О СООТНОШЕНИИ ПОПЕРЕЧНОГО И ПРОДОЛЬНОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЙ В СЛУЧАЙНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ

И. И. Фищук

Исследовано методом эффективной среды поперечное $\Delta\rho_m^{xx}$ и продольное $\Delta\rho_m^{zz}$ магнетосопротивления в проводящих средах со случайными диэлектрическими включениями при $p_c < p \leqslant 1$, где p — доля проводящего объема системы, $p_c = 1/3$ — порог протекания. Найдены две области значений p и $K = \langle\tau^2\rangle^2/\langle\tau^3\rangle\langle\tau\rangle$ $(0 < K \leqslant 1)$, где τ — время свободного пробега электрона, скобки означают энергетическое усреднение. В первой области, когда τ слабо зависит от энергии (K мало отличается от единицы), существует интервал значений p, где $|\Delta\rho_m^{zz}| > |\Delta\rho_m^{xx}|$. Во второй (остальной) области будет $|\Delta\rho_m^{zz}| < |\Delta\rho_m^{xx}|$. При $K = 1$ во всей рассматриваемой области значений p имеем $|\Delta\rho_m^{zz}| > |\Delta\rho_m^{xx}|$.

1. В кристаллических средах продольное магнетосопротивление равно нулю, а поперечное магнетосопротивление имеет конечное значение, если время свободного пробега электрона τ зависит (имеет дисперсию) от энергии электрона [1]. В проводящих средах со случайными макроскопическими неоднородностями по современным представлениям существуют конечные значения как продольного $\Delta\rho_{zz}$, так и поперечного $\Delta\rho_{xx}$ значений магнетосопротивления. При этом возможны неравенства $|\Delta\rho_{zz}| < |\Delta\rho_{xx}|$ и $|\Delta\rho_{zz}| > |\Delta\rho_{xx}|$. При предельном увеличении степени разупорядоченности $\Delta\rho_{zz} \to \Delta\rho_{xx}$. Это следует из большого числа как теоретических, так и экспериментальных результатов (см., например, [2-7]).

В настоящей работе мы показываем, что в проводящей среде со случайными диэлектрическими включениями при слабой дисперсии τ может иметь место неравенство $|\Delta\rho_{zz}| > |\Delta\rho_{xx}|$, а при значительной дисперсии τ — $|\Delta\rho_{zz}| < |\Delta\rho_{xx}|$.

2. Мы рассматриваем проводящую твердотельную среду со случайными диэлектрическими включениями. Ограничимся случаем слабого магнитного поля **H**, направленного вдоль оси OZ. Предположим, что длина свободного пробега электрона намного меньше средней протяженности неоднородностей. В этом случае можно ввести локальные значения тензора электропроводности $\hat{\sigma}$. Для вычисления тензора электропроводности всей системы $\hat{\sigma}_m$ можно воспользоваться методом эффективной среды [8]. Представим локальные значения σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{zz} и σ_{yx} в виде

$$\sigma_{xx} = \sigma - \Delta\sigma_{xx}, \quad \sigma_{yy} = \sigma_{xx}, \quad \sigma_{zz} = \sigma, \tag{1}$$

$$\sigma_{yx} = \sigma a_{21}\left(\frac{\mu H}{c}\right), \quad \Delta\sigma_{xx} = \sigma a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2, \quad \mu = \frac{e}{m}\langle\tau\rangle, \tag{2}$$

а для эффективных значений σ_m^{xx}, σ_m^{yy}, σ_m^{zz} и σ_m^{yx} запишем

$$\sigma_m^{xx} = \sigma_m^0 - \Delta\sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{yy} = \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{zz} = \sigma_m^0 - \Delta\sigma_m^{zz}, \tag{3}$$

$$\sigma_m^{yx}=\sigma_{21}a_{21}\left(\frac{\mu H}{c}\right),\quad \Delta\sigma_m^{xx}=\sigma_{11}a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2,\quad \Delta\sigma_m^{zz}=\sigma_{33}a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2, \tag{4}$$

$$a_{11}=\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle^3},\quad a_{21}=\frac{\langle\tau^2\rangle}{\langle\tau\rangle^2}. \tag{5}$$

Угловые скобки означают энергетическое усреднение. Выполняя вычисления в рамках метода эффективной среды, аналогичные тем, что были проведены в [6, 9], получаем

$$\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_m^0}=\frac{4\,(6p-1)}{21p-1}\left[1-K\,\frac{18p\,(1-p)}{(3p+1)^2}\right]a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2, \tag{6}$$

$$\frac{\Delta\sigma_m^{zz}}{\sigma_m^0}=\frac{3\,(1-p)}{2\,(6p-1)}\,\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_m^0}, \tag{7}$$

$$\frac{\sigma_m^{yx}}{\sigma_m^0}=\frac{2\,(3p-1)}{3p+1}\,a_{21}\left(\frac{\mu H}{c}\right),\quad \sigma_m^0=\sigma_0\,\frac{3p-1}{2},\quad K=\frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau^3\rangle\langle\tau\rangle}. \tag{8}$$

Здесь p — доля объема системы, занятого проводящей средой с электропроводностью σ_0. Отметим, что $0<K\leqslant 1$. Мы ограничились случаем, когда $p>p_c$,

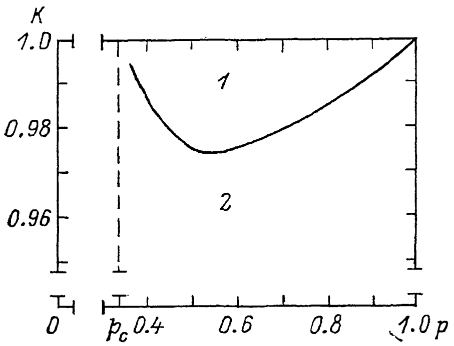

Рис. 1. Зависимость K от p при условии $\Delta\rho_m^{zz}=\Delta\rho_m^{xx}$ (в области 1 имеем $\Delta\rho_m^{zz}<\Delta\rho_m^{xx}$, в области 2 имеем $\Delta\rho_m^{zz}<\Delta\rho_m^{xx}$).

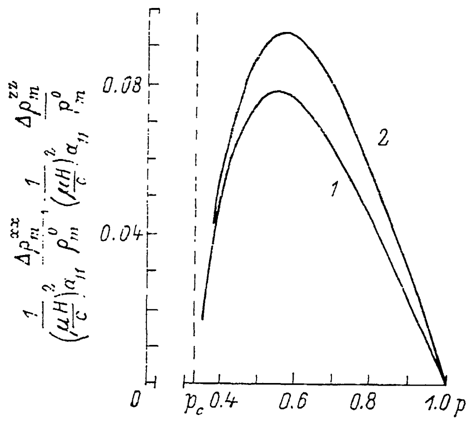

Рис. 2. Зависимость поперечного (1) и продольного (2) и магнетосопротивлений от p при $K=1.0$.

где $p_c=1/3$ — порог протекания. Для магнетосопротивлений $\Delta\rho_m^{xx}=\rho_m^{xx}-\rho_m^0$, $\Delta\rho_m^{zz}=\rho_m^{zz}-\rho_m^0$ используем выражения

$$\frac{\Delta\rho_m^{xx}}{\rho_m^0}=\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_m^0}-\left(\frac{\sigma_m^{yx}}{\sigma_m^0}\right)^2,\quad \frac{\Delta\rho_m^{zz}}{\rho_m^0}=\frac{\Delta\sigma_m^{zz}}{\sigma_m^0},\quad \rho_m^0=\frac{1}{\sigma_m^0}. \tag{9}$$

Подставляя (6)—(8) в (9), находим

$$\frac{\Delta\rho_m^{xx}}{\rho_m^0}=\frac{4\,(6p-1)}{21p-1}\left[1-K\,\frac{(3p-1)^2\,(21p-1)+18p\,(1-p)\,(6p-1)}{(6p-1)\,(3p+1)^2}\right]a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2, \tag{10}$$

$$\frac{\Delta\rho_m^{zz}}{\rho_m^0}=\frac{6\,(1-p)}{21p-1}\left[1-K\,\frac{18p\,(1-p)}{(3p+1)^2}\right]a_{11}\left(\frac{\mu H}{c}\right)^2. \tag{11}$$

Приравнивая поперечное и продольное магнетосопротивления $\Delta\rho_m^{xx}=\Delta\rho_m^{zz}$, находим

$$K=\frac{5}{2}\,\frac{(3p+1)^2}{(3p-1)\,(21p-1)+45p\,(1-p)}. \tag{12}$$

На рис. 1 представлена зависимость K от p при $p_c < p \leqslant 1$. Как легко увидеть из (10), (11), при значениях K и p в области *1* имеет место неравенство $\Delta\rho_m^{zz} > \Delta\rho_m^{xx}$, а в области *2* имеет место обратное неравенство $\Delta\rho_m^{zz} < \Delta\rho_m^{xx}$.

На рис. 2 представлены зависимости функций

$$[(\mu H/c)^2 a_{11}]^{-1} \Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0, \ [(\mu H/c)^2 a_{11}]^{-1} \Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0$$

от p, построенные по формулам (10), (11) при $K=1.0$ (в отсутствие дисперсии τ). Во всем интервале значений $p > p_c$ имеем $\Delta\rho_m^{zz} > \Delta\rho_m^{xx}$. Следует отметить, что точность метода эффективной среды в рассматриваемой области значений p очень высокая [10].

Выражения (10) и (11) в предельном случае $K=1$ и $\varepsilon=1-p \ll 1$ согласуются с результатами работ [2, 3]. В частности, (10), (11) переходят в выражения (21), (22) работы [3].

Следовательно, в проводящей среде со случайными диэлектрическими включениями при слабой дисперсии τ, когда K мало отличается от единицы, в определенном интервале значений доли проводящего объема p продольное магнетосопротивление $|\Delta\rho_m^{zz}|$ может быть больше поперечного магнетосопротивления $|\Delta\rho_m^{xx}|$. При значительной дисперсии τ имеет место обратное неравенство. Это необходимо учитывать при экспериментальных исследованиях.

Список литературы

[1] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1974. 615 с.
[2] Pohoryles B., Figielski T. // Phys. Stat. Sol. (a). 1975. V. 32. N 2. P. 387—393.
[3] Sampsell T. B., Garlend J. C. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 2. P. 583—589.
[4] Stroud D., Fan F. P. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 4. P. 1434—1438.
[5] Шик А. Я. Кинетические явления в неоднородных полупроводниках (обзор). Неоднородные и примесные полупроводники во внешних полях. Кишинев: Штиинца, 1979. С. 22—40.
[6] Фищук И. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2705—2709.
[7] Фищук И. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 135—139.
[8] Stroud D. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 8. P. 3368—3373.
[9] Фищук И. И. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 12. С. 3540—3544.
[10] Kirkpatrick S. // Rev. Mod. Phys. 1973. V. 45. N 4. P. 574—588.

Институт ядерных исследований
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
30 апреля 1991 г.
В окончательной редакции
16 июля 1991 г.