

## Солитонная фотопроводимость в пайерлсовском проводнике ромбическом $\text{TaS}_3$

В. Е. Минакова<sup>+</sup>, А. Н. Талденков\*, С. В. Зайцев-Зотов<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

\*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2019 г.

После переработки 25 июня 2019 г.

Принята к публикации 26 июня 2019 г.

Изучено влияние растяжения на низкотемпературную проводимость и фотопроводимость пайерлсовского проводника ромбического  $\text{TaS}_3$ . Обнаружен согласованный рост проводимости и фотопроводимости при  $T \lesssim 60$  К, противоречащий модели столкновительной рекомбинации, которая хорошо описывает фотопроводимость в нерастянутых образцах. Рост проводимости сопровождается увеличением порогового поля начала скольжения волны зарядовой плотности  $E_T$ , причем взаимосвязь между  $E_T$  и проводимостью аналогична наблюдающейся при фотопроводимости. Эта взаимосвязь обусловлена изменением условий экранировки волны зарядовой плотности при изменении концентрации носителей тока. Обнаружена смена характера пиннинга волны зарядовой плотности с трехмерного при  $T \gtrsim 60$  К на одномерный при  $T \lesssim 45$  К при растяжении  $\epsilon \approx 0.5\%$ . Обнаруженные эффекты объясняются тем, что в условиях растяжения вклад солитонов как в низкотемпературную проводимость, так и в фотопроводимость становится доминирующим.

DOI: 10.1134/S0370274X19150086

**Введение.** Необычные свойства квазиодномерных (q-1D) проводников являются следствием появления в них волны зарядовой плотности (ВЗП), образующейся при температурах ниже температуры пайерлсовского перехода  $T_P$  [1, 2]. ВЗП может скользить вдоль кристалла в небольших электрических полях  $E$ , превышающих пороговое значение  $E_T$ , обеспечивая сильную нелинейную проводимость. Но движение ВЗП – не единственный возможный коллективный механизм переноса тока. Альтернативой может быть существование нелинейных возбуждений ВЗП – солитонов [3, 4].

Проблема существования солитонов в пайерлсовских проводниках давно обсуждается в литературе [5–7], но экспериментальные доказательства их существования были получены недавно. А именно, солитоны наблюдались в  $\text{NbSe}_3$  в экспериментах по межслойному туннелированию [6] и при использовании сканирующей туннельной микроскопии [7]. Убедительных доказательств существования солитонов в ромбическом  $\text{TaS}_3$  ( $\alpha\text{-TaS}_3$ ) до недавнего времени не было.

$\alpha\text{-TaS}_3$  имеет единственный пайерлсовский переход при  $T_P \approx 220$  К, запрещенную зону, закрывающую всю поверхность Ферми, и активационную за-

висимость омической проводимости  $G(T)$  с энергией активации  $\Delta_P \approx 850$  К при  $T_P/2 \lesssim T < T_P$ . При меньших  $T$  энергия активации продольной проводимости уменьшается примерно вдвое при неизменной энергии активации поперечной проводимости. Этот факт, начиная с первой публикации об  $\alpha\text{-TaS}_3$  [5], объясняют появлением носителей нового типа – солитонов, имеющих более низкую энергию активации, чем квазичастицы, термически возбуждаемые через пайерлсовскую щель. В некоторых образцах между участками с высокой и низкой энергиями активации на зависимости  $G(T)$  наблюдают аномальную область слабо меняющейся омической проводимости – плато, природа которого до конца не ясна [8–10].

Волновой вектор ВЗП  $q$  с уменьшением  $T$  приближается к четырехкратной соизмеримости [11, 12]. Величину  $q$  можно изменять, растягивая кристалл [13, 14], причем рост растяжения увеличивает степень отклонения  $q$  от соизмеримости [15]. В данной работе растяжение используется как инструмент для изменения соотношения между квазичастичной и солитонной составляющими проводимости.

Другим инструментом, позволяющим менять концентрацию носителей тока в образце, является освещение. Впервые его влияние на электрические свойства q-1D проводников наблюдалось в голубой бронзе  $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ , где был обнаружен рост

<sup>1)</sup>e-mail: SerZZ@cplire.ru

$E_T$  при освещении [16]. При детальном изучении того же эффекта в *o*-TaS<sub>3</sub> обнаружены увеличение омической проводимости при освещении (т.е. фотопроводимость) и связь роста  $E_T$  с изменением экранировки ВЗП [17]. Также было показано [18], что основной вклад в омическую проводимость при низких  $T$  дает неоднородная проводимость, предположительно связанная с солитонами, которая шунтирует меньшую на несколько порядков одночастичную проводимость. Исследования спектральных характеристик *o*-TaS<sub>3</sub> дали противоречивые результаты. При исследовании спектров болометрического отклика *o*-TaS<sub>3</sub> [19] величина пайерлсовской щели, определенная по началу поглощения, оказалась сильно заниженной, а обнаруженный пик в центре такой щели, приписываемый изначально солитонным состояниям, оказался фоновым пиком. При исследовании спектров фотопроводимости *o*-TaS<sub>3</sub> [20] был установлен край фундаментального поглощения, амплитудных солитонов вблизи центра пайерлсовской щели не обнаружено. Вместо этого были обнаружены внутрищелевые состояния вблизи края щели, зависящие от  $E$  и от  $T$ , возможная природа которых связывалась с коллективными возбуждениями ВЗП.

В данной работе приводятся результаты сравнительного исследования фотопроводимости обычных и растянутых образцов *o*-TaS<sub>3</sub>. Сравнивая температурные и полевые зависимости фотопроводимости разных сегментов единого образца с разной степенью растяжения, мы показываем, что в низкотемпературной фотопроводимости преобладает солитонный вклад, который также участвует и в изменении характера пиннинга ВЗП.

**Методика эксперимента.** В работе изучалась четырехконтактная структура, созданная на основе высококачественного кристалла *o*-TaS<sub>3</sub> ( $E_T = 0.5$  В/см,  $T_P = 218$  К) и схематически показанная на вставке к рис. 1. Контакты были изготовлены холодной пайкой индием. Структура имела два сегмента. В части *B* с помощью механической системы было специально создано одноосное растяжение  $\epsilon \approx 0.5\%$ , величина его контролировалась по изменению сопротивления и фиксировалась приклеиванием образца к подложке в местах, за пределами контактов к сегменту *B*. Сегмент *A* служил образцом сравнения и растяжение к нему специально не прикладывалось. Часть *A* будем называть нерастянутым сегментом образца, а часть *B* – растянутым сегментом. Их проводимости обозначим  $G_A$  и  $G_B$ , а фотопроводимости –  $g_A$  и  $g_B$  соответственно.

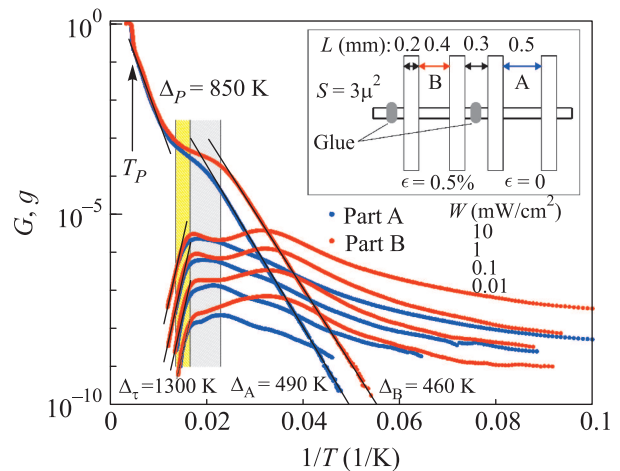


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости нормированных омических проводимостей  $G_A(T)$  и  $G_B(T)$  (верхние синяя и красная кривые, соответственно) и фотопроводимостей  $g_A(T)$  и  $g_B(T)$  при разных интенсивностях света  $W$  (нижние синие и красные наборы кривых, соответственно). В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП, в желтой зоне наблюдается резкое изменение  $E_T(T)$ . На вставке – схема исследуемой структуры

Чтобы сравнивать значения  $G_A$  и  $G_B$ , а также  $g_A$  и  $g_B$ , все данные нормировались на соответствующие значения проводимостей при комнатной температуре  $G_{300A}$  и  $G_{300B}$ , что в данном случае является нормировкой на длину образцов. Ниже в тексте всегда говорится о нормированных значениях  $G$  и  $g$ .

Методика измерений  $G$  и  $g$  полностью аналогична описанной в [21]. Все измерения проводились в двухконтактной конфигурации в режиме заданного напряжения. Для исследования фотопроводимости образец освещался светодиодом, расположенным вблизи образца, с интенсивностью света  $W$ , меняющейся в широком диапазоне. Проводимость измерялась на постоянном токе. Фотопроводимость  $g(W, T) = G(W, T) - G(0, T)$  измерялась как отклик на модулированный световой поток на частоте модуляции, равной 4.5 Гц.

**Влияние растяжения на температурные зависимости омической проводимости и фотопроводимости.** На рисунке 1 приведены температурные зависимости 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  $T \lesssim 70$  К в области плато, соединяющего участки с высокими и низкими энергиями активации, последние слегка различаются между собой:  $\Delta_A = 490$  К

и  $\Delta_B = 460 \text{ K}^2$ ). 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.

В нижней части рис. 1 показаны температурные зависимости фотопроводимостей при разных интенсивностях света  $W$ . Для сегмента  $A$  при повышении  $T$  виден плавный рост  $g_A(T)$  до  $T \approx 60 \text{ K}$  и резкий активационный спад при более высоких  $T$ . В целом, наблюдаемое поведение близко к обнаруженному в [18] для образцов  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> без растяжения.

Форма зависимостей  $g_B(T)$  более сложная. В условиях растяжения можно видеть и количественное, и качественное изменение кривых: новый максимум появляется при  $T \approx 30 \text{ K}$ . В результате при  $T \lesssim 30 \text{ K}$  наблюдается десятикратное превышение  $g_B(T)$  над  $g_A(T)$  для всех  $W$ . С ростом  $T$  разница между  $g_A(T)$  и  $g_B(T)$  уменьшается и становится едва заметной при  $T \approx 45 \text{ K}$ . В высокотемпературной области активационного спада ( $T > 60 \text{ K}$ ) кривые практически совпадают и имеют единую энергию активации  $\Delta_\tau \approx 1300 \text{ K}$ . Отметим, что подобный вид зависимости  $g(T)$  наблюдался в [8] для образца  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> с плато на  $G(T)$ .

**Влияние растяжения на нелинейную проводимость и пороговое поле.** На рисунке 2 показаны зависимости проводимости  $G \equiv I/V$

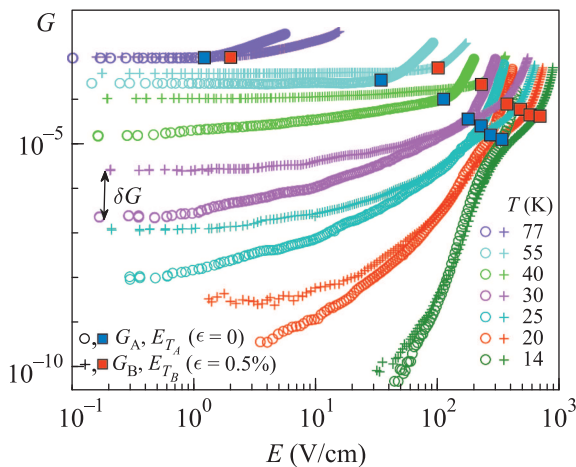


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости нормированных проводимостей от электрического поля  $G_A(E)$  (кружки) и  $G_B(E)$  (кресты) при разных  $T$ . Квадраты отмечают величины  $E_{TA}$  (синие) и  $E_{TB}$  (красные)

от электрического поля. Для сегмента  $A$  они имеют обычный вид. Участок омической проводимости

<sup>2)</sup> Отметим, что поведение растянутых образцов  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> при  $T < 65 \text{ K}$  ранее не изучалось.

с ростом  $E$  сменяется областью нелинейной проводимости, связанной с крипом ВЗП при  $E \lesssim E_{TA}$ , и далее областью сильно нелинейной проводимости, вызванной движением ВЗП при  $E > E_{TA}$ .

По своим проявлениям эффект растяжения во многом аналогичен влиянию освещения [17]. Во-первых, при растяжении появляется добавочная проводимость  $\delta G(T)$  уже при  $E \rightarrow 0$ , за счет чего растет проводимость и в омической области, и в области крипа ВЗП. Отметим, что  $\delta G$  слабо зависит от  $E$  при  $E \lesssim E_{TA}$ . Температурная зависимость отношения  $\delta G/G_A$  показана на рис. 3. При  $T > 70 \text{ K}$   $\delta G/G_A$  мала и не превышает 0.3. Значительный рост  $\delta G$ , начинающийся при  $T \lesssim 70 \text{ K}$ , приводит к десятикратному превышению  $\delta G$  над  $G_A$  при  $T \lesssim 30 \text{ K}$ .

Во-вторых, при растяжении растет  $E_T$ . Из рисунка 3 видно, что  $E_{TB} > E_{TA}$  при всех  $T$ . Более того,

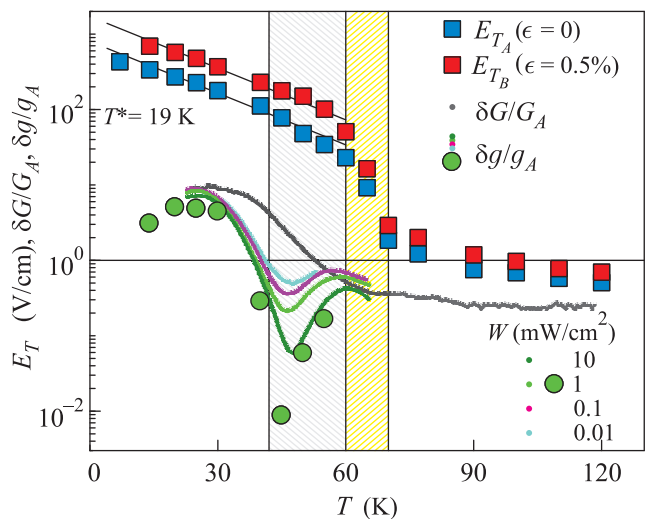


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости следующих величин:  $E_{TA}$  и  $E_{TB}$ ;  $\delta G/G_A$  (черная кривая);  $\delta g/g_A$ , полученные двумя способами – из зависимостей  $g(T)$  (цветные кривые) и  $g(E)$  (кружки). В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП

форма кривых  $E_T(T)$  необычная. Известно, что для нерастянутых образцов  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> величина  $E_T$  плавно растет с уменьшением  $T$  ниже  $90 \text{ K}$  согласно закону  $E_T(T) \propto e^{-T/T^*}$  с  $T^* = 20 \text{ K}$  [22]. В нашем случае этот закон наблюдается только при  $T \lesssim 60 \text{ K}$ , а при  $60 \lesssim T \lesssim 70 \text{ K}$  (желтая зона на рис. 3) ему предшествует аномальный (более, чем десятикратный) рост обеих зависимостей  $E_T(T)$ . В [22] один из трех образцов с плато на  $G(T)$  имел подобный изгиб  $E_T(T)$  при тех же  $T$ . Кроме того, подобный рост  $E_T(T)$  при  $90 > T > 77 \text{ K}$  наблюдался на тонком растянутом образце  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> в [23], но эффект не был объяснен.

Подчернем, что вызванные растяжением аномалии в омической и нелинейной проводимости при низких  $T$  коррелируют: температуры начала резкого роста  $E_T(T)$  и начала появления плато на  $G(T)$  совпадают (желтая зона на рис. 1 и 3).

**Влияние растяжения на зависимость фотопроводимости от электрического поля.** Полевые зависимости фотопроводимости без растяжения  $g_A(E)$ , представленные на рис. 4, во многом по-

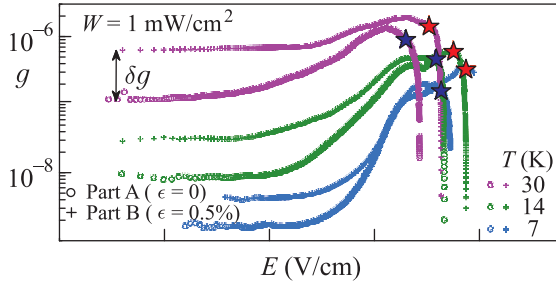


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости нормированных фотопроводимостей от электрического поля  $g_A(E)$  (кружки) и  $g_B(E)$  (кресты) при низких  $T$ . Звезды отмечают значения  $E_{TA}^*$  (синие) и  $E_{TB}^*$  (красные)

хожи на зависимости проводимости  $G_A(E)$ : имеется область фотопроводимости, не зависящей от  $E$  при  $E \ll E_{TA}$ , область плавного роста  $g_A(E)$  (значительного при низких  $T$ ) и область резкого изменения (спада)  $g_A(E)$  из-за ускорения рекомбинации носителей с началом движения ВЗП при  $E_T^*$  [17] (где  $E_T^*$  – пороговое поле начала движения ВЗП при освещении). В целом, кривые  $g_A(E)$  близки к зависимостям для  $m$ -TaS<sub>3</sub> [21].

Влияние растяжения на фотопроводимость схоже с влиянием на проводимость. Растяжение приводит к росту фотопроводимости как в омической области, так и в области криза ВЗП ( $E \lesssim E_{TA}^*$ ) на величину  $\delta g(T)$ . При этом  $\delta g$  при низких  $T$  почти не зависит от  $E$ . Кроме того, наблюдается сдвиг в сторону больших  $E$  начала резкого спада  $g_B$  при  $E_{TB}^*$ .

**Корреляция проводимости и фотопроводимости.** На рисунке 3 приведены температурные зависимости избыточной фотопроводимости  $\delta g$ , нормированной на фотопроводимость без растяжения  $g_A$  при тех же  $E$ . Они получены двумя способами: из зависимостей  $g(T)$  при разных  $W$  и из кривых  $g(E)$  при одинаковых  $T$ . Видно, что для всех  $W$  (величины которых различаются на 3 порядка), кривые  $\delta g/g_A$  близки друг к другу и к  $\delta G/G_A$  в двух областях: при  $T > 60$  К и при  $T \lesssim 30$  К. При  $T \approx 45$  К наблюдается наибольшая разница между кривыми, ее величина уменьшается с уменьшением  $W$ .

Близость величин  $\delta g/g_A$  и  $\delta G/G_A$  (рис. 3) говорит о корреляции изменений проводимости и фотопроводимости при низких  $T$ . В результате, при нормировке зависимостей  $g(E)$  на соответствующие зависимости  $G(E)$  наблюдается совпадение кривых  $g/G$  для обоих сегментов при  $T \lesssim 30$  К в широком диапазоне полей ( $E \lesssim E_{TA}$ ). Таким образом, при низких  $T$  вызванный растяжением рост фотопроводимости пропорционален изменению проводимости.

В случае столкновительной рекомбинации, реализующейся в нерастянутых образцах  $o$ -TaS<sub>3</sub> [18], при  $T, W = \text{const}$  рост концентрации носителей (например, из-за растяжения) должен ускорять релаксацию, уменьшая фотопроводимость. Однако мы видим противоположный эффект – растяжение приводит к согласованному росту проводимости и фотопроводимости: при  $T \lesssim 60$  К все красные кривые на рис. 1 находятся выше соответствующих синих кривых. Разница особенно заметна при  $T \lesssim 45$  К.

Эффект можно объяснить, считая, что вклад в фотопроводимость исходит из двух источников: от неравновесных квазичастиц (электронов и дырок), возбуждаемых через пайерлсовскую щель, и от возбуждений квазичастиц из солитонных состояний. Без растяжения квазичастичная составляющая преобладает при высоких  $T$ . Поскольку проводимость (также двухкомпонентная) при низких  $T$  обеспечивается в основном солитонами [18], имеющими более низкую энергию активации, чем квазичастицы, логично предположить, что солитонный вклад в фотопроводимость также становится доминирующим при низких  $T$ . Растяжение увеличивает степень несоизмеримости ВЗП [15], что вызывает значительный рост концентрации избыточных солитонов. Следовательно, при растяжении низкотемпературное доминирование солитонного вклада как в проводимость, так и в фотопроводимость должно усилиться и привести к их обоюдному росту при низких  $T$ , что согласуется с экспериментом (рис. 1).

**Переход от трехмерного пиннинга к одномерному при понижении температуры.** В работе [17] для тонких образцов  $o$ -TaS<sub>3</sub> была обнаружена корреляция между  $E_T$  и меняющейся при освещении омической проводимостью  $G$ :  $E_T \propto G^{1/3}$ . Это позволило объяснить причину роста  $E_T$  при освещении уменьшением модуля упругости ВЗП из-за изменения условий экранировки при появлении неравновесных носителей тока. Показатель степени  $\alpha = 1/3$  указывал на случай одномерного (1D) пиннинга [24] (что соответствовало размерам исследованных об-

разцов<sup>3)</sup>) и не изменялся в интервале  $20\text{ К} < T < 50\text{ К}$  [25].

Опираясь на аналогию эффектов растяжения и освещения, мы построили при разных  $T$  аналогичные зависимости, используя (где это возможно) четыре различные значения пороговых полей  $-E_{T_A}$ ,  $E_{T_B}$  и  $E_{T_A}^*$ ,  $E_{T_B}^*$  и соответствующие им значения омических проводимостей  $G_A$ ,  $G_B$ ,  $G_A + g_A$ ,  $G_B + g_B$  (см. рис. 5). Видно, что показатель степени  $\alpha$  оста-

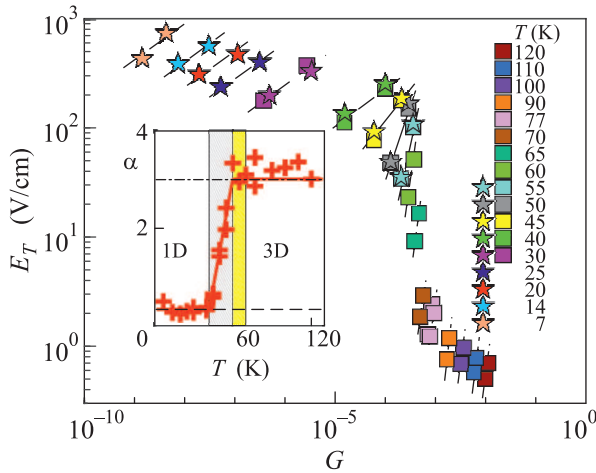


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости  $E_{T_{A,B}}$  (квадраты) и  $E_{T_{A,B}}^*$  (звезды) от соответствующих нормированных омических проводимостей  $G$  при разных  $T$ . На вставке – зависимость показателя степени  $\alpha$  от  $T$ . В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП, в желтой зоне наблюдается резкий рост  $E_T(T)$ . Подробности в тексте

ется постоянным при низких  $T$ , растет в интервале температур  $45\text{ К} \lesssim T \lesssim 60\text{ К}$ , после чего опять не изменяется. На вставке приведена зависимость  $\alpha(T)$ . Значение  $\alpha = 1/3$  (пунктирная линия) соответствует 1D пиннингу, а  $\alpha = 3$  (штрих-пунктирная линия) – трехмерному (3D) пиннингу [24]. Зона изменения  $\alpha(T)$  обозначена серым цветом.

По аналогии с [17] можно заключить, что растяжение увеличивает концентрацию носителей тока в образце за счет появления избыточных (по сравнению с нерастянутым состоянием) солитонов, тем самым изменяя условия экранировки ВЗП. Рост концентрации солитонов вызван ростом степени несоизмеримости ВЗП при растяжении [15]. При высоких  $T$  основными носителями, осуществляющими экранировку ВЗП, являются квазичастицы, возбуждаемые через пайерлсовскую щель. Исследуемый кри-

сталл имеет большое сечение  $S = 3\text{ мкм}^2$ , и пиннинг ВЗП должен быть трехмерным [24], что и наблюдается при  $T \gtrsim 60\text{ К}$ . С понижением  $T$  рост концентрации избыточных солитонов, вызванный растяжением, приводит к их доминированию при  $T \lesssim 45\text{ К}$  над квазичастицами, чей вклад экспоненциально падает [18]. Смена типа пиннинга при этом означает, что экранировка ВЗП теперь имеет 1D характер, как и в случае очень тонких образцов [17]. Возможно, что обнаруженная смена типа пиннинга связана с переходом от солитонной жидкости к решетке солитонов при понижении  $T$ , описанным в теоретической части работы [26].

**Заключение.** Обнаружено, что в  $o\text{-TaS}_3$  в области температур  $T \lesssim 60\text{ К}$  рост омической проводимости, вызванный растяжением, сопровождается пропорциональным ростом фотопроводимости. Эта взаимосвязь противоположна ожидаемой для столкновительной рекомбинации, но легко объясняется в рамках солитонного механизма низкотемпературной проводимости. Такое поведение вызвано изменением соотношения между концентрациями квазичастиц и избыточных солитонов, рождаемых растяжением, в пользу последних, что приводит как к смене типа пиннинга ВЗП с 3D на 1D, так и к изменению условий экранировки ВЗП, вызывающему резкий рост зависимости  $E_T(T)$  при понижении  $T$ .

Авторы благодарят С. А. Бразовского и Н. Н. Кирову за полезные обсуждения.

1. P. Monceau, Adv. Phys. **61**, 325 (2012).
2. G. Grüner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988).
3. S. A. Brasovskii, Pis'ma v ZhETP **28**, 656 (1978) [JETP Lett. **28**, 606 (1978)].
4. S. A. Brasovskii, ZhETF **78**, 677 (1980) [Sov. Phys. ZhETP **51**, 342 (1980)].
5. T. Takoshima, M. Ido, T. Tsutsumi, T. Sambongi, S. Honma, K. Yamaya, and Y. Abe, Sol. State Commun. **35**, 911 (1980).
6. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. Brasovskii, A. P. Orlov, and T. Fournier, Phys. Rev. Lett. **95**, 266402 (2005).
7. S. Brasovskii, C. Brun, Z.-Z. Wang, and P. Monceau, Phys. Rev. Lett. **108**, 096801 (2012).
8. S. V. Zaitsev-Zotov, V. E. Minakova, V. F. Nasretdinova, and S. G. Zytsev, Physica B **407**, 1868 (2012).
9. S. V. Zaitsev-Zotov, Microelectr. Eng. **69**, 549 (2003).
10. S. K. Zhilinskii, M. E. Itkis, I. Yu. Kal'nova, F. Ya. Nad', and V. B. Preobrazhensky, ZhETF **85**, 362 (1983) [Sov. Phys. JETP **58**, 211 (1983)].
11. Z. Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, R. Ayroles, F. Levy, L. Guemas and A. Meerschaut, J. Physique-Letters **44**, L-311 (1983).

<sup>3)</sup> Поперечные размеры образцов были много меньше поперечной длины фазовой корреляции ВЗП, а длина больше продольной длины фазовой корреляции.



12. K. Inagaki, M. Tsubota, K. Higashiyama, K. Ichimura, S. Tanda, K. Yamamoto, N. Hanasaki, N. Ikeda, Y. Nogami, T. Ito, and H. Toyokawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 093708 (2008).
13. V. B. Preobrazhensky, A. N. Taldenkov, and I. Yu. Kal'nova, *Pis'ma v ZhETP* **40**, 183 (1984) [*JETP Lett.* **40**, 944 (1984)].
14. R. S. Lear, M. J. Skove, E. P. Stillwell, and J. W. Brill, *Phys. Rev. B* **29**, 5656 (1984).
15. S. G. Zybtsev and V. Ya. Pokrovskii, *Physica B* **460**, 34 (2015).
16. N. Ogawa, A. Shiraga, R. Kondo, S. Kagoshima, and K. Miyano, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 256401 (2001).
17. S. V. Zaitsev-Zotov and V. E. Minakova, *Pis'ma v ZhETP* **79**, 680 (2004) [*JETP Lett.* **79**, 550 (2004)].
18. S. V. Zaitsev-Zotov and V. E. Minakova, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 266404 (2006).
19. M. E. Itkis and F. Ya. Nad, *Pis'ma v ZhETP* **39**, 373 (1984) [*JETP Lett.* **39**, 448 (1984)].
20. V. F. Nasretdinova and S. V. Zaitsev-Zotov, *Pis'ma v ZhETP* **89**, 607 (2009) [*JETP Lett.* **89**, 514 (2009)].
21. V. E. Minakova, V. F. Nasretdinova, and S. V. Zaitsev-Zotov, *Physica B: Condensed Matter*. **460**, 185 (2015).
22. M. E. Itkis, F. Ya. Nad', and P. Monceau, *J. Phys.: Condens. Matter*. **2**, 8327 (1990).
23. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, O. M. Zhigalina, D. N. Khmelenin, D. Starešinić, S. Šturm, and E. Tchernychova, *ZhETP* **151**, 776 (2017) [*JETP* **124**, 665 (2017)].
24. S. V. Zaitsev-Zotov, *Physics – Uspekhi* **47**, 533 (2004).
25. S. V. Zaitsev-Zotov and V. E. Minakova, *J. Phys. IV France* **131**, 95 (2005).
26. T. Matsuura, J. Hara, K. Inagaki, M. Tsubota, T. Hosokawa, and S. Tanda, *EPL* **109**, 27005 (2015).