УДК 621.315.592

© *Физика твердого тела, том 37, № 11, 1995*
Solid State Physics, vol. 37, N 11, 1995

СПОНТАННОЕ ПРОДОЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ПРОВОДНИКАХ С НЕАДДИТИВНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ

Г.М.Шмелев, Э.М.Эпштейн, А.В.Юдина

Волгоградский государственный педагогический университет,
400013, Волгоград, Россия
(Поступило в Редакцию 9 ноября 1994 г.
В окончательной редакции 19 мая 1995 г.)

Рассчитано продольное магнетосопротивление (ПМС) в проводниках с неаддитивным законом дисперсии электронов. Тянущее электрическое и (неквантующее) магнитное поля направлены вдоль одной из главных осей кубического кристалла с объемно центрированной решеткой. Существование ПМС обусловлено спонтанным возникновением (в отсутствие магнитного поля и в достаточно сильном электрическом поле) поперечной ЭДС. В слабых магнитных полях ПМС представляет собой немонотонную (с двумя максимумами и двумя нулями) функцию тянущего электрического поля. В рассмотренных условиях ПМС положительно.

В работе [1] в рамках простой, но точно решаемой модели показано, что в проводниках с неаддитивным непараболическим законом дисперсии возможно спонтанное возникновение поперечной (относительно тянущего электрического поля) ЭДС. Этот эффект представляет собой пример неравновесного фазового перехода второго рода, в котором роль параметра порядка играет поперечная ЭДС, управляющим параметром является тянущее поле, а условие разомкнутости образца в поперечном направлении эквивалентно условию минимума неравновесного термодинамического потенциала. Существование данного эффекта обусловливает ряд следствий, некоторые из которых не зависят от направления спонтанного поля. К их числу относится, например, ВАХ образца, меняющая свой вид при учете поперечной ЭДС [1]. В данной статье мы обращаем внимание еще на одно такое возможное наблюдаемое следствие.

Здесь речь идет о существовании продольного магнетосопротивления (ПМС), когда тянущее электрическое поле E_{0x} и постоянное (неквантующее) магнитное поле $\mathbf{H}$ параллельны одной из главных осей кристалла (например, OX). Для определенности мы рассматриваем проводник с объемно центрированной кубической решеткой. Возможность ПМС неспонтанного происхождения в сильном электрическом поле ранее отмечалась, но только в случае, когда параллельные $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ направлены под (не равным нулю) углом к одной из главных осей многодолинного полупроводника [2].

Закон дисперсии электронов в приближении сильной связи имеет вид [3]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 - \frac{\Delta}{2}\cos\frac{ap_x}{2}\cos\frac{ap_y}{2}\cos\frac{ap_z}{2}, \tag{1}$$

где Δ — ширина зоны проводимости, a — постоянная решетки, $\mathbf{p}$ — квазиимпульс электрона, $\varepsilon_0 = \text{const}$, $\hbar = 1$; оси координат совпадают с главными осями кристаллической решетки. Заметим, что излагаемые далее результаты относятся в том числе к трехмерным сверхрешеткам (примером могут служить кластерные сверхрешетки на основе цеолитов [4]). Поставленную задачу решаем в рамках квазиклассического и однозонного приближений ($\Delta \gg \tau^{-1}$, eE_0a и $eE_0a \ll \varepsilon_g$, где ε_g — ширина запрещенной зоны, τ — время свободного пробега электронов), используя при этом кинетическое уравнение Больцмана с интегралом столкновений в приближении $\tau = \text{const}$. Общая формула для плотности тока, получающаяся с помощью решения этого уравнения, имеет вид (см., например, [5])

$$\mathbf{j}_0 = e\sum_{\mathbf{p}_0} f_0(\mathbf{p}_0)\int\limits_0^\infty \frac{\partial\varepsilon[\mathbf{p}_0+\mathbf{p}(t)]}{\partial\mathbf{p}_0}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\frac{dt}{\tau}. \tag{2}$$

Здесь $f_0(\mathbf{p}_0)$ — равновесная функция распределения, $\mathbf{p}(t)$ — решение уравнения движения заряда

$$\frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} = e\mathbf{E}_0 + \frac{e}{c}\left[\frac{\partial\varepsilon[\mathbf{p}(t)]}{\partial\mathbf{p}}, \mathbf{H}\right] \tag{3}$$

с начальным условием $\mathbf{p}(0) = 0$. Далее для простоты используем в качестве $f_0(\mathbf{p}_0)$ δ-образную функцию распределения ($f_0(\mathbf{p}_0) \sim \delta(\mathbf{p}_0)$) [5].

Сначала обсудим ситуацию без магнитного поля. Из (1)–(3) находим (в безразмерных величинах)

$$2j_x^{(0)} = E_x\sum_{+,-}\frac{1+E_x^2-E_\pm^2}{(1+E_x^2+E_\pm^2)^2-4E_x^2E_\pm^2}, \tag{4}$$

где $\mathbf{j}^{(0)} = \mathbf{j}_0 ea\tau/2\sigma_0$, $2\mathbf{E} = ea\tau\mathbf{E}_0$, σ_0 — проводимость образца в слабом электрическом поле (т.е. при $E \ll 1$), $E_\pm = E_y \pm E_z$. Выражения для $j_y^{(0)}$ и $j_z^{(0)}$ имеют вид (4) с заменой $x \to y$, $E_\pm \to E_x \pm E_z$ и $x \to z$, $E_\pm \to E_y + E_x$ соответственно.

Рассматриваем далее режим заданного тянущего поля (E_x), предполагая при этом, что в направлениях OY и OZ образец разомкнут: $j_y^{(0)} = 0$ и $j_z^{(0)} = 0$. Эти уравнения определяют величину и направление спонтанно возникающего в образце поперечного поля $\mathbf{E}_\perp = \{0, E_y, E_z\}$ как функции тянущего поля E_x. В этом состоит в данном случае неравновесный фазовый переход второго рода, при котором роль управляющего параметра играет E_x, а роль параметра порядка — $\mathbf{E}_\perp$. Исследование устойчивости $\mathbf{E}_\perp$ относительно флуктуаций поля удобно (но не обязательно) проводить с помощью предложенного в [1] подхода, суть которого состоит в следующем.

Найденные выражения для $\mathbf{j}^{(0)}$ можно представить в эквивалентном (4) виде

$$\mathbf{j}^{(0)} = \frac{\partial\Phi_0}{\partial\mathbf{E}}, \tag{5}$$

$$\Phi = \frac{1}{8}\sum_{+,-}\ln\left[(1+E_x^2+E_\pm^2)^2 - 4E_x^2E_\pm^2\right]. \tag{6}$$

Такая возможность введения «потенциала» Φ_0 следует из очевидного условия $\mathrm{rot}_E \mathbf{j} = 0$. Обратим также внимание на то, что функция $\Phi_0(E_x, E_y, E_z)$, как и исходный спектр (1), инвариантна относительно перестановок $x \to y \to z$.

Условия разомкнутости с помощью (5) записываются как

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial E_y} = 0, \qquad \frac{\partial \Phi_0}{\partial E_z} = 0. \tag{7}$$

Добавим сюда условие устойчивости значений $\mathbf{E}_\perp$, заключающееся в требовании положительной определенности матрицы

$$\frac{\partial j_\alpha^{(0)}}{\partial E_\beta} = \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial E_\alpha \partial E_\beta}, \qquad \alpha,\ \beta = y,\ x. \tag{8}$$

Условия (7), (8) представляют собой условия минимума потенциала Φ_0 как функции двух переменных E_y и E_z. Таким образом, обнаружена функция Φ_0, которая в данной постановке задачи и в стационарном режиме достигает своего минимального значения. По отмеченным выше признакам «потенциал» Φ_0 представляет собой полноценный аналог равновесного термодинамического потенциала для рассматриваемой неравновесной ситуации. Эта аналогия в свою очередь позволяет использовать для исследования устойчивости ненулевых решений уравнений (7) традиционную методику Ландау в теории равновесных фазовых переходов. В данном случае мы имеем дело с двухкомпонентным параметром порядка, причем в качестве компонент удобно выбрать E_+ и E_-. В результате стандартной процедуры [6] находим, что устойчивым относительно флуктуаций поперечного поля является состояние с $E_+ = E_-$. Таким образом, спонтанное поперечное поле направлено либо вдоль OY, либо вдоль OZ. Пусть для определенности это будет OY, тогда $E_z = 0$, а

$$\begin{aligned} E_y &= 0, \qquad |E_x| \leqslant 1, \\ E_y &= \pm(E_x^2-1)^{1/2}, \qquad |E_x| \geqslant 1. \end{aligned} \tag{9}$$

Если теперь включить слабое магнитное поле ($\mathbf{H} \parallel OX$), то, очевидно, в направлении OZ возникает спонтанное холловское поле, пропорциональное HE_y (при $|E_x| \geqslant 1$). Далее мы интересуемся именно этим случаем и учитываем H в линейном приближении. При этом из (3) имеем

$$p_x = eE_{0x}t, \qquad p_y = eE_{0y}t,$$

$$p_z = eE_{0z}t - \frac{H\Delta}{4c}\left[\frac{1-\cos\left(\frac{ea}{2}(E_{0y}+E_{0x})t\right)}{E_{0y}+E_{0x}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1-\cos\left(\frac{ea}{2}(E_{0y}-E_{0x})t\right)}{E_{0y}-E_{0x}}\right], \qquad |E_x| \geqslant 1. \tag{10}$$

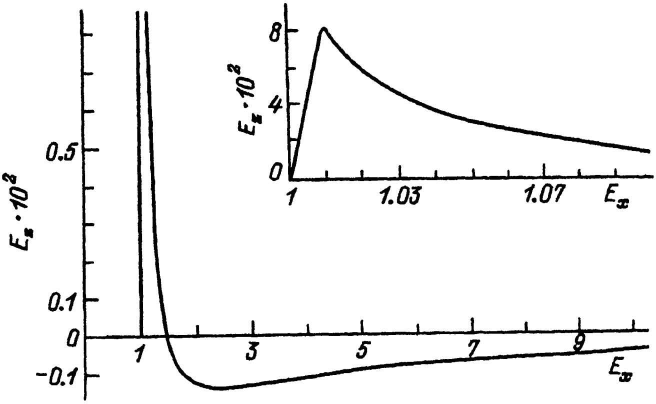

Рис. 1. Холловское поле E_z как функция тянущего электрического поля E_x при значении параметра $\gamma = 0.01$.

С помощью (10) и (2) получаем

$$j_z = j_z^{(0)} + \gamma E_x f(E_x^2), \tag{11}$$

где

$$f(\alpha) = \frac{1}{4\alpha - 3} + \frac{1}{4\alpha + 1} - \frac{1}{16\alpha + 9}, \tag{12}$$

$\gamma = He\tau\Delta\alpha/32$, а E_y определяется формулой (9).

Условие разомкнутости образца в направлении z ($j_z = 0$) представляет собой алгебраическое уравнение для холловского поля E_z как функции тянущего поля E_x. Вещественное и обращающееся в нуль при $|E_x| = 1$ решение этого уравнения для $\gamma = 0.01$ представлено на рис. 1. Для других значений параметра γ ($\gamma \ll 1$) кривые $E_z = E_z(E_x)$ качественно имеют такой же, как и на рис. 1, вид. Та часть кривой, которая находится под осью абсцисс, практически точно определяется формулой

$$E_z = -\frac{\gamma E_x^2}{(E_x^2 - 1)^{1/2}} f(E_x^2). \tag{13}$$

Для простоты на рис. 1 и соответственно в (13) мы взяли один знак у E_z. Обратим внимание на то, что при $|E_x| = 1.5$ напряженность $E_z = 0$ для любых значений γ.

ПМС определяется как обычно

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(0)}, \tag{14}$$

где $\rho(H) = E_{0x}/j_{0x}$. Подставляя $E_z = f(E_x^2)$ и E_y из (9) в выражение для $j_x^{(0)}$, с помощью (14) находим $\Delta\rho/\rho$. Результат для $\gamma = 0.01$ представлен на рис. 2. И опять же при $|E_x| \geqslant 1.5$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\gamma^2 E_x^2 (3E_x^2 - 2)}{2(E_x^2 - 1)} f^2(E_x^2). \tag{15}$$

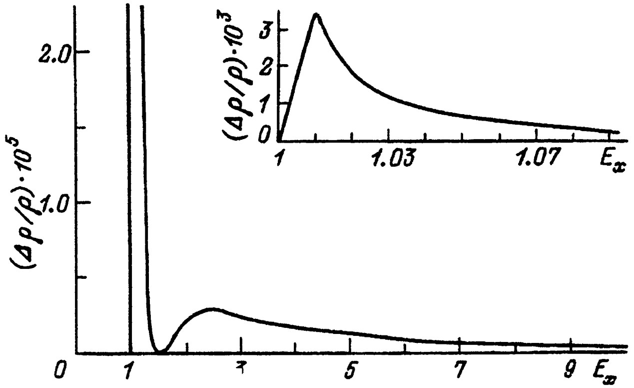

Рис. 2. Продольное магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ как функция тянущего электрического поля E_x при значении параметра $\gamma = 0.01$.

Отметим, что ПМС всегда положительно и не зависит от выбора знака в (9). При $|E_x| \gg 1$ величина $\Delta\rho/\rho \sim E_x^{-2}$. Во избежание недоразумений подчеркнем, что, несмотря на зависимость $\Delta\rho/\rho \sim H^2$, учет в (10), (12) членов $\sim H^2$ оказывается излишним, так как они вносят вклад в $\Delta\rho/\rho$ более высокого порядка, чем H^2.

Немонотонное поведение ПМС в принципе при экспериментальном обнаружении эффекта может дать определенную информацию о параметрах материала (Δ, a, τ), что существенно в первую очередь для трехмерных сверхрешеток. В случае, когда параметры последних близки к соответствующим параметрам одномерных сверхрешеток, для оценок характерных величин $2E_c = (ea\tau)^{-1}$ и σ_0 можно воспользоваться, например, [5].

Авторы выражают благодарность И.И. Маглеванному за помощь при проведении численных расчетов.

Список литературы

[1] Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М. ФТТ **34**, *8*, 2565 (1992).
[2] Аше М., Грибников З.С., Митин В.В., Сарбей О.Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев (1989). 328 с.
[3] Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.-Л. (1962). 420 с.
[4] Богомолов В.Н., Задорожный А.И., Павлова Т.М., Петрановский В.П., Подхалюзин В.П., Холкин А.Л. Письма в ЖЭТФ **31**, 7, 406 (1980).
[5] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М. (1989). 288 с.
[6] Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М. (1984). 248 с.