

Термоэдс полупроводниковой пленки с параболическим потенциалом в сильном магнитном поле

© Ф.М. Гашимзаде, А.М. Бабаев, Х.А. Гасанов

Институт физики Академии наук Азербайджана,
370143 Баку, Азербайджан

(Поступила в Редакцию 8 февраля 2001 г.)

Получены выражения для поперечной магнетотермоэдс в пленке с параболическим потенциалом в случаях невырожденной статистики и сильного вырождения. Показано, что в вырожденном случае с ростом магнитного поля расположенные ниже уровня Ферми квантовые уровни пересекают уровень Ферми, что приводит к скачкообразным осцилляциям абсолютной величины термоэдс.

В последние годы появилось значительное число работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию термоэдс в низкоразмерных системах (пленках, нанопроволоках, квантовых точках) [1–3]. В работе [2] теоретически исследована продольная магнетотермоэдс и найдена ее осцилляционная зависимость от магнитного поля. Авторы объясняют такое поведение продольной магнетотермоэдс последовательным включением (выключением) энергетических уровней с изменением магнитного поля.

По-видимому, аналогичное поведение должно иметь место и для поперечной магнетотермоэдс в условиях сильного вырождения, поскольку в последнем случае зависимость недиссипативной магнетотермоэдс просто воспроизводит поведение плотности состояний на уровне Ферми [4].

Здесь мы вычислим магнетотермоэдс в пленке с параболическим потенциалом и магнитным полем, расположенным в плоскости пленки. Мы рассматривали случай слабого заполнения зоны, поэтому не учитывали непараболичности зоны легких носителей заряда. В принципе непараболичность нетрудно учесть, используя результаты работы [5].

Вначале приведем выражение для спектра электронов и плотности состояний, затем вычислим поперечную магнетотермоэдс для случаев невырожденной статистики и сильного вырождения.

1. Спектр электронов в параболической квантовой яме в продольном магнитном поле

Для стандартного закона дисперсии электронов искомый спектр имеет вид [5,6]

$$\varepsilon_{N,k_y,k_z,\sigma} = (N + 1/2)\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \frac{\omega_0^2 \hbar^2 k_y^2}{\omega^2 2m} + \sigma g \mu_B H. \quad (1)$$

Здесь выбрана калибровка Ландау для вектор-потенциала $\vec{A}(0, x \cdot H, 0)$, ω_0 характеризует параболический потен-

циал пленки

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}, \quad (2)$$

$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + z^2}$, где $z = \frac{\omega_c}{\omega_0}$, $\omega_c = \frac{eH}{mc}$ — циклотронная частота, μ_B — магнетон Бора, g — фактор спектроскопического расщепления, $\sigma = \pm 1/2$, N — номер квантового уровня.

Для полупроводников типа InSb можно использовать эту формулу, если заполнение зоны проводимости не очень высокое [7].

Координатная волновая функция, соответствующая собственному значению (1), имеет вид

$$\varphi_{N,k_y,k_z}(r) = \varphi_N(x - x_0) \exp(ik_y \cdot y + ik_z \cdot z), \quad (3)$$

где

$$\varphi_N(x - x_0) = \frac{1}{\pi^{1/4} a^{1/2} \sqrt{2^N N!}} \times \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2a^2}\right) H_N\left(\frac{x - x_0}{a}\right), \quad (4)$$

$$a = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}, \quad (5)$$

$$x_0 = -\frac{\omega_c}{\omega} \cdot \frac{\hbar k_y}{m\omega} = -\frac{\omega_c}{\omega} a^2 k_y. \quad (6)$$

Плотность состояний определяется выражением

$$\rho(\varepsilon) = \sum_{N,k_y,k_z,\sigma} \delta(\varepsilon_{N,k_y,k_z,\sigma} - \varepsilon). \quad (7)$$

Далее, переходя стандартным способом от суммирования по k_z и k_y к интегрированию и воспользовавшись (6), получим

$$\rho(\varepsilon) = \frac{L_y L_z \sqrt{2m}}{(2\pi)^2 \hbar} \cdot 2 \frac{m\omega}{\hbar} \cdot \frac{\omega}{\omega_c} \sum_{N,\sigma} \int_0^{x_0^m} \frac{dx_0}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_{N\sigma} - bx_0^2}}. \quad (8)$$

Здесь обозначено

$$\varepsilon_{N\sigma} = (N + 1/2)\hbar\omega + \sigma g \mu_B H, \quad (9)$$

$$b = \frac{m\omega_0^2}{\omega_c} \cdot \omega^2. \quad (10)$$

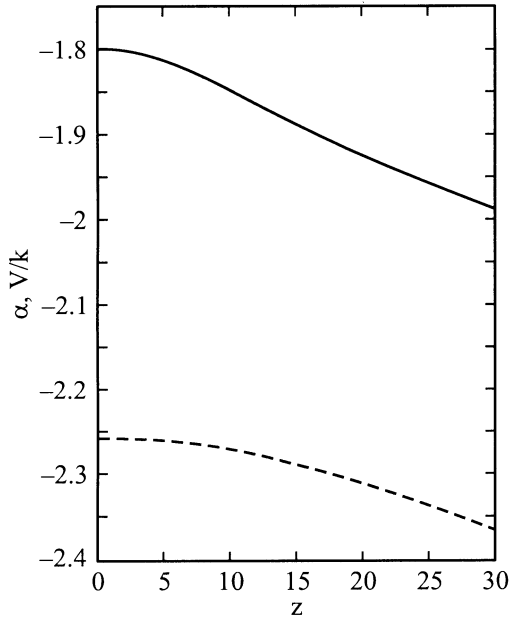


Рис. 1. Зависимость магнетотермоэдса $\alpha(H)$ (V/K) от магнитного поля $z = \omega_c(H)/\omega_0$. Сплошная линия — для параметров InSb, штриховая — для параметров GaAs.

Для типичной ямы $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$, показанной на рис. 1 работы [8], верхний предел интегрирования x_0^n определяется степенью заполненности ямы, т.е. если $\varepsilon - \varepsilon_{N\sigma} < b \left(\frac{L_x}{2}\right)^2$, то результат интегрирования не зависит от ширины ямы и равен $\frac{\pi}{\sqrt{b}}$. В противоположном случае $\varepsilon - \varepsilon_{N\sigma} > b \left(\frac{L_x}{2}\right)^2$ результат интегрирования зависит от ширины ямы $W \equiv L_x$. Заметим, что согласно рис. 1 работы [8], в нулевом магнитном поле $\Delta_1 \equiv \frac{m\omega_0^2}{2} \cdot \left(\frac{L_x}{2}\right)^2$. В дальнейшем воспользуемся этим для определения ω_0 .

Таким образом, имеем

$$\rho(\varepsilon) = \frac{L_y L_z}{2\pi\hbar^2} \cdot \frac{m\omega}{\omega_0} \times \begin{cases} \sum_{N,\sigma} H(-\varepsilon + \varepsilon_{N,\sigma} + bL_x^2/4) \\ \frac{2}{\pi} \sum_{N,\sigma} \arcsin \left(\sqrt{\frac{bL_x^2/4}{\varepsilon - \varepsilon_{N,\sigma}}} \left(\varepsilon - \varepsilon_{N,\sigma} - b\frac{L_x^2}{4} \right) \right), \end{cases} \quad (11)$$

где $H(x)$ — функция Хевисайда.

2. Случай классической статистики

В монографии Аскерова [4] показано, что поперечную магнетотермоэдс в пленке можно вычислить, воспользовавшись формулой Образцова [9]

$$\alpha(H) = -\frac{S}{en}; \quad (12)$$

здесь S — энтропия электронного газа.

$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_{\xi, H}, \quad (13)$$

$$\Omega = -k_0 T \sum_{N, k_y, k_z, \sigma} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\xi - \varepsilon_{N, k_y, k_z, \sigma}}{k_0 T} \right) \right), \quad (14)$$

Ω — термодинамический потенциал Гиббса, ξ — химический потенциал.

Для невырожденной статистики

$$\Omega = -n \cdot \kappa_0 \cdot T, \quad (15)$$

где n — концентрация электронов (в нашем случае это двумерная концентрация).

Воспользовавшись (12), (13) и (15), для поперечной магнетотермоэдс в пленке, получим

$$\alpha(H) = -\frac{k_0}{e} \times \left(2 - \eta + \nu \text{cth} \nu - \nu_s \text{cth} \nu_s - \frac{t \cdot \exp(-t^2)}{\sqrt{\pi} \text{erf}(t)} \right). \quad (16)$$

Здесь

$$t = \sqrt{\frac{b \cdot L_x^2}{4 \cdot k_0 \cdot T}}, \quad (17)$$

$\text{erf}(t)$ — интеграл вероятностей [10],

$$\nu = \frac{\hbar\omega}{2k_0 T}, \quad \nu_s = \frac{g\mu_B H}{2k_0 T}, \quad \eta = \frac{\xi}{k_0 T}, \quad (18)$$

k_0 — постоянная Больцмана.

При проведении конкретных расчетов авторы воспользовались приведенными в [8] данными для ширины ямы ($L_x = 4000 \text{ \AA}$), высоты параболической ямы ($\Delta_1 = 150 \text{ meV}$), массы электрона ($m = 0.067m_0$) и оценили $\omega_0 = 4.437 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$.

Для InSb взяли $m = 0.016m_0$, $\hbar\omega_0 = 7.5 \text{ meV}$, согласно [7]. Кроме того, положили $n = 2 \cdot 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ соответственно для InSb и GaAs. Рассчитанные зависимости $\alpha(H)$ приведены на рис. 1 соответственно для GaAs ($g = -0.44$) и InSb ($g = -51.2$) при $T = 300 \text{ K}$.

3. Случай сильного вырождения

В этом случае поперечная магнетотермоэдс пропорциональна плотности состояний [4]

$$\alpha(H) = -\frac{\pi^2 \kappa_0}{3e} \cdot \frac{\kappa_0 T}{n} \cdot \rho(\xi_F), \quad (19)$$

где положение уровня Ферми ξ_F определяется из выражения для концентрации и зависит, хотя и слабо, от магнитного поля

$$n = \sum_{N, \sigma} (\xi_F - \varepsilon_{N, \sigma}) \cdot \rho(\xi_F).$$

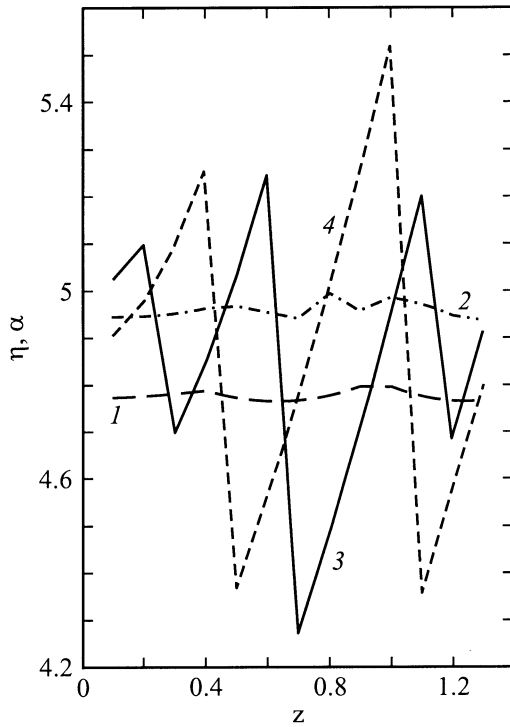


Рис. 2. Зависимость приведенного уровня Ферми $\eta = \xi/k_0T$ магнетотермоэдс $\alpha(H)$ в относительных единицах (3, 4) от магнитного поля $z = \omega(H)_c/\omega_0$. Кривые (1, 3) — для параметров InSb, (2, 4) — для параметров GaAs.

В последней формуле учтено, что при реальных концентрациях уровни Ферми расположены намного ниже $b \cdot (L_x/2)^2$.

С ростом магнитного поля расположенные ниже уровня Ферми квантовые уровни пересекают уровень Ферми, что приводит к скачкообразному уменьшению абсолютной величины термоэдс. Однако в промежутке между скачками плотность состояний, а вместе с ней и магнетотермоэдс, растет пропорционально $\omega(H)$, и таким образом наблюдается осциллирующая зависимость $\alpha(H)$.

На рис. 2 приведены эти зависимости для GaAs ($n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) и InSb ($n = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) при $T = 4.2 \text{ K}$.

Концентрации увеличены по сравнению с невырожденным случаем, чтобы увидеть несколько осциллирующих магнетотермоэдс.

В случае InSb скачки происходят неравномерно из-за сильного слияния спинового расщепления квантовых уровней.

Как отмечено выше, подобное осциллирующее поведение магнетотермоэдс имеет место и для квантовой проволоки. Однако в отличие от рассматриваемого недиссипативного поперечного магнетотермоэдс в работе [1] рассматривался случай продольной магнетотермоэдс.

Список литературы

- [1] C.W.Z. Beenakker, A.A.M. Staring. Phys. Rev. **B46**, 15, 9667 (1992).
- [2] E.N. Bogachev, A.G. Scherbakov, Uzi Landman. Phys. Rev. **B54**, 16, 11 094 (1996).
- [3] I. Heremans, O.P. Gansen. Phys. C: Solid State Phys. **12**, 3483 (1979).
- [4] Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Наука, М. (1985). 318 с.
- [5] J. Hammersberg, H. Weman. Phys. Rev. **B54**, 7, 4835 (1996).
- [6] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. Задачи по квантовой механике. Наука, М. (1981). 684 с.
- [7] T. Darnhofer, U. Rossler. Phys. Rev. **B47**, 23, 16 020 (1993).
- [8] M.P. Stora, S.D. Sarma. Phys. Rev. **B40**, 14, 10 048 (1989).
- [9] Ю. Образцов. ФТТ **6**, 414 (1964); **7**, 573 (1965).
- [10] М. Абрамовиц, И. Стиган. Справочник по специальным функциям. Наука, М. (1979). 832 с.