

Солитонная фотопроводимость в пайерлсовском проводнике ромбическом TaS_3

В. Е. Минакова⁺, А. Н. Талденков*, С. В. Зайцев-Зотов⁺¹⁾

⁺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 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 NbSe_3 в экспериментах по межслойному туннелированию [6] и при использовании сканирующей туннельной микроскопии [7]. Убедительных доказательств существования солитонов в ромбическом 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

¹⁾e-mail: SerZZ@cplire.ru

рост E_T при освещении [16]. При детальном изучении того же эффекта в α -TaS₃ 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 α -TaS₃ дали противоречивые результаты. При исследовании спектров болометрического отклика α -TaS₃ [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 α -TaS₃ [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 α -TaS₃. 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 α -TaS₃ ($E_T = 0.5$ 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.

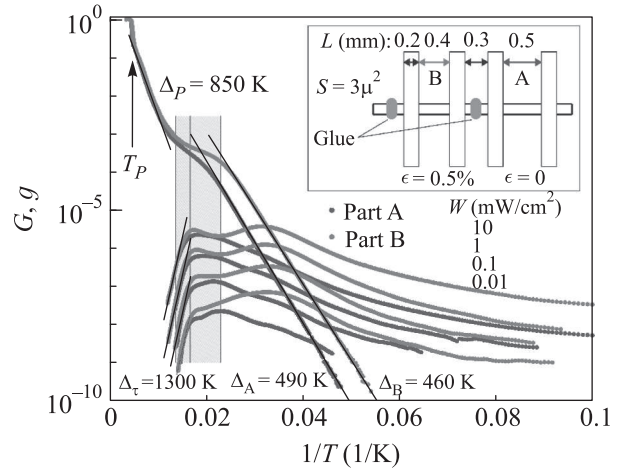


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости нормированных омических проводимостей $G_A(T)$ и $G_B(T)$ (верхние синяя и красная кривые, соответственно) и фотопроводимостей $g_A(T)$ и $g_B(T)$ при разных интенсивностях света W (нижние синие и красные наборы кривых, соответственно). В серой зоне 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 $T \lesssim 70 \text{ К}$ в области плато, соединяющего участки с высокими и низкими энергиями активации, последние слегка различаются между собой: $\Delta_A = 490 \text{ К}$

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 α -TaS₃ 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 α -TaS₃ с плато на $G(T)$.

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

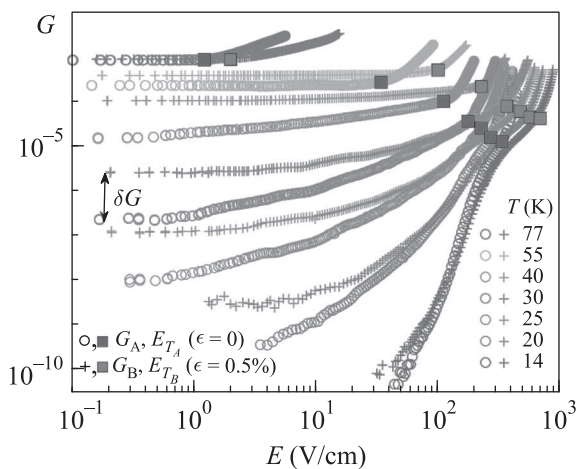


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости нормированных проводимостей от электрического поля $G_A(E)$ (кружки) и $G_B(E)$ (кресты) при разных T . Квадраты отмечают величины E_{TA} (синие) и E_{TB} (красные)

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

²⁾ Отметим, что поведение растянутых образцов α -TaS₃ 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 δG 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 δG , начинающийся при $T \lesssim 70 \text{ K}$, приводит к десятикратному превышению δG 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,

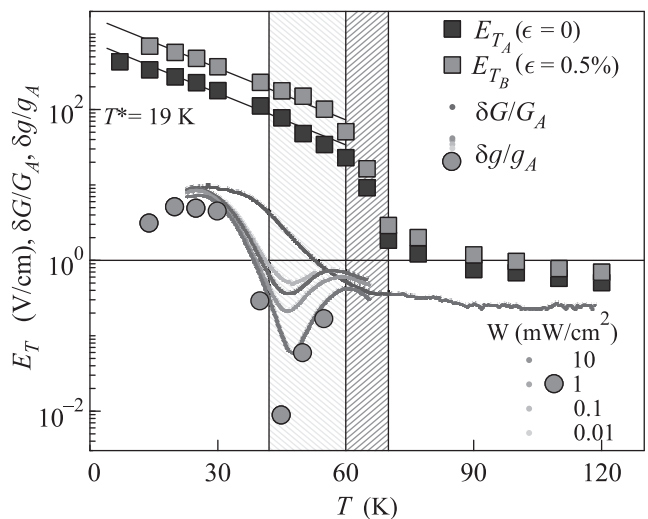


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости следующих величин: E_{TA} и E_{TB} ; $\delta G/G_A$ (черная кривая); $\delta g/g_A$, полученные двумя способами – из зависимостей $g(T)$ (цветные кривые) и $g(E)$ (кружки). В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП

форма кривых $E_T(T)$ необычная. Известно, что для нерастянутых образцов α -TaS₃ величина E_T плавно растет с уменьшением T ниже 90 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 α -TaS₃ 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-

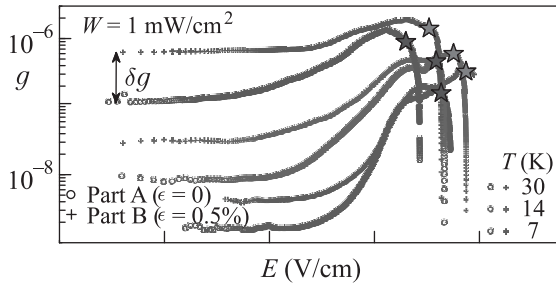


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости нормированных фотопроводимостей от электрического поля $g_A(E)$ (кружки) и $g_B(E)$ (кресты) при низких T . Звезды отмечают значения E_{TA}^* (синие) и E_{TB}^* (красные)

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 -TaS₃ [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 δg 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 δg , 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 -TaS₃ [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 -TaS₃ 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-

разцов³⁾) 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 α оста-

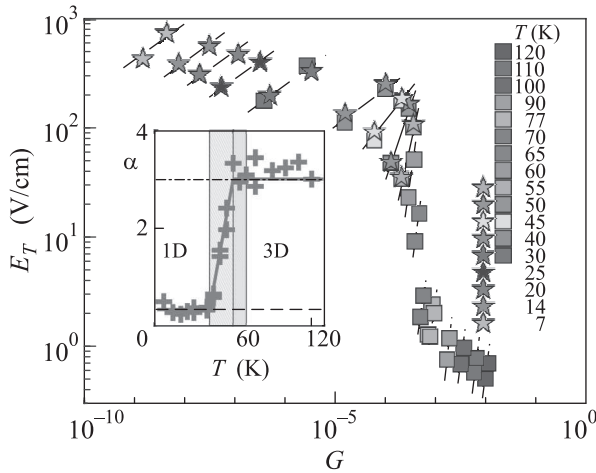


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости $E_{T_{A,B}}$ (квадраты) и $E_{T_{A,B}}^*$ (звезды) от соответствующих нормированных омических проводимостей G при разных T . На вставке – зависимость показателя степени α от T . В серой зоне изменяется тип пиннинга ВЗП, в желтой зоне наблюдается резкий рост $E_T(T)$.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

³⁾ 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. Khmelinin, 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).