

# Межслоевая проводимость в углах Ямаджи в слоистых квазидвумерных проводниках в магнитном поле

Т. И. Могилюк<sup>+</sup>, С. А. Гудин<sup>\*</sup>, П. Д. Григорьев<sup>×◦1)</sup>

<sup>+</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение “Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

<sup>×</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>◦</sup> Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2023 г.

После переработки 30 октября 2023 г.

Принята к публикации 14 ноября 2023 г.

В работе исследуется поведение межслоевого магнитосопротивления  $R_{zz}$  в слоистых квазидвумерных металлах в углах Ямаджи, то есть углах наклона магнитного поля, при которых наблюдается минимум межслоевой проводимости. Рассматриваются случаи лоренцевой формы уровней Ландау и формы, соответствующей самосогласованному борновскому приближению. Теоретически предсказана зависимость  $R_{zz} \propto B^{3/2}$  в сильном поле, которая согласуется с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S1234567823240023, EDN: nmmrqr

**1. Введение.** Определение электронной структуры сильно коррелированных электронных систем является фундаментальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Наиболее активно изучаются проводящие материалы, такие как высокотемпературные сверхпроводники на основе купратов и железа и прочие сильно коррелированные электронные системы, обладающие сильной квазидвумерной анизотропией. Угловые и полевые зависимости магнитосопротивления и намагниченности, в частности, квантовые магнитные осцилляции, позволяют выявить даже тонкие детали электронной дисперсии и геометрии поверхности Ферми.

Поверхность Ферми изучаемой квазидвумерной системы выглядит как гофрированный цилиндр и соответствует сильно анизотропному электронному спектру, который приближенно дается уравнением

$$\epsilon_{3D}(\mathbf{k}) \approx \epsilon_{2D}(k_x, k_y) - 2t_z \cos(k_z d), \quad (1)$$

где  $\epsilon_{2D}(k_x, k_y)$  описывает изотропную внутрислоевую дисперсию,  $t_z$  – интеграл межслоевого перескока электронов, который много меньше энергии Ферми  $E_F$ , считающийся независимым от внутрислоевого импульса электронов,  $d$  – расстояние между проводящими слоями.

Угловые осцилляции магнитосопротивления в

квазидвумерных металлах были впервые обнаружены в работе [1] и объяснены в работах [2, 3]. Первое выражение для межслоевой проводимости как функции угла наклона  $\theta$  магнитного поля по отношению к нормали к проводящим слоям было выведено в тау-приближении из квазиклассических уравнений движения электрона [3]:

$$\frac{(\sigma_{zz})_\tau}{\sigma_{zz}^0} = J_0^2(\kappa) + 2 \sum_{p=1}^{+\infty} \frac{J_p^2(\kappa)}{1 + (p\omega_c\tau)^2}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{zz}^0 = \frac{2e^2 m_* t_z^2 d \tau}{\pi \hbar^4}$$

– проводимость Друде вдоль оси  $z$  в нулевом магнитном поле,  $\tau$  – время свободного пробега электрона,  $\omega_c$  – циклотронная частота в квазидвумерном металле, зависящая от угла наклона магнитного поля по отношению к нормали к проводящим слоям  $\theta$ :  $\omega_c \equiv eB_z/(m_*c) = \omega_{c0} \cos(\theta)$ , где  $B_z = B \cos(\theta)$  – компонента магнитного поля  $\mathbf{B}$ , перпендикулярная проводящим слоям,  $m_*$  – эффективная масса электрона,  $c$  – скорость света,  $\kappa \equiv k_F d \tan \theta$ ,  $k_F$  – внутрислоевой импульс Ферми.

Уравнение (2) предсказывает острые минимумы межслоевой магнитопроводимости  $\sigma_{zz}(\theta)$  или максимумы сопротивления  $R_{zz}$  в так называемых углах Ямаджи, соответствующих нулям функции Бесселя  $J_0(\kappa)$ . Они используются для определения величины

<sup>1)</sup>e-mail: grigorev@itp.ac.ru

$k_F d$  из эксперимента. Такие углы Ямаджи наблюдались в разных органических металлах [4], высокотемпературных сверхпроводниках на основе купратов [5] и пниктидов [6], искусственных слоистых гетероструктурах [7], и других квазидвумерных металлах. В углах Ямаджи первое слагаемое в (2) равно нулю, а второе слагаемое предсказывает квадратичную полевую зависимость межслоевой проводимости. Тем не менее имеются экспериментальные данные по измерению магнитопроводимости в органических металлах  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ ,  $\kappa$ -(BEDT-TTF) $_2$ Cu $_2$ (CN) $_3$ ,  $\kappa$ -(BEDT-TSF) $_2$ C(CN) $_3$ ,  $\beta$ -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$ , которые не описываются квадратичной полевой зависимостью в углах Ямаджи.

Ранее упомянутое ур. (2) было подтверждено в работе [8] с помощью формулы Кубо в двухслойной модели в пределе  $\Gamma_0 \gg t_z$  ( $\Gamma_0 = \hbar/(2\tau_0)$ ) – уширение электронных уровней в нулевом магнитном поле из-за рассеяния на примесях, где электроны в среднем много раз рассеиваются перед туннелированием на соседний проводящий слой. Поэтому этот предел был назван “слабо когерентным” в работе [8]. Однако выведенные формулы для проводимости выглядят теми же, что и в когерентном пределе, потому в работе [9] этот предел был назван “слабо когерентным”. Вдобавок в работах [9, 10] было предсказано, что в пределе  $t_z \ll \hbar\omega_c$  кроссовер между двумя качественно разными режимами управляется другим параметром  $\hbar\omega_c/\Gamma_0$ . При  $\hbar\omega_c/\Gamma_0 > \pi$  уровни Ландау становятся изолированными, но рост уширения уровней Ландау [11, 12]  $\Gamma(B_z) \propto \sqrt{B_z}$  идет медленнее, чем рост расстояния между ближайшими уровнями Ландау  $\hbar\omega_c \propto B_z$ . Из этого следует, например, корневой рост продольного межслоевого магнитосопротивления  $R_{zz}(B_z)$ , что находится в противоречии с выводами обычного тау-приближения. В приближении двухслойной модели было продемонстрировано, что при  $\hbar\omega_c/\Gamma_0 \gg 1$  магнитные квантовые осцилляции создают такой монотонный рост [13–17] межслоевого магнитосопротивления  $R_{zz}(B_z) = 1/\sigma_{zz}$ . Этот результат был подтвержден в рамках анизотропной трехмерной модели [16]. Также в работе [16] было обнаружено, что двухслойная модель с изолированными уровнями Ландау применима в пределе  $t_z \ll \sqrt{\hbar\omega_c\Gamma_0}$ .

Эффект влияния магнитных квантовых осцилляций на угловые осцилляции межслоевой проводимости исследовался в работе [18], где было показано, как форма уровней Ландау влияет на угловые осцилляции. Амплитуда угловых осцилляций сильнее для гауссовой или колоколообразной форм уровней Ландау, применимых для микроскопиче-

ских моделей при  $t_z \ll \Gamma_0 \ll \hbar\omega_c$ , чем для часто используемой лоренцевой формы уровней Ландау. Эффект влияния угловых осцилляций на магнитные квантовые осцилляции межслоевой проводимости изучался в работе [19], где была показана некорректность разбиения выражения для межслоевой проводимости на произведение двух множителей, описывающих отдельно угловые осцилляции  $\Phi_{AMRO}(\theta)$  и магнитные квантовые осцилляции  $\sigma_{zz}^{MQO}(B_z)$ :  $\sigma_{zz}(\mathbf{B}) \neq \Phi_{AMRO}(\theta)\sigma_{zz}^{MQO}(B_z)$ . Это приводит к появлению “ложных спиновых нулей” в угловой зависимости магнитосопротивления, которые могут быть спутаны с подлинными спиновыми нулями, используемыми для определения  $g$ -фактора электрона [20].

Несмотря на многочисленные исследования, остается ряд важных нерешенных вопросов. В особенности необходима теория для объяснения экспериментальных данных по измерению магнитопроводимости в углах Ямаджи в органических металлах и прочих квазидвумерных структурах.

В данной работе мы выводим более удобное выражение для угловой зависимости межслоевой проводимости и с его помощью находим зависимость магнитосопротивления в углах Ямаджи от силы магнитного поля для разных форм уровней Ландау. Учитывая, что ур. (2) было выведено в рамках приближенной модели, в данной работе мы используем более строгую двухслойную модель. Межэлектронное взаимодействие сильно заэкранировано из-за большого числа заполненных уровней Ландау  $n_F = [E_F/(\hbar\omega_c)] \gg 1$ , поэтому мы используем однопериодное приближение.

## 2. Теория.

**2.1. Общие формулы.** Воспользуемся выражением (16) для межслоевой магнитопроводимости из работы [21], эквивалентной формуле (19) из работы [18], выведенной в приближении независимости собственно-энергетической функции  $\Sigma^R$  от номера уровня Ландау,

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \quad (3)$$

$$= \gamma_0 \left( \frac{|J_{\gamma i/\pi}(\kappa)|^2}{\cos(\alpha) + \cosh(\gamma)} - J_0^2(\kappa) \frac{1 + \cos(\alpha) \cosh(\gamma)}{(\cos(\alpha) + \cosh(\gamma))^2} \right),$$

где  $\sigma_{zz}^0 = e^2 t_z^2 m_*/(\pi \hbar^3 \Gamma_0)$ ,  $\Gamma_0 = \pi n_i U^2 g_{LL}/(d \hbar \omega_c)$ ,  $g_{LL}$  – кратность вырождения уровня Ландау в магнитном поле,  $d$  – расстояние между ближайшими проводящими слоями квазидвумерного металла,  $\kappa \equiv k_F d \tan(\theta)$ ,  $\gamma_0 \equiv 2\pi \Gamma_0/(\hbar \omega_c)$ ,  $\gamma \equiv -2\pi \text{Im} \Sigma^R(\varepsilon)/(\hbar \omega_c)$ ,  $\alpha \equiv 2\pi \varepsilon^*/(\hbar \omega_c)$ ,  $\varepsilon^* \equiv \varepsilon - \text{Re} \Sigma^R(\varepsilon)$ ,  $\Sigma^R$  – запаздывающая собственно-

энергетическая функция электронов. В угле Ямаджи с номером  $n$  выражение (3) еще проще:

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \gamma_0 \frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\cos(\alpha) + \cosh(\gamma)}, \quad (4)$$

где  $\kappa_n \approx -\frac{\pi}{4} + \pi n > 0$  –  $n$ -ный корень уравнения  $J_0(\kappa_n) = 0$ .

2.2. *Лоренцева форма уровней.* В случае лоренцевой формы уровней Ландау с  $\Gamma = \Gamma_0 = -\text{Im}\Sigma^R(\varepsilon) = \text{const}$ ,  $\text{Re}\Sigma^R(\varepsilon) = 0$ ,  $\gamma = \gamma_0$  не зависит от  $\alpha$ , а  $\alpha = 2\pi\varepsilon/(\hbar\omega_c)$ . Выражение (3) периодически зависит от  $\alpha$  с периодом  $2\pi$  или от  $\varepsilon$  с периодом  $\hbar\omega_c$ , потому при интегрировании по  $\varepsilon$  в пределах  $(E_F - \hbar\omega_c/2, E_F + \hbar\omega_c/2)$  мы переходим к интегрированию по  $\alpha$  от  $-\pi$  до  $\pi$ . Усредненная по магнитным квантовым осцилляциям межслоевая проводимость легко находится с помощью интеграла 2.553 # 4 на стр. 172 в [22] из ур. (4):

$$\begin{aligned} \frac{\langle \sigma_{zz} \rangle}{\sigma_{zz}^0} &= \int_{E_F - \hbar\omega_c/2}^{E_F + \hbar\omega_c/2} \frac{\sigma_{zz}(\varepsilon)}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\varepsilon}{\hbar\omega_c} = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sigma_{zz}(\alpha)}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\alpha}{2\pi} = \\ &= \gamma_0 \frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma_0)}. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае  $\gamma_0 \ll 1$  для оценки выражения (5) нам пригодится соотношение [22, 23, 24]

$$\left. \frac{\partial J_\nu(z)}{\partial \nu} \right|_{\nu=0} = \frac{\pi}{2} Y_0(z), \quad (6)$$

где  $Y_0(z)$  – функция Вебера (выражение для второй производной  $\partial^2 J_\nu(z)/\partial \nu^2$  через спецфункции можно найти в [25]). Тогда функцию Бесселя можно разложить в ряд по  $\gamma$ , используя тождество (6):

$$\begin{aligned} J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa) &= J_0(\kappa) + i \frac{\gamma_0}{2} Y_0(\kappa) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 J_\nu(\kappa)}{\partial \nu^2} \left( \frac{\gamma_0}{\pi} \right)^2 \Big|_{\nu=0} + \\ &+ O(\gamma_0^3), \end{aligned} \quad (7)$$

а квадрат ее модуля раскладывается как

$$\begin{aligned} |J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa)|^2 &\approx J_0^2(\kappa) + \gamma_0^2 \left( \frac{Y_0^2(\kappa)}{4} - \frac{J_0(\kappa)}{\pi^2} \frac{\partial^2 J_\nu(\kappa)}{\partial \nu^2} \Big|_{\nu=0} \right) \\ &+ O(\gamma_0^4). \end{aligned} \quad (8)$$

Стало быть, в угле Ямаджи

$$|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2 = \gamma_0^2 \frac{Y_0^2(\kappa_n)}{4} + O(\gamma_0^4). \quad (9)$$

Приближение (9) неплохо выполняется для  $\gamma_0 < 2$ . В углах Ямаджи функция  $Y_0(\kappa_n) \approx \sqrt{2/(\pi\kappa_n)}(-1)^{n+1}$ , и ур. (9) упрощается до

$$|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2 = \frac{\gamma_0^2}{2\pi\kappa_n} + O(\gamma_0^4). \quad (10)$$

Используя ур. (10) и приближенное равенство  $\sinh(\gamma_0) \approx \gamma_0$ , находим приближенное равенство

$$\frac{|J_{\gamma_0 i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma_0)} = \frac{\gamma_0}{2\pi\kappa_n} + O(\gamma_0^3). \quad (11)$$

Используя приближенное равенство (11), упростим ур. (5) до

$$\frac{\langle \sigma_{zz} \rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma_0^2}{2\pi\kappa_n} = \frac{2\pi}{\kappa_n} \left( \frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c} \right)^2, \quad (12)$$

из которого следует, что усредненная межслоевая магнитопроводимость обратно пропорциональна квадрату силы магнитного поля. Однако в сильном поле, когда уровни Ландау изолированы, их форма не лоренцевая, и это сказывается на полевой зависимости магнитосопротивления.

2.3. *Самосогласованное борновское приближение.* Обратимся к случаю самосогласованного борновского приближения. Нам понадобится уравнение, выведенное для этого приближения (см. ур. (19) в [10]),

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\sinh(\gamma)}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)}. \quad (13)$$

Из уравнения (13) при  $\gamma \neq 0$  следует соотношение

$$\frac{\gamma_0}{\cosh(\gamma) + \cos(\alpha)} = \frac{\gamma}{\sinh(\gamma)}. \quad (14)$$

С помощью соотношения (14) ур. (4) переписывается как

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} = \gamma \frac{|J_{\gamma i/\pi}(\kappa_n)|^2}{\sinh(\gamma)}, \quad (15)$$

которое, будучи идентичным (5) с точностью до замены  $\gamma_0$  на  $\gamma$ , при малом  $\gamma < 2$  разлагается аналогичным образом по  $\gamma$ , как и выражение (12) по  $\gamma_0$ :

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma^2}{2\pi\kappa_n}. \quad (16)$$

Для случая сильного магнитного поля  $\hbar\omega_c > \Gamma_0$  нам пригодится выражение для двумерной запаздывающей электронной функции Грина [26, 18]

$$\text{Im}G^R(\Delta\varepsilon, n_F) \approx -\frac{\pi}{2\Gamma_0\hbar\omega_c} \sqrt{4\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2}, \quad (17)$$

где  $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \hbar\omega_c(n_F + 1/2) - n_i U$  (при  $|\Delta\varepsilon| < 2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c}$ ),  $n_F$  – номер последнего заполненного уровня Ландау. А собственно-энергетическая функция электронной системы находится как

$$\begin{aligned} \text{Im}\Sigma^R(\Delta\varepsilon) &= \frac{n_i U^2 g_{LL}}{d} \text{Im}G^R(\Delta\varepsilon, n_F) \approx \\ &\approx -\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2/4}. \end{aligned} \quad (18)$$

Используя выражение (18) и выражая  $\gamma$  через  $\text{Im}\Sigma^R$ , как описано в разделе 2.1, находим, что условие  $\gamma < 2$  выполняется при  $\hbar\omega_c > \Gamma_0$ . Таким образом, при достаточно сильных магнитных полях  $\hbar\omega_c > \Gamma_0$  выражение (15) переходит в

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{\gamma^2}{2\pi\kappa_n} \approx \frac{2\pi(4\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi - \Delta\varepsilon^2)}{(\hbar\omega_c)^2\kappa_n}. \quad (19)$$

Найдем усредненную по магнитным квантовым осцилляциям межслоевую проводимость в углах Ямаджи

$$\frac{\langle\sigma_{zz}\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \int_{-2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi}}^{2\sqrt{\Gamma_0\hbar\omega_c/\pi}} \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{zz}^0} \frac{d\Delta\varepsilon}{\hbar\omega_c} = \frac{16}{3\sqrt{\pi}\kappa_n} \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right)^{3/2}. \quad (20)$$

Сравним полученное выражение (20) с выражением (31) из [18]:

$$\frac{\langle\sigma_{zz}\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{16}{3\sqrt{\pi}} J_0^2(\kappa) \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right)^{1/2}. \quad (21)$$

При нулевом угле наклона магнитного поля  $\kappa = 0$  выражение (21) предсказывает

$$\frac{\langle\sigma_{zz}(0)\rangle}{\sigma_{zz}^0} \approx \frac{16}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{\Gamma_0}{\hbar\omega_{c0}}\right)^{1/2}, \quad (22)$$

т.е.  $\langle\sigma_{zz}\rangle \sim 1/B_z^{1/2}$ , а в самих углах Ямаджи оно равно нулю. В то же время выражение (20) для углов Ямаджи дает  $\langle\sigma_{zz}\rangle \sim 1/B_z^{3/2}$ .

Уравнение (20) для межслоевого магнитосопротивления в углах Ямаджи может быть переписано в виде

$$\frac{\langle R_{zz}^{Yam}(B_z) \rangle}{R_{zz}^0} \approx \frac{3\sqrt{2\pi}\kappa_n}{8} (\omega_c\tau_0)^{3/2} + \text{const}, \quad (23)$$

где  $R_{zz}^0$  – межслоевое сопротивление в нулевом магнитном поле. Такая форма удобнее для сравнения с экспериментом, где обычно измеряется сопротивление, а не проводимость. В уравнении (23) мы добавили постоянный член, который включает последовательное сопротивление токопроводящих контактов и другие сопротивления электрической цепи.

**3. Обсуждение.** Предложенная модель и проведенные вычисления предсказывают зависимость  $R_{zz}(B_z) \sim B_z^{3/2}$  для межслоевого сопротивления в углах Ямаджи в сильных магнитных полях, в то время как прежняя трехмерная теория дает квадратичную зависимость. Это отличие возникает из-за того, что в сильном магнитном поле правильнее

использовать самосогласованное борновское приближение для описания рассеяния электронов на примесях, приводящее к ур. (23), а не предположение о лоренцевой форме уровней Ландау, дающее ур. (12). Зависимость (23) позволяет независимо определить из эксперимента величину  $\omega_c\tau_0$  или  $\tau_0/m^*$ , которую можно сравнить со значением, полученным из фактора Дингла затухания магнитных квантовых осцилляций. Отметим, что последний также зависит от формы уровней Ландау, что было показано экспериментально и теоретически в работе [17]. Амплитуда квантовых осцилляций в углах Ямаджи в сильном магнитном поле согласно ур. (19) обратно пропорциональна  $\kappa_n \propto n - 1/4$ .

К нарушению зависимости (23) могут привести некогерентные каналы межслоевой проводимости, такие как образование полярона [27] или резонансные примеси [28, 29]. Образование полярона маловероятно в хороших металлах. Резонансные примеси приводят к квадратичному магнитосопротивлению согласно модели и эксперименту в работе [29], но они также ослабляют угловые осцилляции магнитосопротивления даже в сильном магнитном поле при  $\omega_c\tau_0 \gg 1$  и таким образом могут быть обнаружены. К нарушению зависимости (23) также могла бы привести низкая (триклинная) кристаллическая симметрия соединения, из-за которой возможно “зацепление” продольной и поперечной компонент магнитосопротивления, но этот вопрос требует дальнейшего изучения.

На рисунке 1 мы показали в двойном логарифмическом масштабе отличие в степенной зависимости для лоренцевой формы уровней и в самосогласованном борновском приближении. При  $\omega_{c0}\tau_0 < 1$  кривые для двух случаев совпадают, а при  $\omega_{c0}\tau_0 > 1$  превращаются в прямые в выбранном масштабе с разным наклоном над осью абсцисс. В подписи  $\rho_{zz}^0 = 1/\sigma_{zz}^0$  – сопротивление в отсутствие магнитного поля.

На рисунке 2 мы показали, выбрав специальный масштаб  $B_z^{3/2}$  вдоль оси абсцисс, что экспериментальные данные из работы [7] (кривая b на рис. 4 из нее) по измерению межслоевого сопротивления в первом угле Ямаджи хорошо ложатся на предсказанный в ур. (23) закон  $B_z^{3/2}$ , а точнее  $R_{zz} \approx 6 + 0.2B_z^{3/2}$ , где  $B_z$  измеряется в Теслах, а  $R_{zz}$  – в Омах. Сдвиг  $R_{zz}(B = 0) \approx 6$  Ом на рис. 2 включает последовательные сопротивления образца и токопроводящих контактов. Для сравнения с экспериментом мы выбрали GaAs/AlGaAs сверхструктуру, обладающую тетрагональной симметрией, в отличие от триклинной симметрии многих органических металлов. Тем не менее, зависимость (23) представляется универ-

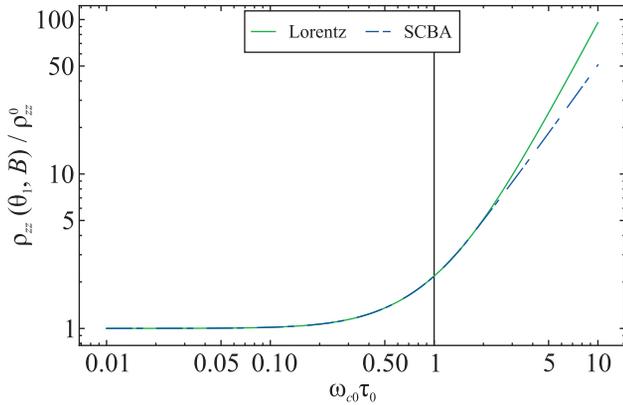


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полевая зависимость межслоевого сопротивления  $\rho_{zz} = 1/\langle\sigma_{zz}\rangle$  в первом угле Ямаджи  $\theta_1$  от силы магнитного поля. Зеленая сплошная кривая относится к лоренцевой форме уровней (Lorentz) и ур. (12), синяя пунктирная к самосогласованному борновскому приближению (SCBA) и ур. (20) и (23)

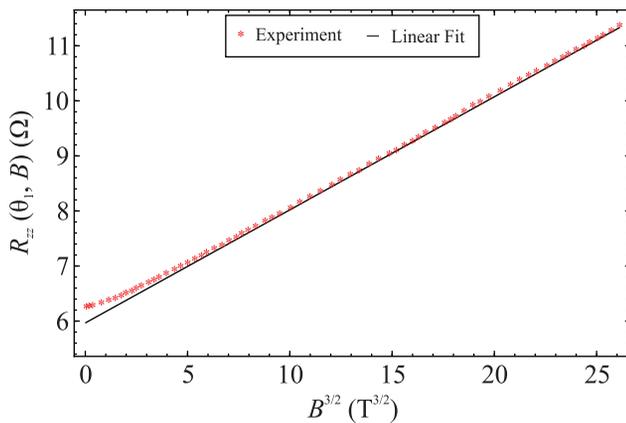


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных данных по межслоевому сопротивлению в первом угле Ямаджи с нашим теоретическим предсказанием. Красными звездочками отмечены экспериментальные данные (Experiment), сплошной черной кривой – линейная аппроксимация (Linear Fit) согласно ур. (23)

сальной для слоистых квазидвумерных металлов и позволяет извлекать полезную информацию о соединении из эксперимента.

Т. И. Могилук благодарит грант РФФИ # 21-52-12027. С. А. Гудиным работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки “Квант” # 122021000038-7. П. Д. Григорьев благодарит госзадание # 0033-2019-0001 “Развитие теории конденсированного состояния вещества”, грант # 22-1-1-24-1 фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”, и программу стратегиче-

ского академического лидерства Приоритет-2030 (грант НИТУ “МИСиС” # K2-2022-025).

1. M. V. Kartsovnik, P. A. Kononovich, V. N. Laukhin, and I. F. Shchegolev, JETP Lett. **48**, 541 (1988).
2. K. Yamaji, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 1520 (1989).
3. R. Yagi, Y. Iye, T. Osada, and S. Kagoshima, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3069 (1990).
4. M. V. Kartsovnik, Chem. Rev. **104**, 5737 (2004).
5. N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie, and L. Balicas, Nature (London) **425**, 814 (2003).
6. M. Kimata, T. Terashima, N. Kurita et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 246403 (2010).
7. R. Yagi, Y. Iye, Y. Odarigi, H. Noguchi, H. Sakaki, and T. Ikoma, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 3784 (1991).
8. P. Moses and R. H. McKenzie, Phys. Rev. B **60**, 7998 (1999).
9. P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, and W. Biberacher, Phys. Rev. B **86**, 165125 (2012).
10. A. D. Grigoriev and P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **40**(4), 367 (2014); arXiv:1310.7109v2.
11. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 959 (1974).
12. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 1521 (1974).
13. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **83**, 245129 (2011).
14. P. D. Grigoriev, JETP Lett. **94**, 47 (2011).
15. P. D. Grigoriev, Low Temp. Phys. **37**, 738 (2011) [Fizika Nizkikh Temperatur **37**, 930 (2011)].
16. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B **88**, 054415 (2013).
17. P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, and W. Biberacher, Phys. Rev. B **86**, 165125 (2012).
18. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **90**, 115138 (2014).
19. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, Phys. Rev. B **95**, 195130 (2017).
20. D. Shoenberg, *Magnetic oscillations in metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1984).
21. P. D. Grigoriev and T. I. Mogilyuk, J. Phys. Conf. Ser. **1038**, 012123 (2018).
22. I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series and Products*, Academic Press, N.Y. (1980).
23. A. P. Prudnikov, Yu. A. Brychkov, and O. I. Marichev, *Integrals and Series*, Gordon and Breach, N.Y. (1990), v. 2.
24. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, Dover Publications, N.Y. (1972).
25. Y. A. Brychkov, Integral Transforms Spec. Funct. **27**, 566 (2016).
26. T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 959 (1974).
27. U. Lundin and R. H. McKenzie, Phys. Rev. B **68**, 081101(R) (2003).
28. A. A. Abrikosov, Physica C **317–318**, 154 (1999).
29. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, Phys. Rev. B **79**, 165120 (2009).