

МЕЖСЛОЕВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ДВУХСЛОЙНОМ ОРГАНИЧЕСКОМ КВАЗИДВУМЕРНОМ МЕТАЛЛЕ θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂)

С. И. Песоцкий^{a*}, В. Н. Зверев^b, Р. Б. Любовский^a, С. А. Торунцова^a, А. М. Флакина^a

^a ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии
Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^b Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2025 г.,
после переработки 30 апреля 2025 г.
Принята к публикации 30 апреля 2025 г.

Исследованы зависимости межслоевого сопротивления и магнитосопротивления в двумерном органическом двухслойном металле θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) от температуры, направления и величины магнитного поля и внешнего гидростатического давления. Приведены аргументы в пользу некогерентного межслоевого переноса электронов во всем исследованном диапазоне температур. При низких температурах перенос происходит в основном через резонансные примеси. Приложение внешнего гидростатического давления сохраняет общий некогерентный межслоевой перенос при всех температурах. Давление до 8 кбар не вызывает качественных изменений поведения осцилляций магнитосопротивления. Обнаружены признаки корреляционных эффектов в поведении температурной зависимости сопротивления. Однако количественный анализ этих эффектов и их влияние на циклотронную массу позволяют предполагать электрон-электронное взаимодействие ослабленным. Анализ положения «спиновых нулей» на угловой зависимости магнитосопротивления в условиях ограничения электронных корреляций дал возможность оценить константу электрон-фононного взаимодействия: $\lambda \simeq 0.15$.

DOI: 10.31857/S0044451025080139

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционные органические квазидвумерные металлы представляют собой катион-радикальные соли, синтезированные на основе молекулы бис(этилендитио)тетратиафульвалена (BEDT-TTF) или ее производных. В процессе синтеза образуются слоистые монокристаллические образцы, в которых катионные слои, состоящие из молекул BEDT-TTF и обладающие металлической проводимостью вдоль слоя, чередуются с непроводящими анионными слоями [1–3]. В результате получается слоистый органический металл с анизотропией проводимостью (отношение проводимости вдоль слоя к проводи-

мости перпендикулярно слоям примерно 10^3 – 10^4 при комнатной температуре) и цилиндрической поверхностью Ферми (ПФ) с осью, перпендикулярной металлическим слоям. В традиционных органических металлах электронная структура соседних катион-радикальных слоев одинакова, что приводит к одной и той же ПФ для каждого катионного слоя. Как правило, в таких органических металлах внутрислоевое и межслоевое сопротивление уменьшаются при понижении температуры [3]. В данной статье представлены результаты исследования органического металла θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) (BETS = бис(этилендитио)тетраселенафульвален), который принадлежит к семейству двухслойных органических проводников, свойства которых отличаются от свойств традиционных органических металлов [4]. В этих материалах электронная и кристаллическая структуры соседних катион-

* E-mail: pesot@icp.ac.ru

радикальных слоев различны, и их свойства транслируются через слой. Анализ структуры и свойств θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) установил наличие в нем двух различных чередующихся катион-радикальных слоев. При этом один из слоев представляет собой изолятор с очень малой щелью. Второй слой представляет собой металл с ПФ, характерной для упаковки молекул BETS θ -типа [4]. Исследования квантовых осцилляций в θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) показали хорошее согласие частотного спектра квантовых осцилляций с теоретическими расчетами для традиционных металлов с упаковкой θ -типа [5]. Этот спектр содержит частоты, связанные с движением по замкнутым орбитам, и частоты, вызванные интерференционными эффектами. Было показано, что зависимость внутрислоевого сопротивления от температуры имеет чисто металлический характер, в то же время межслоевое сопротивление растет с понижением температуры и проходит через максимум при $T \simeq 25$ К [5]. Обычно межслоевой электронный перенос можно отнести к трем возможным режимам [3, 6, 7]: когерентному, некогерентному и слабонекогерентному. При когерентном переносе ($\tau_c \gg \tau_z$) время рассеяния электронов τ_c внутри слоя намного больше времени перехода на соседний слой $\tau_z = \hbar/t_z$, где t_z — интеграл переноса между слоями. В этом случае электрон проходит через много слоев, прежде чем рассеется в слое, а составляющая импульса электрона p_z определена, т.е. межслоевой перенос имеет обычный металлический характер, а вся система представляет собой анизотропный трехмерный металл.

В некогерентном режиме ($\tau_c \ll \tau_z$) электрон многократно рассеивается в слое, прежде чем перейдет на следующий слой с измененным импульсом. В этом случае составляющая импульса p_z не определена, электронная система имеет двумерный характер, а межслоевой перенос осуществляется в основном за счет прыжков, вызванных взаимодействием электрона с дефектами решетки и фононами; при этом межслоевое сопротивление возрастает с понижением температуры. Однако даже в случае сильного рассеяния внутри слоя ($\tau_c \ll \tau_z$) всегда существует вероятность прямого одночастичного туннелирования электрона на соседний слой с сохранением импульса. Межслоевое сопротивление ρ_z , связанное с таким процессом, имеет металлоподобную температурную зависимость, определяемую рассеянием внутри слоя: $\rho_z(T) \sim \rho_c(T)(t_c/t_z)^2(c/d)^2$, где ρ_c и t_z — внутрислоевое сопротивление и интеграл переноса, c — период решетки в слое, d — расстояние

между слоями [3]. В этом случае после однократного туннельного процесса электрон многократно рассеивается в слое, полный перенос остается некогерентным, импульс p_z по-прежнему не определен и система является двумерной. Это так называемый режим слабонекогерентного переноса. Общая температурная зависимость межслоевого сопротивления в условиях сильного рассеяния внутри слоя определяется конкуренцией между прыжковым переносом и прямым туннелированием [8]. Рассмотренные выше режимы имеют существенные различия в поведении магнитосопротивления [9–11]. В данной работе на основе анализа температурных, полевых и угловых зависимостей магнитосопротивления обсуждаются особенности межслоевого электронного транспорта в двумерном двухслойном органическом металле θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂), а также оценивается влияние гидростатического давления до 8 кбар на межслоевой перенос и на свойства электронной системы этого металла.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

Сопротивление и магнитосопротивление измерялись на монокристаллических образцах с характерными размерами $0.8 \times 0.4 \times 0.06$ мм³ стандартным четырехконтактным методом с использованием синхронного детектора. Переменный измерительный ток частотой 20 Гц, величина которого не превышала 10 мкА, был направлен перпендикулярно проводящим слоям кристалла. Для проведения полного комплекса измерений использовались две установки. Угловые зависимости магнитосопротивления при нормальном давлении измерялись в поле до 15 Тл при температуре от комнатной до 1.5 К. Использовалась измерительная вставка, позволявшая вращать образец как в полярной, так и в азимутальной плоскости. Для измерения магнитосопротивления под давлением образец монтировался в камеру высокого давления, заполненную кремнийорганической жидкостью, что обеспечивало работу в условиях квазигидростатики до $P = 8$ кбар при низких температурах. Измерения проводились во вставке с откачкой ³He, позволявшей работать в диапазоне температур от комнатной до 0.5 К. Магнитное поле величиной до 16.5 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и при всех измерениях было направлено по нормали к проводящим слоям вдоль направления тока. В указанных установках для измерений использовались различные кристаллические образцы одинакового химического состава.

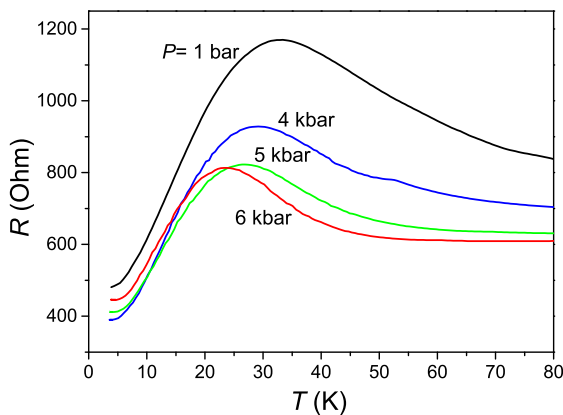


Рис. 1. Температурные зависимости межслоевого сопротивления при различных давлениях

На рис. 1 представлены температурные зависимости межслоевого сопротивления от температуры при различных давлениях. Межслоевое сопротивление практически монотонно возрастает с понижением температуры до температуры $T_{max} \approx 30$ К. Дальнейшее охлаждение сопровождается уменьшением сопротивления. Неметаллическая температурная зависимость при понижении температуры представляется вполне объяснимой. В отличие от традиционных квазидвумерных органических металлов в исследованных образцах расстояние между двумя соседними одинаковыми металлическими слоями вдвое больше, $d \simeq 30$ Å [4], перекрытие волновых функций намного меньше и, соответственно, интеграл переноса τ_z существенно меньше. Таким образом, условие некогерентного переноса, $\tau_c \ll \tau_z$, по-видимому, выполняется, межслоевой перенос заряда обусловлен прыжковым механизмом и имеет нематаллическую температурную зависимость до низких температур. Однако можно предположить, что при определенном значении интеграла межслоевого переноса туннелирование на соседний слой с сохранением импульса начинает играть доминирующую роль в межслоевом переносе при низких температурах и температурная зависимость сопротивления приобретает металлический вид, характерный для слабнекогерентного электронного транспорта. В этом случае температуру T_{max} можно рассматривать как температуру смены режима межслоевого транспорта с некогерентного на слабнекогерентный. Поддержкой или опровержением этой версии может служить анализ поведения магнитосопротивления при низких температурах.

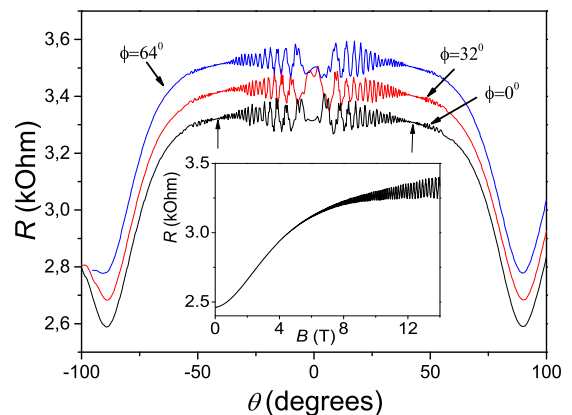


Рис. 2. Угловые зависимости межслоевого сопротивления в магнитном поле в полярной плоскости при различных азимутальных углах ϕ . $B = 14$ Тл, $T = 1.5$ К, $P = 1$ бар. На вставке: полевая зависимость межслоевого магнитосопротивления. $\theta = 0^\circ$, $T = 1.5$ К, $P = 1$ бар. Стрелками отмечены симметричные «спиновые нули»

На рис. 2 представлены угловые зависимости межслоевого магнитосопротивления в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$) в различных полярных плоскостях. (Полярный угол θ — угол между направлением магнитного поля и нормалью к проводящей плоскости, ϕ — азимутальный угол в проводящей плоскости.) Кривые, соответствующие различным азимутальным углам, разнесены на 0.1 кОм для удобства демонстрации. Сравнивая поведение угловых зависимостей магнитосопротивления с полевой зависимостью, изображенной на вставке к рис. 2, можно заключить что: а) поперечное межслоевое магнитосопротивления практически изотропно в азимутальной плоскости; б) продольное магнитосопротивление монотонно возрастает с полем, и его величина почти на порядок превосходит величину поперечного магнитосопротивления в максимальном поле; в) угловая зависимость межслоевого магнитосопротивления в полярной плоскости определяется главным образом проекцией магнитного поля на нормаль к проводящим слоям. Такое поведение неосциллирующей части угловой зависимости магнитосопротивления характерно как для слабнекогерентного [12], так и для некогерентного межслоевого переноса [13] и связано с неопределенностью составляющей импульса p_z при реализации обоих режимов. Однако только для случая слабнекогерентного переноса следует ожидать полуклассических угловых осцилляций магнитосопротивления (AMRO) при достаточно сильном магнитном поле, $\omega_c \tau_c \geq 1$, где

ω_c — циклотронная частота [11, 12]. В исследуемых образцах это соотношение достигается уже в полях $B > 10$ Тл, что подтверждается наблюдением в них осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ), см. вставку к рис. 2. В то же время на угловых зависимостях магнитосопротивления нет признаков AMRO даже при самых низких температурах. Таким образом, межслоевой перенос при температурах ниже T_{max} не соответствует слабонекогерентному режиму. Скорее всего, некогерентный перенос происходит в θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) во всем диапазоне температур от комнатной до температуры жидкого гелия. Можно предположить, что этот перенос происходит одновременно по двум некогерентным параллельным каналам. Первый канал связан с прыжками между соседними слоями в результате взаимодействия электронов с фононами и дефектами решетки. С понижением температуры сопротивление этого канала увеличивается. Второй некогерентный канал допускает перенос электронов между слоями через резонансные примеси с уровнями энергии вблизи уровня Ферми металлического катион-радикального слоя. Такие примеси должны располагаться между проводящими слоями. Расчеты в простейшем приближении показали, что при малой концентрации резонансных примесей сопротивление резонансного канала $\rho_r(T)$ примерно пропорционально внутрислоевому сопротивлению $\rho_c(T)$ и имеет металлический тип температурной зависимости [14, 15]. Поскольку количество резонансных примесей невелико, сопротивление соответствующего канала при комнатной температуре может значительно превышать сопротивление прыжкового канала. Однако сопротивление резонансного канала падает при понижении температуры вместе с $\rho_c(T)$ и при достаточно низких температурах может шунтировать сопротивление прыжкового канала. Таким образом, общее межслоевое сопротивление при более высоких температурах в основном определяется сопротивлением, которое увеличивается с понижением температуры (прыжковый канал), а при более низких температурах — сопротивлением, которое уменьшается с понижением температуры (резонансный канал), что приводит к изменению характера температурной зависимости при температуре T_{max} . Приложение давления последовательно снижает неметаллический рост сопротивления, возникающий с понижением температуры. Это явление происходит, вероятно, потому, что давление уменьшает расстояние между металлическими слоями, увеличивая интеграл переноса и, следовательно, ве-

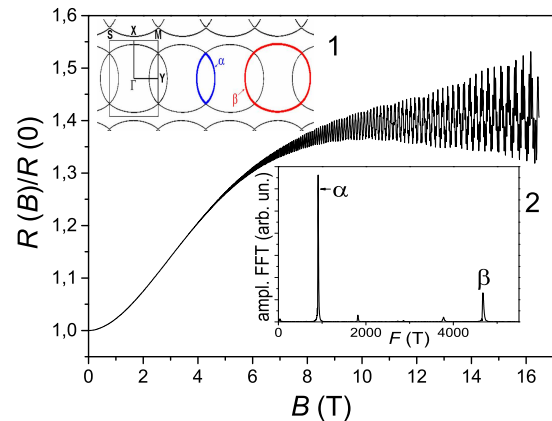


Рис. 3. Магнитосопротивление в поле, перпендикулярном проводящим слоям. $T = 0.5$ К, $P = 1$ бар. Вставка 1: схематичное изображение поверхности Ферми. Вставка 2: фурье-спектр осцилляций магнитосопротивления

роятность прямого туннелирования электронов на соседний слой. В то же время, если давление слабо влияет на концентрацию резонансных примесей, можно предположить, что вклад этих примесей в межслоевой перенос должен сохраняться при высоких давлениях. Скорее всего, этот эффект, наблюдается на рис. 1. Сдвиг T_{max} в сторону более низких температур с увеличением давления согласуется с этим предположением.

В полях $B > 9$ Тл при всех давлениях наблюдались осцилляции ШдГ, пример которых представлен на рис. 3. Эти же осцилляции отражаются и на угловой зависимости магнитосопротивления (см. рис. 2). Спектр осцилляций при давлении $P = 1$ бар содержит две фундаментальные частоты, $F_\alpha \approx 920$ Тл и $F_\beta \approx 4730$ Тл (вставка 2, рис. 3). Он хорошо согласуется с полученными ранее экспериментальными результатами и с теоретическими расчетами зонной структуры и поверхности Ферми для слоистых органических металлов с упаковкой катионного слоя θ -типа [4, 5]. Исходная дырочная β -орбита, охватывающая 100 % первой зоны Бриллюэна (ПЗБ) (два электрона на элементарную ячейку), испытывает отражение при пересечении границы зоны, формируя при этом вторую дырочную α -орбиту площадью около 20 % зоны (вставка 1, рис. 3). В точках пересечения границ зоны между этими орбитами возникает щель, которая иногда может исчезнуть из-за симметрии кристалла [16]. Однако факт сосуществования обеих частот осцилляций ШдГ при всех давлениях указывает на ненулевую величину такой щели. Наиболее вероятной

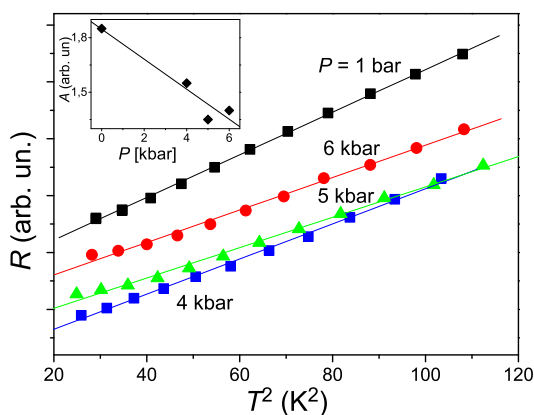


Рис. 4. Зависимости межслоевого сопротивления от квадрата температуры при различных давлениях. На вставке: зависимость коэффициента A от давления (см. текст)

причиной для этого является спин-орбитальное взаимодействие [16]. Таким образом, в магнитном поле возникают магнитопробойная β -орбита с четырьмя магнитопробойными переходами и замкнутая α -орбита с двумя отражениями в области перехода.

Практически все известные квазидвумерные органические проводники являются узкозонными металлами с шириной зоны проводимости $W \sim 10^3$ K [3]. В них, как правило, выполняется соотношение $U \sim W$, где U — энергия кулоновского отталкивания электронов на соседних молекулах. Такие металлы относятся к сильнокоррелированным системам, а параметр U/W определяет силу корреляций. Признаки корреляционных эффектов наблюдались и в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$). Температурные зависимости сопротивления при низких температурах неплохо описываются выражением $R(T) = R_0 + AT^2$, характерным для электрон-электронного рассеяния (рис. 4). Внешнее давление за счет увеличения интеграла переноса и, соответственно, увеличения ширины зоны ослабляет силу корреляций и уменьшает коэффициент A (вставка на рис. 4). Можно ожидать, что увеличение давления и, соответственно, ослабление электронных корреляций должно отражаться на величине циклотронной массы, тем более, что в органических металлах внешнее давление уменьшает прежде всего силу корреляций и практически не влияет на электрон-фононную связь [17].

На рис. 5 представлены зависимости от давления циклотронных масс m_α и m_β , соответствующих α - и β -орбитам. В пределах ошибки измерений обе массы от давления практически не зависят и составляют

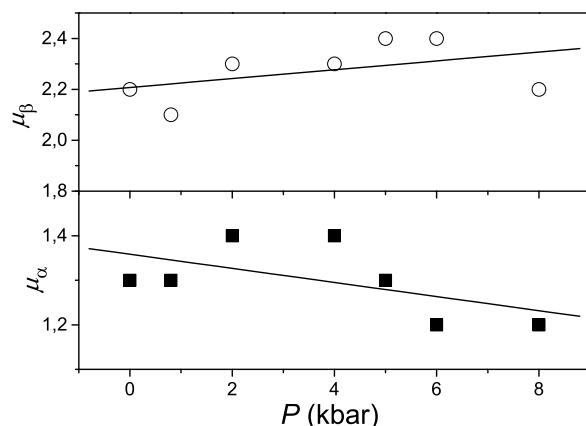


Рис. 5. Зависимости приведенных циклотронных масс $\mu_\alpha = m_\alpha/m_0$ и $\mu_\beta = m_\beta/m_0$ от давления

величины $m_\alpha \approx (1.3 \pm 0.1)m_0$ и $m_\beta \approx (2.3 \pm 0.2)m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. В коррелированных системах можно ожидать выполнения соотношения [18]

$$A/\gamma^2 \propto a, \quad (1)$$

где A — коэффициент при T^2 в низкотемпературной части температурной зависимости сопротивления, γ — коэффициент при линейной, металлической части температурной зависимости теплоемкости, а a — параметр элементарной ячейки. В очень грубом приближении $\gamma \propto 1/E_F \propto m/F$, где E_F — энергия Ферми, F — частота осцилляций, m — циклотронная масса. Параметр a обратно пропорционален корню из частоты осцилляций: $a \propto 1/F^{1/2}$. Теперь исходное соотношение (1) принимает вид $AF^{5/2} \propto m^2$. Используя экспериментальные данные изменения коэффициента A в интервале давлений 0–6 кбар (вставка на рис. 4) и соответствующие данные изменения частоты β -осцилляций (рис. 5), можно оценить величину ожидаемого уменьшения массы в указанном интервале. Эта величина не превышает 10 %, т.е. не выходит за пределы экспериментальной ошибки. Таким образом, можно утверждать, что в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$) электронные корреляции почти не чувствительны к внешнему давлению. Простейшим объяснением этому явлению может быть существенное исходное ослабление электрон-электронных взаимодействий в этом соединении уже при атмосферном давлении. Свидетельством в пользу такой версии является тот факт, что величины полученных при атмосферном давлении циклотронных масс в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$) в 1.5 раза меньше аналогичных величин в изострук-

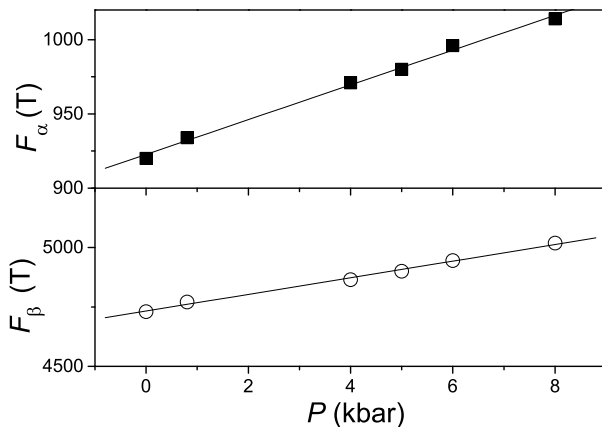


Рис. 6. Зависимости частот осцилляций F_α и F_β от давления

турном комплексе θ -(ET) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$) [19]. Принимая во внимание, что ширина W зоны проводимости в BETS-комплексах примерно в 1.5 раза больше по сравнению с аналогичными ET-комплексами [20], такое изменение масс, скорее всего, вызвано значительным ослаблением корреляционной силы U/W в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$).

На рис. 6 изображены зависимости частот F_α и F_β от давления. Величины частот определяются площадями, охватываемыми соответствующими орбитами. Изменения частот с давлением слегка различаются. Приращение F_β составляет около 6%, а F_α — примерно 10%. Увеличение частот связано с увеличением размеров ПЗБ при сжатии кристаллической решетки. При этом частота F_β и соответствующая ей площадь не зависят от формы β -орбиты и всегда равны 100% площади ПЗБ. В то же время площадь, соответствующая F_α , может меняться в зависимости от формы β -орбиты (см. вставку на рис. 3). В [17] отмечалось, что на форму α -орбиты влияет сила корреляций U/W , которая в описываемом эксперименте от давления почти не зависит. Можно предположить, что наблюдаемая разница в величинах приращения частот, скорее всего, связана с анизотропным изменением под давлением закона дисперсии электронов (формы ПФ) и/или кристаллической решетки и, соответственно, ПЗБ.

На угловой зависимости магнитосопротивления (см. рис. 2) наблюдаются квантовые осцилляции ШдГ с частотой главным образом F_α . При симметричных углах $\theta \approx \pm 41^\circ$ осцилляции исчезают. По всей вероятности, это — так называемые «спиновые нули», возникающие в результате расщепления

уровней Ландау в магнитном поле [21]. Для первой гармоники такие нули появляются при условии

$$R_s = \cos(\pi\mu g/2) = 0,$$

где R_s — спиновый понижающий множитель в формуле Лифшица–Косевича, g — фактор Ланде и $\mu = m_\alpha/m_0$ (здесь и ниже опускаем индекс « α » у величины μ). Предположение, что циклотронная масса связана с углом θ обычным для цилиндрической ПФ соотношением $\mu(\theta) = \mu(0)/\cos\theta$, позволяет вычислить расщепляющий фактор S :

$$S = g\mu(0)/2 = [(2N+1)\cos\theta_N]/2 \approx 1.13, \quad (2)$$

где $\theta_N = \pm 41^\circ$ — положение спиновых нулей и $N = 1$ (N — целое число). Учет влияния многочастичных взаимодействий на расщепляющий фактор дается выражением [21]

$$S = \frac{g\mu(0)}{2} = \frac{g_s\mu_c(0)}{2} \frac{1+\beta}{1+\beta'},$$

где $\mu_c(0)$ — относительная зонная масса, зависящая только от закона дисперсии, g_s — фактор Ланде, определенный из ЭПР ($g_s \simeq 2$ для большинства известных органических металлов), β — константа электрон-электронного взаимодействия для циклотронной массы, β' — константа электрон-электронного взаимодействия для фактора Ланде. Таким образом, при пренебрежении электрон-электронным взаимодействием в соответствии с версией ослабления электронных корреляций в θ -(BETS) $_4$ ZnBr $_4$ (C $_6$ H $_4$ Cl $_2$), т. е. $\beta = \beta' = 0$, получается соотношение $S \approx \mu_c(0) \approx 1.13$.

В то же время выражение для циклотронной массы, получаемой из температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций, с учетом многочастичных взаимодействий имеет вид

$$\mu(0) = \mu_c(0)(1+\lambda)(1+\beta),$$

где λ — константа электрон-фононного взаимодействия. Принимая во внимание экспериментальную величину циклотронной массы $\mu(0) \approx 1.3$, легко вычисляется величина константы электрон-фононного взаимодействия: $\lambda \simeq 0.15$. Следует отметить, что наблюдение только одной пары симметричных спиновых нулей оставляет неопределенность в выборе целого числа N в соотношении (2). Однако если положить $N = 0$, то соответствующая величина константы электрон-фононного взаимодействия составит $\lambda \simeq 2.5$, что представляется мало реальным. При $N \geq 2$ константа становится отрицательной. Таким образом, выбор $N = 1$ выглядит оправданным.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Межслоевой электронный транспорт в двумерном органическом двухслойном металле θ -(BETS)₄ZnBr₄(C₆H₄Cl₂) осуществляется в некогерентном режиме во всем исследованном интервале температур от комнатной до температуры жидкого гелия. При этом при низких температурах он идет главным образом через резонансные примеси. Приложение внешнего давления до 8 кбар не меняет общего характера переноса.

2. Наблюдаемые осцилляции ШдГ хорошо согласуются с теоретическими расчетами и полученными ранее результатами.

3. В поведении сопротивления при низких температурах и различных давлениях наблюдается вклад электрон-электронного рассеяния. Однако сравнение величины этого вклада с величиной изменения циклотронной массы под действием давления позволяет предполагать значительное ослабление электронных корреляций.

4. Учет такого ослабления при анализе положения «спиновых нулей» на угловой зависимости магнитосопротивления позволяет оценить величину константы электрон-фононного взаимодействия: $\lambda \simeq 0.15$.

Финансирование. Работа выполнена в рамках Государственного задания ИФТТ РАН (В.Н.З.) и при финансовой поддержке МНВО РФ (Государственное задание для ФИЦ ПХФ и МХ РАН, номер регистрации 124013100858-3) (С.И.П., Р.Б.Л., С.А.Т., А.М.Ф.).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Superconductors*, Springer, Berlin (1998).
2. G. Saito and Y. Yoshida, *Bull. Chem. Soc. Jpn* **80**, 1 (2007).
3. M. V. Kartsovnik, in *The Physics of Organic Superconductors and Conductors*, ed. by A. Lebed, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg (2008), p. 185.
4. R. Lyubovskaya, E. Zhilyaeva, G. Shilov et al., *Eur. J. Inorg. Chem.* **24**, 3820 (2014).
5. R. B. Lyubovskii, S. I. Pesotskii, G. V. Shilov et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **589**, 111 (2014).
6. R. H. McKenzie and P. Moses, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4492 (1998).
7. P. Moses and R. H. McKenzie, *Phys. Rev. B* **60**, 7998 (1999).
8. D. B. Gutman and D. L. Maslov, *Phys. Rev. B* **77**, 035115 (2008).
9. P. D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* **83**, 245129 (2011).
10. P. D. Grigoriev, M. V. Kartsovnik, and W. Biberacher, *Phys. Rev. B* **86**, 165125 (2012).
11. P. D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* **88**, 054415 (2013).
12. M. V. Kartsovnik, D. Andres, S. V. Simonov et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 166601 (2006).
13. R. B. Lyubovskii, S. I. Pesotskii, O. A. Bogdanova et al., *Russ. Chem. Bull.* **60**, 1363 (2011).
14. A. A. Abrikosov, *Physica C* **317-318**, 154 (1999).
15. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, *Phys. Rev. B* **79**, 165120 (2009).
16. Stephen M. Winter, Kira Riedl, and Roser Valent, *Phys. Rev. B* **95**, 060404(R) (2017).
17. J. Caulfield, W. Lubczynski, F. L. Pratt, J. Singleton, D. Y. K. Ko, W. Hayes, M. Kurmoo, and P. Day, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 2911 (1994).
18. R. H. McKenzie, *ArXiv:cond-mat/9802198*.
19. A. Audouard, J.-Y. Fortin, D. Vignolles, R. B. Lyubovskii, L. Drigo, G. V. Shilov, F. Duc, E. I. Zhilyaeva, R. N. Lyubovskaya, and E. Canadell, *ArXiv:1506.06963v1[cond-mat.str-el]* 23Jun2015.
20. S. A. Ivanov, C. H. Meilke, T. Coffey, D. A. Howe, and C. C. Agosta, *Phys. Rev. B* **55**, 4191 (1997).
21. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge Univ. Press (1984).