

УДК 539.219.1

©1995

ЭФФЕКТ ХОЛЛА И МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

И. И. Фищук

Институт ядерных исследований АН Украины, Киев
(Поступила в Редакцию 16 февраля 1994 г.
В окончательной редакции 14 июня 1994 г.)

Развита теория эффекта Холла и магнетосопротивления на переменном токе в системах, состоящих из случайно ориентированных анизотропных кристаллитов. Использован метод эффективной среды. Рассмотрена широкая область частот $\omega \ll \tau^{-1}$, где τ — среднее время свободного пробега электрона. Найдено, что действительные части динамической проводимости, холловской подвижности и постоянной Холла имеют низкочастотные и высокочастотные плато значений. Переход к высокочастотному плато значений происходит в окрестности частоты $\omega_0 \sim \tau_M^{-1}$, где τ_M — максвелловское время релаксации ($\tau_M \gg \tau$). Мнимые части этих величин в области перехода имеют острые пики. Установлено, что действительные части поперечных магнетопроводимости и магнетосопротивления в окрестности ω_0 возрастают, переходя от низкочастотного к высокочастотному плато значений. При этом действительные части продольных магнетопроводимости и магнетосопротивления при переходе падают от низкочастотного плато значений к нулю.

1. Кинетические явления на переменном токе в неоднородных твердотельных средах исследовались теоретически во многих работах. В большой части этих работ использовался метод эффективной среды (МЭС). Справедливость результатов, полученных МЭС, во многих случаях подтверждалась сравнением с данными компьютерных расчетов, что дает возможность использовать МЭС для получения аналитических результатов. Так, недавно в [1] исследован эффект Фарадея в гранулярных материалах. Эффект Холла и магнетосопротивление на переменном токе в полупроводниках со случайными диэлектрическими или низкопроводящими включениями были исследованы в [2-6]. В последних работах была рассмотрена широкая область частот $\omega \ll \tau^{-1}$, где τ — среднее время свободного пробега электрона. Были получены низкочастотные и высокочастотные плато значений действительных частей динамической проводимости, холловской проводимости, магнетопроводимости и магнетосопротивления. Было найдено, что переход от низкочастотного к высокочастотному плато значений происходит в окрестности частоты $\omega_0 \sim \tau_M^{-1}$, где τ_M — максвелловское время релаксации в проводящей области, причем $\tau_M \gg \tau$. Полученные в работах [2,3] результаты для холловской подвижности привлекались в [7,8] для интерпретации экспериментальных данных по частотной зависимости

холловской подвижности в полупроводниковых слоях кремния, разупорядоченных ионной имплантацией. Были экспериментально получены предсказанные в [2,3] низкочастотные и высокочастотные плато значений для холловской подвижности. Привлекает внимание и другой тип неоднородной среды — поликристаллические системы, в которых анизотропные кристаллиты ориентированы случайным образом. Общая теория эффекта Холла на постоянном токе в рамках МЭС в таких системах развита в [9] и применена в частном случае сильно анизотропных кристаллитов. Представляется важным исследовать в таких системах гальваномагнитные явления на переменном токе.

В настоящей работе развита общая теория эффекта Холла и магнетосопротивления на переменном токе в поликристаллических системах, состоящих из случайно ориентированных анизотропных кристаллитов, при наличии слабого магнитного поля. Исследованы частотные зависимости динамической проводимости, холловской проводимости, холловской подвижности, постоянной Холла, магнетопроводимости и магнетосопротивления в случае сильно анизотропных кристаллитов.

2. Рассмотрим поликристаллический образец, который состоит из случайно ориентированных анизотропных полупроводниковых кристаллитов. Будем полагать, что отсутствует корреляция между ориентациями соседних кристаллитов. Средний размер кристаллитов много меньше размеров образца и много больше средней длины свободного пробега электрона. Следовательно, в отсутствие магнитного поля образец будет изотропным. Межкристаллитными контактными эффектами будем, как и в [9], пренебрегать. Как и в работах [2-6], мы рассматриваем область частот $\omega \ll \tau^{-1}$. Мы полагаем, как и в [9], что τ является изотропной величиной. Значение тензора комплексной проводимости $\hat{\sigma}^*$ с учетом тока смещения в отдельном анизотропном кристаллите запишем в виде

$$\hat{\sigma}^* = \hat{\sigma} + i\omega \frac{\epsilon_0}{4\pi} \hat{I}, \quad (1)$$

где \hat{I} — единичный тензор. Здесь мы полагаем, что диэлектрическая постоянная ϵ_0 — скалярная величина, одинаковая для всех кристаллитов. Тензор эффективной комплексной проводимости, относящийся ко всему поликристаллическому образцу, представим в виде

$$\hat{\sigma}_m^* = \hat{\sigma}_m + i\omega \frac{\epsilon_0}{4\pi} \hat{I}. \quad (2)$$

В таком представлении величина $\hat{\sigma}_m$ из-за неоднородности системы имеет мнимую часть и эффективная диэлектрическая проницаемость определяется выражением $\hat{\epsilon}_m = \epsilon_0 \hat{I} + \text{Im} \hat{\sigma}_m / 4\pi\omega$. Для вычисления $\hat{\sigma}_m$ мы будем, как и в цитируемых работах, пользоваться МЭС. Пусть в лабораторной системе координат, связанной с образцом, слабое магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль оси OZ , т.е. имеет компоненты $\{0, 0, H\}$. В системе координат, связанной с осями кристаллита, при случайной ориентации кристаллита магнитное поле имеет компоненты $\{H_x, H_y, H_z\}$, а $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_b + \hat{\sigma}_a + \Delta\hat{\sigma}_s$, где

$$\hat{\sigma}_s = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_a = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{xy} & -\sigma_{zx} \\ -\sigma_{xy} & 0 & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & -\sigma_{yz} & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\Delta \hat{\sigma}_s = \begin{pmatrix} \Delta \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \Delta \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Мы полагаем, что температура системы достаточно высокая, так что преобладает зонный тип проводимости. Тогда величины σ_{xy} , σ_{yz} , σ_{zx} , $\Delta \sigma_{xx}$, $\Delta \sigma_{yy}$ и $\Delta \sigma_{zz}$ можно, ограничиваясь квадратичными по \mathbf{H} членами и используя выражения монографии [10], привести к виду

$$\sigma_{ij} = \frac{\sigma_{ii} \sigma_{jj} \langle \tau^2 \rangle}{n e c \langle \tau \rangle^2} H_k, \quad (5)$$

$$\Delta \sigma_{ii} = -\frac{\sigma_{ii}^2 \langle \tau^3 \rangle}{n^2 e^2 c^2 \langle \tau \rangle^3} [\sigma_{jj} H_k^2 + \sigma_{kk} H_j^2],$$

где $\sigma_{ii} = e^2 n \langle \tau \rangle / m_i$, n — концентрация электронов, угловые скобки означают энергетическое усреднение величины τ . Мы воспользовались общепринятым предположением [10,11], что и при тензорной эффективной массе τ является функцией только энергии электрона.

Тензор эффективной электропроводности $\hat{\sigma}_m$ представим в виде

$$\hat{\sigma}_m = \hat{\sigma}_m^s + \hat{\sigma}_m^a + \Delta \hat{\sigma}_m^s, \quad (6)$$

где в лабораторной системе координат

$$\hat{\sigma}_m^s = \sigma_m^0 \hat{I}, \quad \hat{\sigma}_m^a = \sigma_m^{xy} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\Delta \hat{\sigma}_m^s = \begin{pmatrix} \Delta \sigma_m^{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \Delta \sigma_m^{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \sigma_m^{zz} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Величину $\hat{\sigma}_m$ будем определять из полученного в [12] с использованием МЭС и обобщенного при переменном токе в [5] уравнения

$$\left\langle \left(\hat{I} - \Delta \hat{\sigma} \hat{\Gamma}_m \right)^{-1} \Delta \hat{\sigma} \right\rangle_c = 0, \quad (8)$$

где

$$\Delta \hat{\sigma} = (\hat{\sigma}'_s - \hat{\sigma}_m^s) + (\hat{\sigma}'_a - \hat{\sigma}_m^a) + (\Delta \hat{\sigma}'_s - \Delta \hat{\sigma}_m^s), \quad (9)$$

$$\hat{\Gamma}_m = \hat{\Gamma}_m^0 + \Delta \hat{\Gamma}_m, \quad \hat{\Gamma}_m^0 = -\frac{1}{3} A_m \hat{I}, \quad A_m = \frac{1}{\sigma_m^0 + i\omega \frac{\epsilon_0}{4\pi}}, \quad (10)$$

$$\Delta \hat{\Gamma}_m = \frac{1}{15} A_m^2 \begin{pmatrix} 4\Delta \sigma_m^{xx} + \Delta \sigma_m^{zz} & 0 & 0 \\ 0 & 4\Delta \sigma_m^{xx} + \Delta \sigma_m^{zz} & 0 \\ 0 & 0 & 2\Delta \sigma_m^{xx} + 3\Delta \sigma_m^{zz} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь угловые скобки $\langle \dots \rangle_c$ означают конфигурационное усреднение, а штрихи в $\hat{\sigma}'_s$, $\hat{\sigma}'_a$ и $\Delta\hat{\sigma}'_s$ обозначают соответствующие величины в лабораторной системе координат при случайной ориентации кристаллита. Мы предполагаем, как и в [9], что кристаллиты имеют приблизительно сферическую форму. Это допустимо, когда поликристаллическая система достаточно компактная.

Далее разложим (8) по степеням H , принимая во внимание нулевой, линейный и квадратичный члены разложения. Приравнивая к нулю каждый член ряда, мы получим систему уравнений для вычисления $\hat{\sigma}'_m$, $\hat{\sigma}'^a_m$ и $\Delta\hat{\sigma}'^s_m$ в виде

$$\langle \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_s - \hat{\sigma}'^s_m) \rangle_c = 0, \quad \langle \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_a - \hat{\sigma}'^a_m) \hat{Q}'_m \rangle_c = 0, \quad (12)$$

$$\langle \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_s - \hat{\sigma}'^s_m) \Delta\hat{\Gamma}_m \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_s - \hat{\sigma}'^s_m) + \hat{Q}'_m (\Delta\hat{\sigma}'_s - \Delta\hat{\sigma}'^s_m) \hat{Q}'_m + \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_a - \hat{\sigma}'^a_m) \hat{\Gamma}_m^0 \hat{Q}'_m (\hat{\sigma}'_a - \hat{\sigma}'^a_m) \hat{Q}'_m \rangle_c = 0. \quad (13)$$

где $\hat{Q}'_m = [\hat{I} - (\hat{\sigma}'_s - \hat{\sigma}'^s_m) \hat{\Gamma}_m^0]^{-1}$. Подставляя (3), (4), (10), (11) в (12), (13), легко находим для вычисления величин σ^0_m , σ^{xy}_m , $\Delta\sigma^{xx}_m$ и $\Delta\sigma^{zz}_m$ систему уравнений

$$\langle B'_{xx} (\sigma'_{xx} - \sigma^0_m) \rangle_c = 0, \quad \langle B'_{xx} (\sigma'_{xy} - \sigma^{xy}_m) B'_{yy} \rangle_c = 0, \quad (14)$$

$$\Delta\sigma^{xx}_m = \frac{\langle (B'_{xx})^2 \Delta\sigma'_{xx} \rangle_c + \langle (B'_{xx})^2 B'_{yy} (\sigma'_{xy} - \sigma^{xy}_m)^2 \rangle_c}{\langle (B'_{xx})^2 \rangle_c - \frac{4+D}{15} A_m^2 \langle (\sigma'_{xx} - \sigma^0_m)^2 (B'_{xx})^2 \rangle_c}, \quad (15)$$

$$\Delta\sigma^{zz}_m = \Delta\sigma^{xx}_m D. \quad (16)$$

где

$$D = \frac{2A_m^2 \langle (\sigma'_{zz} - \sigma^0_m)^2 (B'_{zz})^2 \rangle_c}{15 \langle (B'_{zz})^2 \rangle_c - 3A_m^2 \langle (\sigma'_{zz} - \sigma^0_m)^2 (B'_{zz})^2 \rangle_c}, \quad (17)$$

$$B'_{ii} = \frac{1}{\sigma'_{ii} + 2\sigma^0_m + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}}. \quad (18)$$

Для дальнейшего вычисления необходимо в (14)–(17) выполнить конфигурационное усреднение. Здесь оно сводится к ориентационному усреднению системы координат, связанной с осями кристаллита. Следуя работе [9], мы полагаем, что при ориентационном усреднении значения набора величин σ'_{xx} , σ'_{yy} , σ'_{zz} , σ'_{xy} и $\Delta\sigma'_{xx}$ имеют с одинаковой вероятностью три конфигурации: 1) σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} , σ_{xy} и $\Delta\sigma_{xx}$; 2) σ_{yy} , σ_{zz} , σ_{xx} , σ_{yz} и $\Delta\sigma_{yy}$; 3) σ_{zz} , σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zx} и $\Delta\sigma_{zz}$. Такой выбор конфигураций значительно упрощает дальнейшие расчеты, не приводя к существенным погрешностям.

3. Для вычисления величин σ_m^0 и σ_m^a достаточно ограничиться первыми двумя уравнениями (14). После усреднения в них имеем

$$\frac{\sigma_{xx} - \sigma_m^0}{\sigma_{xx} + 2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}} + \frac{\sigma_{yy} - \sigma_m^0}{\sigma_{yy} + 2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}} + \frac{\sigma_{zz} - \sigma_m^0}{\sigma_{zz} + 2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}} = 0, \quad (19)$$

$$\sigma_m^{xy} = \frac{\sigma_{xy}\sigma_{zz} + \sigma_{yz}\sigma_{xx} + \sigma_{zx}\sigma_{yy} + (2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi})(\sigma_{xy} + \sigma_{yz} + \sigma_{zx})}{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} + 3(2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi})}. \quad (20)$$

Далее мы ограничимся простейшей моделью сильно анизотропного кристаллита, в котором $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} \gg \sigma_{zz}$. Такие соотношения могут иметь место, например, в оксиде La_2CuO_4 [9]. Тогда в нулевом порядке по отношению σ_{zz}/σ_{xx} из (19), (20) находим

$$(\sigma_m^0)^2 - \frac{1}{2}\sigma_m^0 \left[\sigma_{xx} - i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi} \right] - i\omega \frac{\varepsilon_0}{4\pi} \sigma_{xx} = 0, \quad (21)$$

$$\sigma_m^{xy} = \frac{2\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}}{2\sigma_{xx} + 6\sigma_m^0 + i\omega \frac{3\varepsilon_0}{4\pi}} \sigma_{xy}. \quad (22)$$

Для физического решения $\sigma_m^0 = \text{Re}\sigma_m^0 + i\text{Im}\sigma_m^0$ уравнения (21) имеем

$$\text{Re}\sigma_m^0 = \frac{\sigma_{xx}}{4} + \frac{\sigma_{xx}}{4} \sqrt{a^2 + b^2} \begin{cases} \cos \varphi, & 3\omega\tau_m < 1, \\ -\sin \varphi, & 3\omega\tau_m > 1, \end{cases} \quad (23)$$

$$\text{Im}\sigma_m^0 = -\frac{\sigma_{xx}}{4}(3\omega\tau_m) + \frac{\sigma_{xx}}{4} \sqrt{a^2 + b^2} \begin{cases} \sin \varphi, & 3\omega\tau_m < 1, \\ \cos \varphi, & 3\omega\tau_m > 1, \end{cases} \quad (24)$$

где $\varphi = \text{arctg}(b/a)$, $a = 1 - (3\omega\tau_m)^2$, $b = 10\omega\tau_m$, $\tau_m = \varepsilon_0/4\pi\sigma_{xx}$ — максвелловское время релаксации ($\tau_m \gg \tau$). Подставляя решение σ_m^0 в выражение (22), находим значение $\sigma_m^{xy} = \text{Re}\sigma_m^{xy} + i\text{Im}\sigma_m^{xy}$. В пределе $\omega \rightarrow 0$ мы имеем результат работы [9]: $\sigma_m^0 = \sigma_{xx}/2$, $\sigma_m^{xy} = \sigma_{xy}/5$. В этом случае холловская подвижность μ_m и коэффициент Холла R_m принимает следующий вид: $\mu_m = 2\mu_0/5$, $R_m = 4R_0/5$, где $\mu_0 = e\langle\tau\rangle/m_x$, $R_0 = \langle\tau^2\rangle/\langle\tau\rangle^3 \text{ нес}$. В противоположном случае высоких частот, когда $\tau_m^{-1} \ll \omega < \tau^{-1}$, получаем выражения $\sigma_m^0 = 2\sigma_{xx}/3$, $\sigma_m^{xy} = \sigma_{xy}/3$, $\mu_m = \mu_0/2$, $R_m = 3R_0/4$.

На рис. 1 представлена частотная зависимость функций $\text{Re}\sigma_m^0/\sigma_{xx}$, $\text{Re}\sigma_m^{xy}/\sigma_{xy}$, $\text{Re}\mu_m/\mu_0$, $\text{Re}R_m/R_0$, $\text{Im}\sigma_m^0/\sigma_{xx}$, $\text{Im}\sigma_m^{xy}/\sigma_{xy}$, $\text{Im}\mu_m/\mu_0$ и $\text{Im}R_m/R_0$, полученные из (22)–(24). Здесь $\mu_m = -(C/H)\sigma_m^{xy}/\text{Re}\sigma_m^0$ и $R_m = (1/H)\sigma_m^{xy}/(\text{Re}\sigma_m^0)^2$.

Приведенные на рис. 1 кривые дают возможность получать дополнительные условия для соотношения величин τ_m и τ . В данной работе мы пренебрегли в отдельном кристаллите величиной $\text{Im}\sigma_{xy}/\sigma_{xy} \sim \omega\tau \ll 1$. Из рис. 1 (кривая б) в максимуме имеем $\text{Im}\sigma_m^{xy}/\sigma_{xy} \simeq 1/20$. Поэтому для пренебрежения вкладом $\text{Im}\sigma_{xy}/\sigma_{xy}$ в $\text{Im}\sigma_m^{xy}/\sigma_{xy}$ в окрестности максимума необходимо, чтобы

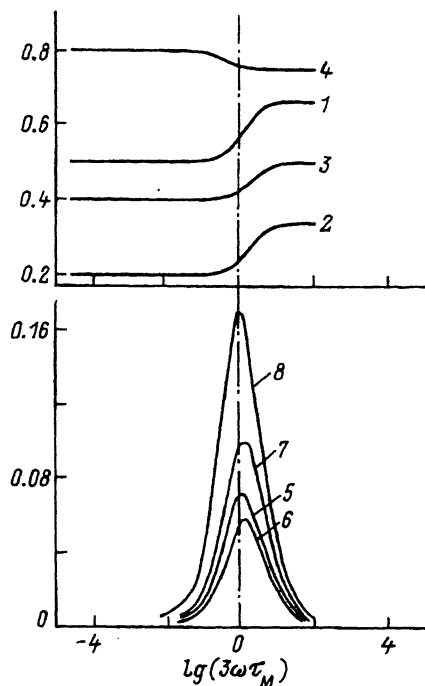


Рис. 1. Частотная зависимость величин $Re\sigma_m^0$ (1), $Re\sigma_m^{xy}$ (2), $Re\mu_m$ (3), ReR_m (4), $Im\sigma_m^0$ (5), $Im\sigma_m^{xy}$ (6), $Im\mu_m$ (7) и ImR_m (8) в поликристаллических системах.

$(3\tau_M)^{-1}\tau \ll 1/20$. Отсюда находим неравенство $\tau_M \gg (20/3)\tau$, которое является более сильным неравенством, чем приведенное выше ($\tau_M \gg \tau$).

4. Для вычисления величин $\Delta\sigma_m^{xx}$ и $\Delta\sigma_m^{zz}$ необходимо в (15) и (17) выполнить конфигурационное усреднение в принятой выше модели сильно анизотропного кристаллита. Выполняя усреднения, аналогичные выполненным выше, легко получить выражения для $\Delta\sigma_m^{xx}$ и $\Delta\sigma_m^{zz}$. Эти выражения будут довольно громоздкие. Однако, как следует из рис. 1, важными являются значения исследуемых величин в низкочастотной ($0 < \omega \ll \tau_M^{-1}$) и в высокочастотной ($\tau_M^{-1} \ll \omega \ll \tau^{-1}$) областях.

В предельном случае низких частот из (15), (16) легко получить

$$Re\Delta\sigma_m^{xx} = \frac{3}{13} \left(\Delta\sigma_{xx} + \frac{11\sigma_{xy}^2}{25\sigma_{xx}} \right), \quad Re\Delta\sigma_m^{zz} = \frac{1}{6} Re\Delta\sigma_m^{xx}. \quad (25)$$

В предельном случае высоких частот находим

$$Re\Delta\sigma_m^{xx} = \frac{1}{3} \Delta\sigma_{xx}, \quad Re\Delta\sigma_m^{zz} \rightarrow 0. \quad (26)$$

Учитывая выражения (5), перепишем $Re\Delta\sigma_m^{xx}$ для низкочастотной области в следующем виде

$$Re\Delta\sigma_m^{xx} = -\frac{3}{13} \frac{\sigma_{xx}^3}{n^2 e^2 c^2} \left[\frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} - \frac{11 \langle \tau^2 \rangle^2}{25 \langle \tau \rangle^4} \right] H^2. \quad (27)$$

а для высокочастотной области в следующем:

$$Re\Delta\sigma_m^{xx} = -\frac{1}{3} \frac{\sigma_{xx}^3}{n^2 e^2 c^2} \frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} H^2. \quad (28)$$

В частном случае отсутствия дисперсии τ в низкочастотной области имеем

$$\operatorname{Re}\Delta\sigma_m^{xx} = -\frac{42}{325} \frac{\sigma_{xx}^3}{n^2 e^2 c^2} H^2, \quad (29)$$

а в высокочастотной области

$$\operatorname{Re}\Delta\sigma_m^{xx} = -\frac{1}{3} \frac{\sigma_{xx}^3}{n^2 e^2 c^2} H^2. \quad (30)$$

5. Исследуем частотную зависимость поперечного $\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\rho_m^0$ и продольного $\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{zz}/\rho_m^0$ магнетосопротивлений. Для этого воспользуемся известными выражениями

$$\frac{\Delta\rho_m^{xx}}{\rho_m^0} = -\frac{\Delta\sigma_m^{xx}}{\sigma_m^0} - \left(\frac{\sigma_m^{xy}}{\sigma_m^0}\right)^2, \quad \frac{\Delta\rho_m^{zz}}{\rho_m^0} = -\frac{\Delta\sigma_m^{zz}}{\sigma_m^0}, \quad (31)$$

где $\Delta\rho_m^{ii} = \rho_m^{ii} - \rho_m^0$, $\rho_m^0 = 1/\sigma_m^0$. Рассмотрим низкочастотную и высокочастотную области. В этих областях мнимые части исследуемых величин малы, и, следовательно, можно записать

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= -\frac{\operatorname{Re}\Delta\sigma_m^{xx}}{\operatorname{Re}\sigma_m^0} - \left(\frac{\operatorname{Re}\sigma_m^{xy}}{\operatorname{Re}\sigma_m^0}\right)^2, \\ \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{zz}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= -\frac{\operatorname{Re}\Delta\sigma_m^{zz}}{\operatorname{Re}\sigma_m^0}. \end{aligned} \quad (32)$$

Используя выражения (25), находим для низкочастотной области

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= -\frac{6}{13} \left[\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}} + \frac{59}{75} \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}\right)^2 \right], \\ \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{zz}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= -\frac{1}{13} \left[\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}} + \frac{11}{25} \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}\right)^2 \right], \end{aligned} \quad (33)$$

для высокочастотной области

$$\frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}\right)^2 \right], \quad \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{zz}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} \rightarrow 0. \quad (34)$$

Учитывая (27), перепишем полученные выражения для низкочастотной области в виде

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= \frac{6}{13} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} \left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle^3} - \frac{59}{75} \frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^4} \right] H^2, \\ \frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{zz}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} &= \frac{1}{13} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} \left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle^3} - \frac{11}{25} \frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^4} \right] H^2, \end{aligned} \quad (35)$$

а для высокочастотной области в виде

$$\frac{\operatorname{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\operatorname{Re}\rho_m^0} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} \left[\frac{\langle\tau^3\rangle}{\langle\tau\rangle^3} - \frac{1}{2} \frac{\langle\tau^2\rangle^2}{\langle\tau\rangle^4} \right] H^2. \quad (36)$$

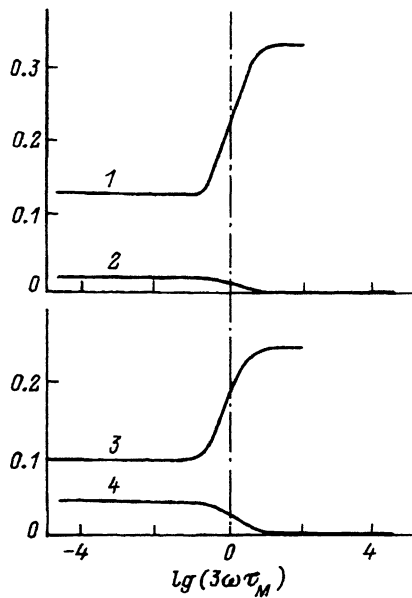


Рис. 2. Частотная зависимость величин $\text{Re}\Delta\sigma_m^{xx}$ (1), $\text{Re}\Delta\sigma_m^{zz}$ (2), $\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0$ (3) и $\text{Re}\Delta\rho_m^{zz}/\text{Re}\rho_m^0$ в поликристаллических системах.

В частном случае отсутствия дисперсии τ выражения (35) и (36) приобретают в низкочастотной области вид

$$\frac{\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\text{Re}\rho_m^0} = \frac{32}{325} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} H^2,$$

$$\frac{\text{Re}\Delta\rho_m^{zz}}{\text{Re}\rho_m^0} = \frac{14}{325} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} H^2, \quad (37)$$

а в высокочастотной области

$$\frac{\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}}{\text{Re}\rho_m^0} = \frac{1}{4} \frac{\sigma_{xx}^2}{n^2 e^2 c^2} H^2. \quad (38)$$

На рис. 2 представлены следующие из (14)–(16) частотные зависимости величин $-\text{Re}\Delta\sigma_m^{xx}/\sigma_{xx}K$, $-\text{Re}\Delta\sigma_m^{zz}/\sigma_{xx}K$, $\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0 K$ и $\text{Re}\Delta\rho_m^{zz}/\text{Re}\rho_m^0 K$ при отсутствии дисперсии τ , $K = \sigma_{xx}^2 H^2 / n^2 e^2 c^2$.

6. Обсудим полученные результаты. В работе развита теория эффекта Холла и магнетосопротивления на переменном токе в поликристаллическом материале, который состоит из случайно ориентированных анизотропных кристаллитов, с использованием МЭС. Исследована широкая область частот $\omega < \tau^{-1}$. Получены уравнения для вычисления комплексных значений эффективных величин проводимости $\sigma_m^0(\omega)$, холловской проводимости $\sigma_m^{xy}(\omega)$, поперечных и продольных значений магнетопроводимости $\Delta\sigma_m^{xx}(\omega)$ и $\Delta\sigma_m^{zz}(\omega)$ и магнетосопротивления $\Delta\rho_m^{xx}(\omega)/\text{Re}\rho_m^0(\omega)$ и $\Delta\rho_m^{zz}(\omega)/\text{Re}\rho_m^0(\omega)$. Расчеты выполнены для случая сильно анизотропных кристаллитов.

Результаты показывают, что как в низкочастотной ($\omega \ll \tau_m^{-1}$), так и в высокочастотной ($\tau_m^{-1} \ll \omega \ll \tau^{-1}$) областях мы имеем плато значений $\text{Re}\sigma_m^0(\omega)$, $\text{Re}\sigma_m^{xy}(\omega)$, $\text{Re}\mu_m(\omega)$, $\text{Re}R_m(\omega)$, $\text{Re}\Delta\sigma_m^{xx}$, $\text{Re}\Delta\sigma_m^{zz}$,

$\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0$ и $\text{Re}\Delta\rho_m^{zz}/\text{Re}\rho_m^0$. В промежуточной области ($\omega \sim \tau_m^{-1}$) значения $\text{Re}\sigma_m^0(\omega)$, $\text{Re}\sigma_m^{xy}(\omega)$, $\text{Re}\mu_m(\omega)$, $\text{Re}\Delta\sigma_m^{xx}$, $\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0(\omega)$ увеличиваются, а $\text{Re}R_m(\omega)$, $\text{Re}\Delta\sigma_m^{zz}$ и $\text{Re}\Delta\rho_m^{zz}/\text{Re}\rho_m^0(\omega)$ уменьшаются при росте ω , переходя на высокочастотное плато значений. При этом две последние величины стремятся к нулевому значению. В промежуточной области величины $\text{Im}\sigma_m^0(\omega)$, $\text{Im}\sigma_m^{xy}(\omega)$, $\text{Im}\mu_m(\omega)$ и $\text{Im}R_m(\omega)$ имеют острые пики.

Подобные результаты были получены ранее для эффекта Холла и магнетосопротивления в неоднородных полупроводниках [2-6], а также для эффекта Холла в режиме прыжковой проводимости [13]. Результаты работ [2,3] были использованы для интерпретации экспериментальных данных по частотной зависимости холловской подвижности [7,8] в разупорядоченном кремнии.

Однако в рассмотренном нами случае поликристаллической системы получены и качественно новые результаты. Так, в неоднородных полупроводниках со случайными диэлектрическими включениями [4,5] поперечное магнетосопротивление $\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0$ равно нулю в отсутствие дисперсии τ в высокочастотной области, как и в однородной системе, а постоянная Холла R_m возрастает в промежуточной области частот. В рассмотренном нами случае поликристаллических систем величина $\text{Re}\Delta\rho_m^{xx}/\text{Re}\rho_m^0$ в высокочастотной области (38) не равна нулю даже в отсутствие дисперсии τ , а величина R_m уменьшается в промежуточной области частот (кривая 4 на рис. 1).

Нам не известны ни экспериментальные, ни компьютерные данные, дающие возможность произвести сравнение с нашими теоретическими результатами.

Список литературы

- [1] Xia T.K., Hui P.M., Stroud D. J. Appl. Phys. **67**, 6, 2736 (1990).
- [2] Фищук И.И. ФТП **17**, 7, 1189 (1983).
- [3] Fishchuk I.I. Phys. Stat. Sol. (a) **93**, 2, 675 (1986).
- [4] Фищук И.И. ФТТ **29**, 9, 2705 (1987).
- [5] Фищук И.И. ФТТ **31**, 5, 135 (1989).
- [6] Fishchuk I.I. J. Phys.: CM. **4**, 40, 8045 (1992).
- [7] Jaouen H., Ghibaudo G., Christofides C. J. Appl. Phys. **60**, 5, 1699 (1986).
- [8] Christofides C., Jaouen H., Ghibaudo G. J. Appl. Phys. **65**, 12, 4836 (1989).
- [9] Xia T.K., Stroud D. Phys. Rev. **B37**, 1, 118 (1988).
- [10] Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М. (1978), 615 с.
- [11] Киреев П.С. Физика полупроводников. М. (1975), 583 с.
- [12] Stroud D. Phys. Rev. **B12**, 8, 3368 (1975).
- [13] Movaghar B., Pohlmann B., Würtz D. J. Phys. C **16**, 19, 3755 (1983).