

## Термомагнитные эффекты в двумерных системах, содержащих примеси с переменной валентностью

© И.И. Ляпилин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 18 февраля 1997 г.)

В работе [1] было показано, что в пленках HgSe:Fe и многослойных структурах HgSe–HgSe:Fe, выращенных с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии, зависимость подвижности зонных носителей заряда возрастает при понижении температуры, увеличиваясь в несколько раз. Этот эффект, обнаруженный ранее при исследовании объемных кристаллов HgSe:Fe [2], обусловлен, как было показано в ряде работ [3], ослаблением рассеяния зонных носителей на совокупности заряженных центров при понижении температуры, если концентрация их такова, что имеет место стабилизация уровня Ферми на примесном уровне, расположенном в зоне проводимости. При исследовании объемных кристаллов "аномальные" зависимости были обнаружены и при изучении термомагнитных коэффициентов [4].

В настоящей работе мы рассмотрим поперечный эффект Нернста–Эттингаузена (НЭ) для двумерных носителей заряда, находящихся в квантовой яме. Возможность реализации квантовой ямы (КЯ), содержащей примеси с переменной валентностью, была рассмотрена в [5].

Поперечный эффект НЭ  $K_H$  может быть выражен через кинетические коэффициенты  $\sigma_{ik}$  и  $\beta_{ik}$  для произвольных магнитных полей следующим образом [6]:

$$K_H = \frac{(\sigma_{11}\beta_{12} - \sigma_{12}\beta_{11})}{H(\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2)}, \quad (1)$$

где

$$\beta_{ij} = k\beta^2(J_i, W_j^+)^{\omega}, \quad \sigma_{ij} = \beta(J_i, J_j)^{\omega}. \quad (2)$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $\beta^{-1} = kT$  — температура, выраженная в энергетических единицах,  $J_i, W_i$  — операторы потока заряда и тепла соответственно.

Раскрывая корреляционные функции стандартным образом [7], для коэффициента НЭ получаем следующее выражение:

$$K_H = -\frac{\pi^2}{3} \frac{k}{|e|} \frac{kT}{\varepsilon_F H} \frac{Z}{(1+Z^2)} G, \quad (3)$$

$$G = \varepsilon_F \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \text{Ln} \left( \frac{\tau(\varepsilon)}{m(\varepsilon)} \right) \Bigg|_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad Z = \omega_0 \tau.$$

Из выражения (3) видно, что знак и величина коэффициента  $K_H$  определяются зависимостью времени релаксации от энергии  $\tau(\varepsilon)$ .

Волновые функции квазидвумерных электронов бесконечно глубокой КЯ, рассмотрением которой мы для

простоты ограничимся, имеют обычный вид

$$\psi_{\nu}(\mathbf{R}_j, z_j) = \psi_{kL}(\mathbf{R}_j, z_j) = \frac{1}{(L_s L_y)^{1/2}} \exp(ik\mathbf{R}_j) \phi_L(z_j). \quad (4)$$

Здесь  $\phi_L(z)$  — огибающая волновая функция,

$$\phi_L(z_j) = (2/W)^{1/2} \sin(Lz/W + L\pi/2),$$

$$z \in \left[ -\frac{W}{2}; \frac{W}{2} \right], \quad R = (x, y),$$

$$\nu = k, L, \quad L = 1, 2, 3 \dots,$$

$L$  характеризует номер размерно-квантового уровня, который может быть реализован в КЯ,  $W$  — ширина КЯ.

При вычислении времени релаксации электронов мы примем во внимание непараболичность зоны проводимости HgSe.

Систему ионов железа Fe(3+)–Fe(2+) в КЯ можно рассматривать как бинарный сплав, состоящий из заряженных Fe(3+)- и нейтральных Fe(2+)-центров. Далее мы ограничимся рассмотрением рассеяния электронов только на коррелированно расположенных парах ионов Fe(3+)–Fe(3+), которое представляет наибольший интерес.

Степень пространственных корреляций в системе заряженных ионов железа определяется структурным фактором  $S(\mathbf{q}) = F(N_{\text{Fe}}, T)$ , который выражается через парную корреляционную функцию  $g(r)$  для ионов Fe(3+) следующим образом [8]:

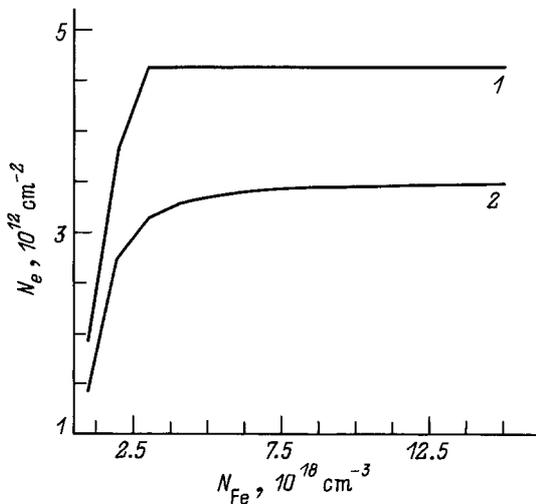
$$S(\mathbf{q}) = 1 + 4\pi N(\text{Fe}^{3+}) \int_0^{\infty} [g(r) - 1] \frac{r \sin(\mathbf{q}\mathbf{r})}{q} dr. \quad (5)$$

Для хаотически распределенных примесных центров  $S(\mathbf{q}) = 1$ .

В приближении твердых сфер можно найти явное выражение для структурного фактора [4].  $S(\mathbf{q})$  оказывается при этом функцией параметра упаковки  $\eta$ , определяющего степень корреляции в расположении твердых сфер. При  $T = 0$  параметр упаковки определяется уравнением, справедливым для случая сильной корреляции ионов Fe(3+) [2],

$$\eta [N(\text{Fe}^{3+})] = \eta_L \left\{ 1 - \exp \left[ \frac{\eta N(\text{Fe})}{\eta_L N(\text{Fe}^{3+})} \right] \right\}. \quad (6)$$

Для сильно коррелированной жидкости  $\eta_L = 0.45$ .



**Рис. 1.** Зависимость концентрации 2D-электронов от содержания атомов железа в КЯ.  $T = 4\text{ К}$ ,  $H = 2\text{ кОэ}$ .  $W (\text{Å})$ : 1 — 70, 2 — 95.

Частоту релаксации электронного импульса  $\nu$  в борновском приближении при взаимодействии с рассеивающими центрами можно представить в виде

$$\nu = \frac{\hbar N(\text{Fe})}{kT} \sum_{q\nu\nu'} \frac{q_x^2}{mN_e} S(q) V_q^2 |\langle \nu' | e^{iq\mathbf{r}} | \nu \rangle|^2 \times f(\varepsilon_\nu) [1 - f(\varepsilon_{\nu'})] \delta(\varepsilon_{\nu'} - \varepsilon_\nu). \quad (7)$$

Здесь  $V_q(z_i)$  — Фурье-образ потенциала ионизованной примеси, расположенной в точке  $z_i$ ,

$$V_q(z_i) = \frac{2\pi e^2}{\chi} \frac{F(q, z_i)}{q + q_s F(q)} \quad (8)$$

( $\chi$  — диэлектрическая постоянная среды (КЯ),  $q_s^{-1} = r_s$  — радиус экранирования),  $N_e$  — концентрация 2D-электронов,  $f(\varepsilon)$  — функция распределения Ферми. Далее, согласно [8], имеем

$$F(q, z_i) = \int_0^w \Phi^*(z) e^{-q|z-z_i|} \Phi(z) dz, \\ F(q) = \int_0^w \int_0^w |\Phi(z)|^2 e^{-q|z-z'|} |\Phi(z')|^2 dz dz'. \quad (9)$$

В линейном приближении по  $x$ , рассмотрением которого мы ограничимся, для  $F(q)$  имеем  $F(q) \approx 1 + 5x/4\pi^2$ , а  $F(q, z_i) \approx 1$ .

Матричный элемент, входящий в выражение (7), можно переписать в виде

$$\langle \nu' | e^{iq\mathbf{r}} | \nu \rangle = \langle k' | e^{iq_\perp r_\perp} | k \rangle \langle L' | e^{iq_z z} | L \rangle, \quad q_\perp = (q_x, q_y), \\ \sum_{q_z} |\langle L' | e^{iq_z z} | L \rangle|^2 = L_z \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_L^4(z) dz = \frac{3}{2}. \quad (10)$$

В рассматриваемой нами ситуации электронный газ является сильно вырожденным. Проводя несложные вычисления для времени релаксации получаем

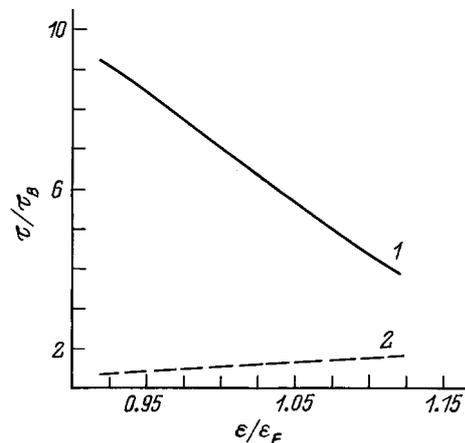
$$\tau^{-1} = \frac{16\pi N(\text{Fe}^{3+}) W \varepsilon_B}{\hbar k_F b^2} M_c, \\ M_c = \int_0^1 dx \frac{x^2 S(2k_F x)}{\left(x^2 + \frac{Q_s}{2k_F}\right)^2 [1-x^2]^{1/2}}, \\ Q_s = \frac{q_s}{b}, \quad b = 1 + \frac{5q_s W}{4\pi^2}. \quad (11)$$

Выражение (11) позволяет проанализировать роль и влияние кулоновских корреляций в системе заряженных центров на термомагнитные коэффициенты. Определим изменение энергии Ферми (а следовательно, и концентрации двумерных электронов проводимости) в зависимости от содержания железа в КЯ. Поскольку в рассматриваемой нами ситуации концентрация 2D-электронов определяется концентрацией доноров  $\text{Fe}(3+)$ , расположенных в КЯ, уравнение электронейтральности имеет следующий вид:

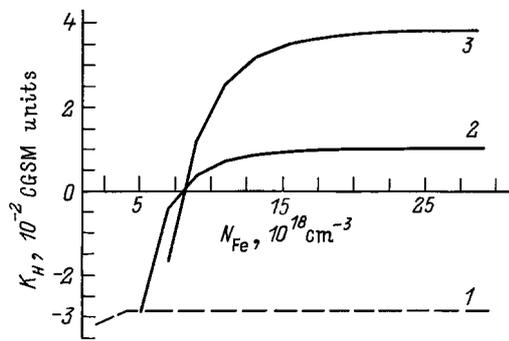
$$N_e = WN(\text{Fe}^{3+}) = W [N(\text{Fe}) - N(\text{Fe}^{2+})]. \quad (12)$$

При определении концентрации нейтральных доноров  $N(\text{Fe}^{2+})$  мы полагали, что основное состояние доноров железа достаточно четко выражено [9,10].

Расчитанные из уравнения электронейтральности зависимости концентрации электронов проводимости (а следовательно, и энергии Ферми) от содержания железа в КЯ (рис. 1) показывают их стабилизацию в окрестности резонансного донорного уровня —  $E_d$ . При этом концентрация электронов проводимости, при которой это происходит, зависит и от ширины КЯ, иными словами, от положения размерно-квантового уровня (или уровней) относительно резонансного донорного уровня



**Рис. 2.** Зависимость времени релаксации  $\tau$  от энергии для случаев сильной (1) и слабой (2) корреляций.  $N_{\text{Fe}} (10^{18} \text{ см}^{-3})$ : 1 — 5, 2 — 2.  $\tau_B$  — время релаксации при хаотическом распределении примесей  $N_{\text{Fe}} = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 3.** Зависимость  $K_H(N_{Fe})$  при различных температурах,  $W = 90 \text{ \AA}$ ,  $H = 2 \text{ кОэ}$ . Кривая 1 соответствует рассеянию на хаотически распределенных заряженных центрах  $S(q) = 1$ , кривые 2, 3 рассчитаны с учетом рассеяния на коррелированной системе заряженных доноров.  $T$  (K): 1, 2 — 4, 3 — 15.

железа. Так, для КЯ с  $W = 90 \text{ \AA}$  ( $E_0 = 64 \text{ К}$ ) стабилизация концентрации двумерных электронов наступает при  $N_{Fe} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $N_e = 4.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ), тогда как для  $W = 70 \text{ \AA}$  ( $E_0 = 105 \text{ К}$ ),  $N_{Fe} = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $N_e = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ).

Рассчитанные зависимости времени релаксации для КЯ с различной степенью корреляции в системе заряженных ионов представлены на рис. 2. Кривая 1 соответствует случаю сильных корреляций, в то время как кривая 2 — слабых корреляций. Видно, что с увеличением степени корреляции в системе ионов  $Fe(3+)$  происходит радикальное изменение зависимости времени релаксации двумерных электронов от энергии: при переходе от слабых корреляций к сильным производная от времени релаксации по энергии меняет знак.

Результаты расчета коэффициента НЭ представлены на рис. 3. Кривая 1 описывает концентрационную зависимость коэффициента НЭ при полностью хаотическом распределении примесных центров без учета кулоновских корреляций ( $S(q) = 1$ ). Кривые 2, 3 получены при учете кулоновских корреляций в примесной системе. Видно, что коэффициент НЭ в области концентраций железа, где доминирующую роль играет рассеяние электронов на коррелированной системе заряженных доноров  $Fe(3+)$ , положителен. Заметим, что с понижением температуры начинают сказываться эффекты увлечения, которые могут заметно сказаться и на поведении термомагнитного коэффициента.

При рассмотрении термомагнитных коэффициентов мы ограничились рассеянием  $2D$ -электронов только на коррелированной системе заряженных доноров. В реальной ситуации необходимо принимать во внимание и другие механизмы рассеяния: сплавное рассеяние, рассеяние на нейтральных центрах и т.д. Учет их не представляет труда, но существенно то, что эти механизмы рассеяния могут сказаться только на величине эффекта и не приводят к смене знака коэффициента НЭ в области низких температур.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта ИНТАС 93-3657.

## Список литературы

- [1] T. Widmer, V. Shikora, G. Hendorfer, S. Luther, W. Jantsch, K. Lischka, M. von Ortenberg. *Mater. Sci. Forum* **182**, 395 (1995).
- [2] J. Mycielski, *Solid State Commun.* **60**, 2, 165 (1986).
- [3] И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, И.М. Цидильковский. *ЖЭТФ* **102**, 5(11), 1652 (1992); *ЖЭТФ* **106**, 4(10), 1205 (1994); *ФТП* **28**, 6, 937 (1994).
- [4] I.G. Kuleev, I.I. Lyapilin, A.T. Lonchakov, I.M. Tsidilkovski. *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 314, (1995); *ЖЭТФ* **103**, 4, 1447 (1993).
- [5] M. von Ortenberg, O. Portugall, W. Dobrowolski, A. Mycielski, R. Galazka, F. Herlach. *J. Phys. C. Solid State Phys.* **21**, 5393 (1988).
- [6] Б.М. Аскеров. *Электронные явления в полупроводниках*. Наука, М. (1985). 317 с.
- [7] R. Kubo, D.J. Mijake, N. Haschitsume. *Solid State Phys.* **17**, 269 (1965).
- [8] Дж. Займан. *Модели беспорядка*. Мир, М. (1982) 592 с.
- [9] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [10] F.S. Pool, J. Kossut, U. Debska, F. Reifenberger. *Phys. Rev.* **B35**, 3900 (1987).