[3] *Будько С. Л., Гапотченко А. Г., Головашкин А. И.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, Приложение, с. 226—227.
[4] *Deutscher G., Muller K. A.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 10, p. 1745—1747.
[5] *Иоффе Л. Б., Ларкин А. И.* ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 2, с. 707—718.
[6] *Шмидт В. В.* Введение в физику сверхпроводимости. М.: Энергия, 1982. 280 с.
[7] *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Мир, 1984. 640 с.
[8] *Свистунов В. М., Ревенко Ю. Ф., Григуть О. В., Таренков В. Ю.* ФТТ, 1988, т. 30, № 2, с. 584—587.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
26 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
13 июня 1988 г.

УДК 537.32

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

ТЕРМОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. Я. Балагуров

1. В настоящем сообщении представлены результаты теоретического рассмотрения термогальваномагнитных свойств изотропных двухкомпонентных сред в линейном по магнитному полю **H** и по термоэдс α приближении. Методами, аналогичными предложенным в [1-3], установлена структура холловской составляющей эффективного тензора термоэдс и показано, что в нее входит некоторая трехпараметрическая функция Φ. Для этой функции выведена формула, выражающая Φ через электрическое поле и градиент температуры в среде (при $\mathbf{H}=0$, $\alpha=0$), что дает возможность исследовать величину Φ численными методами. При равных теплопроводностях компонент функция Φ может быть найдена в аналитическом виде, так что в этом случае задача получает полное решение, а выражение для эффективного коэффициента Нернста допускает непосредственную экспериментальную проверку.

2. Согласно [1], для холловской составляющей σ_{ae} эффективного тензора проводимости $\hat{\sigma}_e$ (при $\alpha=0$) в линейном по **H** приближении имеем

$$\sigma_{ae}=\sigma_{a2}+(\sigma_{a1}-\sigma_{a2})\,\varphi_\sigma,\qquad \varphi_\sigma=\varphi\,(p,\ \sigma_2/\sigma_1),\tag{1}$$

где φ — двухпараметрическая функция (см. формулу (54) из [1]), зависящая от свойств среды при $\mathbf{H}=0$. (Здесь и ниже обозначения те же, что и в [1-5]). Задача о теплопроводности (при $\alpha=0$) отличается от задачи о проводимости только обозначениями, так что выражение для $\varkappa_{ae}$ следует из (1) при заменах $\sigma_{ai}\to\varkappa_{ai}$, $\sigma_i\to\varkappa_i$.

Аналогичным образом для холловской составляющей γ_{ae} тензора $\hat{\gamma}_e=\hat{\sigma}_e\hat{\alpha}_e$ в линейном по **H** и α приближении методами работ [1-3] получаем

$$\gamma_{ae}=\gamma_{a2}+(\gamma_{a1}-\gamma_{a2})\,\Phi-[(\sigma_{a1}-\sigma_{a2})(\gamma_1\varkappa_2-\gamma_2\varkappa_1)(\Phi-\varphi_\sigma)-$$
$$-(\varkappa_{a1}-\varkappa_{a2})(\gamma_1\sigma_2-\gamma_2\sigma_1)(\Phi-\varphi_\varkappa)]\,(\sigma_1\varkappa_2-\sigma_2\varkappa_1)^{-1}.\tag{2}$$

Эффективный коэффициент Нернста N_e связан с γ_{ae} соотношением $N_e=-H^{-1}(\gamma_{ae}/\sigma_e)$. В (2) $\Phi=\Phi\,(p,\ \sigma_2/\sigma_1,\ \varkappa_2/\varkappa_1)$ — трехпараметрическая функция, для которой может быть получено выражение через напряженности электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и температурного $\mathbf{G}(\mathbf{r})=-\nabla T$ полей в среде

$$\Phi=\langle([\mathbf{E}^{(x)},\ \mathbf{G}^{(y)}]_z-[\mathbf{E}^{(y)},\ \mathbf{G}^{(x)}]_z)\rangle^{(1)}/([\langle\mathbf{E}^{(x)}\rangle,\ \langle\mathbf{G}^{(y)}\rangle]_z-[\langle\mathbf{E}^{(y)}\rangle,\ \langle\mathbf{G}^{(x)}\rangle]_z).\tag{3}$$

Здесь $\langle\ldots\rangle$ — среднее по объему V системы, $\ldots^{(1)}$ — деленный на V интеграл по объему первой компоненты (ср. с [1]). Индекс „ν“ у $\mathbf{E}^{(\nu)}$ (или $\mathbf{G}^{(\nu)}$) означает, что среднее поле $\langle\mathbf{E}^{(\nu)}\rangle$ (или $\langle\mathbf{G}^{(\nu)}\rangle$) направлено вдоль оси ν. Поля $\mathbf{E}^{(\nu)}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{G}^{(\nu)}(\mathbf{r})$, входящие в (3), вычисляются при $\mathbf{H}=0$, $\alpha=0$. В качестве направления $\mathbf{H}$ выбрана ось z. Отметим, что сравнение (3) с формулой (54) из [1] показывает, что

$$\varphi_\sigma=\Phi(p,\ \sigma_2/\sigma_1,\ \sigma_2/\sigma_1),\qquad \varphi_\varkappa=\Phi(p,\ \varkappa_2/\varkappa_1,\ \varkappa_2/\varkappa_1), \tag{4}$$

так что φ_σ и $\varphi_\varkappa$ являются двумя предельными значениями функции $\Phi(p,\ \sigma_2/\sigma_1,\ \varkappa_2/\varkappa_1)$.

3. При равных теплопроводностях компонент ($\varkappa_1=\varkappa_2$) величина $\mathbf{G}^{(\nu)}$ не зависит от координат и равна $\langle\mathbf{G}^{(\nu)}\rangle$. Так как (см. [1]) $\langle\mathbf{E}^{(\nu)}\rangle^{(1)}=\{(\sigma_e-\sigma_2)/(\sigma_1-\sigma_2)\}\langle\mathbf{E}^{(\nu)}\rangle$, то при $\varkappa_1=\varkappa_2$ из (3) получаем

$$\Phi(p,\ \sigma_2/\sigma_1,\ 1)=(\sigma_e-\sigma_2)/(\sigma_1-\sigma_2). \tag{5}$$

В этом случае аналогично [1] может быть дана последовательная теория критического поведения величины γ_{ue} и, следовательно, N_e. Отметим также, что при $\varkappa_1=\varkappa_2$ в (2) входят только наблюдаемые величины, так что выражение для N_e в случае систем с $\varkappa_1\approx\varkappa_2$ допускает прямую экспериментальную проверку.

Для двумерных ($D=2$) систем функция Φ может быть найдена при произвольных σ_2/σ_1 и $\varkappa_2/\varkappa_1$. Заметим, что методом работы [1] можно доказать тождество $\langle[\mathbf{E}^{(\mu)},\ \mathbf{G}^{(\nu)}]\rangle=[\langle\mathbf{E}^{(\mu)}\rangle,\ \langle\mathbf{G}^{(\nu)}\rangle]$. Кроме того, для двумерных систем справедливо тождество (ср. с [1]) $\langle[\mathbf{j}^{(\mu)},\ \mathbf{q}^{(\nu)}]_z\rangle=[\langle\mathbf{j}^{(\mu)}\rangle,\ \langle\mathbf{q}^{(\nu)}\rangle]_z$, не имеющее аналога в трехмерном случае; здесь $\mathbf{j}$ — плотность тока, $\mathbf{q}$ — плотность потока тепла. Используя эти соотношения, аналогично [1] получаем

$$\Phi(p,\ \sigma_2/\sigma_1,\ \varkappa_2/\varkappa_1)=(\sigma_e\varkappa_e-\sigma_2\varkappa_2)/(\sigma_1\varkappa_1-\sigma_2\varkappa_2),\qquad D=2. \tag{6}$$

Подстановка (6) в (2) дает с учетом равенств (4) для γ_{ue} выражение, совпадающее с формулой (29) из работы [4], где двумерная задача решена при произвольных $\mathbf{H}$ и α.

4. В трехмерном случае при произвольных параметрах σ_2/σ_1 и $\varkappa_2/\varkappa_1$ необходимо произвести численное исследование функции Φ, используя формулу (3). Здесь представляет интерес, в частности, случай $\varkappa_2/\varkappa_1=\sigma_2/\sigma_1$. В силу соотношений (4) в выражении (2) при $\varkappa_2/\varkappa_1\to\sigma_2/\sigma_1$ имеются математические неопределенности типа «нуль делить на нуль», после раскрытия которых в величину γ_{ae} войдет как сама функция Φ, так и ее производные. При этом следует ожидать изменения (по сравнению со случаем $\varkappa_1\sim\varkappa_2$) критического поведения γ_{ae} (а также N_e) — ср. со сходной ситуацией для термоэдс [5].

В заключение отметим, что, согласно результатам [1-5] и настоящей работы, табулирование численными методами функций Φ и $f=\sigma_e/\sigma_1$ позволит дать в линейном по $\mathbf{H}$ и α приближении количественное описание всей совокупности стационарных явлений переноса в изотропных двухкомпонентных проводящих средах. Весьма существенно также, что между различными эффективными характеристиками этих сред могут быть установлены многочисленные связи (корреляции) — см., например, [1-5].

Литература

[1] *Балагуров Б. Я.* ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 5 (11), с. 1888—1903.
[2] *Балагуров Б. Я.* ФТП, 1987, т. 21, № 11, с. 1978—1982.
[3] *Балагуров Б. Я.* ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2 (8), с. 568—584.
[4] *Балагуров Б. Я.* ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2068—2074.
[5] *Балагуров Б. Я.* ФТП, 1986, т. 20, № 7, с. 1276—1280.

Поступило в Редакцию
1 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
14 июня 1988 г.