

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 538.935

### О МОДИФИЦИРОВАННОМ ЗАКОНЕ ( $T^{-1/4}$ ) МОТТА В ПРОВОДИМОСТИ КВАЗИКРИСТАЛЛОВ

© 2021 г. А. Ф. Прекул<sup>а</sup>, \*, Н. И. Щеголихина<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

\*e-mail: [prekul@imp.uran.ru](mailto:prekul@imp.uran.ru)

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.

После доработки 29.06.2021 г.

Принята к публикации 15.07.2021 г.

В проводимости квазикристаллов обнаружены многочисленные случаи проявления закона ( $T^{-1/4}$ ) Мотта, модифицированного металлической добавкой. В икосаэдрических фазах системы Al–Pd–Re эта аномалия наблюдается не только в пределе пограничной металлической проводимости, как было известно до сих пор, но задолго до достижения этого предела. Показано также, что подобные аномалии характерны для Al–Cu–Fe-системы квазикристаллических сплавов, уровень металлической проводимости которых на два-три порядка выше такового в поликристаллических Al–Pd–Re-материалах. Предполагается, что эти аномалии являются проявлением широкого распределения двухуровневых возбуждений “химически” локализованных электронов.

*Ключевые слова:* квазикристаллы, электрические свойства, механизм локализации, двухуровневые возбуждения

**DOI:** 10.31857/S0015323021110103

#### ВВЕДЕНИЕ

После тридцати лет интенсивных исследований прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка (variable range hopping, VRH) оказалась в центре весьма острой полемики о собственных и несобственных свойствах квазикристаллов [1–6]. В принципе, это не случайно.

Все или основные компоненты квазикристаллических сплавов являются, как известно, хорошими металлами с концентрацией валентных электронов  $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Теоретические оценки показывают, что в металлических средах подобного типа рост беспорядка сам по себе ни к андерсоновской локализации, ни к переходу металл–изолятор Мотта–Андерсона (МА) не приводит. Если такой переход наблюдается, значит, в системе существует механизм предварительного редуцирования изначальной металлической проводимости. Это может быть химическая локализация Гайтлера–Лондона (ГЛ, ковалентное связывание) [7], это может быть гранулярная морфология материалов из-за наличия окислов [8]. В любом случае параметром МА-перехода является не длина свободного пробега, а концентрация коллективизированных электронов.

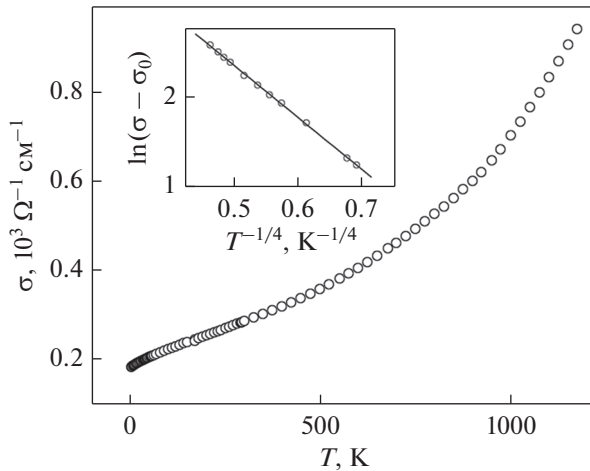
С другой стороны, VRH-проводимость в неупорядоченных системах характерна для изоляторной стороны перехода металл–изолятор Мотта–Андерсона. Соответственно, закон ( $T^{-1/4}$ ) на-

блюдается в области сверхнизких температур, ограниченной сверху и не ограниченной снизу вплоть до  $T = 0 \text{ К}$ , где, однозначно,  $\sigma(T) \equiv 0$ . В квазикристаллах системы Al–Pd–Re, единственной, где до сих пор закон ( $T^{-1/4}$ ) наблюдали, такой однозначности нет. За редким исключением, этот закон наблюдается в интервале сверхнизких температур, ограниченном и сверху, и снизу [9–12], так что экспериментальные кривые  $\sigma(T)$  в области низких температур ( $T \lesssim 1 \text{ К}$ ) аппроксимируются формулой Мотта для VRH-проводимости, модифицированной добавлением металлоподобного вклада  $\sigma_0$  в виде:

$$\sigma(T) = \sigma_0 + A \exp(-B/T^{1/4}). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_0$  – подгоночный параметр, остальные обозначения являются общепринятыми.

Парадокс в том, что непосредственно в модели Мотта выражение (1) не имеет физического смысла. Наличие первого члена означает, что система находится на металлической стороне МА-перехода. Наличие второго члена означает, что система находится на изоляторной стороне этого перехода. Строго говоря, это означает, что модифицированное моттовское поведение проводимости (ММП-аномалия) наблюдается в отсутствие МА-перехода. Значит, “активационная” компонента в (1) не может быть VRH-про-



**Рис. 1.** Экспериментальная зависимость проводимости  $i$ -фазы  $\text{Al}_{70}\text{Pd}_{20}\text{Re}_{10}$  в интервале 4.4–1200 К. На вставке показана низкотемпературная часть кривой в координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ .

проводимостью. Что в таком случае означает закон  $(T^{-1/4})$  Мотта?

Мы обратили внимание, что если абстрагироваться от традиционного содержания закона  $(T^{-1/4})$ , то выражение (1) можно понять как очередное проявление аддитивной схемы проводимости. Это явление хорошо известно в квазикристаллах как обратное правило Маттиссена (ОПМ) – эмпирическая закономерность, свидетельствующая о том, что в квазикристаллах имеются автономные каналы проводимости по токовым ( $\sigma_{ml}$ ) и по “бестоковым” ( $\sigma_{scl}$ ) состояниям в виде:

$$\sigma(T) = \sigma_{ml} + \sigma_{scl}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_{ml}$  – это металлоподобная компонента, связанная с носителями, концентрация которых не зависит от температуры;  $\sigma_{scl}$  – это полупроводниковоподобная (отрицательный ТКС) компонента, связанная с термически индуцированными носителями заряда [13].

Атрибутика ОПМ в целом определяется инвариантностью компоненты  $\sigma_{scl}$  относительно химического состава, структуры и структурных дефектов [13]. Ясно, что если ММПП и ОПМ это родственные закономерности, то закон  $(T^{-1/4})$  Мотта, как и ОПМ, должен наблюдаться в квазикристаллических материалах любого типа, независимо ни от величины  $\sigma_0$ , ни от химического состава.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ

До сих пор исследования ММПП-аномалии ограничивались поликристаллическими  $\text{Al-Pd-Re}$ -материалами с весьма малой величиной

$\sigma_0 \leq 1$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ). На практике, сплавы  $\text{Al-Pd-Re}$ -системы могут быть ультра высокорезистивными с  $\sigma_0 \sim 1$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ), высокорезистивными с  $\sigma_0 \sim \sim 100$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ) и умеренно резистивными с  $\sigma_0 \sim \sim 1000$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ) материалами, в зависимости от состава, степени совершенства икосаэдрического дальнего порядка (ILRO) и морфологии.

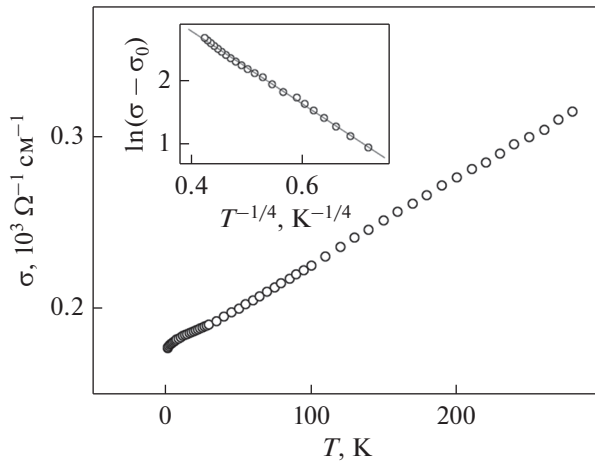
Прежде всего интересно было выяснить, наблюдается ли ММПП-аномалия в  $\text{Al-Pd-Re}$  материалах с  $\sigma_0 \gg 1$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ), т.е. заведомо далеких от состояния пограничного металла.

Мы синтезировали и исследовали поликристаллические однофазные  $\text{Al-Pd-Re}$  материалы с содержанием  $\text{Re} \sim 10$  ат. % и величиной  $\sigma_0 \sim \sim 200$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ). Сплавы готовили из высокочистых компонент не хуже, чем 99.99%, в аргоновой дуговой печи. С целью гомогенизации слитки перерабатывали не менее трех раз с экспозицией в 1 мин. На последнем этапе производили закалку из расплава на водоохлаждаемом подду печи по методу “молот–наковальня”. Расплющенный слиток подвергали термообработке 920°C, 12 ч. После этого электро-эрозионным способом вырезали образцы размером  $1 \times 1 \times 15$  мм для измерений электросопротивления обычным 4-х контактным методом.

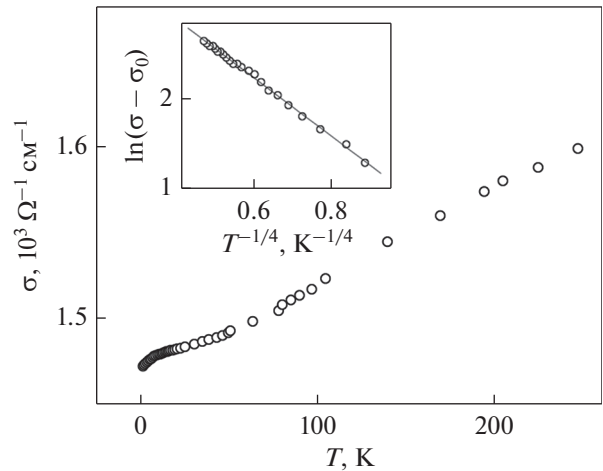
На рис. 1 показана полученная нами кривая  $\sigma(T)$  в области температур 4.4–1200 К. Визуально, зависимость является типичной для поликристаллических  $\text{Al-Pd-Re}$ -материалов высокого структурного качества. Низкотемпературная часть этой кривой показана на вставке рис. 1 в “моттовских” координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ . Как оказалось, используя  $\sigma_0$  в качестве подгоночного параметра, можно добиться вполне удовлетворительной линейризации кривой в области температур 4.4–22 К при том, что  $\sigma_0 \sim 180$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ). ММПП-аномалия, как видно, не исчезла. Она лишь “сместилась” в область более высоких температур.

В связи с этим возник вопрос, существует ли ограничение по величине  $\sigma_0$  и, соответственно, по наличию и степени совершенства ILRO для наблюдения подобной ММПП-аномалии?

Для разрешения этого вопроса мы воспользовались имеющимися в литературе данными для  $\text{Al-Pd-Re}$ -материалов, монокристаллического с  $\sigma_0 \sim 176$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ) [14] и аморфного с  $\sigma_0 \sim \sim 1470$  ( $\text{Ом см}^{-1}$ ) [15], т.е. для плотных материалов, морфологически отличных от поликристаллов [1–5]. Соответствующие кривые показаны на рис. 2 и 3. На вставках на этих рисунках показаны низкотемпературные части кривых в “моттовских” координатах. Как видно, вполне удовлетворительная линейризация достигается в интервалах температур 3.7–30 и 2–25 К соответственно.



**Рис. 2.** Проводимость монокристаллической *i*-фазы  $\text{Al}_{71.7}\text{Pd}_{19.4}\text{Re}_{8.9}$  [14]. На вставке показана низкотемпературная часть кривой в координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ .



**Рис. 3.** Экспериментальная зависимость проводимости аморфного материала  $\text{Al}_{72}\text{Pd}_{20}\text{Re}_8$  в интервале 2–300 К [15]. На вставке показана низкотемпературная часть кривой в координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ .

Теперь, что касается роли химического состава. Мы заново проанализировали проводимость изученных нами ранее [16] высоко-резистивных и умеренно-резистивных материалов в квазикристаллических сплавах  $\text{Al-Cu-Fe}$  с содержанием  $\text{Fe} \sim 12.5$  ат. % и величинами  $\sigma_0 \sim 200$   $(\text{Ом см})^{-1}$  и  $\sim 1500$   $(\text{Ом см})^{-1}$ . Ультра-высоко-резистивные материалы в этой системе, как известно, получить не удастся. Кажется невероятным, но в обоих случаях, наличие ММПП-аномалии подтвердилось. На рис. 4 показаны кривые  $\sigma(T)$ , на вставке – аппроксимация низкотемпературных частей этих кривых в “моттовских” координатах. Как видно, вполне удовлетворительная линейаризация кривых достигается в интервалах температур 18–290 К при  $\sigma_0 = 168$   $(\text{Ом см})^{-1}$  и 9–170 К при  $\sigma_0 = 1408$   $(\text{Ом см})^{-1}$ .

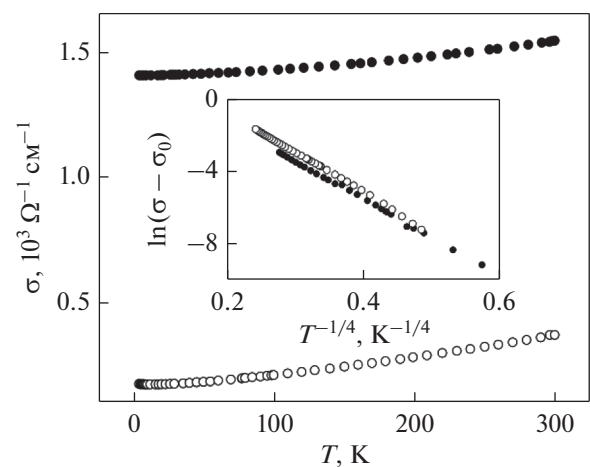
Отсутствие зависимости ММПП-аномалии от химического состава подтверждается также рассмотрением систем  $\text{Al-Li-Cu}$  и  $\text{Al-Mn-Si}$ . Из-за полного подобия картин мы не приводим их здесь.

### ОБСУЖДЕНИЕ

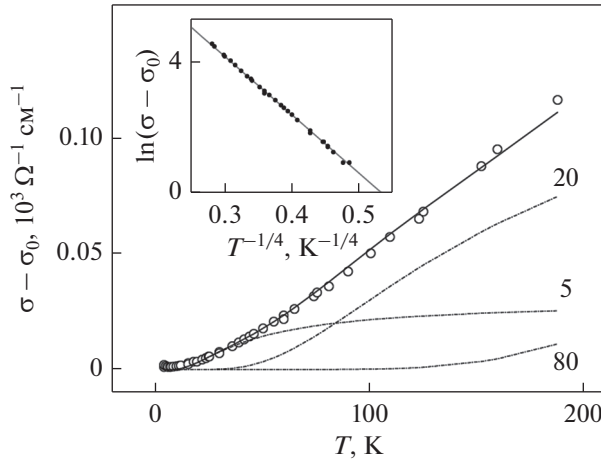
Представленные выше результаты позволяют думать, что ММПП и ОПМ это одно и то же явление, и это очень важно. Дело в том, что ранее совместными исследованиями элементарных электронных возбуждений методами теплоемкости и локальных туннельных спектров в модельном сплаве  $\text{Al-Cu-Fe}_{12}$  нами было показано, что источником  $\sigma_{sel}$  в ОПМ являются двухуровневые электронные ловушки или системы (ДУС), с широким распределением энергий расщепления уровней  $\delta E_i$  от  $\lesssim 5$  мэВ до  $\gtrsim 1$  эВ [17]. С одной стороны, это послужило базой для “кристаллохимической” модели

электронной структуры, предполагающей безгибридизационное наложение двух типов спектра. Континуального, в виде полосы проводимости с широкой псевдощелью, и дискретного, в виде “дираковской гребенки” двукратно расщепленных локальных уровней [18]. С другой стороны, возникло эмпирическое обоснование дифференциальной проводимости квазикристаллов в виде суммы элементарных Шоттки-подобных членов:

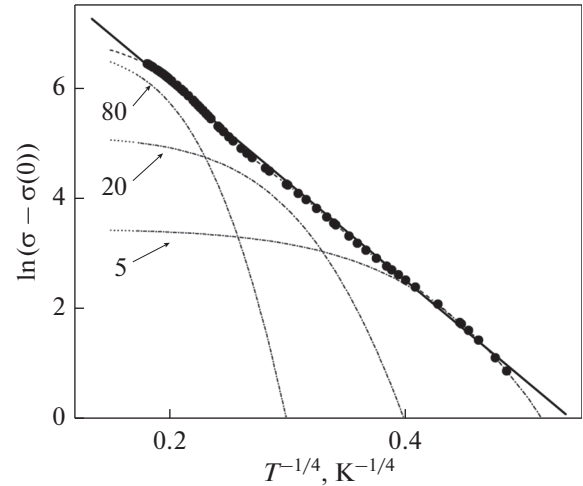
$$G(V) = \sum_i G_{Vi}(V) = \sum_i \mu_e n_i k_B \frac{(\delta V_i/V)^2 \exp(\delta V_i/V)}{(1 + \exp(\delta V_i/V))^2} \quad (3)$$



**Рис. 4.** Экспериментальные зависимости проводимости для двух материалов  $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25.5}\text{Fe}_{12.5}$  [16]. На вставке показаны низкотемпературные части этих кривых в координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ : (○)  $\sigma_0 = 168$   $(\text{Ом см})^{-1}$ , (●)  $\sigma_0 = 1408$   $(\text{Ом см})^{-1}$ .



**Рис. 5** Температурно-зависимая часть кривой  $\sigma(T)$   $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$  (○) и ее описание (сплошная линия) термами 5, 20 и 80 мэВ (штрихпунктирные линии). На вставке показана эта кривая в координатах  $\ln(\sigma(T) - \sigma_0)$  vs.  $T^{-1/4}$ .



**Рис. 6.** Схема, иллюстрирующая, как ведут себя отдельные термы с  $\delta E_i = 5, 20$  и 80 мэВ (штрихпунктирные линии) и сумма этих термов (сплошные точки) в “моттовских” координатах. Сплошная линия – закон Мотта.

Здесь  $\mu_e$  – подвижность электронов,  $n_i$  – число электронов, связанных с отдельного типа ловушками,  $V$  – напряжение смещения,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Интегрирование выражения (3), с эквивалентной заменой  $V$  на  $T$  и с учетом постоянной интегрирования  $C$ , воспроизводит аддитивные схемы проводимости (1) и (2) в виде:

$$\sigma(T) = C + \sum_i \mu_e n_i k_B / [1 + \exp(\delta E_i / k_B T)]. \quad (4)$$

В отличие от (1), компонента “термализованной” проводимости в (4) подобна не формализму Мотта, а формализму Ландауэра [19], обобщенному для мезоскопической системы с двумя контактами и большим числом автономных каналов квантовой проводимости по возбужденным уровням эквивалентных ДУС [18].

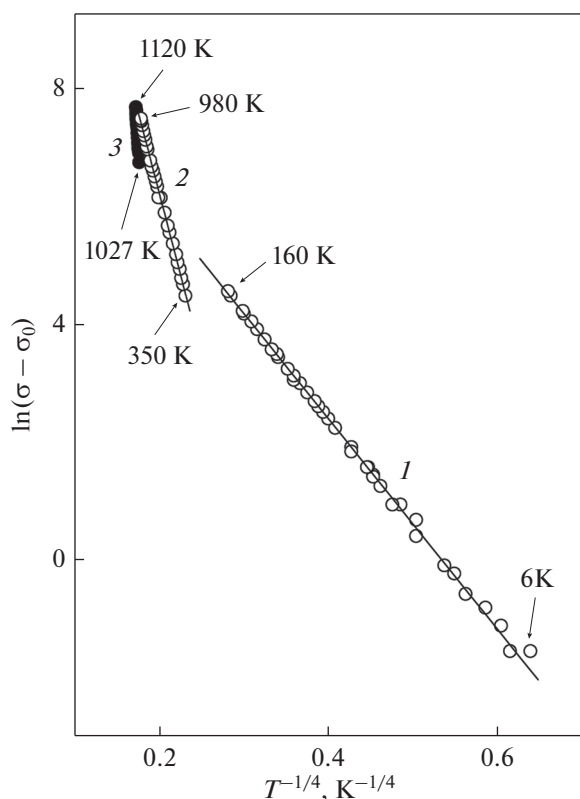
Нетрудно заметить определенное сходство кристаллохимической и моттовской моделей. С изменением температуры происходит смена режимов термической активации носителей – дискретная в одном случае и непрерывная в другом [20]. Не исключено, что картины дискретного и непрерывного изменения режимов термической активации трудно различимы на эксперименте?! Посмотрим, что дает несложное моделирование.

На рис. 5 воспроизведена экспериментальная кривая  $\sigma(T)$  для фазы  $\text{Al-Cu-Fe}_{12}$  из [18] и ее разложение на элементарные термы в интервале температур 4–200 К. По аналогии с рис. 4 можно ожидать линейаризации низкотемпературной части этой кривой в “моттовских” координатах. Так оно и случилось.

Результат показан на вставке. Этот интервал линейаризации аппроксимируется в (4) суммой трех элементарных термов квантовой проводимости с  $\delta E_i = 5, 20$  и 80 мэВ. Как выглядят эти термы в “моттовских” координатах показано на рис. 6. Как видно из рисунка, они не имеют линейаризованных участков. Другое дело – их сумма. Она показана сплошными точками. Для сравнения сплошной линией, показан идеальный закон Мотта. Заметим, что зависимости действительно трудно различимы.

Следует отметить, что в моттовских координатах линейаризуются не элементарные термы квантовой проводимости в отдельности, а сумма двух-трех термов. Это дает довольно простой способ убедиться, что из двух неразличимых описаний именно описание законом Мотта является формальным. В фазе  $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$  в области температур 4–1200 К наблюдается до семи элементарных термов [18], что в два–три раза больше, чем необходимо для одной ММПП-аномалии. Соответственно, в интервале 4–1200 К, путем варьирования  $\sigma_0$ , можно получить специфическую кусочно-линейную аппроксимацию несколькими ММПП-аномалиями. Рисунок 7 иллюстрирует сказанное.

Конечно, вряд ли стоит утверждать, что картины кусочно-линейной аппроксимации означают последовательность нескольких МА-переходов. Процедура разложения экспериментальной кривой на рис. 7 в моттовских координатах довольно проста. С ростом температуры в игру вступают более высоколежащие ГЛ-термы, идентичные низколежащим термам. При этом низколежащие термы в силу невозможности инверсной населен-

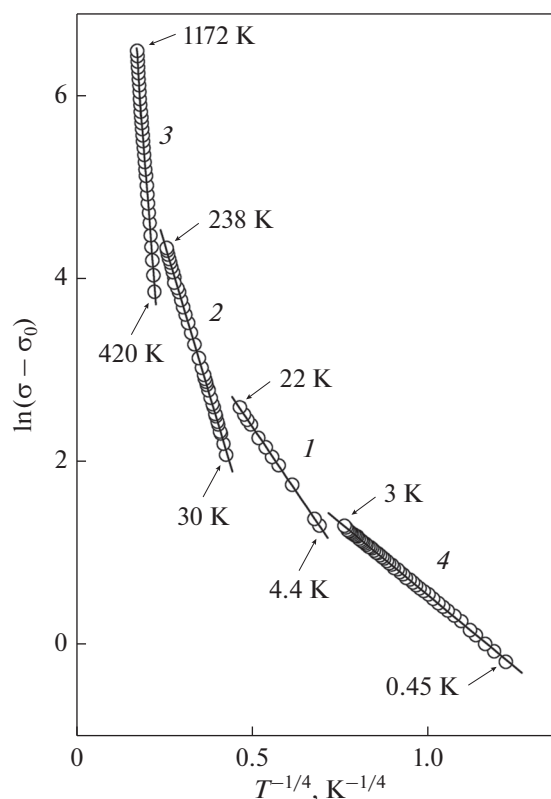


**Рис. 7.** Кусочно-линейная аппроксимация кривой  $\sigma(T)$  в фазе  $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$  в интервале 4–1200 К:  $\sigma_{01} = 249$ ;  $\sigma_{02} = 430$ ;  $\sigma_{03} = 1500$  (Ом см) $^{-1}$ .

ности ДУС (эффект истощения) выполаживаются и играют роль новых температурно-независимых вкладов —  $\sigma_{01}$ ,  $\sigma_{02}$ ,  $\sigma_{03}$ .

Подобная обработка может быть интересной и полезной в методологическом плане как экспресс-метод обнаружения смены режимов термической активации. Мы применили его для кривой  $\sigma(T)$ , показанной на рис. 1, для фазы  $\text{Al}_{70}\text{Pd}_{20}\text{Re}_{10}$  во всем интервале температур 4–1200 К. Результат анализа этих данных показан на рис. 8 в виде линейных отрезков 1, 2, 3. Косвенно это означает, что система  $\text{Al-Pd-Re}$  имеет не менее широкий спектр двухуровневых возбуждений, чем система  $\text{Al-Cu-Fe}$ .

В системе  $\text{Al-Pd-Re}$ , однако, эту картину можно расширить в область более низких температур, воспользовавшись соответствующими данными [21]. Возникает весьма богатая картина кусочно-линейной аппроксимации, показывающая, что в поликристаллических  $\text{Al-Pd-Re}$  материалах спектр двухуровневых возбуждений захватывает далекую и очень далекую инфракрасные области и что кратность ковалентных связей может быть  $\sim 10$ . Возможно, именно в этом состоит существенное от-



**Рис. 8.** Кусочно-линейная аппроксимация кривой  $\sigma(T)$  в фазе  $\text{Al}_{70}\text{Pd}_{20}\text{Re}_{10}$  в интервале 4–1200 К: 1 —  $\sigma_{01} = 179.5$ ; 2 —  $\sigma_{02} = 189$ ; 3 —  $\sigma_{03} = 280$  (Ом см) $^{-1}$ . Дополнительный участок 4 в интервале 0.45–3 К построен согласно [21],  $\sigma_{04} = 0.7$  (Ом см) $^{-1}$ .

личие  $\text{Al-Pd-Re}$ -фаз от других икосаэдрических систем.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данной работой мы, по-существу, продолжаем развитие идеи двухступенчатой электронной локализации Гантмахера [7], согласно которой МА-переход в квазикристаллических сплавах, если он есть, предваряется химической локализацией и сильным редуцированием изначальной металлической связи. К данному случаю, по-видимому, можно отнести те редкие исключения, когда эксперимент описывается выражением (1) без учета подгоночного параметра  $\sigma_0$ .

Практика показала, однако, что химическая локализация порождает не только глубокие электронные ловушки. Она порождает широкое распределение типов ловушек и широкий дискретный спектр двухуровневых возбуждений. В результате квантовая проводимость по возбужденным уровням эквивалентных ловушек становится суще-

ственным фактором во всем интервале температур, от сверхнизких до точки плавления [17, 18].

Чтобы понять, что означает закон ( $T^{-1/4}$ ) Мотта в комбинации с подгоночным членом  $\sigma_0$ , мы постулировали идентичность этой комбинации в целом с обратным правилом Маттиссена. Выяснилось, что эта комбинация наблюдается в отсутствие МА-перехода и связана со стадией предварительного редуцирования металлической связи. Выяснилось также, что формализм Мотта и формализм Ландауэра трудно различимы на эксперименте. В результате эффекты химической ГЛ-локализации легко принять за эффекты андерсоновской локализации, что, на наш взгляд, и имело место на практике.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБНАУКИ России (тема “Спин”, № АААА-А18-118020290104-2).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rapp Ö. Reinterpretation of the zero-temperature conductivity in icosahedral AlPdRe // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 024202 (1–4).
2. Delahaye J., Berger C. The question of intrinsic origin of the metal-insulator transition in i-AlPdRe quasicrystal // Eur. Phys. J. B. 2015. V. 88. P. 102. arXiv: 1504.05464v1 [cond-mat.mtrl-sci] 21 Apr 2015.
3. Dolinšek J., McGuinness P.J., Klanjšek M., Smiljanić I., Smontara A., Zijlstra E.S., Bose S.K., Fisher I.R., Kramer M.J., Canfield P.C. Extrinsic origin of the insulating behavior of polygrain icosahedral Al–Pd–Re quasicrystals // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 134201 (1–7).
4. Poon S.J., Rapp Ö. Comment on “Extrinsic origin of the insulating behavior of polygrain icosahedral Al–Pd–Re quasicrystals” // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 216201 (1–2).
5. Fisher I.R., Xie X.P., Tudora I., Gao C.W., Song C., Canfield P.C., Dennis K., Abanoz D., Kramer M.J. The electrical conductivity of single-grain Al–Pd–Re quasicrystals // Philos. Mag. B. 2002. V. 82. № 9. P. 1089–1098.
6. Delahaye J., Brison J.P., Berger C. Evidence for Variable Range Hopping Conductivity in the Ordered Quasicrystal i-AlPdRe // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 18. P. 4204–4207.
7. Гантмахер В.Ф. Химическая локализация // УФН. 2002. Т. 172. № 11. С. 1283–1293.
8. Векилов Ю.Х., Черников М.А., Долинчек Я. Электронный транспорт в поликристаллических образцах икосаэдрических фаз // ФММ. 2016. Т. 117. № 1. С. 19–25.
9. Ahlgren M., Gignoux C., Rodmar M., Berger C., Rapp Ö. Evidence for finite conductivity of icosahedral AlPdRe at  $T = 0$  K // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. R11915(R).
10. Rodmar M., Zavaliche F., Poon S.J., Rapp Ö. Conductivity of icosahedral Al–Pd–Re at ultralow temperatures // Phys. Rev. B. 1999–I. V. 60. P. 10807–10810.
11. Rapp Ö., Srinivas V., Poon S.J. Recent results at the metal-insulator transition of icosahedral AlPdRe // Phil. Mag. 2006. V. 86. № 3–5. P. 655–661.
12. Srinivas V., Poon S.J., Rapp Ö. Metal-insulator transition in quasicrystalline AlPdRe // Physica E. 2003. V. 18. P. 278–279.
13. Klein T., Berger C., Mayou D., Cyrot-Lackmann F. Proximity of a Metal-Insulator Transition in Icosahedral Phases of High Structural Quality. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2907.
14. Guo J.Q., Sato T.J., Abe E., Takakura H., Tsai A.P. Production of single quasicrystals and their electrical resistivity in the Al–Pd–Re system // Phil. Mag. Lett. 2000. V. 80. № 7. P. 495–502.
15. Rosenbaum R., Haberkern R., Heussler P., Palm E., Murphy T., Hannahs S., Brandt B. The metal-insulator transition in icosahedral AlPdRe thin films // J. Phys.: Condensed Matter. 2000. V. 12. P. 9735–9749.
16. Прекул А.Ф., Щеголихина Н.И. Корреляции электрических, магнитных и гальваномагнитных величин в стабильных икосаэдрических фазах на основе алюминия // Кристаллография. 2007. Т. 52. № 6. С. 1032–1041.
17. Прекул А.Ф., Щеголихина Н.И. Автоэлектронная природа тонкой структуры туннельных спектров в икосаэдрических квазикристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 9. С. 684–688.
18. Prekul A.F., Shchegolikhina N.I. Two-Level Electron Excitations and Distinctive Physical Properties of Al–Cu–Fe Quasicrystals // Crystals. 2016. V. 6(9). P. 119 (1–16).
19. Имри Й. Введение в мезоскопическую физику Перевод с английского М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 304 с
20. Mott N.F. Metal – Insulation Transitions. 2nd ed. London: Taylor and Francis, 1990 [Русский перевод 1-го изд.: Мотт Н.Ф. Переходы металл–изолятор. М.: Наука, 1979. 342 с.]
21. Pierce F.S., Guo Q., Poon S.J. Enhanced Insulatorlike Electron Transport Behavior of thermally Tuned Quasicrystalline States of Al–Pd–Re Alloys // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 2220–2223.