

# ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕДЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ ОРГАНИЧЕСКОГО КВАЗИДВУМЕРНОГО ПРОВОДНИКА $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl. ВКЛАД КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

С. И. Песоцкий<sup>a\*</sup>, Р. Б. Любовский<sup>a</sup>, В. Н. Зверев<sup>b</sup>, П. Д. Григорьев<sup>c,d</sup>, Т. И. Могилюк<sup>e</sup>,  
С. А. Торгунова<sup>a</sup>, Е. И. Жилыева<sup>a</sup>

<sup>a</sup> ФИЦ проблем химической физики и медицинской химии Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>c</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>d</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
119049, Москва, Россия

<sup>e</sup> Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 ноября 2023 г.,  
после переработки 11 декабря 2023 г.  
Принята к публикации 22 декабря 2023 г.

Квазидвумерный органический металл  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl при охлаждении ниже  $T = 30$  K переходит в состояние моттовского изолятора. Внешнее гидростатическое давление  $P > 0.7$  кбар восстанавливает металлическое состояние и дает возможность исследовать поведение сопротивления, магнитосопротивления и осцилляций Шубникова–де Гааза при гелиевых температурах в интервале внешних давлений  $P = 1–8$  кбар. Спектр наблюдаемых осцилляций Шубникова–де Гааза хорошо согласуется с теоретическими расчетами зонной структуры. В то же время характеристики осцилляций (циклотронная масса, частота, амплитуда) испытывают существенное влияние электронных корреляций. Сильнокоррелированным системам свойственна также специфическая температурная зависимость сопротивления. При этом давление является основным инструментом, управляющим силой корреляций. Обсуждаются различные версии влияния давления на поведение неосциллирующей части магнитосопротивления.

DOI: 10.31857/S0044451024050109

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Органический низкоразмерный металл  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl (где BEDT-TTF — это бис(этилендитио)-тетрагидрофульвален) принадлежит к хорошо известному классу квазидвумерных проводников, представляющих собой монокристаллические образцы катион-радикальных солей, в

которых плоские органические молекулы BEDT-TTF образуют катионные слои, чередующиеся с неорганическими анионными слоями. При образовании соли на анион уходит электрон с каждой второй молекулы BEDT-TTF. Оставшиеся электроны могут переходить между молекулами BEDT-TTF, осуществляя металлическую проводимость внутри слоев, которая на несколько порядков выше проводимости между слоями [1, 2]. Данный материал в последнее время вызывает повышенный интерес исследователей, обусловленный прежде

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

всего экзотическими квантовыми состояниями электронной системы при низких температурах. В частности, в  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl обнаружены свидетельства реализации состояния дипольной и спиновой жидкости [3–6]. Основной причиной возникновения таких состояний являются особенности кристаллической и электронной структур проводящего слоя. В органических металлах с общей химической формулой (BEDT-TTF)<sub>2</sub>X зона проводимости заполнена на три четверти. Однако в металлах с упаковкой молекул BEDT-TTF  $\kappa$ -типа эти молекулы образуют димеры, и зона проводимости расщепляется на полностью заполненную и заполненную наполовину, т.е. металлический перенос идет уже в основном по димерам [7]. Принимая во внимание, что в органических металлах зона проводимости достаточно узкая, порядка 1000 К [8], в димеризованных металлах возникает неустойчивость к переходу в состояние моттовского диэлектрика при понижении температуры. Такой переход определяется соотношением  $U/W > 1$ , где  $U$  — энергия кулоновского отталкивания на одном димере,  $W$  — кинетическая энергия электрона в зоне проводимости, в которую входят фермиевская энергия и температура. В классическом случае ниже температуры перехода электроны должны локализоваться на димерах, образуя упорядоченную антиферромагнитную систему. В изучаемом соединении  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl обнаружен переход металл–диэлектрик при температуре  $T \approx 30$  К [6]. Однако в проводящем слое димеры формируют треугольную фрустрированную решетку, что разрушает дальний спиновый порядок и ведет к образованию спиновой жидкости и других квантовых состояний при низких температурах, на исследование которых были направлены основные усилия. В то же время металлическое состояние, возникающее при приложении сравнительно небольшого внешнего гидростатического давления, до сих пор не привлекало достаточного внимания.

Согласно фазовой  $T$ – $P$ -диаграмме [6], при давлении  $P \geq 0.7$  кбар металлическое состояние  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl восстанавливается. Анализ квантовых осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ), наблюдаемых при давлении  $P = 0.7$  кбар (рис. 1) [9], показал в фурье-спектре наличие фундаментальных частот  $F_\alpha$  и  $F_\beta$  и комбинационной частоты  $F_\beta - F_\alpha$ , что согласуется с теоретическими расчетами зонной структуры и поверхности Ферми при комнатной температуре [9,10]. Предлагаемая работа посвящена исследованию свойств металлической фазы  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl при раз-

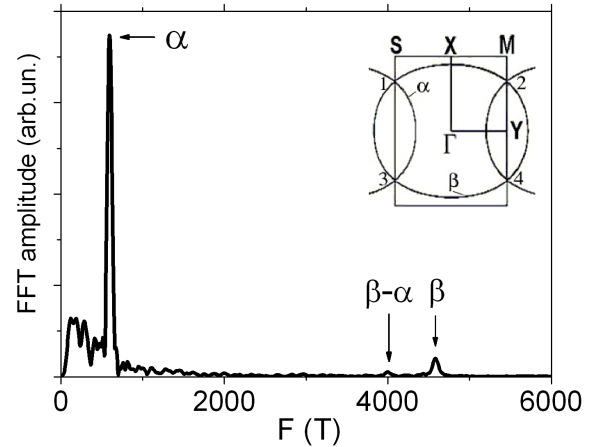


Рис. 1. Фурье-спектр осцилляций ШдГ в  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl при  $P = 0.7$  кбар,  $T = 0.5$  К. На вставке: схематическое изображение поверхности Ферми в проводящей плоскости [9]

личных внешних гидростатических давлениях выше 0.7 кбар, обеспечивающих устойчивое состояние такой фазы, и анализу корреляционных эффектов электронной системы.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сопротивление и магнитосопротивление измерялись стандартным четырехконтактным методом с использованием синхронного детектора на монокристаллических образцах с характерными размерами  $0.5 \times 0.3 \times 0.03$  мм<sup>3</sup>. Измерительный ток частотой 20 Гц, величина которого не превышала 10 мкА, был направлен перпендикулярно проводящим слоям кристалла. Образец монтировался в камеру высокого давления, заполненную кремнийорганической жидкостью, что обеспечивало работу в условиях квазигидростатики до давлений  $P = 8$  кбар при низких температурах. Измерения проводились во вставке с откачкой <sup>3</sup>He, позволявшей работать в диапазоне температур от комнатной до 0.5 К. Магнитное поле  $B$  величиной до 16.5 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено по нормали к проводящим слоям вдоль направления тока.

На рис. 2 представлены температурные зависимости межслоевого сопротивления в  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl в зависимости от внешнего давления. В отсутствие давления при комнатной температуре сопротивление составляет  $R \approx 130$  Ом. Приложение давления уменьшает сопротивление до  $R \approx 30$  Ом при  $P = 8$  кбар. Понижение температуры приводит к монотонному уменьшению сопротивления приблизительно на полтора порядка при гелие-

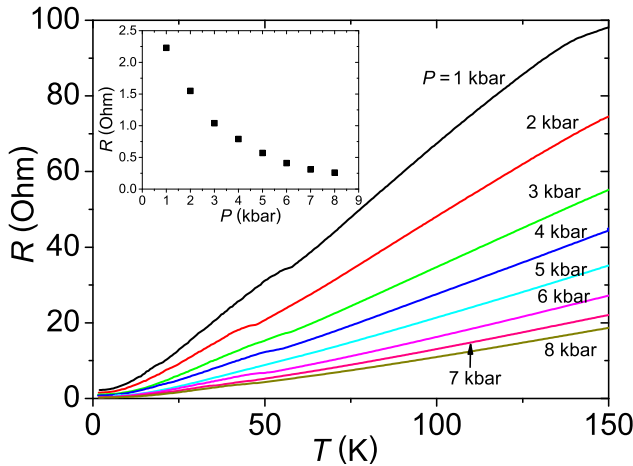


Рис. 2. Температурные зависимости межслоевого сопротивления при различных давлениях. На вставке: зависимость сопротивления при  $T = 2$  К от давления

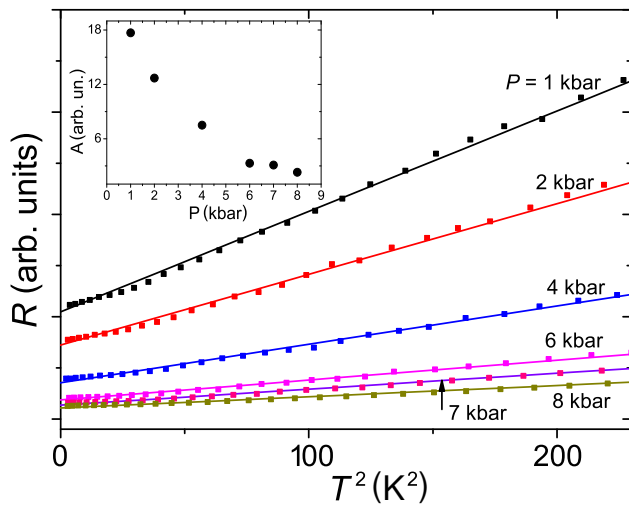


Рис. 3. Зависимости сопротивления от квадрата температуры при различных давлениях. На вставке: зависимость коэффициента  $A$  в формуле (1) от давления

вых температурах. В интервале температур 2–15 К при всех давлениях сопротивление неплохо описывается соотношением (рис. 3)

$$R(T) = R_0 + AT^2. \quad (1)$$

Поведение магнитосопротивления в зависимости от давления представлено на рис. 4.

При минимальном давлении  $P = 1$  кбар кривая полевой зависимости сопротивления имеет положительную кривизну и хорошо описывается соотношением

$$R(B) = R(0) + bB^n,$$

где  $n \approx 2$ , во всем интервале полей. Увеличение давления приводит к тому, что в больших полях  $n$  уменьшается, и при давлении  $P \approx 5$  кбар степенная зависимость вырождается в почти линейную.

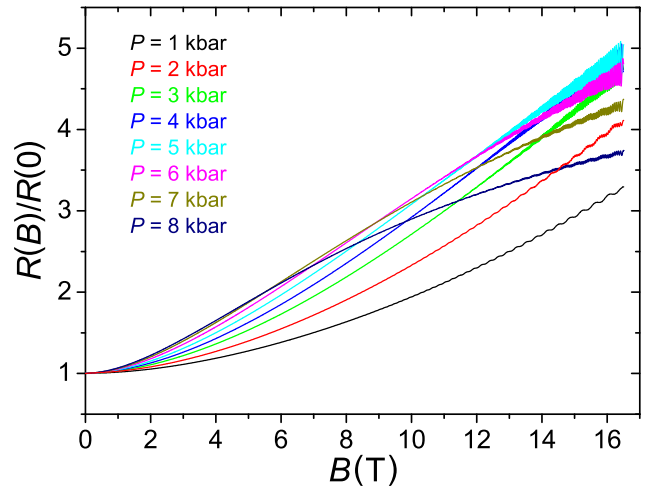


Рис. 4. Полевые зависимости межслоевого сопротивления при различных давлениях при  $T = 0.5$  К. Поле направлено перпендикулярно проводящим слоям

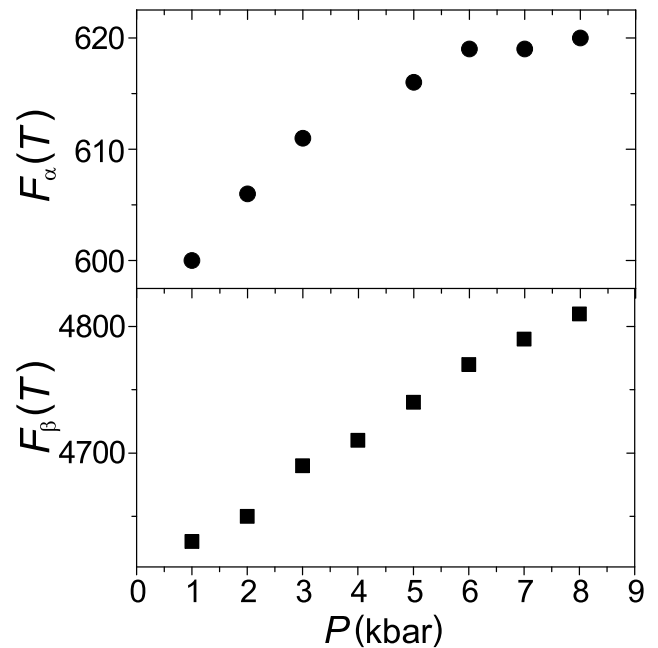


Рис. 5. Зависимости частот  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций ШдГ от давления

При еще больших давлениях зависимость приобретает отрицательную кривизну в полях  $B > 5$  Тл. При всех давлениях в полях  $B > 9$  Тл наблюдаются квантовые осцилляции ШдГ, пример фурье-спектра которых представлен на рис. 1. Зависимости частот  $F_\alpha$  и  $F_\beta$  и соответствующих амплитуд  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций ШдГ от приложенного давления показаны на рис. 5 и 6. Обе частоты монотонно растут при увеличении давления до 8 кбар примерно на 3–4%. Напротив, зависимости амплитуд от давления немонотонны и демонстрируют почти нулевую амплитуду: для  $\beta$ -частоты при  $P = 1$  кбар и для  $\alpha$ -частоты при

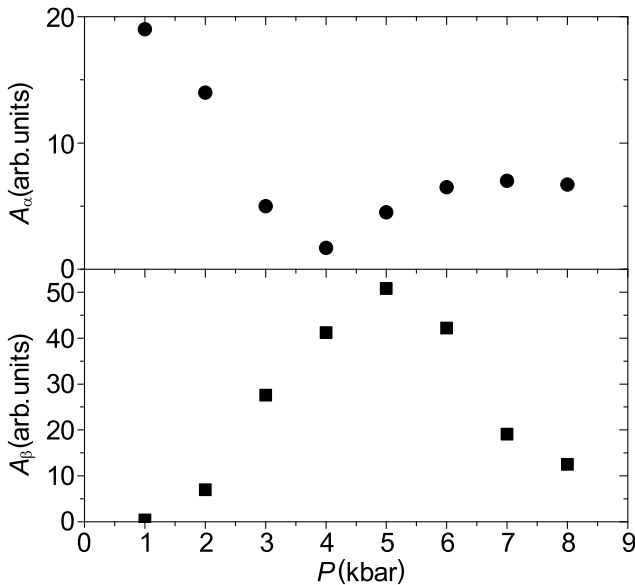


Рис. 6. Зависимость амплитуд  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций ШдГ от давления при  $T = 0.5$  К

$P = 4$  кбар. На рис. 7 показаны зависимости циклотронных масс  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций от давления. Величины масс определялись из температурных зависимостей амплитуды соответствующих осцилляций. Обе массы приблизительно линейно зависят от обратного давления (вставка на рис. 7) и уменьшаются на 7–8% при увеличении давления до 8 кбар.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Температурная зависимость межслоевого сопротивления в органическом металле  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl демонстрирует металлическое поведение при атмосферном давлении. При температуре  $T \approx 30$  К наблюдается переход металл–изолятор, интерпретируемый как переход мотовского типа [6]. Давление  $P > 0.7$  кбар подавляет переход, восстанавливает металлическое состояние, что позволяет наблюдать особенности температурных зависимостей сопротивления при различных давлениях вплоть до гелиевых температур (см. рис. 2). К таким особенностям следует отнести квадратичную зависимость сопротивления от температуры (1), характерную для электрон–электронного рассеяния (см. рис. 3). Вклад такого рассеяния обычно в нормальных металлах невелик, однако в низкоразмерных органических металлах, в которых  $U \sim W$ , подобное явление встречается достаточно часто [11] и является одним из признаков сильных электронных корреляций. Приложение внешнего давления ослабляет корреляции, уменьшая коэффициент  $A$ , в основном за счет увеличения кинетической энергии  $W$ , вызванной гидростатическим сжатием

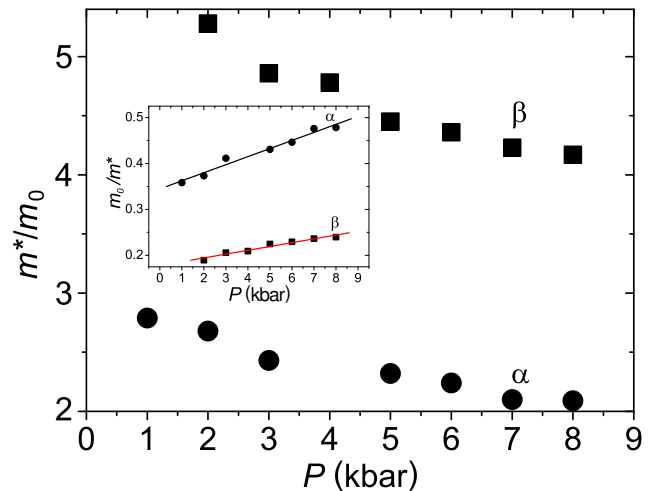


Рис. 7. Зависимости циклотронных масс  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций ШдГ от давления. На вставке: зависимости обратных циклотронных масс  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций ШдГ от давления

кристаллической решетки. Увеличение давления до 8 кбар уменьшает  $A$  почти на порядок (см. вставку на рис. 3).

### 3.1. Магнитосопротивление (неосциллирующая часть)

Металлическое состояние электронной системы соединения  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl обеспечивает наблюдение магнитосопротивления, характерного для сильноанизотропных квазидвумерных металлов. Изначально можно было ожидать корневую полевую зависимость продольного магнитосопротивления в больших полях,  $\Delta R/R(0) \propto B^{1/2}$  [12], свойственной большинству органических слоистых металлов. Однако при малых давлениях наблюдается степенная зависимость с показателем степени  $n \approx 2$  даже в максимально доступных полях. Два сценария представляются разумными для объяснения такого поведения.

**Первый сценарий.** Принимая во внимание сочетание большой величины продольного магнитосопротивления,  $\Delta R(16 \text{ Тл})/R(0) \sim 3\text{--}5$  (см. рис. 4), и «металлического» характера температурной зависимости сопротивления  $R(T)$ , можно предположить, что межслоевой зарядовый перенос в  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl осуществляется в некогерентном режиме через резонансные примеси [13, 14]. (Следует заметить, что важную дополнительную информацию о режиме межслоевого транспорта можно получить из угловых зависимостей магнитосопротивления [8], однако такие исследования представляют собой отдельную весьма сложную задачу.) В этом случае движение электронов поперек слоев также включает их движение вдоль проводящих слоев [14].

Проводимость вдоль слоев квадратично зависит от перпендикулярного слоям магнитного поля, что дает квадратичное продольное магнитосопротивление по крайней мере в полях, для которых  $\omega\tau_c < 1$ , где  $\omega$  — циклотронная частота,  $\tau_c$  — время жизни электрона между столкновениями. Приложение внешнего давления уменьшает эффективную массу электронов (рис. 7) и сопротивление (см. вставку на рис. 2), также, вероятно, увеличивая  $\tau_c$ . Это приводит к увеличению  $\omega\tau_c$  и, следовательно, сдвигает интервал квадратичного магнитосопротивления в сторону меньших полей, что и наблюдается на рис. 4.

**Второй сценарий.** В этом сценарии при туннелировании электронов между соседними слоями  $j$  и  $j + 1$  при малой скорости растекания заряда вдоль слоя возникает аналог экситона: на слое  $j$  будет дырка, а на слое  $j + 1$  — избыточный электрон. Между ними будет кулоновское притяжение с энергией  $E_c$ . Магнитное поле локализует электроны в слое и замедляет их растекание, что усиливает их кулоновское взаимодействие  $E_c \sim e^2/r$ . Радиус локализации  $r$  порядка ларморовского радиуса  $r_L$  и обратно пропорционален магнитному полю  $B$ . Это приводит к сильному магнитосопротивлению [15]. Однако в металлах с высокой проводимостью скорость растекания заряда настолько велика, что за время  $\tau \ll \hbar/E_c$  ( $\hbar$  — постоянная Планка) такой экситон распадется, и этот эффект «кулоновского полярона» будет несущественен. Чем ближе к моттовскому переходу, тем ниже проводимость в слое, а значит, тем больше время  $\tau$  существования такого экситона и его влияние на межслоевую проводимость по аналогии с эффектом, изучаемым в работе [16]. Таким образом, в металлической фазе (при высоком давлении) этот источник продольного магнитосопротивления  $\Delta R(B)/R(0)$  не играет роли, но при низком давлении, когда скорость диссоциации экситона недостаточно высока, он может давать заметный вклад.

### 3.2. Осцилляции Шубникова – де Гааза

В полях  $B > 9$  Тл при всех давлениях наблюдались осцилляции ШдГ. Спектр осцилляций при давлении  $P = 1$  кбар содержит две фундаментальные частоты,  $F_\alpha \approx 600$  Тл и  $F_\beta \approx 4630$  Тл (пример спектра при  $P = 0.7$  кбар представлен на рис. 1). Он хорошо согласуется с теоретическими расчетами зонной структуры и поверхности Ферми для слоистых органических металлов с упаковкой катионного слоя  $\kappa$ -типа [11]. Исходная дырочная  $\beta$ -орбита, охватывающая 100% первой зоны Бриллюэна (ПЗБ) (два электрона на элементарную ячейку), испытывает отражение при пересечении границы зо-

ны, формируя при этом вторую дырочную  $\alpha$ -орбиту, площадью 13% ПЗБ (см. вставку на рис. 1). В точках пересечения границ зоны 1, 2, 3, 4 между этими орбитами возникает щель, которая, вообще говоря, должна стремиться к нулю вследствие наличия центра инверсии в исследуемых кристаллах [17]. Однако факт сосуществования обеих частот осцилляций ШдГ при всех давлениях указывает на ненулевую величину такой щели. Наиболее вероятной причиной этого является спин-орбитальное взаимодействие [17]. Таким образом, в магнитном поле возникают магнитопробойная  $\beta$ -орбита с четырьмя магнитопробойными переходами и замкнутая  $\alpha$ -орбита с двумя отражениями в области перехода.

На рис. 7 представлены зависимости циклотронных масс  $m_\alpha^*$  и  $m_\beta^*$ , соответствующих  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляциям, от давления. Давление уменьшает массы, сохраняя их соотношение  $m_\beta^*/m_\alpha^* \approx 2$  в соответствии с теоретическими расчетами [18]. Общее выражение для обеих циклотронных масс неплохо описывается соотношением

$$m^* \propto (P - P_0)^{-1}, \quad (2)$$

где  $P_0 \approx -20$  кбар для обоих типов осцилляций (вставка на рис. 7). Этот результат можно сравнить с аналогичным теоретическим соотношением для эффективной массы в сильнокоррелированных металлах вблизи перехода металл–изолятор, учитывающим перенормировку зонной массы за счет электрон-электронных корреляций [19, 20]:

$$m^* \propto (1 - u/u_0)^{-1}. \quad (3)$$

Здесь  $u = U/t$  — сила электронных корреляций, где  $U$  — кулоновское отталкивание электронов на одном димере,  $t$  — интеграл электронного переноса между ближайшими димерами,  $u_0$  — критическая корреляционная сила, при достижении которой происходит переход металл–изолятор. Соотношения (2) и (3) выглядят эквивалентными при условии линейной зависимости корреляционной силы  $u$  от давления и слабой зависимости от давления вклада электрон-фононного взаимодействия в циклотронную массу. Свидетельства линейной зависимости  $u(P)$  были представлены в работе [20]. Они были получены при исследовании органического металла  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Cl. Однако следует иметь в виду, что диапазон давлений в этой работе не превышал 2 кбар. Зависимость от давления перенормировки циклотронной массы за счет электрон-фононного взаимодействия оценивалась в работе [21] при изучении органического металла  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCN)<sub>2</sub>. Приведены аргументы в



пользу малого влияния давления на вклад этого взаимодействия по сравнению с электрон-электронным вкладом. Таким образом, есть основания полагать, что уменьшение циклотронной массы в  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl с повышением внешнего давления идет главным образом за счет ослабления электронных корреляций.

На рис. 5 изображены зависимости частот  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций от давления. Частоты растут монотонно на 3–4% в результате уменьшения элементарной кристаллической ячейки и, как следствие, увеличения площади ПЗБ. Однако заметны незначительные качественные и количественные различия в поведении  $F_\beta(P)$  и  $F_\alpha(P)$ . Они также могут быть связаны с корреляционными эффектами. В работе [21] отмечается, что электрон-фононное взаимодействие не влияет на форму орбиты и размер площади, охватываемой ею. В то же время электрон-электронное взаимодействие меняет форму, сохраняя размер. Для  $\beta$ -орбиты изменение формы не сказывается на размере площади — она при всех давлениях равна 100% площади ПЗБ и растет в соответствии с изменением размеров элементарной ячейки. Напротив,  $\alpha$ -орбита, являющаяся частью  $\beta$ -орбиты (см. вставку на рис. 1), будет слабо менять размер площади при изменении формы  $\beta$ -орбиты и, соответственно, частоту  $F_\alpha(P)$  по мере ослабления корреляций с ростом внешнего давления. Зависимость амплитуды осцилляций ШдГ от внешнего давления для  $\alpha$ - и  $\beta$ -орбит изображена на рис. 6. В интервале давлений  $P = 1$ –8 кбар обе амплитуды испытывают радикальные изменения вплоть до обращения практически в нуль. Выражение для амплитуды осцилляций магнитосопротивления в двумерной электронной системе имеет вид [22]

$$A \propto R_T R_D R_{MB} R_S. \quad (4)$$

В частности, для  $\beta$ -орбиты можно воспользоваться следующими соотношениями:

$$R_T \approx \frac{2C\mu^*T}{B} \exp\left(-\frac{C\mu^*T}{B}\right)$$

при условии

$$C\mu^*T [\text{К}]/B [\text{Тл}] > 2,$$

где  $C = 14.69 [\text{Тл/К}]$ ,  $\mu^* = m^*/m_0$  — приведенная циклотронная масса,  $m_0$  — масса свободного электрона;

$$R_D = \exp\left(-\frac{C\mu^*T_D}{B}\right),$$

где  $T_D$  — температура Дингла;

$$R_{MB} = \exp\left(-2\frac{B_0}{B}\right)$$

с учетом четырехкратного прохождения магнитопробойной щели, где  $B_0$  — магнитопробойное поле;

$$R_S = \cos\left(\pi\frac{g^*\mu_b^*}{2}\right),$$

где  $g^*$  —  $g$ -фактор, перенормированный электрон-электронным взаимодействием,  $\mu_b^*$  — циклотронная масса без электрон-фононного вклада. Таким образом, выражение (4) может быть для  $\beta$ -орбиты сведено к выражению

$$A \propto \frac{R_S}{B} \exp\left(-\frac{B^*}{B}\right), \quad (5)$$

где эффективное поле

$$B^* = C\mu^*(T + T_D) + 2B_0.$$

Из этого выражения видно, что давление может значительным образом повлиять на амплитуду  $\beta$ -осцилляций, существенно изменяя температуру Дингла и/или величину магнитопробойного поля. На рис. 8 представлена зависимость эффективного поля  $B^*$  от давления при  $T = 0.5$  К. Хорошо видно, что во всем интервале давлений эффективное поле меняется незначительно. Поэтому, скорее всего, можно исключить эффект заметного воздействия давления на амплитуду осцилляций через изменения величины магнитопробойной щели, пропорциональной  $B_0^{1/2}$ , или температуры Дингла. Таким образом, можно считать, что в соотношении (4) первые три множителя не участвуют в наблюдаемых значительных изменениях амплитуды осцилляций. Остается четвертый множитель  $R_S$ , так называемый спиновый понижающий множитель, связанный с зеемановским расщеплением

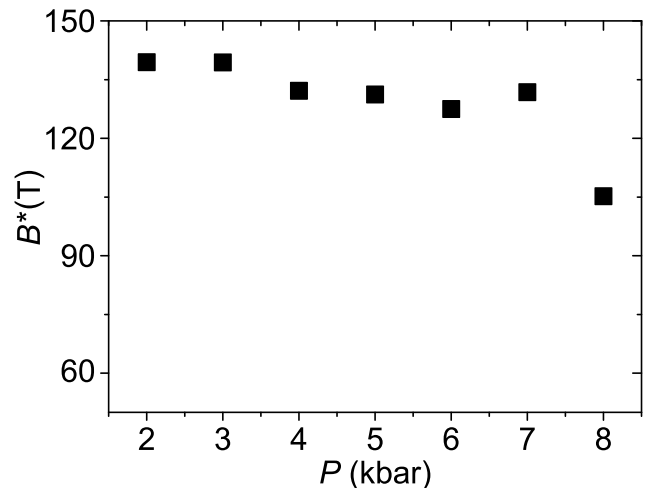


Рис. 8. Зависимость эффективного поля от давления при  $T = 0.5$  К

уровней Ландау. Его величина напрямую зависит от циклотронной массы, и он периодически обращается в нуль, образуя так называемые «спиновые нули» при условии

$$g^* \mu_b^* = 2n + 1,$$

где  $n$  — целое число [22]. По всей вероятности, именно этот механизм ответственен за значительные изменения амплитуд  $\alpha$ - и  $\beta$ -осцилляций, возникающие в результате ослабления электронных корреляций.

Таким образом, можно считать установленным существенное влияние сильных электронных корреляций на характеристики квантовых осцилляций, присущих ферми-жидкости, такие как частота осцилляций, амплитуда, циклотронная масса. Поддержкой этому утверждению может служить анализ теоретического соотношения, полученного для сильнокоррелированных систем [23],

$$\frac{A}{\gamma^2} \propto a, \quad (6)$$

где  $A$  — коэффициент при  $T^2$  в формуле (1),  $\gamma$  — коэффициент при линейной части температурной зависимости теплоемкости,  $a$  — параметр элементарной кристаллической ячейки. В очень грубом приближении

$$\gamma \propto \frac{1}{E_F} \propto \frac{m^*}{F},$$

где  $E_F$  — энергия Ферми, а  $F$  — частота осцилляций. Параметр  $a$  обратно пропорционален корню из частоты осцилляций:

$$a \propto \frac{1}{F^{1/2}}.$$

Теперь выражение (6) принимает вид

$$A \propto \frac{m^{*2}}{F^{5/2}}.$$

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента  $A(P)$  от  $Y(P) = m^{*2}(P)/F^{5/2}(P)$  для  $\beta$ -осцилляций при различных давлениях, которая удовлетворительно согласуется с теоретической зависимостью (6) и служит подтверждением существенной роли корреляционных эффектов в металлических свойствах органического металла  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl при подавленном моттовском переходе.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Органический квазидвумерный металл  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl при охлаждении и нормальном давлении испытывает переход металл–изолятор моттовского типа при температуре

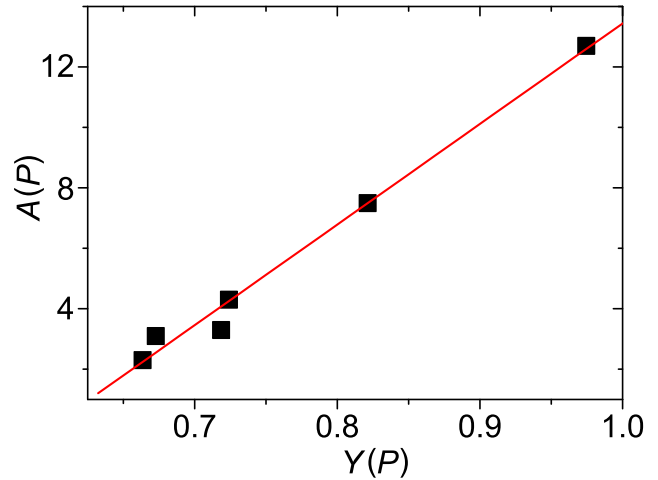


Рис. 9. Зависимость коэффициента  $A(P)$  от  $Y(P) = m^{*2}(P)/F^{5/2}(P)$  для  $\beta$ -осцилляций при различных давлениях.  $A$  и  $Y$  в произвольных единицах

$T \approx 30$  К. Приложение внешнего давления  $P > 0.7$  кбар подавляет переход металл–изолятор, восстанавливая металлическое состояние, которое соответствует теоретическим расчетам электронной структуры при комнатной температуре. Это подтверждается наблюдением квантовых осцилляций магнитосопротивления. Анализ неосциллирующей части магнитосопротивления показал, что межслоевой зарядовый перенос идет, скорее всего, в некогерентном режиме и при малых давлениях может дополнительно ограничиваться влиянием поляронов, возникающим в магнитном поле. Эффективная циклотронная масса уменьшается с ростом давления за счет главным образом ослабления силы корреляций взаимодействующих электронов. Такое уменьшение отражается на зависимости от давления амплитуды осцилляций, которая демонстрирует резкие минимумы — так называемые спиновые нули. Зависимость частоты осцилляций также предполагает участие в ней корреляционных эффектов, ослабевающих с ростом давления. Таким образом, электрон–электронные взаимодействия прямо или косвенно оказывают заметное влияние на основные характеристики осцилляций ШдГ в сильнокоррелированной электронной системе  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Hg(SCN)<sub>2</sub>Cl.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках госзадания FFSG-2024-0009 (С. И. П., Р. Б. Л., С. А. Т., Е. И. Ж.) и проекта РФФИ № 21-52-12027 (П. Д. Г., Т. И. М.). Работа одного из авторов (П. Д. Г.) поддержана госзадаанием «Теоретическое исследование новых эффектов в физике конденсированного состояния вещества» (FFWR-2024-0015).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Williams, J. R. Ferraro, R. J. Thorn et al., *Organic Superconductors (Including Fullerenes) Synthesis, Structure, Properties and Theories*, Prentice-Hall Inc. (1992).
2. H. Ishiguro, K. Yamaji, and G. Saito, *Organic Superconductors*, Springer, Berlin (1998).
3. N. Hassan, S. Cunningham, M. Mourigal et al., *Science* **360**, 1101 (2018).
4. N. Drichko, R. Beyer, E. Rose et al., *Phys. Rev. B* **89**, 075133 (2014).
5. N. M. Hassan, K. Thirunavukkuarasu, Z. Lu et al., *npj Quant. Mater.* **5**, 15 (2020).
6. A. Lohle, E. Rose, S. Singh et al., *J. Phys: Condens. Matter* **29**, 055601 (2017).
7. T. Mori, H. Mori, and S. Tanaka, *Bull. Chem. Soc. Jpn* **72**, 179 (1999).
8. M. V. Kartsovnik, *Chem. Rev.* **104**, 5737 (2004).
9. Р. Б. Любовский, С. И. Песоцкий, В. Н. Зверев и др., *Письма в ЖЭТФ* **112**, 623 (2020) [R. B. Lyubovskii, S. I. Pesotskii, V. N. Zverev et al., *JETP Lett.* **112**, 582 (2020)].
10. A. C. Jacko, E. P. Kenny, and B. J. Powell, *Phys. Rev. B* **101**, 125110 (2020), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.125110>.
11. J. Wosnitza, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 641 (2007).
12. P. D. Grigoriev, *Phys. Rev. B* **88**, 054415 (2013).
13. A. A. Abrikosov, *Physica C* **317-318**, 154 (1999).
14. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher et al., *Phys. Rev. B* **79**, 165120 (2009).
15. P. D. Grigoriev, *Physica B* **407**, 1932 (2012).
16. Л. С. Левитов, А. В. Шитов, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 200 (1997) [L. S. Levitov and A. V. Shytov, *JETP Lett.* **66**, 214 (1997)].
17. S. M. Winter, K. Riedl, and R. Valent, *Phys. Rev. B* **95**, 060404(R) (2017).
18. J. Merino and R. H. McKenzie, *Phys. Rev. B* **62**, 2416 (2000).
19. A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth et al., *Rev. Mod. Phys.* **68**, 13 (1996).
20. S. Oberbauer, S. Erkenov, W. Biberacher et al., *Phys. Rev. B* **107**, 075139 (2023).
21. J. Caulfieldt, W. Lubczynskits, F. L. Prattty et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 2911 (1994).
22. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge Univ. Press (1984).
23. R. H. McKenzie, arXiv: cond-mat/9802198.