1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 5
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 5

УДК 539.219.1

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ ПРИ СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. И. Фицук

Исследовано магнетосопротивление на переменном токе в сильно неоднородных средах, в которых можно ввести локальные значения кинетических коэффициентов. Рассмотрена широкая область частот $\omega < \tau^{-1}$ (τ — среднее время свободного пробега электрона) при слабых ($\omega_c \langle\tau\rangle \ll 1$) и сильных ($\omega_c \langle\tau\rangle \gg 1$) магнитных полях $\mathbf{H} \parallel OZ$ ($\omega_c = eH/mc$). Использован метод эффективной среды. Выделены низкочастотная и высокочастотная области плато значений магнетосопротивления, а также переходная частотная область. Получено, что при слабых магнитных полях в низкочастотной области эффективное магнетосопротивление $\Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0 = \Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0 = (2/3)\,\omega_c^2 (\langle\tau^3\rangle/\langle\tau\rangle - \langle\tau^2\rangle^2/2\langle\tau\rangle^2)$, а в высокочастотной $\Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0 = \omega_c^2 (\langle\tau^3\rangle/\langle\tau\rangle - \langle\tau^2\rangle^2/\langle\tau\rangle^2)$, $\Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0 = 0$, как и в однородной системе. При сильных магнитных полях в низкочастотной области получено $\Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0 = \Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0 = \omega_c \langle\tau\rangle$, а в высокочастотной $\Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0 = \langle\tau^{-1}\rangle \times \langle\tau\rangle - 1$, $\Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0 = 0$, как и в однородной системе. Переходная область при увеличении магнитного поля расширяется, сдвигаясь в сторону более низких частот. Низкочастотное плато становится короче.

1. Основательные теоретические исследования гальваномагнитных явлений в неоднородных средах берут свое начало от работы [1]. Здесь рассматривались слабо неоднородные системы, когда неоднородность можно учитывать методом возмущений. Учет высоких степеней приближения проводился в [2]. Работы [3, 4] посвящены исследованию магнетосопротивления в сильно неоднородных средах, где можно развить представления теории протекания. При этом рассмотрены случаи как слабых, так и сильных магнитных полей. Было получено, что в сильных магнитных полях магнетосопротивление сильно неоднородных систем увеличивается пропорционально магнитному полю. Во всех указанных работах рассматривалось постоянное электрическое поле.

В работе [5] методом эффективной среды исследовано магнетосопротивление неоднородных сред в переменных электрических полях. Рассмотрены слабые магнитные поля. Вычислены частотные зависимости поперечного и продольного магнетосопротивления для двухкомпонентной системы — полупроводника со случайными диэлектрическими включениями.

Настоящая работа является дальнейшим развитием работ [5–7] по теории кинетических свойств неоднородных сред в магнитных и переменных электрических полях. В ней представлены результаты исследований магнетосопротивления в сильно неоднородных средах в широкой области частот переменного электрического поля. Рассмотрены случаи слабых и сильных магнитных полей. Использован, как и в предыдущих работах, метод эффективной среды.

2. Мы будем рассматривать твердотельную проводящую среду со случайными макроскопическими флуктуациями электростатического потенциала. Средняя протяженность этих флуктуаций намного больше средней длины свободного пробега электрона, но намного меньше размеров образца. В этом случае можно ввести локальные кинетические характеристики, например значение тензора проводимости $\hat{\sigma}(\mathbf{r})$ в точке $\mathbf{r}$. Будем

считать, что постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль оси OZ и может принимать любые значения. При наличии внешнего переменного электромагнитного поля частоты ω в каждой точке образца действует электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)=\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\exp(i\omega t)$, причем $\langle \mathbf{E}_0(\mathbf{r})\rangle = \mathbf{E}_0$. Здесь $\mathbf{E}_0$ — амплитуда внешнего поля. Угловые скобки означают усреднение по объему системы. Мы будем рассматривать широкую область частот $\omega < \tau^{-1}$, где τ — среднее время свободного пробега электрона. Локальное значение комплексной проводимости с учетом тока смещения имеет вид $\hat\sigma^*(\mathbf{r})=\hat\sigma(\mathbf{r})+i\omega\varepsilon_0\hat I/4\pi$. Здесь мы полагаем, что локальная диэлектрическая проницаемость не зависит от координат. Величина эффективной проводимости системы $\hat\sigma^*_m$ определяется следующим образом:

$$\langle \mathbf{j}(\mathbf{r})\rangle = \langle \hat\sigma^*(\mathbf{r})\,\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\rangle = \hat\sigma^*_m\langle \mathbf{E}_0(\mathbf{r})\rangle = \hat\sigma^*_m\mathbf{E}_0, \tag{1}$$

$\mathbf{j}(\mathbf{r})$ — локальное значение плотности полного тока. Величина $\hat\sigma^*_m$ имеет вид $\hat\sigma^*_m=\hat\sigma_m+i\omega\hat\varepsilon_m/4\pi$, где $\hat\varepsilon_m$ — тензор эффективной диэлектрической проницаемости системы. Для удобства вычислений мы представим $\hat\sigma^*_m=\hat\sigma_m+i\omega\varepsilon_0\hat I/4\pi$. При этом проводимость $\hat\sigma_m$ будет комплексной величиной, а $\hat\varepsilon_m=\varepsilon_0\hat I+4\pi\,\mathrm{Im}\,\hat\sigma_m/\omega$. Запишем $\hat\sigma^*(\mathbf{r})$ в виде

$$\hat\sigma^*(\mathbf{r})=\hat\sigma^*_m+\Delta\hat\sigma(\mathbf{r}),\quad \Delta\hat\sigma(\mathbf{r})=\hat\sigma(\mathbf{r})-\hat\sigma_m. \tag{2}$$

Подставляя (2) в (1), имеем

$$\langle \mathbf{j}(\mathbf{r})\rangle = \hat\sigma^*_m E_0+\langle \Delta\hat\sigma(\mathbf{r})\,\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\rangle. \tag{3}$$

Отсюда видно, что необходимо вычислить величину $\Delta\hat\sigma(\mathbf{r})\,\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ и из условия $\langle\Delta\hat\sigma(\mathbf{r})\,\mathbf{E}_0(\mathbf{r})\rangle=0$ определить значение $\hat\sigma_m$, а следовательно, и $\hat\sigma^*_m$. Выполняя вычисления, аналогичные тем, что были проведены в [8] при вычислении тензора статической эффективной проводимости, и используя те же приближения, легко получить уравнение для вычисления компонент тензора $\hat\sigma_m$ в виде

$$\langle(\hat I-\Delta\hat\sigma\hat\Gamma)\,\Delta\hat\sigma\rangle=0. \tag{4}$$

Отсюда получаем

$$\left\langle\frac{(1-\Delta\sigma_{xx}\Gamma_{xx})\,\Delta\sigma_{xx}-\Gamma_{xx}(\Delta\sigma_{yx})^2}{(1-\Delta\sigma_{xx}\Gamma_{xx})^2+\Gamma_{xx}^2(\Delta\sigma_{yx})^2}\right\rangle=0, \tag{5}$$

$$\left\langle\frac{\Delta\sigma_{yx}}{(1-\Delta\sigma_{xx}\Gamma_{xx})^2+\Gamma_{xx}^2(\Delta\sigma_{yx})^2}\right\rangle=0, \tag{6}$$

$$\left\langle\frac{\Delta\sigma_{zz}}{1-\Delta\sigma_{zz}\Gamma_{zz}}\right\rangle=0, \tag{7}$$

$$\Gamma_{xx}=\Gamma_{yy}=\frac{1}{2}\,\frac{1}{\varepsilon\,(\sigma_m^{zz}+i(\omega/4\pi)\,\varepsilon_0)}\left[1-(1-\varepsilon)^{-1/2}\,\frac{\arcsin\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}}\right], \tag{8}$$

$$\Gamma_{zz}=-\frac{1}{\varepsilon\,(\sigma_m^{zz}+i(\omega/4\pi)\,\varepsilon_0)}\left[1-(1-\varepsilon)^{1/2}\,\frac{\arcsin\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}}\right], \tag{9}$$

$$\varepsilon=\frac{\sigma_m^{zz}-\sigma_m^{xx}}{\sigma_m^{zz}+i(\omega/4\pi)\,\varepsilon_0},\quad \sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\frac{ne^2}{m}\left\langle\frac{\tau}{1+(\omega_c\tau)^2}\right\rangle, \tag{10}$$

$$\sigma_{zz}=\frac{ne^2}{m}\langle\tau\rangle,\quad \sigma_{yx}=\frac{ne^2}{m}\,\omega_c\left\langle\frac{\tau^2}{1+(\omega_c\tau)^2}\right\rangle. \tag{11}$$

Здесь $\omega_c=eH/mc$. Флуктуирующей величиной является только концентрация электронов проводимости n. Как следует из полученных выражений, частота ω входит только в компоненты тензора $\hat\Gamma$. Ниже мы будем рассматривать низкочастотную область, когда $\omega \ll 4\pi\,|\sigma_m^{zz}|/\varepsilon_0$, и высокочастотную, когда $\tau^{-1} > \omega \gg 4\pi\,|\sigma_m^{zz}|/\varepsilon_0$. Более подробно эти неравенства будут рассмотрены ниже после вычисления σ_m^{zz}.

3. В первом случае рассмотрим слабые магнитные поля, когда $\omega_c \langle\tau\rangle \ll 1$, ограничиваясь квадратичными по магнитному полю членами, т. е. запишем

$$\sigma_{xx} = \sigma - \sigma\xi_{11}^2, \quad \sigma_m^{xx} = \sigma_m^0 - \Delta\sigma_m^{xx}, \quad \Delta\sigma_m^{xx} = \sigma_{11}\xi_{11}^2, \tag{12}$$

$$\sigma_{zz} = \sigma, \quad \sigma_m^{zz} = \sigma_m^0 - \Delta\sigma_m^{zz}, \quad \Delta\sigma_m^{zz} = \sigma_{33}\xi_{11}^2, \tag{13}$$

$$\sigma_{yx} = \sigma\xi_{21}, \quad \sigma_m^{yx} = \sigma_{21}\xi_{21}. \tag{14}$$

Здесь

$$\xi_{11}^2 = \omega_c^2 \langle\tau^3\rangle / \langle\tau\rangle, \quad \xi_{21} = \omega_c \langle\tau^2\rangle / \langle\tau\rangle.$$

Выражения для Γ_{xx} и Γ_{zz} принимают вид

$$\Gamma_{xx} = -\frac{1}{3}\frac{1}{\sigma_m^{zz} + i(\omega/4\pi)\varepsilon_0} - \frac{4}{15}\frac{\sigma_m^{zz} - \sigma_m^{xx}}{(\sigma_m^{zz} + i(\omega/4\pi)\varepsilon_0)^2}, \tag{15}$$

$$\Gamma_{zz} = -\frac{1}{3}\frac{1}{\sigma_m^{zz} + i(\omega/4\pi)\varepsilon_0} - \frac{2}{15}\frac{\sigma_m^{zz} - \sigma_m^{xx}}{(\sigma_m^{zz} + i(\omega/4\pi)\varepsilon_0)^2}. \tag{16}$$

Подставляя (15) и (16) в (5)—(7) и приравнивая в разложении по магнитному полю нулевой, линейный и квадратичный члены нулю, получаем для определения величин σ_{11}, σ_{33} и σ_{21} уравнения

$$(\sigma_{11} - \sigma_m^0)\langle A(\omega)\rangle + \langle(2\sigma_{11} + \sigma)(\sigma - \sigma_m^0) A^2(\omega)\rangle +$$
$$+ \frac{1}{5}\frac{1}{B(\omega)}(\sigma_{11} - \sigma_{33})\langle(\sigma - \sigma_m^0)^2 A^2(\omega)\rangle + 3KB(\omega)\langle(\sigma - \sigma_{21})^2 A^3(\omega)\rangle = 0, \tag{17}$$

$$\sigma_{33} = \sigma_{11}\frac{2\langle(\sigma - \sigma_m^0)^2 A^2(\omega)\rangle}{15B^2(\omega)\langle A^2(\omega)\rangle - 3\langle\sigma - \sigma_m^0)^2 A^2(\omega)\rangle}, \tag{18}$$

$$\langle(\sigma - \sigma_{21}) A^2(\omega)\rangle = 0. \tag{19}$$

Здесь

$$A(\omega) = \frac{1}{\sigma + 2\sigma_m^0 + 3i(\omega/4\pi)\varepsilon_0}, \quad B(\omega) = \sigma_m^0 + i\frac{\omega\varepsilon_0}{4\pi}, \quad K = \frac{\xi_{21}^2}{\xi_{11}^2}. \tag{20}$$

Величина σ_m^0 определяется из уравнения

$$\langle(\sigma - \sigma_m^0) A(\omega)\rangle = 0. \tag{21}$$

Для вычислений компонент тензора эффективной проводимости из полученных уравнений необходимо конкретизировать функцию распределения величины σ. В работе [5] была рассмотрена двухкомпонентная система — полупроводник со случайными диэлектрическими включениями. В настоящей работе мы рассмотрим сильно неоднородную систему, в которой разброс значений σ имеет экспоненциальный характер, т. е. $\sigma = \sigma_0 \exp(\xi)$, где значения величины ξ равномерно распределены в интервале $-D \leqslant \xi \leqslant D$, причем $D = \Delta\varepsilon/kT \gg 1$ ($\Delta\varepsilon$ — полуширина разброса края зоны проводимости). Выполняя тогда в (17)—(19), (21) усреднение, получаем в низкочастотной области

$$\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_{m1}^0} = \frac{\Delta\sigma_m^{zz}}{\sigma_{m1}^0} = \frac{2}{3}\omega_c^2\left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle} - \frac{1}{2}\frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^2}\right], \tag{22}$$

$$\frac{\sigma_m^{yx}}{\sigma_{m1}^0} = \frac{3}{2D}\omega_c\frac{\langle\tau^2\rangle}{\langle\tau\rangle}, \quad \sigma_{m1}^0 = \frac{1}{2}\sigma_0 e^{D/3}. \tag{23}$$

Отсюда для магнетосопротивления $\Delta\rho_m^{\alpha\alpha} = \rho_m^{\alpha\alpha} - \rho_m^0$ имеем

$$\frac{\Delta\rho_m^{xx}}{\rho_{m1}^0} = \frac{\Delta\rho_m^{zz}}{\rho_{m1}^0} = \frac{2}{3}\omega_c^2\left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle} - \frac{1}{2}\frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^2}\right]. \tag{24}$$

Выражение (24) полностью совпадает с результатом работы [3] для магнетосопротивления в постоянном электрическом поле в сильно неоднородных системах. Условие низкочастотной области, где применимы выражения (22)—(24), принимает вид $\omega \ll \omega_1 = 2\pi\sigma_0 \exp(D/3)/\varepsilon_0$.

В высокочастотной области остается только первый член уравнения (17). Следовательно, имеем $\sigma_{11}=\sigma_m^0$. Из (18) имеем $\sigma_{33}=0$, а из (19) $\sigma_{21}=\langle\sigma\rangle$. Тогда из (17)—(19), (21) получаем

$$\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_{m2}^0}=\omega_c^2\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle},\quad \frac{\Delta\sigma_m^{zz}}{\sigma_{m2}^0}=0, \tag{25}$$

$$\frac{\sigma_m^{yx}}{\sigma_{m2}^0}=\omega_c\frac{\langle\tau^2\rangle}{\langle\tau\rangle},\quad \sigma_{m2}^0=\sigma_0\frac{1}{2D}e^D, \tag{26}$$

а для магнетосопротивления имеем

$$\frac{\Delta\rho_m^{xx}}{\rho_{m2}^0}=\omega_c^2\left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle}-\frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^2}\right],\quad \frac{\Delta\rho_m^{zz}}{\rho_{m2}^0}=0. \tag{27), (28}$$

Последние выражения совпадают с выражениями для магнетосопротивления в упорядоченной системе. Условие высокочастотной области, где применимы выражения (25)—(28), принимает вид $\tau^{-1}>\omega\gg\omega_2=2\pi\sigma_0\exp(D)/\varepsilon_0 D$.

В области частот $\omega_1<\omega<\omega_2$ происходит переход от низкочастотного к высокочастотному плато значений магнетосопротивления. Легко видеть, что $\omega_1\sim\tau_{M1}^{-1}$ и $\omega_2\sim\tau_{M2}^{-1}$, где τ_{M1}, τ_{M2} — максвелловские времена релаксации соответственно на уровне классического протекания и на дне глубоких ям зоны проводимости, причем $\tau_{M1}\gg\tau_{M2}\gg\tau$.

4. Теперь рассмотрим случай сильных магнитных полей ($\omega_c\langle\tau\rangle\gg 1$) и сильных неоднородностей ($D\gg 1$).

Сначала исследуем низкочастотную область ($\omega\ll 4\pi\,|\sigma_m^{zz}|/\varepsilon_0$). Так как направление локальной плотности тока в сильно неоднородной системе является случайной величиной, то эффективная проводимость в рассматриваемом случае низких частот является изотропной (скалярной) величиной. Поэтому положим $\sigma_m^{xx}=\sigma_m^{zz}=\sigma_m$. При этом $\Gamma_{xx}=\Gamma_{zz}=-1/3\sigma_m$. Величину σ_m попытаемся найти в виде $\sigma_m=\sigma_1/\omega_c\langle\tau\rangle$, где σ_1 — не зависящая от магнитного поля величина. При этом выражение в скобках в уравнении (7) стремится к нулю, а в выражениях (5) и (6) можно пренебречь величиной σ_{xx} по сравнению с σ_m и записать эти выражения в виде

$$\left\langle\frac{1}{(2\sigma_m)^2+(\sigma_{yx}-\sigma_m^{yx})^2}\right\rangle=\frac{1}{6(\sigma_m)^2}, \tag{29}$$

$$\left\langle\frac{\sigma_{yx}-\sigma_m^{yx}}{(2\sigma_m)^2+(\sigma_{yx}-\sigma_m^{yx})^2}\right\rangle=0. \tag{30}$$

В последних выражениях необходимо выполнить конфигурационное усреднение по распределению величины $\sigma_{yx}=\sigma_0\exp(\xi)/\omega_c\langle\tau\rangle$. Величину σ_m^{yx} мы представим в виде $\sigma_m^{yx}=\sigma_2/\omega_c\langle\tau\rangle$. При этом будем предполагать, что $\sigma_2\ll\sigma_1$. Выполняя в (29) и (30) конфигурационное усреднение и используя принятые выше предположения, получаем

$$\sigma_m=\frac{\sigma_{m1}^0}{\omega_c\langle\tau\rangle},\quad \sigma_m^{yx}=\frac{\pi}{2}\frac{3}{2D}\frac{\sigma_{m1}^0}{\omega_c\langle\tau\rangle}. \tag{31}$$

Отсюда находим, что $\sigma_1=\sigma_{m1}^0$, $\sigma_2=3\pi\sigma_{m1}^0/4D\omega_c\langle\tau\rangle$ и, следовательно, $\sigma_2\ll\sigma_1$, так как $D\gg 1$. Таким образом, все принятые выше предположения при нахождении σ_m и σ_m^{yx} оказались правильными. Для магнетосопротивления в этом случае имеем

$$\Delta\rho_m^{xx}/\rho_{m1}^0=\Delta\rho_m^{zz}/\rho_{m1}^0=\omega_c\langle\tau\rangle. \tag{32}$$

Полученное выражение отличается от аналогичного выражения для статического магнетосопротивления [4] только численным коэффициентом (1 вместо 4/3).

В высокочастотной области ($\omega \gg 4\pi \mid \sigma_m^{zz} \mid / \varepsilon_0$) величина $\Gamma_{xx} = \Gamma_{zz} = -4\pi/3i\omega\varepsilon_0$. Тогда из (5)—(7) получаем

$$\langle \Delta\sigma_{xx} \rangle = 0, \quad \langle \Delta\sigma_{yx} \rangle = 0, \quad \langle \Delta\sigma_{zz} \rangle = 0. \tag{33}$$

Отсюда

$$\sigma_m^{xx} = \frac{1}{\omega_c^2} \frac{\langle \tau^{-1} \rangle}{\langle \tau \rangle} \sigma_{m2}^0, \quad \sigma_m^{yx} = \frac{1}{\omega_c \langle \tau \rangle} \sigma_{m2}^0, \quad \sigma_m^{zz} = \sigma_{m2}^0. \tag{34}$$

Для магнетосопротивления

$$\Delta\rho_m^{xx}/\rho_{m2}^0 = \langle \tau^{-1} \rangle \langle \tau \rangle - 1, \quad \Delta\rho_m^{zz}/\rho_{m2}^0 = 0. \qquad (35),\ (36)$$

Условие высокочастотной области, где применимы выражения (34)—(36), принимает вид $\tau^{-1} \gg \omega \gg \omega_4 = \omega_2$. В области частот $\omega_3 < \omega < \omega_4$ происходит переход от низкочастотного к высокочастотному плато значений магнетосопротивления.

5. Из полученных результатов следует, что в сильно неоднородных системах при слабых ($\omega_c \langle \tau \rangle \ll 1$) магнитных полях поперечное магнетосопротивление имеет низкочастотное (24) и высокочастотное (27) плато значений. Продольное магнетосопротивление имеет низкочастотное плато (24), совпадающее с плато поперечного магнетосопротивления. В высокочастотной области продольное магнетосопротивление принимает нулевое значение (28), как в однородных системах. Если τ не зависит от энергии $\langle \tau \rangle = \tau$, то низкочастотные плато имеют конечные значения, а в высокочастотной области и поперечное магнетосопротивление равно нулю. Переход от низкочастотных плато к высокочастотным плато значений происходит в области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$.

В сильно неоднородных системах при сильных ($\omega_c \langle \tau \rangle \gg 1$) магнитных полях поперечное магнетосопротивление имеет низкочастотное (32) плато значений и высокочастотное (35) плато значений. При этом значения магнетосопротивления на низкочастотном плато пропорциональны магнитному полю и принимают значения намного больше единицы ($\omega_c \langle \tau \rangle \gg 1$). Значения магнетосопротивления на высокочастотном плато (35) не зависят от магнитного поля и равны значениям магнетосопротивления в однородной среде, при $\langle \tau \rangle = \tau$ поперечное магнетосопротивление равно нулю. Продольное магнетосопротивление имеет низкочастотное (32) плато значений, совпадающее с плато значений поперечного магнетосопротивления. В высокочастотной области магнетосопротивление принимает нулевые (36) значения, как и в однородной среде. Переход от больших, пропорциональных магнитному полю, значений магнетосопротивления на низкочастотном плато к малым, не зависящих от магнитного поля, или нулевым значениям на высокочастотном плато происходит в области частот $\omega_3 < \omega < \omega_4$. Из выражения для ω_3 следует, что его значение при увеличении магнитного поля уменьшается. Это значит, что переходная область при увеличении магнитного поля расширяется, сдвигаясь в сторону более низких частот, и низкочастотное плато становится короче.

Из вышеизложенного следует, что особенности магнетосопротивления, обусловленные сильной неоднородностью системы, проявляются как в слабых, так и в сильных магнитных полях только в низкочастотной и переходной областях, а в высокочастотной области поведение магнетосопротивления такое же, как и в однородных средах.

Список литературы

[1] Herring C. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 11. P. 1939—1953.
[2] Дрейзин Ю. А., Дыхне А. М. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 1. С. 242—260.
[3] Шик А. Я. // ФТП. 1975. Т. 9. № 5. С. 872—875.
[4] Шик А. Я. // ФТП. 1975. Т. 9. № 6. С. 1152—1154.
[5] Фищук И. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2705—2709.
[6] Фищук И. И. // ФТП. 1983. Т. 17. № 7. С. 1189—1194.
[7] Fischuk I. I. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 93. N 2. P. 675—684.
[8] Stroud D. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 8. P. 3368—3373.

Институт ядерных исследований АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
2 декабря 1988 г.