Письма в ЖЭТФ, том 79, вып. 4, с. 195 – 200 © 2004 г. 25 февраля

Об эффекте Холла в двумерном допированном антиферромагнетике

*А. М. Белемук, А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов**

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН
142190 Троицк, Московская обл., Россия

**Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 января 2004 г.

Рассмотрены проводимость и коэффициент Холла в нормальном состоянии двумерного допированного антиферромагнетика в модели решетки Кондо в многомоментном приближении. Найденная аномальная температурная зависимость кинетических коэффициентов определяется сильным анизотропным рассеянием носителей на спиновой подсистеме и качественно согласуется с экспериментальными данными для нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников.

PACS: 71.38.+i, 74.20.Mn, 75.30.Mb, 75.50.Ee

Общепринято, что основным ключом в понимании необычных кинетических свойств нормального состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) являются свойства носителей в плоскостях CuO_2, которые являются почти идеальным аналогом двумерного допированного антиферромагнетика.

В ВТСП электросопротивление ρ демонстрирует линейный рост по температуре в широком диапазоне, начиная почти с температуры сверхпроводящего перехода T_c, которая значительно ниже температуры Дебая θ_D [1 – 4]. При исследовании коэффициента Холла R_H помимо сильной температурной зависимости наблюдается нетривиальная зависимость от допирования [1 – 6].

Транспортным свойствам ВТСП посвящено большое количество теоретических исследований. Однако существует сравнительно мало теоретических работ, где одновременно исследуются температурная зависимость электросопротивления и коэффициента Холла, и при этом в большинстве из них рассмотрение носит сугубо феноменологический характер. Отметим широко используемый подход, основанный на почти антиферромагнитной (АФМ) ферми-жидкости (ФЖ) [7], в котором сильная анизотропия рассеяния фермиевских носителей на спиновой подсистеме естественно приводит к модели "холодных" и "горячих" точек на поверхности Ферми (ФП) [7 – 10].

Наше рассмотрение $\rho(T)$ и $R_H(T)$ также проводится в рамках подхода АФМ ферми-жидкости, спектр которой отвечает нижней спин-поляронной зоне. Известно, что зарядовая динамика носителей в плоскостях CuO_2 хорошо описывается трехзонной моделью Эмери [11 – 13]. В частности, расчет спектра элементарных возбуждений на основе спинового полярона приводит в широкой области допирования к спектру, наблюдаемому в экспериментах по фотоэмиссии, с угловым разрешением (ARPES) [14]. Так, например, в недопированном режиме наблюдается остаточная ФП, при увеличении допирования происходит открытие псевдощели на ФП, а в режиме оптимального допирования наблюдается большая ФП с центром в (π, π). Качественно те же особенности воспроизводит и расчет на основе однозонной модели Кондо, которая более проста при теоретическом рассмотрении.

Поэтому ниже в качестве гамильтониана плоскости CuO_2 используется модель регулярной решетки Кондо. Спектр носителей берется из расчета нижней поляронной зоны [14, 15] в отличие от большинства исследований, где спектр выбирается на основании параметризации ФП, даваемой ARPES измерениями. Другое отличие заключается в том, что спиновая подсистема, представляющая собой двумерный фрустрированный антиферромагнетик, трактуется в самосогласованном сферически-симметричном приближении [16]. Отметим, что в предыдущих исследованиях, претендующих на микроскопическое описание кинетических коэффициентов, обычно использовалась феноменологическая спиновая восприимчивость, отвечающая сильно затухающим (overdamped) парамагнонам [7, 8]. При нахождении кинетических коэффициентов мы используем многомоментный подход решения кинетического уравнения, который позволяет одновременно проанализировать поведение неравновесных функций распределения от температуры в задачах электросопротивления и эффекта Холла и который является альтернативным модели с многими группами (multi-patch) носителей [10].

Гамильтониан регулярной квадратной решетки Кондо имеет вид

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{H}_1, \quad \widehat{H}_0 = \widehat{H}_h + \widehat{I},$$

$$\widehat{H}_h = \sum_{\mathbf{k},\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} a^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma},$$

$$\widehat{I} = \frac{1}{2} I_1 \sum_{\mathbf{R},\mathbf{g}} S^{\alpha}_{\mathbf{R}+\mathbf{g}} S^{\alpha}_{\mathbf{R}} + \frac{1}{2} I_2 \sum_{\mathbf{R},\mathbf{d}} S^{\alpha}_{\mathbf{R}+\mathbf{d}} S^{\alpha}_{\mathbf{R}}. \quad (1)$$

Здесь $\widehat{H}_h$ и $\widehat{I}$ описывают движение носителей (дырок) и подсистему локализованных спинов, $\mathbf{g}$ и $\mathbf{d}$ – векторы первых и вторых ближайших соседей. Обменный гамильтониан $\widehat{I}$ ответственен за АФМ взаимодействие между спинами, p $(0 \leq p \leq 1)$ – параметр фрустрации, $I_1 = (1-p)I$ и $I_2 = pI$ – константы обменного взаимодействия для первых и вторых ближайших соседей.

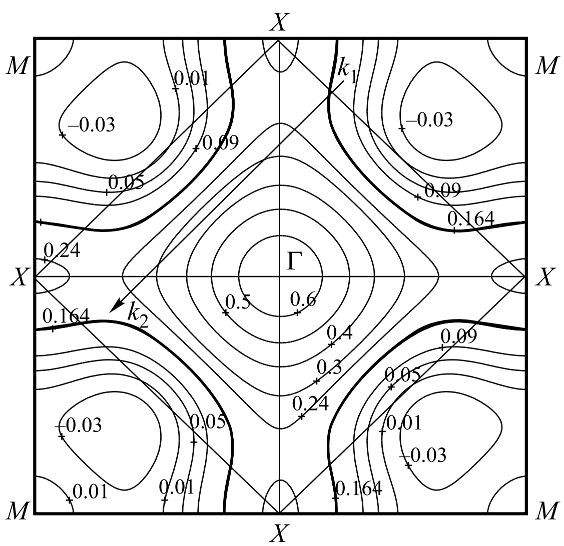

Рис.1. Спектр носителей (в эВ) представлен уровнями постоянной энергии $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \mathrm{const}$, жирным шрифтом выделен уровень $\varepsilon_{\mathbf{k}} = 1.64$, отвечающий ФП в оптимально допированных соединениях. Стрелкой указано рассеяние в "горячих" точках на АФМ вектор $\mathbf{Q} = (\pi,\pi)$ из состояния $\mathbf{k}_1$ под ФП в состояние $\mathbf{k}_2$ над ФП

Спектр дырок $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ мы задаем гармониками квадратной симметрии $\gamma_g(\mathbf{k}) = (\cos(k_x) + \cos(k_y))/2$, $\gamma_d(\mathbf{k}) = \cos(k_x)\cos(k_y)$ (см. рис.1):

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \tau(a_1\gamma_g(\mathbf{k}) + a_2\gamma_g^2)(\mathbf{k}) +$$

$$+ a_3\gamma_d(\mathbf{k}) + a_4\gamma_d^2(\mathbf{k}) + a_5\gamma_g(\mathbf{k})\gamma_d(\mathbf{k})), \quad (2)$$

$$a_1 = 1.5, \quad a_2 = 3.0, \quad a_3 = -1.25, \quad a_4 = 0.0, \quad a_5 = 0.1. \quad (3)$$

Слагаемое $\widehat{H}_1$ есть сумма внутриузельного обмена $\widehat{J}$ и взаимодействия с внешним полем $\widehat{H}_f$:

$$\widehat{J} = J\frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q},\gamma_1,\gamma_2} a^{\dagger}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\gamma_1} S^{\alpha}_{\mathbf{q}} \widehat{\sigma}^{\alpha}_{\gamma_1\gamma_2} a_{\mathbf{k}\gamma_2},$$

$$\mathbf{S}_{\mathbf{q}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{q}} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}} \mathbf{S}_{\mathbf{R}},$$

где $\widehat{\sigma}^{\alpha}$ – матрицы Паули (по повторяющимся декартовым индексам а подразумевается суммирование). Взаимодействие $\widehat{H}_f$ с внешним однородным электрическим полем $\mathbf{E}$ и магнитным полем $\mathbf{H}$ (которое перпендикулярно плоскости CuO_2) описывается через оператор поляризации носителей.

Спиновая подсистема рассматривается в сферически-симметричном приближении [16]. В этом приближении спиновые возбуждения состоят из трех вырожденных ветвей, даваемых двухвременной запаздывающей функцией Грина $\langle\langle S^{\alpha}_{\mathbf{q}} | S^{\alpha}_{-\mathbf{q}} \rangle\rangle_{\omega} = A_{\mathbf{q}}/(\omega^2 - \omega^2_{\mathbf{q}})$, где числитель $A_{\mathbf{q}}$ и спектр спиновых возбуждений $\omega_{\mathbf{q}}$ вычисляются самосогласованным образом. Спектр $\omega_{\mathbf{q}}$ и $A_{\mathbf{q}}$ зависят от параметра фрустрации p и конечного числа спин-спиновых корреляционных функций $C_{\mathbf{r}} = \langle \mathbf{S}_{\mathbf{R}} \mathbf{S}_{\mathbf{R}+\mathbf{r}} \rangle$ и имеют вид

$$A_{\mathbf{q}} = -8(I_1(1-\gamma_g(\mathbf{q}))C_g + I_2(1-\gamma_d(\mathbf{q}))C_d),$$

$$\omega_{\mathbf{q}} = I\Bigg(\frac{8}{3}\big((1-\gamma_g)(B_1 + (1+\gamma_g)B_2) +$$

$$+ (1-\gamma_g)(B_3 + (1+\gamma_d)B_4) + \gamma_g(1-\gamma_d)B_5\big)\Bigg)^{1/2}, \quad (4)$$

Параметры спектра B_i зависят от температуры через $C_{\mathbf{g}}$, $C_{\mathbf{2g}}$, $C_{\mathbf{d}}$, $C_{\mathbf{g}+\mathbf{d}}$, $C_{\mathbf{2d}}$. Функции $A_{\mathbf{q}}$ и $\omega_{\mathbf{q}}$ стремятся к нулю при $\mathbf{q} \to 0$. В пределе $\mathbf{q} \to \mathbf{Q}$ числитель $A_{\mathbf{q}}$ стремится к положительной константе $A_{\mathbf{Q}}$, а спектр спиновых волн $\omega^2_{\mathbf{q}} \approx \Delta^2 + c^2(\mathbf{q}-\mathbf{Q})^2$ отделен от нуля щелью $\Delta \equiv \omega_{\mathbf{Q}}$, которая возрастает с возрастанием температуры. При $T \to 0$ величина щели стремится к конечному пределу, который определяется параметром фрустрации p. Общепринято, что величина p растет с увеличением допирования n_h. Имея в виду, что мы будем рассматривать случай допирования, близкого к оптимальному ($n_h \approx 0.15$), мы выбираем $p = 0.1$ [14].

Отметим, что спин-спиновая корреляционная функция $C_{\mathbf{q}} = \langle S^{\alpha}_{-\mathbf{q}} S^{\alpha}_{\mathbf{q}} \rangle$ имеет резкий пик при $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$, что отвечает сильной зависимости рассеяния носителей от резонансной структуры спектра спиновых флуктуации.

Ниже, чтобы учесть анизотропию рассеяния, которая в нашем случае возникает из- за сильного рассеяния на вектор $\mathbf{Q}$, используется многомоментный подход решения уравнения движения матрицы плотности, разработанный для описания низкотемпературного поведения коэффициентов $\rho(T)$ и $R_H(T)$ в поливалентных металлах при рассеянии на фононах [17, 18], когда из-за процессов переброса возрастает анизотропия рассеяния.

В стационарном случае отклонение от равновесия можно задавать, используя матрицу плотности. Наиболее общий вид этой матрицы $\widehat{\rho}^0 = \widehat{\rho}^{00}(1+\widehat{F})$, $\widehat{\rho}^{00} = Z^{-1}\exp(-\widehat{H}_0/T)$, $Z = \mathrm{Sp}\{\widehat{H}_0\}$, $\langle\widehat{F}\rangle \equiv \{\widehat{\rho}^{00}\widehat{F}\} = 0$.

Для расчета одночастичной функции распределения $f_{\mathbf{k}} = Sp\{\widehat{\rho}^0 a^\dagger_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma}\}$, а именно она определяет транспортные коэффициенты, оператор $\widehat{F}$ можно выбрать одночастичным, то есть представить в виде $\widehat{F} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} F(\mathbf{k})a^\dagger_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma}$. В этом случае $f_{\mathbf{k}}$ можно записать как $f_{\mathbf{k}} = f^0_{\mathbf{k}} + g_{\mathbf{k}}$, $f^0_{\mathbf{k}} = (1+\exp(\varepsilon_{\mathbf{k}}-\mu)/T))^{-1}$, $g_{\mathbf{k}} = T(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}})F(\mathbf{k})$, где μ – химический потенциал.

Мы ищем $\widehat{F}$ в виде линейной суперпозиции набора моментов – операторов $\widehat{F}_l$: $\widehat{F} = \sum_l \eta_l\widehat{F}_l$, $\widehat{F}_l = \sum_{\mathbf{k},\sigma} F_l(\mathbf{k})a^\dagger_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma}$.

Решение уравнения эволюции для матрицы плотности в рамках линейного отклика приводит в задаче электросопротивления к системе уравнений

$$X_l = \sum_{l'} P_{ll'}\eta^E_{l'}, \quad X_l = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} F_l(\mathbf{k})e\mathbf{E}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}}),$$

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \hbar^{-1}\nabla_{\mathbf{k}}\varepsilon_{\mathbf{k}}. \tag{5}$$

$$P_{ll'} = \frac{\pi}{\hbar}J^2\frac{1}{N^2}\sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}}\frac{A_{\mathbf{q}}}{\hbar\omega_{\mathbf{q}}}(F_l(\mathbf{k}) - F_l(\mathbf{k}+\mathbf{q}))\times$$

$$\times(F_{l'}(\mathbf{k}) - F_{l'}(\mathbf{k}+\mathbf{q}))f^0_{\mathbf{k}}(1-f^0_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})\times$$

$$\times n_B(\hbar\omega_{\mathbf{q}})\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\mathbf{k}}).$$

Система (5) эквивалентна линеаризованному уравнению Больцмана, если $\{\widehat{F}_l\}$ – полный набор операторов, коммутирующих с $\widehat{H}_0$. Ясно, что мы должны ограничиться некоторым конечным числом l_0 моментов $\widehat{F}_l$, которое выбирается из условия корректного учета анизотропии рассеяния и формы поверхности Ферми.

Обычная практика при решении уравнения Больцмана – использовать приближение времени релаксации, которое эквивалентно одномоментному приближению (ОМП), $\widehat{F} = \eta^E_1\widehat{F}^E_1$; $F^E_1(\mathbf{k}) = \mathbf{n}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$; $g^{(1),E}_{\mathbf{k}} = \tau e\mathbf{E}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}})$; $\eta^E_1 = \tau eE/T$, $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении приложенного электрического поля, которое считаем направленным по оси X.

Далее мы ограничиваемся случаем двух моментов $l_0 = 2$, что позволит ввести классификацию различных участков зоны Бриллюэна ("горячие" и "холодные" точки). В этом двухмоментном приближении (ДМП) моменты $F^E_1(\mathbf{k})$, $F^E_2(\mathbf{k})$ и неравновесную функцию распределения $g^{(2),E}_{\mathbf{k}}$ мы выбираем в виде

$$g^{(2),E}_{\mathbf{k}} = T(\eta^E_1F^E_1(\mathbf{k}) + \eta^E_2F^E_2(\mathbf{k}))(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}});$$

$$F^E_1(\mathbf{k}) = \mathbf{n}\mathbf{v}_{\mathbf{k}}, \quad F^E_2(\mathbf{k}) = (\mathbf{n}\mathbf{v}_{\mathbf{k}})^3. \tag{6}$$

Коэффициенты η^E_1 и η^E_2 находятся из системы уравнений (5). Плотность тока $j^\alpha = \sigma^{\alpha\beta}E^\beta$, $j^\alpha = \frac{1}{V}\sum_{\mathbf{k},\sigma} ev^\alpha_{\mathbf{k}}g^E_{\mathbf{k}}$ определяет тензор проводимости $\sigma^{\alpha\beta}$ и тензор сопротивления $\rho_{\alpha\beta} = \sigma^{-1}_{\alpha\beta}$. При наличии квадратной симметрии $\rho = \rho_{xx} = \rho_{yy}$.

Найденная поправка $g^E_{\mathbf{k}} = T\sum_l \eta^E_lF^E_l(\mathbf{k}) \times (-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}})$ используется на втором шаге при решении системы уравнений в магнитном поле. Поправка к равновесной функции распределения $g^H_{\mathbf{k}} = T\sum_l \eta^H_lF^H_l(\mathbf{k})(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}})$, обусловленная наличием магнитного поля, направленного по оси Z, определяется системой уравнений "вдоль оси Y":

$$X^y_l + X^H_l = \sum_{l'} P_{ll'}\eta^H_{l'},$$

$$X^y_l = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} F^H_l(\mathbf{k})eE^yv^y_{\mathbf{k}}(-\partial f^0/\partial\varepsilon_{\mathbf{k}}),$$

$$X^H_l = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} F^H_l(\mathbf{k})X^H_{\mathbf{k}}, \tag{7}$$

$$X^H_{\mathbf{k}} = -\frac{e}{c\hbar}(\mathbf{v}_{\mathbf{k}}\times\mathbf{H})\partial g^E_{\mathbf{k}}/\partial\mathbf{k},$$

$$F^H_1(\mathbf{k}) = v^y_{\mathbf{k}}, \quad F^H_2(\mathbf{k}) = (v^y_{\mathbf{k}})^3. \tag{8}$$

Для определения коэффициента Холла R_H и коэффициентов η^H_l имеется еще два уравнения, одно из которых отвечает отсутствию тока в направлении оси Y: $j^y = \sum_{\mathbf{k},\sigma} ev^y_{\mathbf{k}}g^y_{\mathbf{k}} = 0$, $E^y = R_Hj^xH^z$.

Вычисление электросопротивления $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ проводилось для дырочного спектра $\varepsilon_{\mathbf{k}}$, даваемого уравнением (3), с параметром $\tau = 0.2$ эВ. Спектр и ФП, отвечающая допированию $n_h = 0.15$, приведены на рис.1. Для магнонного спектра, определяемого уравнением (4), выбирались значения параметра фрустрации $p = 0.1$ и обменного взаимодействия $I = 0.7\tau$. Такой выбор отвечает реалистической величине спин-спинового обменного взаимодействия $I \sim 1500$ К в плоскости CuO_2 и характерной дырочной дисперсии $\varepsilon(0,0) - \varepsilon_F \sim 0.5$ эВ для оптимально допированных ВТСП, которая хорошо измеряется в ARPES экспериментах. Отметим, что выбранный нами спектр близок к спектру нижней спин-поляронной зоны при оптимальном допировании. В большинстве работ, посвященных вычислениям $\rho(T)$ и $R_H(T)$, спектр выбирается на основании подгонки к поверхности Ферми, даваемой ARPES экспериментами и отвечающей допированию $n_h \approx 2$ [8, 7, 10]. При этом оказывается, что особенность Ван-Хова расположена в точках $X = (0, \pm\pi)$, $(\pm\pi, 0)$, а ширина зоны $W = \varepsilon_\Gamma - \varepsilon_M = 1.6$ эВ [7], 2 эВ [8]. Используемый нами спектр имеет в соответствии с экспериментом особенность Ван-Хова, сдвинутую от точки X в направлении к Γ. Ширина зоны $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ отвечает значению $W \sim 0.7$ эВ. Отметим, что при большем значении этой величины невозможно описать эволюцию спектра в сторону слабо допированного предела, то есть с уменьшением числа дырок [14]. Ниже будет видно, что температурное поведение $R_H(T)$ сильно зависит от выбора $\varepsilon_{\mathbf{k}}$. Поэтому исследование $\rho(T)$ и $R_H(T)$ в случае $\varepsilon_{\mathbf{k}}$, отличного от ранее рассмотренных, представляется нам существенным.

На рис.2 представлена температурная зависимость $\rho^{(2)}(T)$, вычисленного в двухмоментном приближении (6), и $R_H^{(1,2)}(T)$, найденного в одномоментном и двухмоментном приближениях. В соответствие с экспериментом $\rho^{(2)}(T)$ демонстрирует линейную зависимость начиная с низких температур (≈ 70 К). Температурную зависимость $\rho^{(1)}(T)$ в одномоментном приближении мы не приводим, так как она слабо отличается от $\rho^{(2)}(T)$. Однако с понижением температуры отличие начинает возрастать и при $T = 70$ К отношение $\rho^{(2)}/\rho^{(1)} = 0.85$. Линейная зависимость $\rho^{(2)}(T)$ в широкой области температур определяется следующим. Благодаря сравнительно малой величине щели $\Delta = \omega_{\mathbf{Q}}$ ($\Delta(200\,\text{К}) \approx 250$ К), в спектре магнонов основной вклад в интеграл столкновений дает рассеяние назад, то есть при электрическом поле, направленном по диагонали $\Gamma \to (\pi, \pi)$ зоны Бриллюэна (ЗБ), это переходы между листами ФП, находящимися в первом и третьем квадрантах ЗБ, см. рис.1. Очевидно, что при высоких температурах, когда имеет место изотропизация рассеяния, зависимость $\rho(T)$ подчиняется линейному закону. При понижении T, в случае не зависящего от температуры магнонного спектра, процессы рассеяния назад должны вымораживаться, и это могло бы приводить к отклонению от линейности. Однако в 2D случае спектр магнонов в области квазиимпульсов, близких к вектору $\mathbf{Q}$, сильно смягчается при понижении температуры, в частности, щель Δ сначала линейно падает и лишь при $T < T^* \approx 50$ К выходит на константу (величина T^* в общем случае зависит от I и параметра фрустрации p). Такое температурное поведение спектра существенно затягивает линейную зависимость $\rho^{(2)}(T)$ в область низких температур.

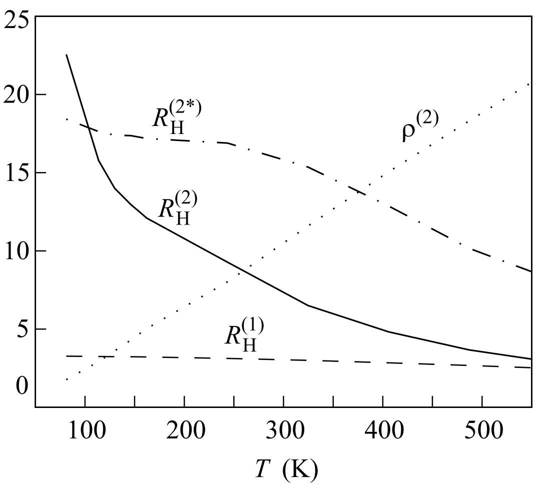

Рис.2. Температурная зависимость электросопротивления $\rho^{(2)}(T)$ в единицах отношения $\rho^{(2)}(T)/\rho^{(2)}$ ($T = 50$ К) и коэффициента Холла $R_H^{(1)}(T)$ и $R_H^{(2)}(T)$ в единицах $R_H(T)/R_H^{(1)}$ ($T = 150$ К) $\cdot$ 3 для спектра задаваемого коэффииентами (3). Зависимость коэффициента Холла $R_H^{(2)*}(T)$ отвечает коэффициентам (9) спектра носителей (2)

Как видно из рис.2 температурные зависити $R_H^{(1)}(T)$ и $R_H^{(2)}(T)$ существенно различны. Величина $R_H^{(2)}(T)$ качественно воспроизводит экспериментальное поведение коэффициента Холла в ВТСП, который характеризуется законом $R_H(T) \sim 1/T$.

Для выяснения сильного отличия $R_H^{(2)}$ от $R_H^{(1)}$ в области низких температур сравним неравновесные добавки к одночастичной функции распределения $g_{\mathbf{k}}^{(1),E}$ и $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$, вычисленные соответственно в ОМП и ДМП при температуре $T = 150$ К и приведенные на рис.3a,b. Функции $g_{\mathbf{k}}^{(1,2),E}$ представлены линиями постоянного значения для случая электрического поля, направленного вдоль диагонали $\Gamma \to (\pi, \pi)$.

Как видно из рис.1 сильное рассеяние происходит между участками ФП из первого и третьего квадрантов в тех местах, где ФП пересекает границы АФМ ЗБ, то есть линии $X - X$ (переходы из состояния $\mathbf{k}_1$ в $\mathbf{k}_2$ на рис.1). Эти участки соответствуют “горячим” точкам, и рассеяние между ними вносит при низких температурах основной вклад в интегралы столкновений $P_{ll'}$ вследствие большой разности скоростей $(\mathbf{v_k} - \mathbf{v_{k+q}})^2$ (рассеяние назад) и близости квазиимпульса магнонов $\mathbf{q}$ к АФМ вектору $\mathbf{Q}$. В результате “горячим” точкам отвечает малое время релаксации. ДМП позволяет учесть, что проводимость

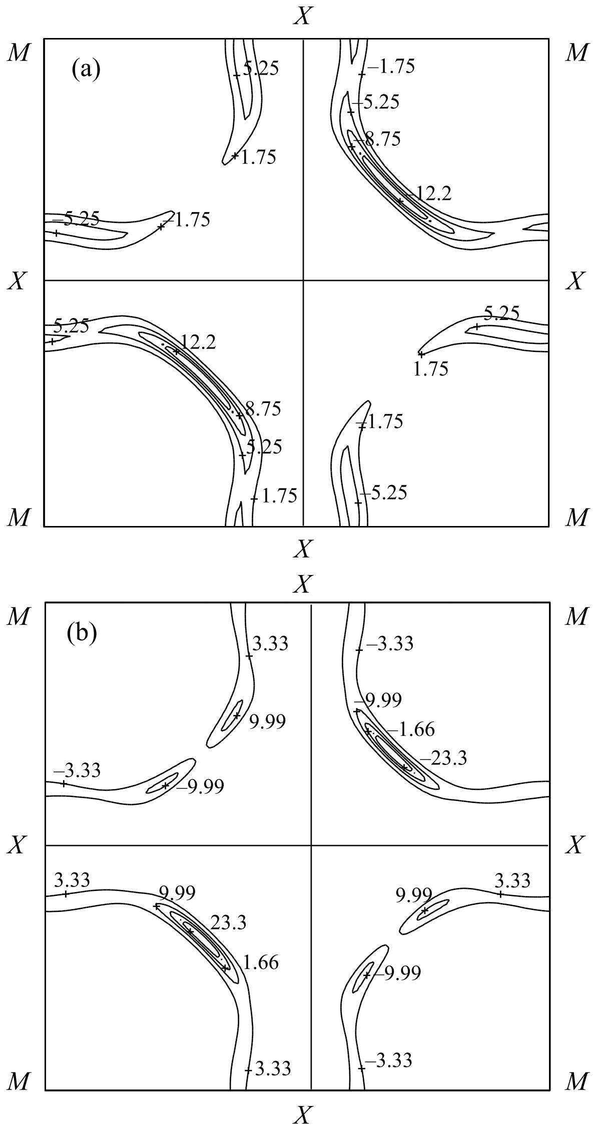

Рис.3. Неравновесная добавка к одночастичной функции распределения $g_{\mathbf{k}}^{E}$ (в произвольных единицах) представлена с помощью линий уровня для $T = 150$ К (электрическое поле направлено по диагонали $\Gamma \to (\pi,\pi)$ зоны Бриллюэна): (a) в одномоментном приближении $g_{\mathbf{k}}^{(1),E}$; (b) в двухмоментном приближении $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$

должна определяться участками поверхности Ферми с большим временем релаксации – “холодными” точками, которые в нашем случае соответствуют областям пересечения ФП с диагональю $(-\pi,-\pi) - (\pi,\pi)$. Это явно видно из рис.3a и рис.3b, где в “холодных” точках $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$ в два раза больше, чем $g_{\mathbf{k}}^{(1),E}$. Существенно, что при переходе от ОМП к ДМП сильное перераспределение неравновесной плотности $g_{\mathbf{k}}^{E}$ происходит также в части k-пространства, относящегося к участкам ПФ во втором и четвертом квадрантах. Как видно, производные от $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$ во втором и четвертом квадрантах k-пространства возрастают в 3–4 раза относительно ОМП. Можно убедиться, что именно производные $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$ во втором и четвертом квадрантах являются определяющими для значений холловского полевого члена $X_{\mathbf{k}}^{H}$.

Этим и определяется сильное отличие $R_H^{(2)}$ от $R_H^{(1)}$ в области низких температур. С повышением температуры наступает изотропизация рассеяния и вид $g_{\mathbf{k}}^{(2),E}$ приближается к виду $g_{\mathbf{k}}^{(1),E}$, который не зависит от механизма рассеяния и определяется чисто геометрическими факторами, даваемыми только спектром $\varepsilon_{\mathbf{k}}$. В результате, $R_H^{(2)}$ с повышением температуры приближается к $R_H^{(1)}$.

Продемонстрируем также, что детальный вид температурной зависимости $R_H(T)$ существенно зависит от топологии дырочного спектра. На рис.2 штрих-пунктирной линией приведена зависимость $R_H^{(2)}(T)$ для спектра, который незначительно отличается от ранее использованного и задается коэффициентами

$$a_1 = 1.5,\ a_2 = 3.0,\ a_3 = -1.25,\qquad a_4 = -0.3,\ a_5 = -0.3. \tag{9}$$

Как видно, новый коэффициент Холла $R_H^{(2)*}(T)$ (при прежнем значении числа дырок $n_h = 0.15$) имеет тенденцию к насыщению как при высоких, так и при низких температурах. Детали зависимости $R_H^{(2)*}(T)$ значительно отличаются от $R_H^{(2)}(T)$.

В заключение отметим, что представляется необходимым дальнейшее изучение эффекта Холла, в первую очередь, связанное с увеличением числа моментов и с учетом того обстоятельства, что вычеты голых дырок в нижней спин-поляронной зоне отличны от единицы и существенно зависят от квазиимпульса.

Работа выполнена при поддержки Российского фонда фундаментальных исследований.

1. A. Carrington, A. P. Mackenzie, C. T. Lin, and J. R. Cooper, Phys. Rev. Lett. **69**, 2855 (1992).
2. J. M. Harris, Y. F. Yan, and N. P. Ong, Phys. Rev. **B46**, 14293 (1992).
3. A. Malinowski, M. Z. Cieplak, S. Guha et al., Phys. Rev. **B66**, 104512 (2002).
4. A. Carrington, D. J. C. Walker, A. P. Mackenzie, and J. R. Cooper, Phys. Rev. **B48**, 13051 (1993).
5. H. Y. Hwang, B. Batlogg, H. Takagi et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2636 (1994).
6. T. Nishikawa, J. Takeda, and M. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 1441 (1994).

7. B. P. Stojkovic and D. Pines, Phys. Rev. **B55**, 8576 (1997).
8. R. Hlubina and T. M. Rice, Phys. Rev. **B51**, 9253 (1995).
9. L. B. Ioffe and A. J. Millis, Phys. Rev. **B58**, 11631 (1998).
10. A. Perali, M. Sindel, and G. Kotliar, Eur. Phys. J. **B24**, 487 (2001).
11. V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987).
12. V. J. Emery and G. Reiter, Phys. Rev. **B38**, 4547 (1988).
13. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. **B37**, 3759 (1988).
14. А. Ф. Барабанов, Р. Хайн, А. А. Ковалев и др., ЖЭТФ **119**, 777 (2001) [JETP **92**, 677 (2001)].
15. A. F. Barabanov, A. A. Kovalev, O. V. Urazaev, and A. M. Belemouk, Phys. Lett. **A265**, 221 (2000).
16. A. F. Barabanov and V. M. Berezovsky, Phys. Lett. **A186**, 175 (1994); ЖЭТФ **106**, 1156 (1994).
17. А. Ф. Барабанов, Л. А. Максимов, ФММ **29**, 471 (1970).
18. J. Black, D. L. Mills, Phys. Rev. **B9**, 1458 (1974).