Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 3, с. 168 – 174

Геликоидальное магнитное упорядочение и аномальная электропроводность $PdCrO_2$ [1)]

Ю. Б. Кудасов[2)]

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Россия

Саровский физико-технический институт Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 607186 Саров, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2020 г.
После переработки 15 декабря 2020 г.
Принята к публикации 15 декабря 2020 г.

Исследовано влияние геликоидального магнитного поля на дисперсию электронов в одно- и двумерных системах. В $PdCrO_2$ геликоидальное магнитное упорядочение в диэлектрических прослойках CrO_2 создает необычную спиновую структуру на поверхности Ферми в гексагональных слоях палладия, обеспечивающих электронный транспорт. При этом электрон-фононное рассеяние с перебросом (*umklapp*) оказывается сильно подавленным, что приводит к аномально высокой проводимости при низких температурах, наблюдаемой экспериментально.

DOI: 10.31857/S1234567821030058

1. Введение. Слоистые соединения ABO_2 со структурой делафоссита проявляют разнообразные экзотические свойства: фрустрация и крайне сложная магнитная фазовая диаграмма [1], мультиферроидное поведение [2], аномальные транспортные свойства [3] и т.д. В последнее десятилетие значительное внимание было привлечено к необычному электронному транспорту в $PdCoO_2$, $PtCoO_2$ и $PdCrO_2$ [4, 3]. Комнатная электропроводность этих веществ достигает рекордных значений среди металлических оксидов. Она сравнима с величиной проводимости в элементарных металлах, таких как алюминий, медь, серебро [3]. Длина свободного пробега в $PdCoO_2$ при комнатной температуре составляет 700 Å, а при низких температурах увеличивается до 20 мкм (или примерно 10^5 периодов решетки) [5], что предполагает существование необычного механизма электронного транспорта, поскольку длина свободного пробега значительно превышает расстояние между дефектами решетки. Следует также заметить, что крайне медленная релаксация суммарного импульса электронов проводимости приводит к гидродинамическому режиму движения электронов в металлических делафосситах [6, 7].

Структура металлических делафосситов образована двумерными (2D) гексагональными слоями палладия или платины, которые обеспечивают электронный транспорт. Эти слои разделены диэлектрическими прослойками CoO_2 или CrO_2 [8, 9]. Среди делафосситов с аномальной проводимостью обнаружено соединение с дальним магнитным порядком: в $PdCrO_2$ при температуре $T_N \approx 38\,\mathrm{K}$ в каждом из слоев CrO_2 возникает 120° магнитная структура, причем киральность в соседних слоях предполагается противоположной [10, 11]. Таким образом, всего появляется 18 магнитных подрешеток. Упорядочение внутри отдельного магнитного слоя может быть описано псевдодипольной моделью, в которой рассматривается суперобмен в присутствии спин-орбитального взаимодействия [11]. Между собой слои CrO_2 связаны мостиками O–Pd–O. Однако, в случае 120° внутрислойного магнитного порядка межслойные магнитные взаимодействия через эти мостики точно компенсируют друг друга [10]. Поэтому в качестве механизма смены киральности в соседних слоях было предложено слабое четырехспиновое взаимодействие [12].

Удельное сопротивление $PdCrO_2$ резко падает при переходе к трехмерному магнитному упорядочению при T_N [13]. Таким образом, неколлинеарный магнетизм стимулирует переход к состоянию с высокой проводимости в этом соединении. Аномальное поведение магнетотермоэдс указывает на существование ближнего магнитного порядка с большой корреляционной длиной при температурах, значительно превышающих T_N [14]. Исследования дифракции

[1)] См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)] e-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

нейтронов на монокристалле также демонстрируют развитие двумерных магнитных корреляций выше T_N [15].

Другой интересной проблемой является нетрадиционный аномальный эффект Холла, наблюдающийся в $PdCrO_2$ [16]. 120^0 магнитная структура со сменой киральности в соседних слоях дает нулевое значение полной киральности в системе, т.е. $PdCrO_2$ представляет собой редкий пример аномального эффекта Холла при нулевой киральности [10].

Поверхность Ферми металлических делафосситов была тщательно исследована [5, 15, 17, 18]. Было обнаружено, что она имеет почти двумерный характер во всех этих соединениях. Сечение поверхности Ферми $PdCoO_2$ в плоскости ab имело скругленную гексагональную форму, соответствующую полузаполненной зоне проводимости [5]. Неколлинеарное магнитное упорядочение в $PdCrO_2$ приводило к реконструкции поверхности Ферми типа $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$. В результате этого один из ее листов находился вблизи границы магнитной зоны Бриллюэна (γ-лист), [17, 18]. Также возникали карманы в углах магнитной зоны Бриллюэна (α-лист).

В настоящем письме обсуждается необычное поведение электронов проводимости в слоях палладия под действием геликоидального магнитного упорядочения в прослойках CrO_2 в $PdCrO_2$. Сначала кратко исследуется зонная структура в простой одномерной системе. Предлагаемый подход несколько отличается от используемого ранее в работе [19] и легко обобщается на двумерную модель слоев палладия в эффективном поле магнитных слоев. Затем обсуждается электрон-фононное взаимодействие и транспортные свойства в двумерной модели $PdCrO_2$.

2. 1D модель. Рассмотри простую модель воздействия периодического геликоидального магнитного поля на подвижные носители заряда со спином 1/2. Уравнение Шредингера такой системы может быть представлено в следующем виде:

$$\left[H_0\hat{\mathbf{I}} + \mathbf{h}\left(\mathbf{r}\right)\hat{\boldsymbol{\sigma}}\right]\Psi = \mathcal{E}\Psi, \tag{1}$$

где $H_0 = -\Delta/2 + V(\mathbf{r})$ – немагнитная часть гамильтониана, т.е. сумма операторов кинетической энергии и периодического кристаллического потенциала $V(\mathbf{r})$, $\hat{\mathbf{I}}$ – единичная матрица, $\mathbf{h}\left(\mathbf{r}\right)$ – магнитное поле, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — матрицы Паули и Ψ – волновая функция в виде двухкомпонентного спинора.

Пусть одномерная (1D) структура ориентирована вдоль оси z. Тогда в выражении (1) полагаем $\mathbf{r} \equiv z$, $\Delta \equiv \partial^2/\partial z^2$. Магнитное поле лежит в плоскости xy и имеет вид спирали с периодом a_m:

$$h_x(z) = h_0\cos(Kz),\ h_y(z) = h_0\sin(Kz), \tag{2}$$

где h_0 – константа, $K = 2\pi/a_m$. Для простоты изложения, будем считать, что a_m кратен постоянной решетки a ($a_m > a$). Схематично одномерная структура с геликоидальным магнитным полем показана на рис. 1a.

Коэффициенты Фурье для магнитного потенциала могут быть найдены интегрированием по магнитной элементарной ячейке:

$$\hat{U}_{\mathbf{K}} = \frac{1}{V}\int \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r})\mathbf{h}\left(\mathbf{r}\right)\hat{\boldsymbol{\sigma}}\mathrm{d}\mathbf{r}, \tag{3}$$

где $\mathbf{K}$ – вектор обратной (магнитной) решетки. Поскольку $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ являются эрмитовыми операторами, $\hat{U}_{-\mathbf{K}} = \hat{U}^{\dagger}_{\mathbf{K}}$. После подстановки выражения (2) в (3) мы получаем

$$\hat{U}_{\mathbf{K}} = \frac{h_0}{2}\left(\hat{\sigma}_x - i\hat{\sigma}_y\right). \tag{4}$$

Предполагая магнитный потенциал слабым возмущением, мы можем применить следующий простой анзац в качестве пробной функции

$$|\Psi_{\mathbf{k}i}\rangle = C_{\mathbf{k}i\sigma}|\mathbf{k},\sigma\rangle + C_{\mathbf{k}-\mathbf{K}i\bar{\sigma}}|\mathbf{k}-\mathbf{K},\bar{\sigma}\rangle, \tag{5}$$

где $|\mathbf{k},\sigma\rangle$ – невозмущенное состояние (без магнитного поля), $C_{\mathbf{k}i\sigma}$ – комплексные коэффициенты, $\bar{\sigma}$ – значение спина, противоположное σ, индекс i принимает значения 1 и 2, что соответствует состояниям $\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$. Тогда можно определить дисперсионные кривые $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ при помощи традиционного подхода [20]

$$\left(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon^0_{\mathbf{k}}\right)\left(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon^0_{\mathbf{k}-\mathbf{K}}\right)\hat{\mathbf{I}} = \hat{U}_{\mathbf{K}}\hat{U}^{\dagger}_{\mathbf{K}}, \tag{6}$$

где $\varepsilon^0_{\mathbf{k}}$ – энергия невозмущенных электронов. Подстановка выражения (4) приводит к правой части (6) следующего вида

$$\hat{U}_{\mathbf{K}}\hat{U}^{\dagger}_{\mathbf{K}} = h_0\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Тогда из формулы (6) видно, что состояния со спином вверх имеют дисперсию невозмущенных электронов $\varepsilon^0_{\mathbf{k}}$, а в исходной зоне состояний со спином вниз возникает щель. Для электронов с противоположным волновым вектором заменяем $\mathbf{K} \to -\mathbf{K}$, что приводит к аналогичному результату, но с перестановкой спинов. Заметим, что нарушение симметрии $\varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} = \varepsilon_{-\mathbf{k}\sigma}$ связано с тем, что оператор $\hat{U}_{\mathbf{K}}$ не является нормальным [21].

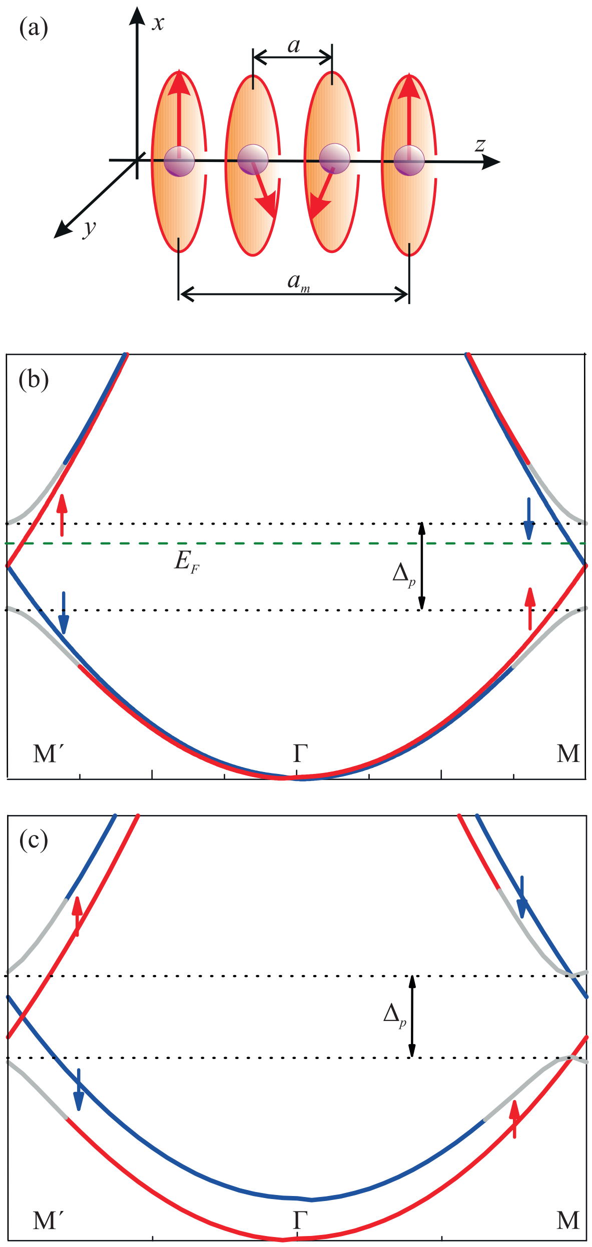

Рис. 1. (Цветной онлайн) Электроны в геликоидальном магнитном поле: (a) – схематичный вид 1D цепочки; (b) – зонная структура в 1D и 2D (вдоль направления M'–Г–M) моделях при $h_z = 0$ и (c) – при $h_z = h_0/2$. Спиновые состояния (спин-вверх и спин-вниз) обозначены цветом и стрелками, состояния с сильным перемешиванием (см. формулу (5)) показаны серой линией

Дисперсионные кривые в магнитной зоне Бриллюэна для $V(\mathbf{r}) = 0$ показаны на рис. 1b. В области энергий шириной Δ_p возникает пара невырожденных ветвей с противоположными спинами. Далее будем называть эту область невырожденной зоной (по аналогии с запрещенной и разрешенной зонами). Законы дисперсии невырожденных ветвей совпадают с $\varepsilon^0_{\mathbf{k}}$. При этом выполняются условия $\varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} = \varepsilon_{-\mathbf{k}-\sigma}$, которые обычно характерны для системы со спин-орбитальным взаимодействием. В действительности, ветви с противоположными спинами попарно симметричны относительно Г точки. Это хорошо видно, если добавить однородное магнитное поле вдоль оси z. Для этого в обе скобки в правой части выражения (6) необходимо ввести слагаемое $\hat{\sigma}_z h_z$. Тогда дисперсионные кривые примут вид, представленный на рис. 1c.

Такая одномерная зонная структура проявляет необычные транспортные свойства. Видно, что если уровень Ферми E_F лежит в невырожденной зоне, как это показано на рис. 1b, упругое рассеяние назад без переворота спина запрещено. Кроме того, суммарный спин состояний ниже уровня Ферми с положительными и отрицательными волновыми векторам различен (рис. 1b). Таким образом, в системе существует постоянный спиновый ток.

3. 2D модель зонной структуры. Магнитное взаимодействие ближайших ионов хрома и палладия в $PdCrO_2$, на первый взгляд, должно определяться косвенным обменом через ион кислорода, как это видно из фрагмента структуры на рис. 2a. Однако в случае 120^0 упорядочения в верхнем и нижнем слоях CrO_2 эффективные поля трех магнитных подрешеток на ионе Pd точно компенсируют друг друга. Поэтому более слабые магнитные взаимодействия определяют связь магнитных слоев с электронами проводимости [10, 12].

Предположим, что прямое обменное взаимодействие между ионами хрома и электронам проводимости создает некоторое эффективное поле в слое палладия. Его можно описать тем же гамильтонианом (1), где $\mathbf{r}$ – 2D радиус-вектор в плоскости слоя. Сначала рассмотрим воздействие одного магнитного слоя хрома, например, нижнего на рис. 2a. Тогда эффективное поле примет вид

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}) = \sum_{i=A,B,C} f(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)\, \mathbf{m}_i \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \tag{8}$$

где индексы A, B, C обозначают магнитные подрешетки хрома в нижнем слое, $f(\mathbf{r})$ – некоторая гладкая функция, описывающая распределение обменного потенциала вблизи иона Cr^{3+}, $\mathbf{r}_i$ – проекция положения ядра i-го иона хрома на плоскость палладия, $\mathbf{m}_i$ – его магнитный момент. Положения ионов и функции $f(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)$ схематично изображены

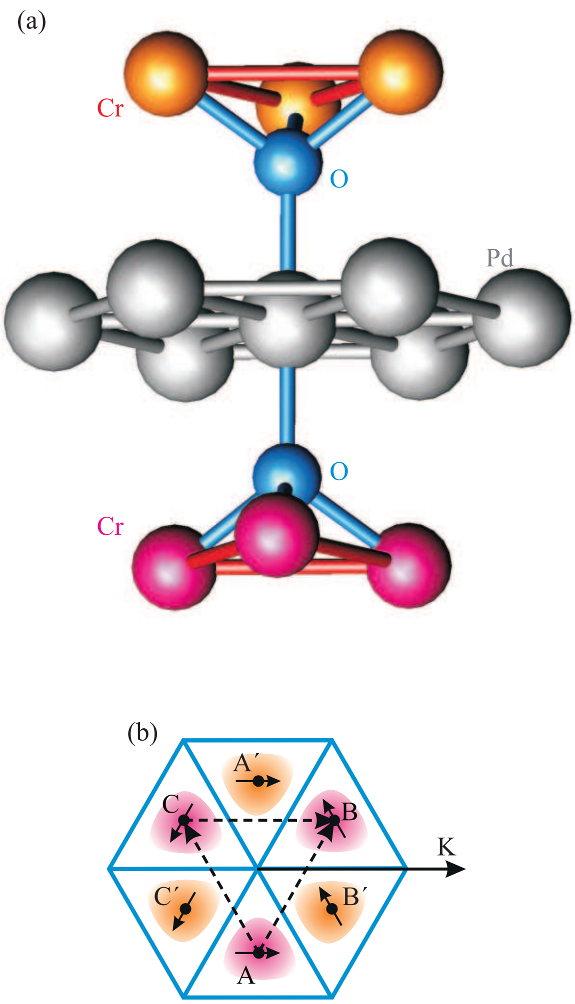

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схематичный вид гексагонального слоя палладия с прилегающими слоями $PdCrO_2$. (b) – Магнитная элементарная ячейка: позиции ионов хрома соответствуют обозначениям магнитных подрешеток в тексте, направления магнитных моментов ионов хрома показаны стрелками. Закрашенные области обозначают функции $f(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)$

на рис. 2b. Для простоты мы предположим, что магнитные моменты $\mathbf{m}_i$ лежат в плоскости xy[3].

Вектора $\mathbf{r}_{AB} = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A$, $\mathbf{r}_{CA} = \mathbf{r}_C - \mathbf{r}_A$ и $\mathbf{r}_{CB} = \mathbf{r}_C - \mathbf{r}_B$ являются векторами трансляции кристаллической решетки. С другой стороны, они соответствуют одной третьей вектора трансляции для магнитной трехподрешеточной структуры. Тогда интегрирование в формуле (3) приводит к следующему выражению

$$\hat{U}_{\mathbf{K}} = \sum_{i=A,B,C} F\alpha_i \mathbf{m}_i \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \tag{9}$$

где $F = \int \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}) f(\mathbf{r}-\mathbf{r}_A)\,\mathrm{d}\mathbf{r}/V$ и α_i – коэффициенты, принимающие следующие значения: 1 и $\exp(\pm 2\pi/3)$. Для вектора $\mathbf{K}$, ориентированного, как показано на рис. 2b, мы получаем $\alpha_A = 1$, $\alpha_B = \exp(-2\pi/3)$ и $\alpha_C = \exp(2\pi/3)$.

Магнитные моменты подрешеток хрома, соответствующие 120° упорядочению могут быть заданы следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_A &= m_0 (\mathbf{i}\cos(\phi) + \mathbf{j}\sin(\phi)), \\ \mathbf{m}_B &= m_0 (\mathbf{i}\cos(\phi + 2\pi\chi/3) + \mathbf{j}\sin(\phi + 2\pi\chi/3)), \\ \mathbf{m}_C &= m_0 (\mathbf{i}\cos(\phi - 2\pi\chi/3) + \mathbf{j}\sin(\phi - 2\pi\chi/3)), \end{aligned} \tag{10}$$

где $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ – единичные базисные вектора в плоскости xy, $\chi = \pm 1$ – киральность и ϕ – начальный угол [10]. Подставляя эти выражения в (9), получаем коэффициенты Фурье для магнитного потенциала:

$$\hat{U}_{\mathbf{K}} = \frac{3}{2} e^{i\chi\phi} F m_0 (\hat{\sigma}_x - i\chi\hat{\sigma}_y). \tag{11}$$

Это выражение по форме совпадает с формулой (4). Поэтому дисперсионные кривые вдоль направления M'–Γ–M оказываются такими же, как и для 1D модели (рис. 1b). Используя анзац (5), получаем ширину невырожденной зоны $\Delta_p = 3Fm_0$ независимо от киральности и начального угла. Смена киральности приводит просто к перестановке спинов. Замена $\mathbf{K} \to -\mathbf{K}$ приводит к такому же эффекту.

Чтобы привести модель к более реалистичному виду для описания электронной структуры $PdCrO_2$, рассмотрим теперь пару магнитных слоев, прилегающих к слою палладия (рис. 2a). Прямыми вычислениями легко показать, что в случае противоположной киральности верхнего и нижнего слоев мы получаем обычную щель между вырожденными по спину ветвями. Однако, если киральности одинаковые, зонная структура оказывается сходной с рассмотренной выше для одиночного магнитного слоя. Единственное существенное отличие заключается в том, что ширина невырожденной зоны становится анизотропной и зависит от разности $\phi_t - \phi_b$, где индексы t и b обозначают верхний и нижний магнитный слой, соответственно. Например, если $\phi_t = \phi_b = 0$ и вектор $\mathbf{K}$ лежит вдоль на линии симметрии эффективных полей верхнего и нижнего магнитных слоев, как показано на рис. 2b, величина ширины невырожденной зоны равна $\Delta_p = 12Fm_0$. Для других ориентаций вектора обратной решетки получаем $\Delta_p = 3Fm_0$.

Предположим, что верхний и нижний слои имеют одинаковую киральность. В действительности, вы-

[3] На самом деле, эта плоскость в $PdCrO_2$ вертикальная, т.е. она содержит ось z [10]. Однако, такое упрощение не влияет на конечный результат.

ше уже отмечалось, что дифракция нейтронов в монокристаллах $PdCrO_2$ указывает на противоположный знак χ в соседних слоях хрома [10]. Мы обсудим это несоответствие ниже. Реконструированная поверхность Ферми в $PdCrO_2$ близка к границе магнитной зоны Бриллюэна (γ-лист). Это означает, уровень Ферми лежит в невырожденной зоне, например, как показано на рис. 1b пунктирной линией. Соответствующая форма поверхности Ферми для γ-листа изображена на рис. 3. Она состоит из участков с различными спиновыми состояниями, которые обозначены цветом и стрелками. Вблизи линии Г–К анзац (5) становится некорректным из-за дополнительного вырождения. Это приводит к перемешиванию спиновых состояний в области пересечения линии Г–К и γ-листа.

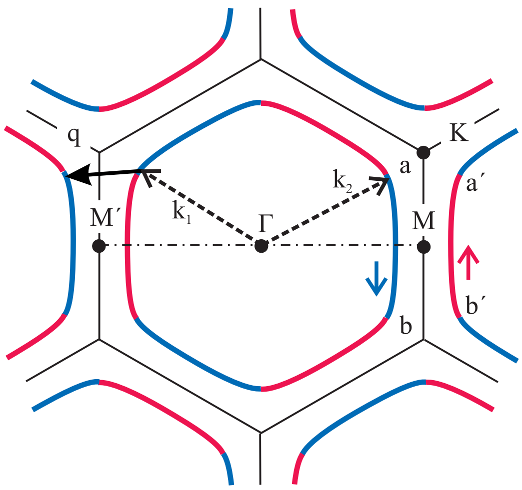

Рис. 3. (Цветной онлайн) Поверхность Ферми и рассеяние электронов с перебросом. Спиновые состояния отмечены цветом и стрелками. Начальный ($\mathbf{k}_1$) и ($\mathbf{k}_2$) конечный волновые вектора электрона, а также волновой вектор фонона ($\mathbf{q}$) показаны пунктирыми и сплошной стрелками

4. Электрон-фононное рассеяние. Приступая к исследованию транспортных свойств 2D зонной структуры, полученной выше (рис. 3), мы, как обычно, предполагаем, что температурная зависимость проводимости при низкой температуре определяется электрон-фононным взаимодействием [20, 22].

Удельное сопротивление, связанное с электрон-фононным взаимодействием, можно определить при помощи вариационной процедуры [22–26]. Без учета эффекта увлечения фононов его можно представить в следующем виде:

$$\varrho(T) = \frac{A}{T} \times$$
$$\times \iint \frac{[\mathbf{K}_{21}\mathbf{u}]^2\,[\mathbf{K}_{21}\boldsymbol{\xi}(\mathbf{q})]^2\,w^2(\mathbf{K}_{21})}{\left(\exp\left[\frac{\varepsilon_{\mathbf{q}}}{kT}\right]-1\right)\left(1-\exp\left[-\frac{\varepsilon_{\mathbf{q}}}{kT}\right]\right)}\,\frac{dS}{v_F}\,\frac{dS'}{v'_F}, \quad (12)$$

где $\mathbf{K}_{21} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ – вектор рассеяния, $\mathbf{u}$ – единичный вектора вдоль направления электрического поля, $\boldsymbol{\xi}(\mathbf{q})$ – вектор поляризации фонона (единичный вектор вдоль направления смещения атомов), $\mathbf{q}$ – волновой вектор фонона, $w(\mathbf{K}_{21})$ – форм-фактор, $\varepsilon_{\mathbf{q}}$ – энергия фонона, k – константа Больцмана, T – температура, dS и dS' – элементы поверхности Ферми для исходного и рассеянного электронов (для 2D системы – элементы дуги), а v_F и v'_F – соответствующие фермиевские скорости. В выражении (12) для простоты опущено суммирование по ветвям дисперсионных кривых фононов и предполагается взаимодействие электронов только с продольными акустическими фононами. Справедливость этого предположения будет видна ниже.

В удельное сопротивление, определяемое формулой (12), вносят вклад два типа процессов рассеяния: нормальное и с перебросом. Мы не будем останавливаться на нормальном рассеянии, потому что оно в рассматриваемой структуре аналогично тому, что имеет место в обычных квазидвумерных металлах. Хорошо известно [22], что при низкой температуре релаксацию импульса электрон-фононной системы в целом и, следовательно, удельное сопротивление определяет рассеяние с перебросом (*umklapp*). В случае замкнутой поверхности Ферми оно приводит к вкладу в удельное сопротивление следующего вида [24]: $\rho_U \propto T^n \exp(-\varepsilon_{\mathbf{q}m}/T)$, где $\varepsilon_{\mathbf{q}m}$ – энергия фонона в процессе переброса с минимальным волновым вектором, n – некоторая константа, зависящая от формы поверхности Ферми и особенностей фононного спектра.

При низких температурах в процессах рассеяния участвуют фононы только с малыми волновыми векторами. Поэтому рассеяние с перебросом между дугами ab и a'b' на рис. 3 должны давать основной вклад в ρ_U [22]. Однако, при электрон-фононном взаимодействии сохраняется спин электрона [20]. Поэтому переход электрона между дугами ab и a'b' оказывается запрещенным (рис. 3). Процессы переброса с малыми волновыми векторами $\mathbf{q}$ возможны только для состояний вблизи точки K, как показано на рис. 3. Они охватывают лишь небольшие области вблизи углов поверхности Ферми.

Рассмотрим подавление электрон-фононного рассеяния с перебросом при низких температурах подробнее. Как обычно, заменим $[\mathbf{K}_{21}\mathbf{u}]^2 \approx aK_{12}^2$, где a – константа (для кубических кристаллов $a = 1/3$).

Из рисунка 3 видно, что вектор рассеяния $\mathbf{K}_{21}$ почти параллелен $\boldsymbol{\xi}(\mathbf{q})$, поэтому в рассеянии участвуют только продольные фононы. Для простоты будем считать фермиевскую скорость изотропной, пренебрежем зависимостью форм-фактора от вектора рассеяния и будем считать γ-лист поверхности Ферми правильным шестиугольником и $\varepsilon_{\mathbf{q}} = \hbar u|\mathbf{q}|$, где u – скорость продольной акустической волны. Тогда интегрирование в выражении (12) для рассеяния между дугами ab и a'b' в пределе низких температур приводит к следующему вкладу в удельное сопротивление:

$$\rho_U^{ab} \propto T^{-1/2} \exp\left(-T_0/T\right), \tag{13}$$

где $T_0 = \hbar u q_0/k$, q_0 – расстояние между дугами ab и a'b'. Аналогичное вычисление для рассеяния в углу поверхности Ферми дает

$$\rho_U^{c} \approx \frac{4T}{\sqrt{3}T_{ab}}\rho_U^{ab}, \tag{14}$$

где $T_{ab} = \hbar u q_{ab}/k$, q_{ab} — длина дуги ab. Выражение (14) имеет простой физический смысл: процессы переброса в ρ_U^c охватывают небольшую часть поверхности Ферми в углах зоны Бриллюэна, которая сужается с уменьшением температуры.

Полное удельное сопротивление для процессов переброса состоит из суммы (13) и (14). Из фотоэмиссионных спектров при низкой температуре можно оценить параметры γ-листа реконструированной поверхности Ферми [25]: $q_0 = 0.3$ Å и $q_{ab} = 0.7$ Å, что дает значения $T_0 = 110$ K и $T_{ab} = 270$ K (предполагается $u = 5 \cdot 10^3$ м/с). Видно, что вклад процессов переброса в удельное сопротивление сам по себе слабый из-за экспоненциального множителя. Кроме того, видно, что $\rho_U^{ab} \gg \rho_U^c$, поэтому подавление процессов переброса между прилегающими дугами листов поверхности Ферми (ρ_U^{ab}) за счет спиновой структуры приводит дополнительно к снижению удельного сопротивления переброса примерно на порядок (при $T < T_N$).

Когда процессы переброса слабые, низкотемпературное удельное сопротивление определяется ρ_U благодаря эффекту увлечения фононов [26]: $\rho = \gamma\rho_U$, где γ – некоторый множитель порядка единицы. Таким образом, электрон-фононное удельное сопротивление в $PdCrO_2$ оказывается аномально низким. В то же время, нормальное рассеяние остается примерно таким же, как и в обычных металлах. Такая ситуация приводит к необычному гидродинамическому течению электронов [6].

5. Обсуждение. Как отмечалось выше, невырожденная зона возникает только в случае одинаковой киральности в соседних магнитных слоях, прилегающих к слою палладия. Однако, дифракция нейтронов на монокристалле и порошковая дифракция рентгеновского излучения указывает на переменную киральность в соседних слоях CrO_2 [10, 11]. С другой стороны, ширина магнитных брэгговских пиков соответствуют слабо коррелированной магнитной структуре вдоль оси z с корреляционной длиной около 97 Å в отличие от хорошо упорядоченной структуры в плоскости [15]. Следовательно, существует значительная доля слоев палладия, находящихся на границах доменов, в соседних магнитных слоях которых киральности одинаковые. Эти слои обеспечивают высокую электропроводность вещества в целом. Это предположение может быть проверено, например, при помощи импедансной спектроскопии.

Выше T_N в $PdCrO_2$ наблюдается магнитный двумерный ближний порядок [15]. Причем он сохраняется до довольно высоких температур [14, 27]. В частности, при исследовании электронного спинового резонанса наблюдались следы кирального упорядочения вплоть до комнатных температур [27]. Поэтому предложенный механизм аномальной проводимости может быть применен и к парамагнитной фазе этого соединения.

Хотя $PdCoO_2$ и $PtCoO_2$ не обладают дальним магнитным порядком, аномальный эффект Холла, который возникает в магнитных поверхностных слоях [28], а также чрезвычайно высокое магнитосопротивление [29] указывает на роль ближнего магнитного порядка в этих соединениях. Следует также заметить, что хотя ионы Co^{3+} в октаэдрическом окружении номинально находятся в немагнитном состоянии, они могут обеспечивать сильное косвенное обменное взаимодействие (как, например, в $Ca_3Co_2O_6$ [30]). Таким образом, модель, предложенная в данной работе, может быть распространена на парамагнитные соединения с сильным ближним магнитным порядком.

В заключение, в работе исследуется формирование необычной 2D зонной структуры под действием кирального эффективного поля. Отметим, что совсем недавно необычная спиновая структура на поверхности Ферми, индуцированная киральной кристаллической структурой, была экспериментально обнаружена в теллуре [31]. В слоях палладия в $PdCrO_2$ спиновая структура индуцируется парой прилегающих магнитных слоев с 120^0 упорядочением и одинаковой киральностью. Рассеяние назад без переворота спина в полученной зонной структуре запрещено независимо от механизма рассеяния. Электрон-фононное рассеяние с перебросом оказывается сильно подавленным, что приводит к эффекту увлечения фононов, резкому снижению удельного сопротивления и гидродинамическому течению электронов проводимости. Подробное обсуждение квазидвумерной зонной структуры и количественные расчеты удельного сопротивления будут представлены отдельно.

1. T. T. A. Lummen, C. Strohm, H. Rakoto, A. A. Nugroho, and P. H. M. van Loosdrecht, Phys. Rev. B **80**, 012406 (2009).
2. T. Arima, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 073702 (2007).
3. A. P. Mackenzie, Rep. Prog. Phys. **80**, 032501 (2017).
4. V. Eyert, R. Frésard, and A. Maignan, Chem. Mater. **20**, 2370 (2008).
5. C. W. Hicks, A. S. Gibbs, A. P. Mackenzie, H. Takatsu, Y. Maeno, and E. A. Yelland, Phys. Rev. Lett. **109**, 116401 (2012).
6. T. Scaffidi, N. Nandi, B. Schmidt, A. P. Mackenzie, and J. E. Moore, Phys. Rev. Lett. **118**, 226601 (2017).
7. P. J. W. Moll, P. Kushwaha, N. Nandi, B. Schmidt, and A. P. Mackenzie, Science **351**, 1061 (2016).
8. F. Lechermann, Phys. Rev. Materials **2**, 085004 (2018).
9. K. P. Ong, J. Zhang, J. S. Tse, and P. Wu, Phys. Rev. B **81**, 115120 (2010).
10. H. Takatsu, G. Nénert, H. Kadowaki, H. Yoshizawa, M. Enderle, S. Yonezawa, Y. Maeno, J. Kim, N. Tsuji, M. Takata, Y. Zhao, M. Green, and C. Broholm, Phys. Rev. B **89**, 104408 (2014).
11. M. D. Le, S. Jeon, A. I. Kolesnikov, D. J. Voneshen, A. S. Gibbs, J. S. Kim, J. Jeong, H.-J. Noh, C. Park, J. Yu, T. G. Perring, and J.-G. Park, Phys. Rev. B **98**, 024429 (2018).
12. C. Park and J. Yu, cond-mat.str-el/2001.06834v1 (2020).
13. H. Takatsu, S. Yonezawa, C. Michioka, K. Yoshimura, and Y. Maeno, J. Phys.: Conf. Ser. **200**, 012198 (2010).
14. S. Arsenijević, J. M. Ok, P. Robinson, S. Ghannadzadeh, M. I. Katsnelson, J. S. Kim, and N. E. Hussey, Phys. Rev. Lett. **116**, 087202 (2016).
15. D. Billington, D. Ernsting, T. E. Millichamp, C. Lester, S. B. Dugdale, D. Kersh, J. A. Duffy, S. R. Giblin, J. W. Taylor, P. Manuel, D. D. Khalyavin, and H. Takatsu, Sci. Rep. **96**, 027212 (2006).
16. H. Takatsu, S. Yonezawa, S. Fujimoto, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **105**, 13720 (2010).
17. J. M. Ok, Y. J. Jo, K. Kim, T. Shishidou, E. S. Choi, H. J. Noh, T. Oguchi, B. I. Min, and J. S. Kim, Phys. Rev. Lett. **111**, 176405 (2013).
18. C. W. Hicks, A. S. Gibbs, L. Zhao, P. Kushwaha, H. Borrmann, A. P. Mackenzie, H. Takatsu, S. Yonezawa, Y. Maeno, and E. A. Yelland, Phys. Rev. B **92**, 014425 (2015).
19. P. A. Igoshev, M. A. Timirgazin, A. A. Katanin, A. K. Arzhnikov, and V. Yu. Irkhin, Phys. Rev. B **81**, 094407 (2010).
20. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont (1976).
21. Ф. Р. Гантмахер, *Теория матриц*, Физматлит, М. (2004).
22. J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Oxford University Press, Oxford (1960).
23. G. Grimvall, *The Electron-Phonon Interaction in Metals*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, N.Y., Oxford (1981).
24. R. J. M. van Vucht, H. van Kempen, and P. Wyder, Rep. Prog. Phys. **48**, 853 (1985).
25. H.-J. Noh, J. Jeong, B. Chang, D. Jeong, H. S. Moon, E.-J. Cho, J. M. Ok, J. S. Kim, K. Kim, B. I. Min, H.-K. Lee, J.-Y. Kim, B.-G. Park, H.-D. Kim, and S. Lee, Sci. Rep. **4**, 3680 (2014).
26. M. Kaveh and N. Wiser, Phys. Rev. Lett. **29**, 1374 (1972).
27. M. Hemmida, H.-A. Krug von Nidda, and A. Loidl, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 053707 (2011).
28. T. Harada, K. Sugawara, K. Fujiwara, M. Kitamura, S. Ito, T. Nojima, K. Horiba, H. Kumigashira, T. Takahashi, T. Sato, and A. Tsukazaki, Phys. Rev. Res. **2**, 013282 (2020).
29. H. Takatsu, J. J. Ishikawa, S. Yonezawa, H. Yoshino, T. Shishidou, T. Oguchi, K. Murata, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **111**, 056601 (2013).
30. Yu. B. Kudasov, Phys. Rev. Lett. **96**, 027212 (2006).
31. M. Sakano, M. Hirayama, T. Takahashi, S. Akebi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **124**, 136404 (2020).