

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.17>

УДК: 537.9

## КОЛЛЕКТИВНАЯ ПРИРОДА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ПРОВОДИМОСТИ В ПАЙЕРЛСОВСКОМ ПРОВОДНИКЕ РОМБИЧЕСКОМ $TaS_3$

В.Е. Минакова, С.В. Зайцев-Зотов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2023 г.

**Аннотация.** Данная работа подводит итог цикла работ, посвященных изучению механизмов низкотемпературных проводимости и фотопроводимости в пайерлсовском проводнике ромбическом  $TaS_3$  ( $o$ - $TaS_3$ ). Использовались обнаруженные нами инструменты изменения соотношения между одночастичной и коллективной составляющими низкотемпературных проводимости и фотопроводимости в  $o$ - $TaS_3$  – освещение и одноосное растяжение образца. С их помощью нам удалось разделить одночастичный и коллективный вклады и показать, что коллективный вклад доминирует как в низкотемпературной проводимости ( $T \lesssim 100$  К), так и в низкотемпературной фотопроводимости ( $T \lesssim 45$  К). Кроме того, обнаруженная аналогия между влиянием освещения и растяжения на низкотемпературные проводимость и фотопроводимость позволила установить размерность пиннинга волны зарядовой плотности (ВЗП) в образцах различного сечения при низких температурах. Обнаружено, что для всех образцов, включая объемные, при температурах  $T < 40$  К наблюдается одномерный пиннинг, и он также имеет коллективный характер.

**Ключевые слова:** волна зарядовой плотности, нелинейная проводимость, коллективная проводимость, солитоны, фотопроводимость.

**Финансирование:** Исследования проведены в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № НИОКТР 122042000064-1.

**Автор для переписки:** Минакова Валерия Евгеньевна, [mina\\_cplire@mail.ru](mailto:mina_cplire@mail.ru)

## Введение

Появление волны зарядовой плотности (ВЗП) в квазиодномерных (q-1D) проводниках при понижении температуры, приводит к возникновению необычных свойств этих соединений при температурах, ниже температуры пайерлсовского перехода,  $T_P$  [1, 2]. Прежде всего – это наличие коллективного механизма переноса тока, обусловленного, главным образом, скольжением ВЗП в малых электрических полях,  $E$ , превышающих пороговое значение,  $E_T$ , что приводит к сильной нелинейной проводимости. При этом нелинейные возбуждения ВЗП – солитоны – также могут давать вклад в коллективный механизм проводимости. Возможность их существования в пайерлсовских проводниках теоретически рассмотрена в работах [3, 4], а экспериментально продемонстрирована при изучении  $NbSe_3$  как с помощью сканирующей туннельной микроскопии [5], так и в эксперименте по межслойному туннелированию [6].

В  $o-TaS_3$  ( $T_P \approx 220$  К) уже в первой работе [7] было обнаружено, что активационная зависимость омической проводимости  $G(T)$  в продольном направлении изменяется при низких температурах ( $T \lesssim T_P/2$ ), а в поперечном направлении остается неизменной во всем температурном диапазоне, а именно: энергия активации продольной проводимости при низких  $T$ ,  $\Delta_L$ , уменьшается примерно вдвое по сравнению с энергией активации  $\Delta_P \approx 800$  К при  $T_P/2 \lesssim T < T_P$ . Результаты предположительно связывались с появлением солитонов, чья энергия активации ниже, чем энергия активации квазичастиц.

Возможность различить вклады одночастичных и коллективных возбуждений ВЗП в низкотемпературную омическую проводимость появилась с обнаружением инструментов изменения соотношения между квазичастичной и солитонной составляющей проводимости, таких как освещение образца и его одноосное растяжение. В первом случае можно увеличивать концентрацию неравновесных квазичастиц, возбуждая их над пайерлсовской щелью, что приводит, в частности, к увеличению омической проводимости, то есть к появлению фотопроводимости [8]. Во втором случае дополнительные солитоны появляются, поскольку растяжение увеличивает степень отклонения волнового вектора ВЗП  $q$  [9] от четырехкратной соизмеримости, к которой он приближается с понижением температуры [10, 11].

### 1. Влияние освещения.

С помощью изучения фотопроводимости в  $o$ -TaS<sub>3</sub> [12] удалось выделить вклад электронов и дырок, возбужденных над пайерлсовской щелью, в низкотемпературную омическую проводимость. Методики эксперимента и обработки данных описаны в [12]. Конечный результат представлен на рис. 1, где показаны темновая температурная зависимость омической проводимости  $G(T)$  (верхняя кривая) и набор температурных зависимостей фотопроводимости  $g(T)$ , измеренных при модулированном освещении при различных уровнях освещения  $W$ . На зависимости  $G(T)$  ниже  $T_p = 210$  К можно видеть высокотемпературный и низкотемпературный участки с энергиями активации  $\Delta_p = 800$  К и  $\Delta_L = 400$  К, соответственно. Зависимости фотопроводимости  $g(T)$  имеют характерный максимум при  $T \approx 60$  К, который, как было показано в [12], разделяет области линейной и квадратичной рекомбинации неравновесных носителей, рожденных светом. Черные прямые на зависимостях  $g(T)$ , соответствуют активационным законам с единой энергией активации  $\Delta_t = 1250$  К. При нормировке каждой кривой  $g(T)$  на соответствующую ей величину интенсивности света  $W$ , все они «схлопываются» в высокотемпературной части в одну, что доказывает существование режима

линейной рекомбинации в этой температурной области. Этот активационный закон  $g(T)$  определяется активационной зависимостью времени жизни неравновесных носителей тока  $\tau \propto \exp(\Delta_\tau/kT)$ , что объясняет, почему фотопроводимость наблюдается только при сравнительно низких температурах  $T \lesssim 77$  К. Кружочками обозначены точки, в которых концентрация рожденных светом носителей тока равняется равновесной концентрации носителей, ответственных за фотоотклик, для случая стационарной фотопроводимости, в них фотопроводимость  $g(T)$  равняется темновой одночастичной проводимости  $G_{qp}(T)$ . Проходящая через них прямая – активационный закон с энергией активации  $\Delta_{qp} = 1250$  К. Эта прямая визуализирует одночастичный вклад в низкотемпературную проводимость.

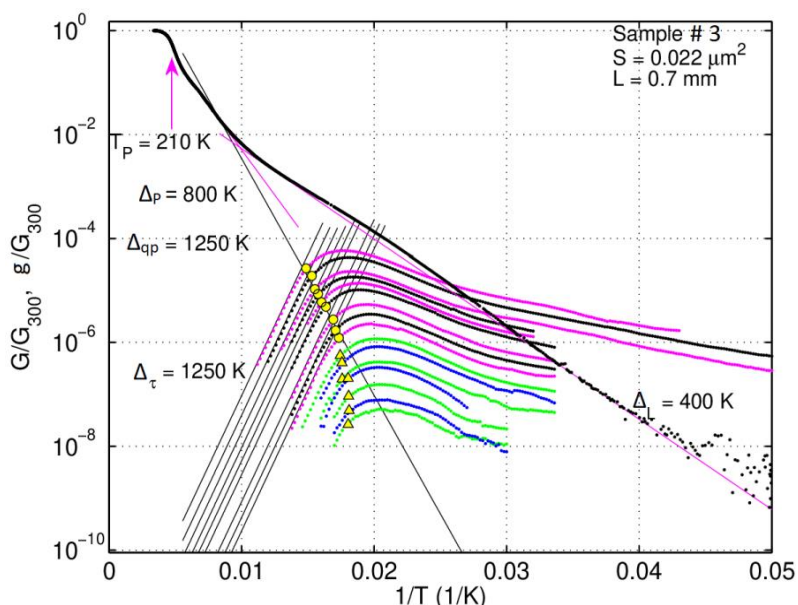


Рис. 1. Верхняя кривая (черные точки) – темновая температурная зависимость омической проводимости  $o$ -TaS<sub>3</sub>  $G(T)$ . Стрелкой отмечена температура пайерлсовского перехода  $T_P = 210$  К. Цветные прямые – активационные законы, описывающие высокотемпературную часть омической проводимости с энергией активации  $\Delta_P = 800$  К и низкотемпературную ее часть с  $\Delta_L = 400$  К. Набор кривых в нижней части рисунка – температурные зависимости фотопроводимости  $g(T)$  при различных интенсивностях освещения  $W$  (сверху вниз) 10; 4; 1,8; 1; 0,5; 0,28; 0,077; 0,038; 0,02; 0,0082; 0,005; 0,0024; 0,0014; 0,00062; 0,00031; 0,00019 mW/cm<sup>2</sup>. Параллельные черные прямые соответствуют активационным законам с энергиями активаций  $\Delta_\tau = 1250$  К. Кружочками обозначены точки, соответствующие темновой одночастичной проводимости  $G_{qp}(T)$ . Проходящая через них прямая с активационным законом с энергией активации  $\Delta_{qp} = 1250$  К визуализирует темновую одночастичную проводимость  $G_{qp}(T)$ .

Поскольку при  $T < 100$  К энергия активации одночастичной проводимости  $\Delta_{qp}$  существенно больше энергии активации низкотемпературной омической проводимости  $\Delta_L$ , одночастичный канал проводимости в номинально чистых и пространственно однородных образцах  $o$ -TaS<sub>3</sub> не может быть определяющим при низких  $T$ . Он шунтируется дополнительным неодночастичным механизмом низкотемпературной проводимости, связанным со степенями свободы ВЗП, и, следовательно, низкотемпературная омическая проводимость имеет коллективное происхождение.

При исследовании спектральных характеристик  $o$ -TaS<sub>3</sub> [13, 14] прямых доказательств существования солитонов обнаружено не было. Но в ряде образцов при исследовании спектров фотопроводимости [14] были обнаружены внутрищелевые состояния вблизи края пайерлсовской щели, зависящие от  $E$  и  $T$ , и их возможная природа связывалась с коллективными возбуждениями ВЗП. Это были те образцы, в которых наблюдается «плато» на  $G(T)$  – область слабо меняющейся проводимости, разделяющая области проводимости с высокой и низкой энергиями активации. Природа плато до конца не известна. Но, по нашему мнению, такие зависимости  $G(T)$  присущи образцам, подвергнутым специальному или случайному растяжению (см. ниже).

Таблица 1. Параметры исследованных тонких образцов

№ образца	Сопротивление при $T = 300$ К, $R_{300}$ (kOhm)	Длина образца, $L$ ( $\mu\text{m}$ )	Площадь поперечного сечения, $S$ ( $\mu\text{m}^2$ )
1	430	340	0.002
2	33.2	310	0.028
3	95	700	0.022
4	30.6	630	0.062
5	19.5	910	0.14
6	7	400	0.17

При освещении возрастает не только проводимость, но и величина порогового поля  $E_T$  [8] (см. рис. 2). Впервые влияние освещения на  $E_T$  было обнаружено в голубой бронзе K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> [15], но результаты были неверно

объяснены. Позже обнаружение и изучение фотопроводимости в сравнительно тонких образцах *o*-TaS<sub>3</sub> [8] (см. табл. 1) позволило также обнаружить корреляцию между величинами порогового поля начала скольжения ВЗП и омической проводимости  $E_T \propto G^{1/3}$  (см. вставку к рис. 2). Увеличение  $E_T$  при освещении объясняется уменьшением модуля упругости ВЗП из-за изменения условий экранирования при появлении неравновесных носителей тока [8]. Показатель степени  $\alpha = 1/3$  указывает на случай одномерного пиннинга [16] (что соответствует размерам исследованных образцов). Для двух образцов (№ 1 и № 5) серии зависимостей проводимости  $G = I/V$  от напряжения на образце  $V$  (см. рис. 2), из которых извлекались зависимости порогового поля от омической проводимости  $V_T(G_T)$ , удалось систематически измерить при разных  $T$  в широком интервале температур.

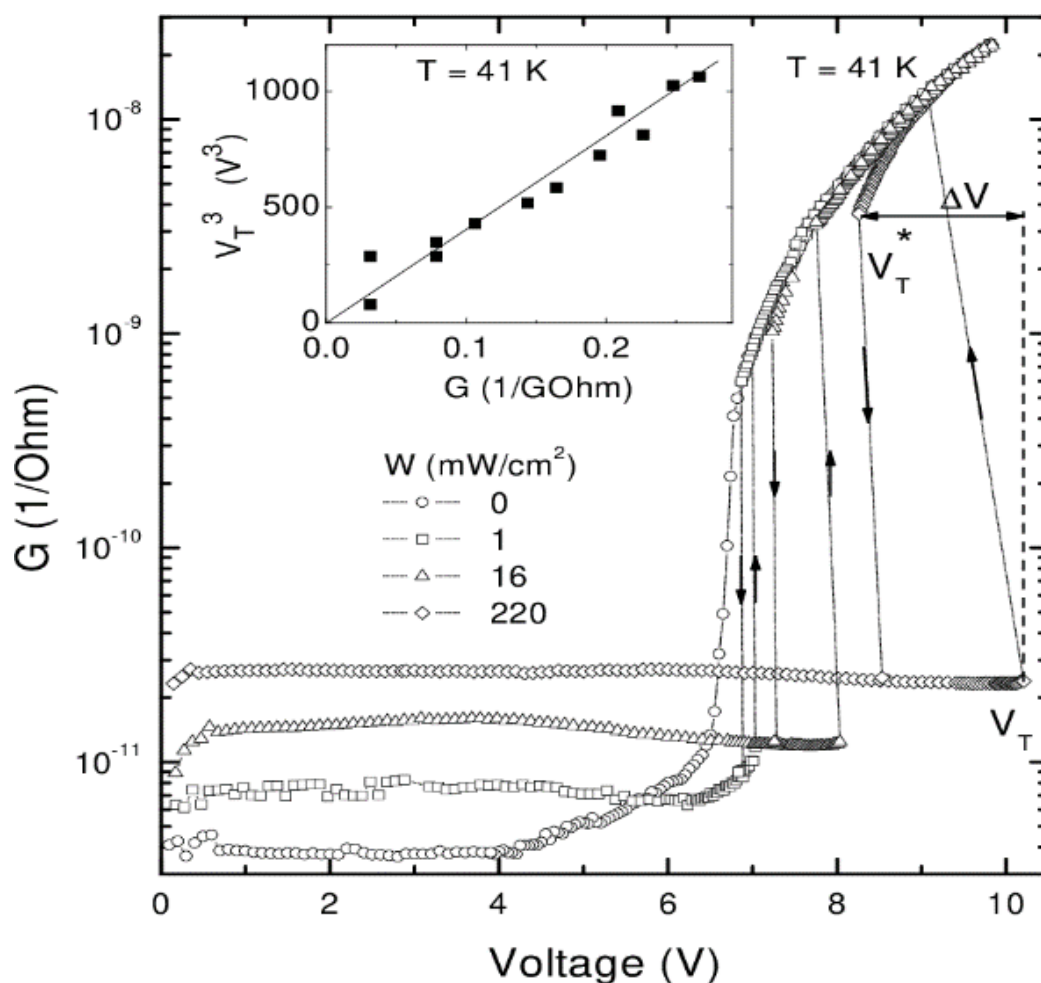


Рис. 2. Зависимость проводимости образца № 1,  $G=I/V$ , от напряжения на образце,  $V$ , при различных уровнях освещения  $W$  при  $T = 41 \text{ K}$  [8]. На вставке показана взаимосвязь между пороговым напряжением,  $V_T$ , и омической проводимостью  $G$  (измеренной при  $V = 100 \text{ mV}$ ) при различных  $W$ .

Это позволило получить серии зависимостей  $V_T(G_T)$  для этих образцов при разных  $T$  (рис. 3) и увидеть, что показатель степени  $\alpha$  для этих образцов не меняется во всем исследованном интервале температур, включая область  $T > 40$  К [17]. Для других четырех образцов серии зависимостей  $G(V)$  были исследованы лишь при нескольких  $T$  и взаимосвязь  $V_T(G_T)$  для них детально не проверялась.

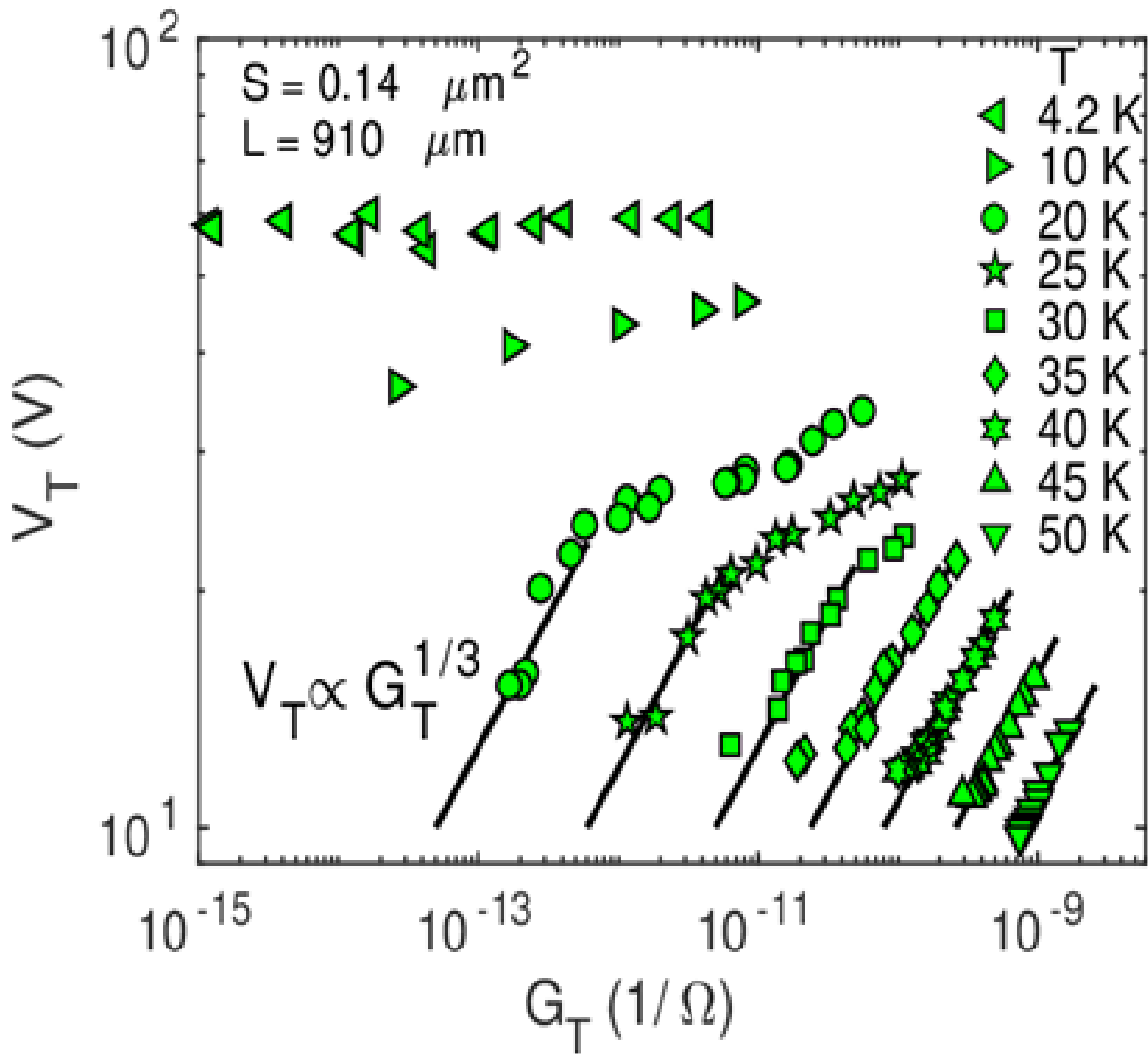


Рис. 3. Взаимосвязь порогового напряжения,  $V_T$ , и омической проводимости,  $G_T = I_T/V_T$ , при различных  $T$  для образца № 5 [17]. Прямые линии соответствуют степенному закону  $E_T \propto G^{1/3}$ .

## 2. Влияние растяжения.

До появления работы [18] влияние растяжения на различные свойства *o*-TaS<sub>3</sub> изучалось во многих работах [19, 20, 9 и др.], но все они выполнялись при температурах, выше 77 К. В работе [18] было проведено исследование влияния растяжения не только на низкотемпературную проводимость (как омическую, так и нелинейную), но и на фотопроводимость, которая также наблюдается только при  $T < 77$  К. Сравнение температурных и полевых зависимостей низкотемпературной проводимости и фотопроводимости разных сегментов единого образца с различной степенью растяжения позволило показать, что и в низкотемпературной фотопроводимости ( $T \lesssim 45$  К) преобладает вклад от коллективных носителей тока (вероятнее всего солитонов), которые также участвуют и в изменении характера пиннинга ВЗП. Подробное описание исследуемой структуры, созданной на основе высококачественного кристалла *o*-TaS<sub>3</sub>, способа ее изготовления и методика эксперимента описаны в [18].

На вставке к рис. 4 эта четырехконтактная структура представлена схематически. Структура содержит сегмент В со специально созданным растяжением  $\varepsilon \approx 0.5\%$  и сегмент А, который служит образцом сравнения, растяжение к нему специально не прикладывалось. Проводимости нерастянутого и растянутого сегментов обозначены  $G_A(T)$  и  $G_B(T)$ , соответственно, а фотопроводимости –  $g_A(T)$  и  $g_B(T)$ , соответственно. Все данные нормированы на соответствующие значения проводимостей при комнатной температуре  $G_{300}$ , что в данном случае является нормировкой на длину образца. Ниже в тексте всегда говорится о нормированных значениях  $G$  и  $g$ .

На рис. 4 приведены температурные зависимости темновых омических проводимостей нерастянутого и растянутого сегментов образца. При  $100 \text{ К} \lesssim T < T_P$  энергии активации обеих проводимостей близки к 850 К. Заметная разница между кривыми,  $\delta G(T) = G_B(T) - G_A(T)$ , возникает при  $T \gtrsim 70$  К в области плато, соединяющего участки с высокой и низкой энергиями активации, последние слегка отличаются друг от друга. С понижением  $T$



вызванный растяжением рост избыточной омической проводимости  $\delta G(T)$  приводит к тому, что при низких  $T$  значение  $G_B$  превышает  $G_A$  на порядок.

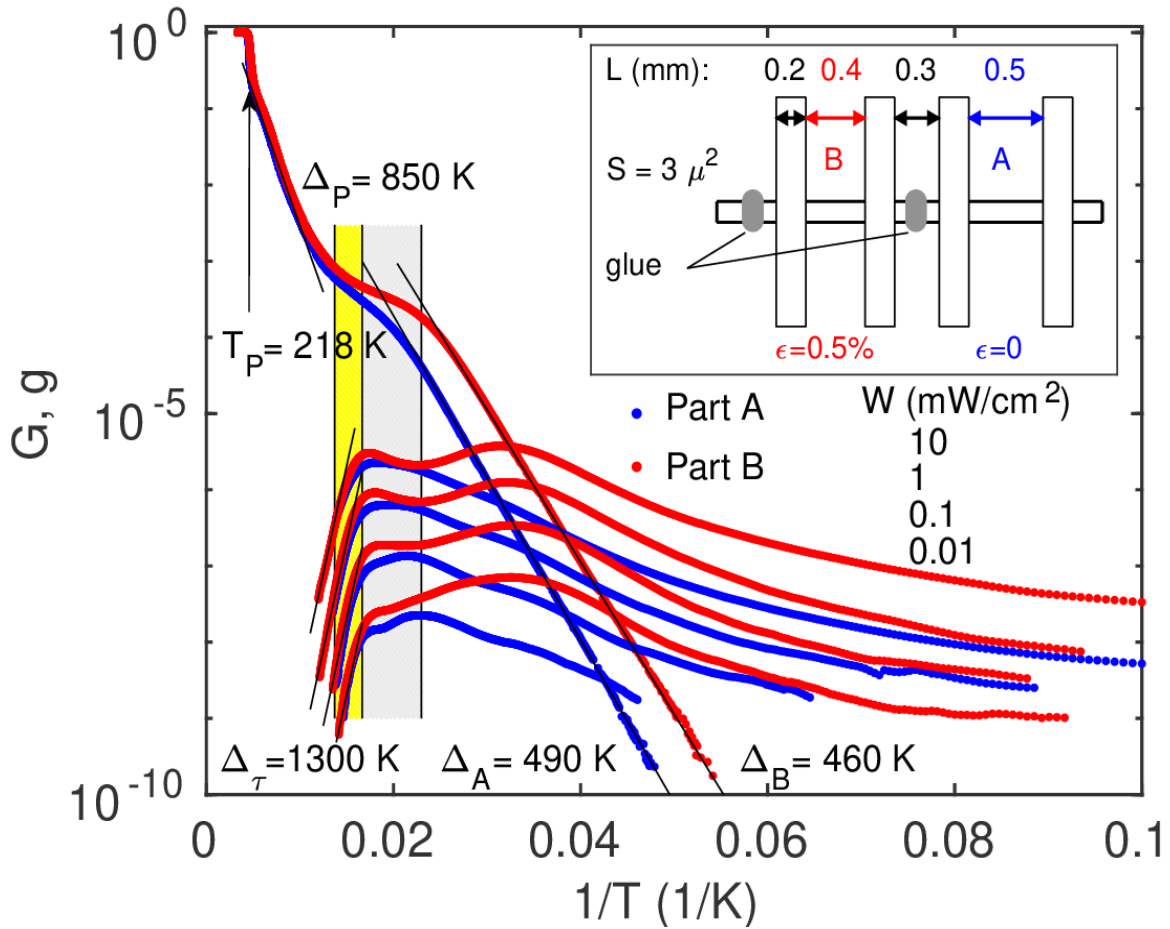


Рис. 4. Температурные зависимости нормированных темновых омических проводимостей  $G_A(T)$  и  $G_B(T)$  (верхние синяя и красная кривые, соответственно) и фотопроводимостей  $g_A(T)$  и  $g_B(T)$  при разных интенсивностях света  $W$  (нижние синие и красные наборы кривых, соответственно) [18]. В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП, в желтой зоне наблюдается резкое изменение  $E_T(T)$ . На вставке – схема исследуемой структуры.

В нижней части рис. 4 показаны температурные зависимости фотопроводимостей сегментов при разных уровнях освещения  $W$ . Для сегмента А наблюдаемое поведение  $g_A(T)$  – обычное: резкий активационный рост до  $T \approx 60$  К, затем плавный спад при понижении  $T$ . Для растянутого сегмента В наблюдается качественное изменение кривых: новый максимум появляется при  $T \approx 30$  К. В результате при  $T \lesssim 30$  К наблюдается десятикратное превышение  $g_B(T)$  над  $g_A(T)$  для всех  $W$ . Выше  $T \approx 45$  К разница между  $G_A(T)$  и  $G_B(T)$  становится едва заметной. В области активационной зависимости кривые практически совпадают.

На рис. 5 показаны зависимости проводимости  $G = I/V$  от электрического поля. Для сегмента А они имеют обычный вид. При растяжении появляется добавочная проводимость  $\delta G(T)$  уже при  $E \rightarrow 0$ , т.е. растет омическая проводимость. Кроме того растет и  $E_T$ , особенно резкий рост  $E_T$  наблюдается в интервале  $60 \text{ K} \lesssim T \lesssim 70 \text{ K}$ . Из рис. 5 видно, что  $E_{TB} > E_{TA}$  при всех  $T$ . Таким образом, по своим проявлениям эффект растяжения во многом аналогичен влиянию освещения.

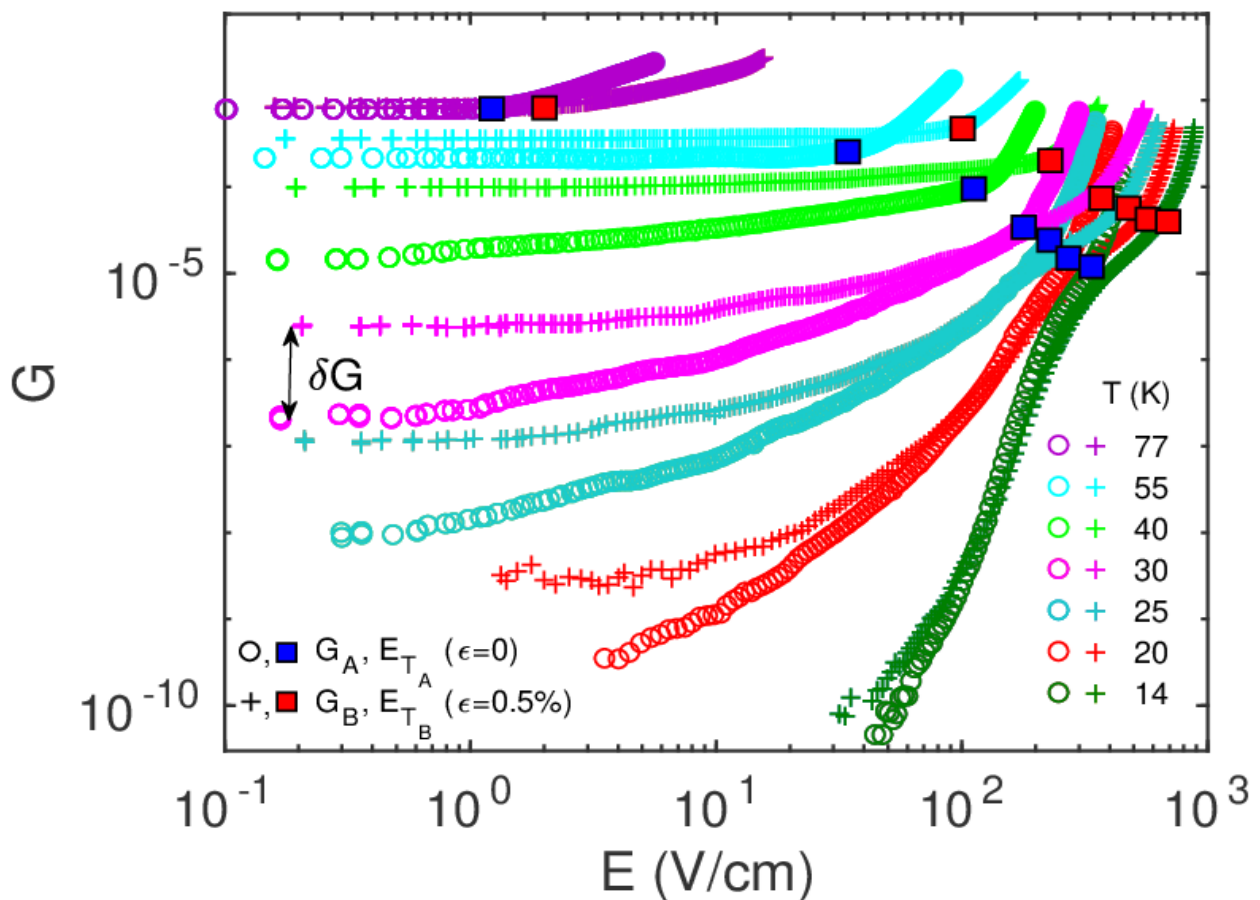


Рис. 5. Зависимости нормированных проводимостей от электрического поля для обоих сегментов образца  $G_A(E)$  (кружки) и  $G_B(E)$  (кресты) при разных  $T$  [18]. Квадраты отмечают величины  $E_{TA}$  (синие) и  $E_{TB}$  (красные).

Полевые зависимости фотопроводимости без растяжения  $g_A(E)$ , представленные на рис. 6, имеют обычный вид [21]. Начало резкого спада  $g_A(E)$  вызвано ускорением рекомбинации носителей с началом движения ВЗП при  $E_{TA}^*$  [8] (где  $E_{TA}^*$  – пороговое поле начала движения ВЗП в сегменте А при освещении). Растяжение приводит к росту фотопроводимости уже при  $E \rightarrow 0$ . Кроме того растет и  $E_{TB}^*$ .

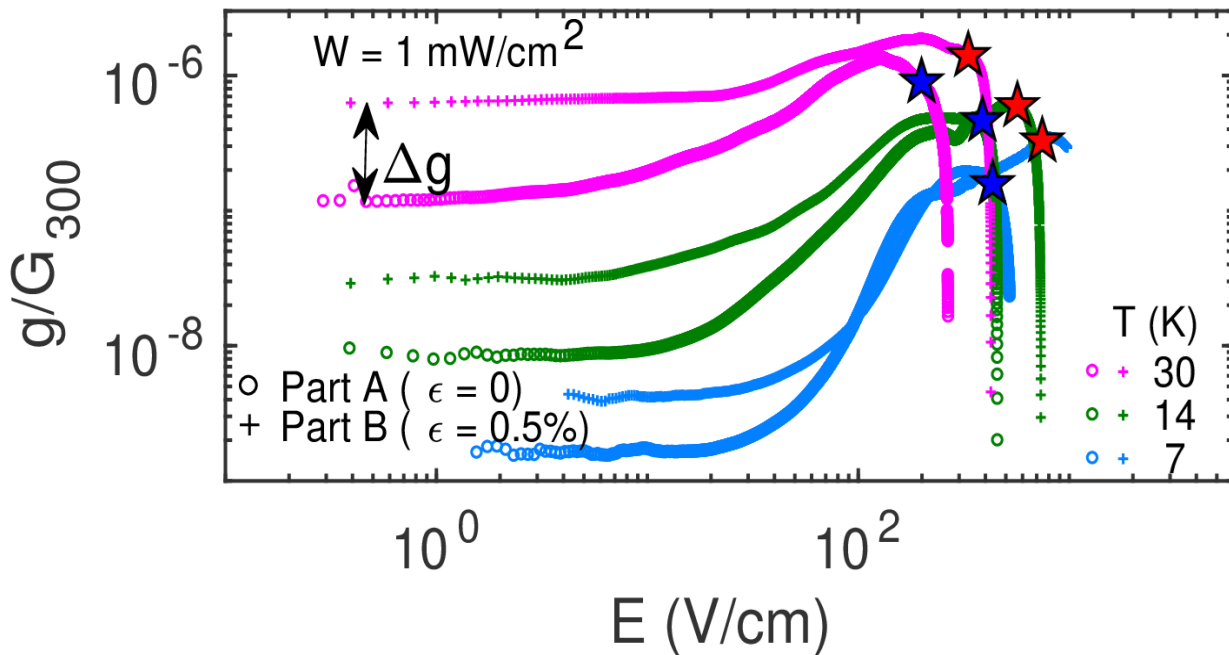


Рис. 6. Зависимости фотопроводимостей от электрического поля для обоих сегментов образца  $g_A(E)$  (кружки) и  $g_B(E)$  (кресты) при низких  $T$  [18]. Звезды отмечают величины  $E_{TA}^*$  (синие) и  $E_{TB}^*$  (красные).

Детальный анализ полученных результатов [18] показывает, что при низких  $T$  вызванный растяжением рост фотопроводимости пропорционален изменению проводимости. Как было показано в [12], при столкновительной рекомбинации, реализующейся в нерастянутых образцах  $o$ -TaS<sub>3</sub> [12], рост концентрации носителей при  $T$ ,  $W = \text{const}$  должен ускорять релаксацию, уменьшая фотопроводимость. В нашем случае эффект противоположный – растяжение влечет согласованный рост проводимости и фотопроводимости: на рис. 4 все красные кривые находятся выше соответствующих синих кривых при  $T \lesssim 60$  К. Разница становится особенно заметной при  $T \lesssim 45$  К.

Эффект можно объяснить по аналогии с [12], если считать, что вклад в фотопроводимость, так же, как и в проводимость, дают две компоненты: неравновесные квазичастицы (электроны и дырки), возбуждаемые через пайерлсовскую щель, и неравновесные солитоны. Поскольку в проводимости при понижении  $T$  происходит смена типа основных носителей с квазичастичного на солитонный [12] из-за более низкой энергии активации солитонов чем квазичастиц, логично предположить, что и в фотопроводимости солитоны будут играть главенствующую роль при низких  $T$ . А значительный рост избыточных

солитонов при растяжении вследствие увеличения степени несоизмеримости ВЗП [9] приведет к еще большему низкотемпературному доминированию солитонного вклада как в проводимость, так и в фотопроводимость, что согласуется с экспериментом. Таким образом, фотопроводимость, как и проводимость, можно разделить на высокотемпературную при  $60 \lesssim T \lesssim 77$  К и низкотемпературную при  $T \lesssim 45$  К. Первая осуществляется неравновесными квазичастицами, для нее работают законы столкновительной рекомбинации. Вторая имеет коллективное происхождение со своими законами. Поэтому вполне уместно называть высокотемпературный максимум фотопроводимости квазичастичным, а низкотемпературный – солитонным. В работе [22] сообщалось, что фотовозбуждение неравновесных электронов и дырок также может изменять концентрацию солитонов и тем самым давать коллективный вклад в фотопроводимость, которую можно рассматривать как «коллективную фотопроводимость». По-видимому, в условиях отсутствия растяжения такая коллективная фотопроводимость слишком мала и «тонет» на фоне одночастичной. Растяжение увеличивает вклад коллективной фотопроводимости, делая его сравнимым с одночастичным вкладом.

### **3. Аналогия между эффектами растяжения и освещения.**

Обнаруженная в [18] аналогия между эффектами растяжения и освещения, позволила получить как зависимость  $E_T(G)$  при различных  $T$ , так и зависимость  $\alpha(T)$  для исследуемого образца. Для этого мы использовали (где это возможно) четыре различные значения пороговых полей –  $E_{TA}$ ,  $E_{TB}$ ,  $E_{TA}^*$ ,  $E_{TB}^*$  и соответствующие им значения омических проводимостей  $G_A$ ,  $G_B$ ,  $G_A+g_A$ ,  $G_B+g_B$ , (см. Рис. 7).

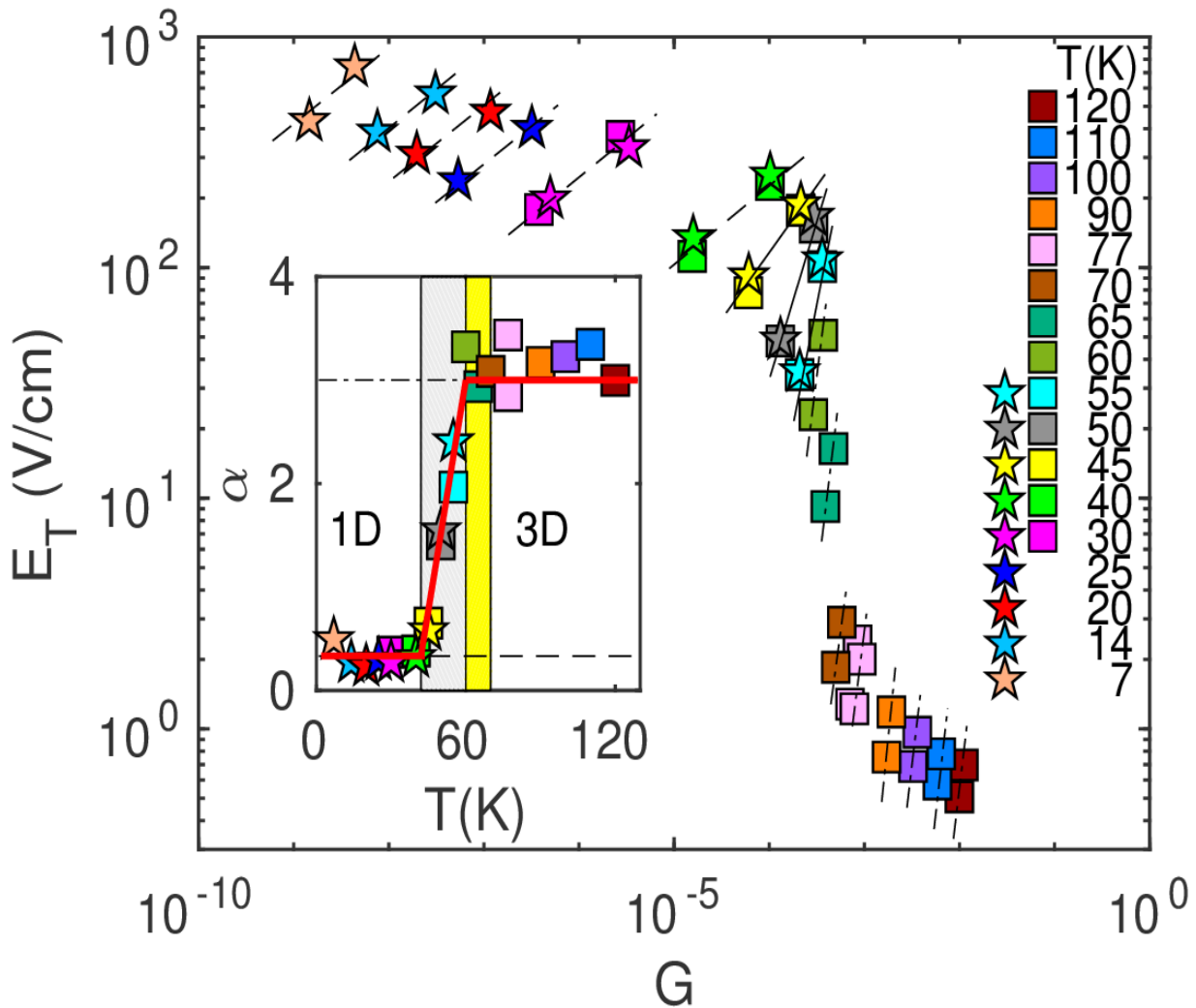


Рис. 7. Зависимости  $E_{T,A,B}$  (квадраты) и  $E_{T,A,B}^*$  (звезды) от соответствующих нормированных омических проводимостей  $G$  при разных  $T$  [18]. На вставке – зависимость показателя степени  $\alpha$  от  $T$ . В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП. В желтой зоне наблюдается резкий рост  $E_T(T)$ .

Видно, что показатель степени  $\alpha$  остается постоянным при низких  $T$ , растет в интервале температур  $45 \text{ K} \lesssim T \lesssim 60 \text{ K}$ , после чего опять не изменяется. На вставке приведена зависимость  $\alpha(T)$ . Значение  $\alpha = 1/3$  (пунктирная линия) соответствует 1D-пиннингу, а  $\alpha = 3$  (штрихпунктирная линия) – трехмерному 3D-пиннингу [16]. Отметим, что в области  $30 < T < 55 \text{ K}$  (см. рис. 7) значения  $\alpha$  удалось получить двумя способами – из измерений влияния растяжения как на проводимость, так и на фотопроводимость, причем величины  $\alpha$  в обоих случаях практически совпадают. Поскольку как появление фотопроводимости, так и ее изменение при растяжении приводит, в конечном счете, к изменению полной проводимости, то такое совпадение значений  $\alpha$  означает, что для изменения

проводимости не важно, каким способом были рождены дополнительные носители тока. А это подтверждает наше предположение о коллективном природе как низкотемпературных проводимости, так и фотопроводимости.

По аналогии с [8] сделан вывод, что растяжение увеличивает концентрацию неравновесных носителей тока в образце за счет появления избыточных (по сравнению с нерастянутым состоянием) солитонов, тем самым изменяя условия экранирования ВЗП. Это происходит вследствие роста степени несоизмеримости ВЗП при растяжении [9]. При высоких  $T$  квазичастицы, возбуждаемые через пайерлсовскую щель, доминируют, и именно они участвуют в экранировании ВЗП, обеспечивая 3D-пиннинг ВЗП. Исследуемый кристалл объемный ( $S = 3.0 \mu\text{m}^2$ ), поэтому пиннинг ВЗП в нем при  $T \gtrsim 60$  К трехмерный [16]. С понижением  $T$  рост концентрации избыточных солитонов, вызванный растяжением, приводит к смене типа основных носителей тока. При  $T \lesssim 45$  К солитоны доминируют над квазичастицами, чей вклад активационно падает [12]. Смена типа пиннинга при этом означает, что экранировка ВЗП теперь имеет 1D характер, как и в случае очень тонких образцов [8].

Мы также проанализировали все ранее полученные результаты исследования фотопроводимости в сравнительно тонких образцах  $o\text{-TaS}_3$  на предмет возможного изменения размерности пиннинга ВЗП с ростом  $T$ . Сводная картина, включающая результаты исследований на образцах различного сечения представлена на рис. 8. Было обнаружено, что, помимо объемного образца, по крайней мере, некоторые из тонких образцов демонстрируют переход от 1D к 3D-пиннингу при увеличении  $T$  причем без всякого растяжения. Возможно, это связано с тем, что в этих образцах один из поперечных размеров больше длины фазовой корреляции ВЗП в этом направлении – величина  $S$  для всех образцов вычислялась по величине сопротивления при комнатной температуре  $R_{300}$ . Таким образом, мы наблюдаем смену размерности пиннинга ВЗП при изменении  $T$  в образцах, различающихся по величине площади сечения на 2 порядка, что, по-видимому, является характерной особенностью  $o\text{-TaS}_3$ , связанной со сменой

природы основных носителей тока с одночастичных на коллективные при низких температурах.

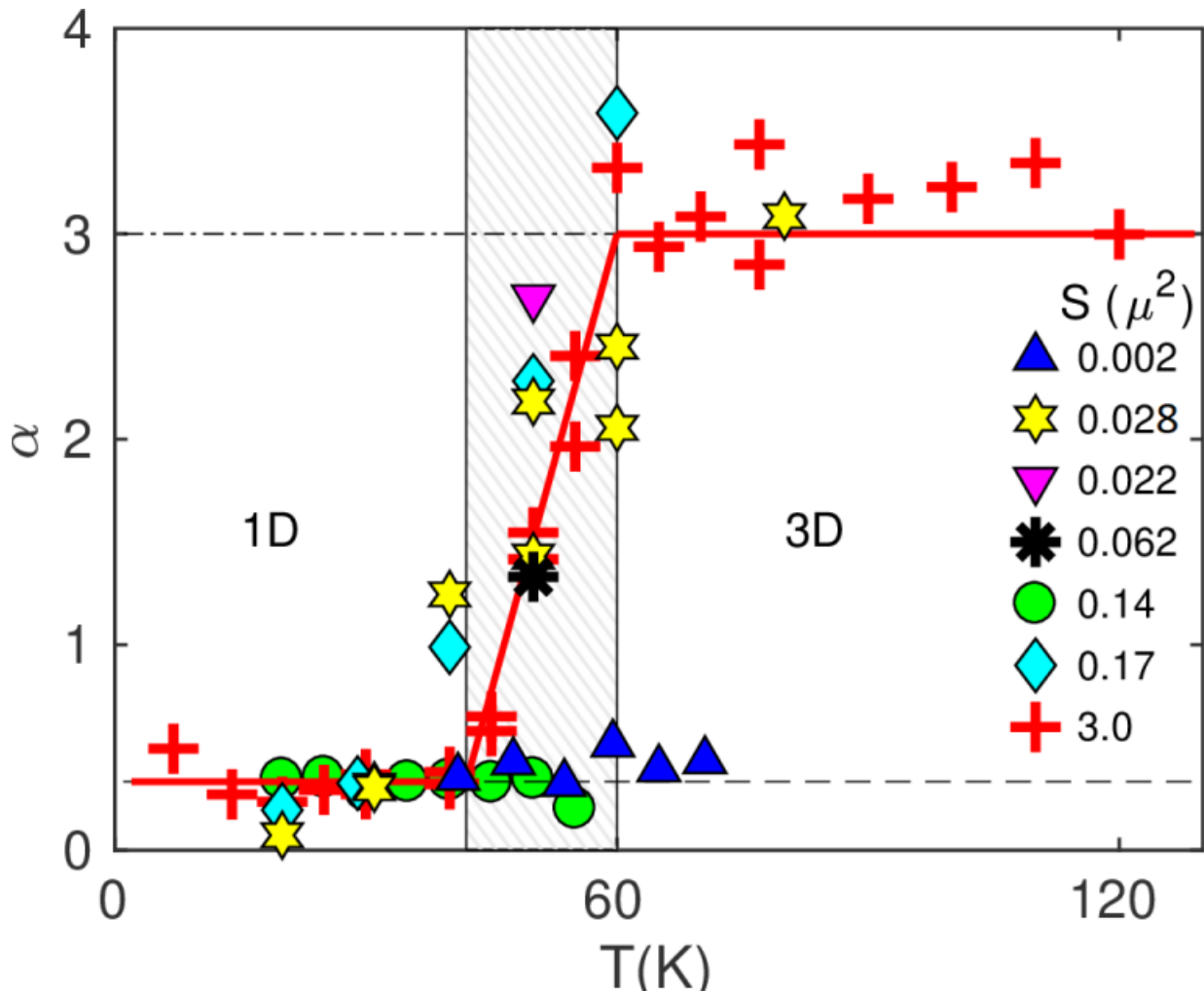


Рис. 8. Температурная зависимость показателя степени  $\alpha$  для образцов с разной площадью поперечного сечения  $S$ . Порядок значков с указанием площадей поперечного сечения (сверху вниз) соответствует номеру тонкого образца. Последний значок относится к толстому образцу с растяжением.

### Заключение

Данная работа суммирует результаты цикла работ, посвященных изучению низкотемпературной проводимости и фотопроводимости пайерлсовского проводника  $o$ -TaS<sub>3</sub>. Совокупность полученных данных позволяет сделать следующие выводы:

- 1) Различие характера проводимости  $o$ -TaS<sub>3</sub> при высоких  $100 \lesssim T \lesssim 220$  К и низких  $T \lesssim 80$  К температурах действительно обусловлено различной природой основных носителей тока. В высокотемпературной области она

осуществляется одночастичными носителями (квазичастицами), а в низкотемпературной преобладающий вклад вносят коллективные возбуждения (солитоны). Проводимость можно значительно увеличить за счет фотопроводимости, появляющейся от неравновесных квазичастиц, возбужденных светом.

- 2) Аналогично, характер фотопроводимости также различается при высоких  $60 \lesssim T \lesssim 77$  К и низких  $T \lesssim 45$  К температурах вследствие изменения типа основных носителей тока с одночастичного на коллективный. Коллективный вклад в низкотемпературную фотопроводимость, который обычно не заметен, можно значительно усилить растяжением образца, приводящим к росту концентрации неравновесных коллективных носителей.

Эти утверждения подтверждаются следующим фактом. Размерность пиннинга ВЗП (установленная благодаря обнаруженной аналогии между влиянием растяжения и освещения на проводимость *o*-TaS<sub>3</sub>) также кардинально меняется с изменением температуры, а именно:

- 1) В области низких температур ( $T \lesssim 40$  К) для всех образцов, включая объемный образец, наблюдается одномерный (1D) пиннинг ВЗП.
- 2) Для некоторых образцов (включая как объемный образец, так и ряд сравнительно тонких образцов) наблюдается переход от 1D к 3D-пиннингу ВЗП в узком диапазоне температур  $40 \text{ К} \lesssim T \lesssim 60 \text{ К}$ .

Уменьшение размерности пиннинга ВЗП при понижении температуры связано с изменением условий экранирования электрических полей, возникающих при деформации ВЗП, вследствие смены типа основных экранирующих носителей тока с одночастичных на коллективные носители.

**Финансирование:** Исследования проведены в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № НИОКТР 122042000064-1.



## Литература

1. Monceau P., Electronic crystals: an experimental overview // Adv. Phys., 61, 325 (2012). <https://doi.org/10.1080/00018732.2012.719674>
2. Gruner G., The dynamics of charge-density waves // Rev. Mod. Phys. 60, 1129 (1988). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.60.1129>
3. Brasovskii S.A., Electronic excitation in the Peierls-Fröhlich state // Pis'ma v ZhETP 28, 656 (1978); [JETP Letters, 28, 606 (1978)]. [http://jetpletters.ru/ps/1581/article\\_24247.pdf](http://jetpletters.ru/ps/1581/article_24247.pdf)
4. Brazovskii S.A., Electronic excitations in the Peierls-Frolich state // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 78, 677 (1980); // Sov. Phys. JETP 51, 342 (1980)] [https://doi.org/10.1142/9789814317344\\_0024](https://doi.org/10.1142/9789814317344_0024)
5. Brasovskii S., Brun C., Wang Z.-Z., Monceau P., Scanning-Tunneling Microscope Imaging of Single-Electron Solitons in a Material with Incommensurate Charge-Density Waves // Phys. Rev. Lett., 108, 096801. (2012). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.096801>
6. Latyshev Yu.I., Monceau P., Brasovskii S., Orlov A.P., Fournier T., Observation of Charge Density Wave Solitons in Overlapping Tunnel Junctions // Phys. Rev. Lett., 95, 266402 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.266402>
7. Takoshima T., Ido M., Tsutsumi T., Sambongi T., Honma S., Yamaya K., Abe Y., Non-ohmic conductivity of TaS<sub>3</sub> in the low-temperature semiconducting regime // Sol. State Commun., 35, 911 (1980). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(80\)90987-4](https://doi.org/10.1016/0038-1098(80)90987-4)
8. Zatsev-Zotov S.V., Minakova V.E., Photoconduction and photocontrolled collective effects in the Peierls conductor TaS<sub>3</sub> // Pis'ma v ZhETP, 79, 680 (2004). <https://doi.org/10.1134/1.1787104>
9. Zybtev S.G., Pokrovskii V.Ya, Strain-induced formation of ultra-coherent CDW in quasi one-dimensional conductors // Physica B 460, 34 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2014.11.035>

10. Wang Z.-Z., Salva H., Monceau P., Renard M., Roucau C., Ayroles R., Levy F., Guemas L., Meerschaut A., Incommensurate-commensurate transition in TaS<sub>3</sub> // J. Phys.-Lett., 44, L311 (1983). <https://doi.org/10.1051/jphyslet:01983004408031100>
11. Inagaki K., Tsubota M., Higashiyama K., Ichimura K., Tanda A., Yamamoto K., Hanasaki N., Ikeda N., Nogami Y., Ito T., Toyokawa H., Field-Induced Discommensuration in Charge Density Waves in *o*-TaS<sub>3</sub> // J. Phys. Soc. Jpn., 77, 093708 (2008). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.77.093708>
12. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E., Evidence of Collective Charge Transport in the Ohmic Regime of *o*-TaS<sub>3</sub> in the Charge-Density-Wave State by a Photoconduction Study // Rev. Lett., 97, 266404 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.266404>
13. M.E. Itkis, F.Ya. Nad', Fundamental absorption edge of the Peierls insulator of orthorhombic tantalum trisulfide // JETP Lett., 39, 373 (1984). [http://jetpletters.ru/ps/1300/article\\_19642.pdf](http://jetpletters.ru/ps/1300/article_19642.pdf)
14. V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, Electric-field-dependent energy structure of quasi-one-dimensional conductor *o*-TaS<sub>3</sub> // JETP Lett., 89, 514 (2009). <https://doi.org/10.1134/S0021364009100099>
15. Ogawa N., Shiraga A., Kondo R., Kagoshima S., Miyano K., Photocontrol of Dynamic Phase Transition in the Charge-Density Wave Material K<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> // Phys. Rev. Lett., 87, 256401 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.256401>
16. Zaitsev-Zotov S.V., Finite-size effects in quasi-one-dimensional conductors with a charge-density wave // Physics – Uspekhi, 47, 533 (2004). <https://doi.org/10.1070/PU2004v047n06ABEH001675>
17. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E., Photoconduction and photocontrolled collective phenomena in Peierls conductor TaS<sub>3</sub> // J. Phys. IV 131 95 (2005). <https://doi.org/10.1051/jp4:2005131021>
18. Минакова В. Е., Талденков А. Н., Зайцев-Зотов С. В., Солитонная фотопроводимость в пайерлсовском проводнике ромбическом TaS<sub>3</sub> // Письма в ЖЭТФ, 110, 178 (2019). <https://doi.org/10.1134/S0370274X19150086>

19. Preobrazhensky V. B, Taldenkov A. N., Kal'nova I.Yu., Electrical conductivity of the uniaxially strained quasi-one-dimensional Peierls insulator TaS<sub>3</sub> // JETP Letters, 40, 944 (1984). [http://jetpletters.ru/ps/1256/article\\_18987.pdf](http://jetpletters.ru/ps/1256/article_18987.pdf)
20. Lear R. S, Skove M.J., Stillwell E.P., Brill J.W., Stress dependence of the charge-density-wave transitions in NbSe<sub>3</sub> and *o*-TaS<sub>3</sub> // Phys.Rev. B 29, 5656 (1984). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.29.5656>
21. Minakova V.E., Nasretdinova V.F., Zaitsev-Zotov S.V., Charge-density waves physics revealed by photoconduction // B: Condensed Matter, 460,185 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2014.11.064>
22. Ogawa N., Miyano K., Brazovskii S.A., Optical excitation in the creep phase of plastic charge-density waves // Phys. Rev. B 71, 075118 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.075118>

**Для цитирования:**

Минакова В.Е., Зайцев-Зотов С.В. Коллективная природа низкотемпературных фотопроводимости и проводимости в Пайерлсовском проводнике ромбическом TaS<sub>3</sub>. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.17>