Комментарий к статье А.Г. Грошева, С.Г. Новокшонова "Отрицательное магнитосопротивление и коэффициент Холла двумерной неупорядоченной системы"

© И.В. Горный*,**, А.Г. Грошев, С.Г. Новокшонов

Физико-технический институт Уральского отделения Российской академии наук,
426001 Ижевск, Россия
E-mail: nov@otf.fti.udmurtia.su

* Физико-технических институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
** Институт нанотехнологии, исследовательский центр Карлсруе,
76021 Карлсруе, Германия

(Поступила в Редакцию 20 июля 2000 г.)

Статья А.Г. Грошева и С.Г. Новокшонова [1] посвящена теоретическому исследованию локализационных поправок к продольному ρ и холловскому ρ_H сопротивлению двумерной неупорядоченной системы в широкой области магнитных полей вплоть до квантующих. В частности, показано, что фактически во всей области классически сильных магнитных полей, в которой средняя длина свободного пробега $l = V_F\tau < R_c$ циклотронного радиуса, куперон сохраняет структуру диффузионного пропагатора, а переход к баллистическому режиму в сильном магнитном поле $l > l_B$ ($l_B = \sqrt{c/eB}$ — магнитная длина) проявляется в пространственной дисперсии (нелокальности) процесса диффузии в куперовском канале.

Используя определение тензора электропроводности в циркулярно-поляризованных координатах, авторы [1] получили в единой форме выражения для квантовых поправок к продольному и холловскому сопротивлению, измеренных в единицах $2\pi^2/e^2$,

$$\begin{Bmatrix}\delta\rho\\ \delta\rho_H\end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix}\mathrm{Re}\\ \mathrm{Im}\end{Bmatrix}\frac{1}{(\pi k_F l_B)^2} \times\sum_{n=0}^{\infty}\frac{P_n}{1-P_n}\left[P_nA_n - B_{n-1}^{(+)\,2} - B_n^{(-)2}\right], \quad (1)$$

$$P_n = 2\pi\int_0^{+\infty}\rho J_{n,n}(\sqrt{2}\,\rho)P(\rho)d\rho,$$

$$A_n = \frac{2\pi}{m\tau}\int_0^{+\infty}\rho J_{n,n}(\sqrt{2}\,\rho)K^2(\rho)d\rho,$$

$$B_n^{(\pm)} = \frac{2\pi}{m\tau}\int_0^{+\infty}\rho J_{n,n+1}(\sqrt{2}\,\rho)G^{\pm}(\rho)K(\rho)d\rho. \quad (2)$$

Здесь

$$J_{n,n'}(\rho) = \left(\frac{n_{\min}!}{n_{\max}!}\right)^{1/2}\left(\frac{\rho^2}{2l_B^2}\right)^{|n-n'|/2} \times\exp\left(-\frac{\rho^2}{4l_B^2}\right)L_{n_{\min}}^{|n-n'|}\left(\frac{\rho^2}{2l_B^2}\right), \quad (3)$$

$L_n^m(x)$ — присоединенный полином Лагерра ($L_n(x) = L_n^0(x)$),

$$P(\rho) = \frac{1}{m\tau}\left|G^{\pm}(\rho)\right|^2 \quad — \quad (4)$$

плотность вероятности обнаружить электрон на расстоянии ρ от точки его последнего столкновения,

$$K(\rho) = \frac{2}{k_F}\frac{\partial}{\partial\rho}\,\mathrm{Im}\,G^+(\rho) + i\,\frac{\rho}{R_c}\,\mathrm{Re}\,G^+(\rho), \quad (5)$$

где $G^+(\rho)$ — трансляционно-инвариантная часть запаздывающей одноэлектронной функции Грина в координатном представлении.

Первое слагаемое в $\delta\rho(\delta\rho_H)$ (1) обусловлено когерентным рассеянием назад ($\theta \approx \pi$), второе и третье — когерентным рассеянием на произвольный угол ($0 < \theta < \pi$) [2,3]. Эти выражения справедливы в широкой области магнитных полей, в том числе квантующих. Однако при их анализе в [1] допущена ошибка, серьезно повлиявшая на окончателные результаты. А именно, упущено одно слагаемое в квазиклассической ($n \to \infty$) асимптотике коэффициентов $B_n^{(\pm)}$ (1), определявших вклады когерентного рассеяния на произвольный угол. Как следствие, в [1] получены локализационные поправки к холловскому сопротивлению $\delta\rho_H \propto \ln(l_B/l)$ при $B \to 0$.

Хорошо известно [2–4], что в классических магнитных полях процессы когерентного рассеяния на произвольные углы дают малые поправки к отрицательному магнитосопротивлению. Однако в холловском сопротивлении их учет принципиально важен [5,6], поскольку они обеспечивают выполнение тождества Уорда (закона сохранения числа частиц) в первом порядке по $1/k_F l$.

Корректная квазиклассическая асимптотика подынтегрального выражения в коэффициенте $B_n^{(\pm)}$ имеет вид

$$WG^{\pm}(\rho)K(\rho) \approx \left[1 + i\frac{\rho}{2R_c} \pm i\frac{1}{2k_F}\frac{\partial}{\partial\rho}\right]P(\rho), \qquad (6)$$

где подчеркнуто слагаемое, пропущенное в [1]. На первый взгляд, эти слагаемые взаимно уничтожаются в $\delta\rho_H$ (1) в пределе $B \to 0$ ($n \gg 1$). Однако уже в первом порядке по $1/n$ они вносят отличный от нуля вклад в $\delta\rho_H$, который в пределе $B \to 0$ сокращает логарифмически сингулярное первое слагаемое в (1). Остальные слагаемые дают выражение для квантовых поправок к холловскому сопротивлению, которое в соответствии с [5,6] стремится к нулю при $B \to 0$. Следует подчеркнуть, что вывод об отсутствии локализационных поправок в холловском сопротивлении [5,6] относится к случаю $B \to 0$. Поэтому вопрос об их поведении в конечном магнитном поле остается открытым. Если их отсутствие обусловлено законом сохранения числа частиц, то равенство $\delta\rho_H \equiv 0$ (по крайней мере в первом порядке по $1/k_F l$) должно выполняться во всей области $l < R_c$, где можно пренебречь квантованием Ландау. В настоящее время авторы этой заметки готовят к публикации статью, где, в частности, подробно анализируется поведение локализационных поправок к холловскому сопротивлению как в классических, так и квантующих магнитных полях.

Список литературы

[1] А.Г. Грошев, С.Г. Новокшонов. ФТТ **42**, 1332 (2000).
[2] A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii. Phys. Rev. **B56**, 9910 (1997).
[3] И.В. Горный. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук, Санкт-Петербург (1998).
[4] В.М. Гаспарян, А.Ю. Зюзин. ФТТ **27**, 1662 (1985).
[5] H. Fukuyama. J. Phys. Soc. Jap. **49**, 644 (1980).
[6] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: Electron-Electron Interaction in Disordered Systems / Ed. by A.L. Efros, M. Pollak. North-Holland, Amsterdam (1985).