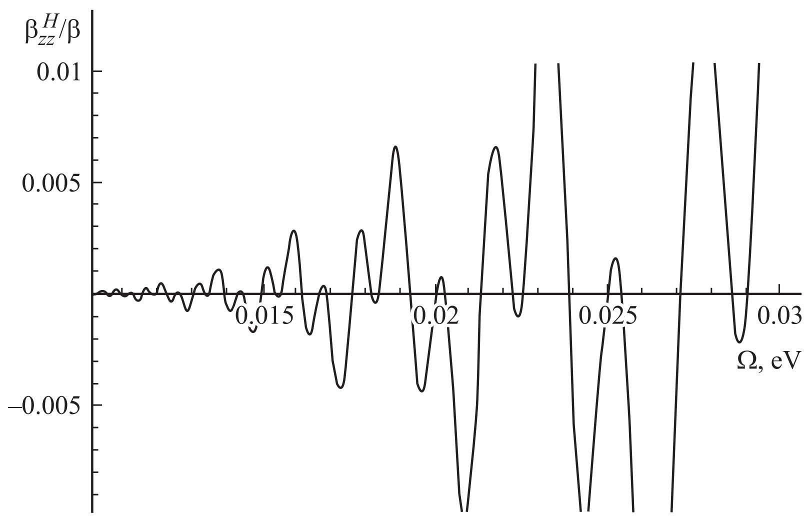

Рис. 1. Зависимость магнитотермоэдс сверхрешетки от напряженности магнитного поля: $\mu = 0.3\,\text{eV}$, $\Delta = 0.2\,\text{eV}$, $kT = 0.005\,\text{eV}$, $m^* = m$.

В выражении (7)

$$\Psi_1(x) = \frac{\pi}{2ch(x)}\big(x \cdot ch(x) - 1\big).$$

Наконец, выделяя действительную часть (9), получим

$$\beta_{zz}^H = \beta \sum_{k=1}^{\infty} \cos\left(\pi k \frac{m^*}{m}\right) \sin\left(\frac{2\pi k}{\Omega}(\mu - \Delta)\right) J_0\left(\frac{2\pi k \Delta}{\Omega}\right) \Psi_1\left(\frac{2\pi^2 T k}{\Omega}\right). \tag{10}$$

Здесь

$$\beta = -\frac{4em^*}{3d^2}\,\overline{v}_z^2(\mu)\tau_0(\mu).$$

Из (10) видно, что осцилляционный член β_{zz}^H магнитотермоэдс сверхрешетки существенно отличается от подобного выражения для широкозонных материалов [4].

Во-первых, видно, что наличие множителя в $J_0(x)$ должно приводить к дополнительным осцилляциям β_{zz}^H. Это обстоятельство объясняется наличием нового периода движения носителей тока вдоль оси СР. Особенно заметно дополнительные осцилляции проявляются в области

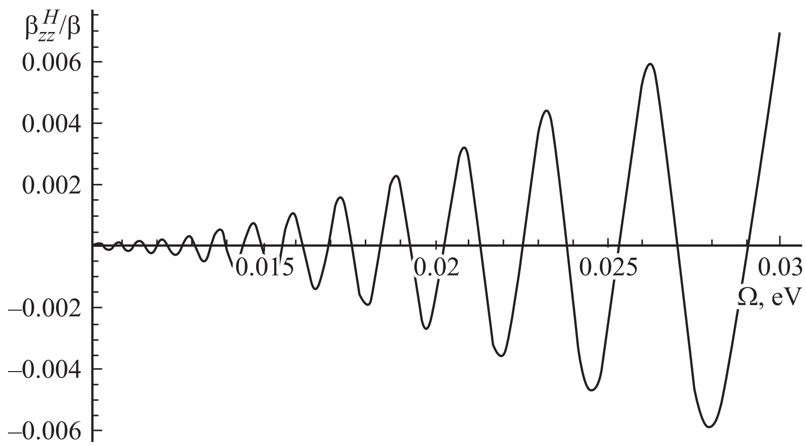

Рис. 2. Зависимость магнитотермоэдс сверхрешетки от напряженности магнитного поля: $\mu = 0.201$ eV, $\Delta = 0.2$ eV, $kT = 0.005$ eV, $m^* = m$.

полей, где $\Omega \approx 2\pi^2 T$ (рис. 1). И наконец, если, кроме того, $\mu - \Delta \ll \Omega$, осцилляции определяются только тригонометрическими функциями, так как при этом $\Delta \gg \Omega$ и $J_0(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right)$, что представлено на рис. 2.

Во-вторых, при равенстве химического потенциала μ и полуширины зоны проводимости сверхрешетки Δ осцилляционная добавка к β_{zz} исчезает совсем. Отметим, что в данной задаче определяющую роль играют электроны с энергией $\varepsilon \approx \mu$ $(\varepsilon - \mu \ll T)$. При значениях $\mu = \Delta$ для таких электронов $\frac{\partial^2 \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial p_z^2} = 0$ и продольная эффективная масса $m_{\|} \to \infty$.

Список литературы

[1] *Абрикосов А.А.* Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 519 с.
[2] *Adams E.N., Holstein T.D.* // J. Phys. Chem. Sol. 1959. V. 10. P. 254.
[3] *Абрикосов А.А.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 1391.
[4] *Варламов А.А., Панцулая А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 152.
[5] *Алфёров Ж.И.* // ФТП. 1998. Т. 32. С. 3.
[6] *Луцкий В.Н., Каганов М.И., Шик А.Я.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 721.