

ВОЗДЕЙСТВИЕ ОДНООСНОГО РАСТЯЖЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ И СТРУКТУРНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В TaS₃ НИЖЕ АЗОТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

© 2020 г. М. В. Никитин^{а, *}, А. В. Фролов^а, А. П. Орлов^а, В. Я. Покровский^а, С. Г. Зыбцев^а

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: nikitin@cplire.ru

Поступила в редакцию 05.12.2019 г.

После доработки 11.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

Исследована эволюция вида вольт-амперных характеристик квазиодномерного проводника TaS₃ при одноосном растяжении ϵ в диапазоне температур 150...40 К. Найдено, что при всех температурах удлинение приводит к образованию “ультракогерентной” волны зарядовой плотности, главной особенностью которой является резкий рост проводимости в электрическом поле выше порогового: но если выше 100 К переход в зависимости от ϵ происходит практически скачкообразно, то ниже 90 К при удлинении возникает промежуточная область, в которой пороговое поле резко возрастает и плохо определено из-за слабой нелинейной проводимости. Результат доказывает возникновение пространственно-неоднородного состояния ВЗП ниже 90 К.

DOI: 10.31857/S0033849420100058

ВВЕДЕНИЕ

Трисульфид тантала ромбической фазы (TaS₃) – один из характерных и наиболее детально изученных квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. В этом соединении при температуре пайерлсовского перехода $T_p = 220$ К возникает трехмерно упорядоченная ВЗП (электронный кристалл) с компонентой q волнового вектора, направленной вдоль оси c наибольшей проводимости и близкой по величине к $(1/4)c^*$, где c^* – модуль вектора обратной решетки. В результате этого происходит полная диэлектризация электронного спектра. При $T > 100$ К ВЗП проявляет все характерные для этого коллективного состояния свойства: проводимость в слабых полях падает с энергией активации, согласующейся с величиной пайерлсовской щели, 2Δ . Выше порогового поля E_p , значение которого в наиболее совершенных образцах может быть ниже 0.2 В/см, происходит резкий рост проводимости. При этом возникает узкополосный шум, а при воздействии поля ВЧ-СВЧ-диапазонов – ступеньки Шапиро, свидетельствующие о скольжении ВЗП. Ниже 100 К происходит качественное изменение свойств TaS₃ [2–4]. Энергия активации проводимости $E_a \equiv d \ln \sigma / d(1/T)$ снижается примерно в два-три ра-

за, причем в области 55...70 К на зависимости $E_a(T)$ наблюдается минимум [2, 3, 5, 6]. Значение E_p ниже 80 К начинает резко возрастать, а при $E < E_p$ появляется нелинейная проводимость – беспороговая или со слабо выраженным порогом [2–4]. Возникло предположение, что эта проводимость вызвана солитонами или, в более широком понимании, – нелинейными возбуждениями ВЗП. Эти же возбуждения вносят вклад и в линейную проводимость, что доказали исследования фотопроводимости [7]. О переходе ВЗП в новое состояние при низких температурах свидетельствуют и исследования частотной зависимости проводимости [8, 9]. Релаксационные процессы в ВЗП при низких температурах указывают на возникновение стекольного состояния [9, 10].

Во всех случаях низкотемпературное состояние ВЗП характеризуется как неупорядоченное. Возникновение беспорядка в ВЗП связывается с ухудшением экранирования примесей [4]. В частности, в [11] показано, что в рамках модели слабого пиннинга из-за роста модуля упругости ВЗП с понижением температуры [12] возрастает механическое напряжение ВЗП, то есть, отклонение химического потенциала от равновесного значения. В некоторых точках напряжение достигает критического значения, и происходит локальное

подавление щели 2Δ . В результате в объеме кристалла должны возникать дислокации ВЗП. Вместе с тем прямых доказательств неоднородности низкотемпературного состояния ВЗП получено не было.

Кроме того, напомним, что аналогичные аномалии свойств ВЗП при температурах ниже примерно $T_p/2 - T_p/3$ характерны для разных квазиодномерных соединений, например, $K_{0.3}MoO_3$ и $(TaSe_4)_2I$. Эти низкотемпературные особенности ВЗП обсуждаются, в частности, в [1, разд. 6.3.3, 6.3.4 и 7.3.3.2] и также объясняются ослаблением экранирования деформаций ВЗП, ростом ее модуля упругости и, как следствие, переходом к сильному пиннингу.

Другое неразгаданное, хотя и давно обнаруженное явление в TaS_3 , — резкое изменение свойств ВЗП при достижении критического одноосного удлинения $\epsilon_c = 0.4...0.8\%$ [12, 14, 16]. При $\epsilon > \epsilon_c$ индекс возникает новое состояние ВЗП, в котором пороговое поле $E_t^{УК}$ меньше в несколько раз, чем при $\epsilon = 0$, а срыв ВЗП с примесей (депиннинг) происходит гораздо резче. В наиболее совершенных образцах выше $E_t^{УК}$ происходит практически скачкообразный рост проводимости до значения $\sigma(E \rightarrow \infty)$, в связи с чем это состояние ВЗП было названо “ультракогерентным” (УК) [17–19]. Переход ВЗП в новое состояние виден и по резкому возрастанию $R(0)$ в зависимости от ϵ (здесь $R(V) \equiv dV/dI$ — дифференциальное сопротивление образца, V — напряжение, I — ток). В наиболее совершенных однородно растянутых образцах ширина перехода не превышает разрешения методики по ϵ , — около 0.02%, т.е. переход происходит практически скачкообразно [17]. Из ВАХ в области перехода видно, что “старая” ВЗП и УК ВЗП сосуществуют не смешиваясь, причем суммарная плотность заряда, сконденсированного в двух ВЗП, сохраняется [17]. Переход сопровождается минимумом модуля Юнга [20, 21]. Все это показывает, что при ϵ_c происходит фазовый переход I рода с образованием новой ВЗП. Можно предположить, что УК ВЗП характеризуется новым волновым вектором, соответствующим другим условиям нестинга поверхностей Ферми. Однако в структурных исследованиях проявлений перехода пока не обнаружено. Не предложено и объяснений УК свойств новой ВЗП. Вместе с тем, исходя из существующего на сегодняшний день понимания, интересно было бы использовать переход как инструмент для исследования низкотемпературной аномалии свойств TaS_3 .

Хотя транспортные свойства растянутых образцов TaS_3 ранее изучались при азотной температуре и ниже [6, 12, 22], систематических исследований вида ВАХ в зависимости от ϵ и T ниже 100 К

пока не проводилось. В данной работе мы представляем результаты такого исследования. Обнаружено, что ниже 100 К область перехода ВЗП в УК-состояние расширяется, достигая $\delta\epsilon \sim 0.3\%$ при 45 К. В этой промежуточной области свойства ВЗП наименее выражены: пороговое поле достигает максимальных значений и плохо определено из-за слабой нелинейности. Этот результат означает, что переход в УК-состояние происходит в разных областях образца при разных значениях ϵ и свидетельствует о пространственно неоднородной деформации ВЗП в образце. При этом промежуточное состояние является пространственно неоднородной смесью обычной и УК ВЗП. Другой особенностью низкотемпературной УК ВЗП является большое значение E_t , превышающее E_t для обычной ВЗП. Такая “инверсия” свойств обычной и УК ВЗП свидетельствует об изменении типа пиннинга при низких температурах.

Следует отметить, что данная работа представляет собой не первую попытку выяснения природы низкотемпературной аномалии ВЗП в TaS_3 с использованием одноосного растяжения. В недавней работе [6] исследование проводимости растянутых образцов в зависимости от мощности ИК-излучения выявило вклад солитонов в фотопроводимость.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследований были отобраны наиболее совершенные висеры TaS_3 , синтезированные в группе Р.Е. Торна (США). Для одноосного растяжения использовалась методика изгиба подложки с помощью штифта, описанная нами ранее [18]. Для достижения достаточной деформации без риска сломать эпоксидную подложку образец подвешивали между двумя кремниевыми площадками, приклеенными к подложке, т.е. приподнимали над подложкой [21, 23]. В результате те же значения ϵ достигались при меньшем изгибе, чем в случае монтажа образца непосредственно на подложке. Удлинение рассчитывалось исходя из величины перемещения штифта и геометрии подложки с площадками [23]. Разрешение по удлинению было не хуже $\delta\epsilon = 0.03\%$. Точку отсчета ϵ при каждой температуре определяли по началу роста проводимости образца. Проводимость измеряли двухконтактным методом на переменном токе методом синхронного детектирования. При высоких температурах ($R(0) \lesssim 1$ МОм) измерения проводили в режиме заданного тока, при низких ($R(0) \gtrsim 1$ МОм) — в режиме заданного напряжения. ВАХ представлены в “дифференциальном” виде — как зависимости $R(V)$. Критическое удлинение ϵ_c мы определяли как точку максимуму

ма производной $dR(0)/d\varepsilon$. Сходные результаты были получены на двух образцах. Ниже все результаты приведены для образца TaS_3 с размерами $L \times w \times t = 526 \times 2.6 \times 0.5$ мкм³, на котором проведены наиболее детальные исследования (размеры второго образца – $663 \times 3 \times 0.5$ мкм³).

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1а представлен набор ВАХ при $T = 110$ К. На этом же графике показана зависимость $R(0)$ от ε . Изменение вида ВАХ с ростом удлинения типично для температур 100...185 К [22]. Вначале с ростом ε происходит плавное снижение $R(0)$ и одновременно виден плавный рост E_i , хотя в некоторых образцах E_i может и уменьшаться [17]. Область ε_c характеризуется быстрым ростом $R(0)$, а на ВАХ появляется новый порог начала нелинейной проводимости, связанный со скольжением УК ВЗП. Заметным остается и порог для срыва старой ВЗП.¹ Окончание перехода характеризуется выходом $R(0)$ на постоянное значение. В этой области вид ВАХ практически перестает зависеть от ε .

На рис. 1б показаны аналогичный набор ВАХ и зависимость $R(0)$ от ε при 80 К. Видно, что переход в состояние УК ВЗП также наблюдается, но значение $E_i^{\text{УК}}$ оказывается выше, чем E_i . В целом значения пороговых полей заметно выше, чем на рис. 1а. Главное, чем отличаются рис. 1б – появление широкой промежуточной области ε , в которой нелинейность слабая, а значение E_i плохо определено. Тем не менее при всех растяжениях в области порога наблюдается резкий рост низкочастотных шумов, что облегчает определение E_i .

При дальнейшем понижении температуры переход в состояние УК ВЗП сохраняется, хотя когерентность этого состояния не так выражена, как при высоких температурах. Это видно из рис. 1в, где аналогичные кривые приведены при 53 К.² Зависимость $R(0)$ от ε при $T = 53$ К существенно отличается от соответствующих зависимостей при более высоких температурах (см. рис. 1а, 1б), в качественном согласии с [22], однако и в этом случае сохраняется участок небольшого роста $R(0)$,

что позволяет определять величину ε_c . Чем ниже температура, тем шире промежуточная область. Это видно также из рис. 2, на котором показан результат обработки ВАХ, измеренных при разных растяжениях и температурах. Значения ε_c , определенные по зависимостям $R(0)$ от ε , отмечены точками; примерно при этих же значениях ε пороговое поле достигает максимума. Там же показано начало перехода от обычной ВЗП к промежуточному состоянию (квадратики). Критерием перехода было начало размытия ВАХ в области порогового поля.

На рис. 2 отмечено и завершение перехода в УК-состояние (кружочки). Здесь критерием было исчезновение зависимости $E_i^{\text{УК}}$ от ε . Хотя возможны и другие критерии, данное определение начала и конца перехода представляется наиболее удобным. Температурные зависимости обеих границ перехода приблизительно обозначены сплошными линиями. На этих зависимостях можно различить и более тонкую структуру, превышающую погрешность определения ε , однако мы не будем рассматривать ее в данной работе.

Главный вывод, который можно сделать из рис. 2, – с понижением температуры область промежуточного состояния ВЗП расширяется. Расширение области перехода в ВЗП в УК-состояние ниже 90 К видно также из зависимостей $R(0)$ от ε (см. рис. 1).

На рис. 3 представлены зависимости E_i и $E_i^{\text{УК}}$ от температуры. Кривая $E_i(T)$ типична для TaS_3 [24, 25]. Выше 90 К зависимость слабая, в области 90 К наблюдается минимум. Ниже 90 К зависимость описывается экспоненциальной зависимостью: $E_i \propto \exp(-T/T_0)$. Такой рост E_i при низких температурах принято объяснять уменьшением термических флуктуаций, которое сводится к эффективному росту потенциала пиннинга ВЗП [26]. Теми же характерными чертами обладает зависимость $E_i^{\text{УК}}(T)$, но, кроме того, наблюдается резкий рост порогового поля с понижением T в области 85...90 К, в которой кривая $E_i^{\text{УК}}(T)$ пересекает $E_i(T)$ ³. Ранее подобные зависимости были приведены в работах [15]⁴ (выше 80 К) и [6], однако состояние ВЗП в растянутом образце не было определено, и в некоторых случаях ε было меньше ε_c .

¹ Образец в этом состоянии можно представить, как смесь старой и УК ВЗП. Моделирование проводимости смеси показало, что домены старой и УК ВЗП соединены параллельно, а не последовательно. Таким образом, УК ВЗП образуются в виде ламелей.

² В области порогового напряжения на ВАХ, зарегистрированных при $\varepsilon > \varepsilon_c$, видны вертикальные выбросы. Такие шумовые выбросы наблюдаются при резком изменении показаний синхронного детектора и характерны для измерений в режиме заданного напряжения.

³ Резкий рост проводимости наблюдался в области $E_i^{\text{УК}}$ также на ВАХ данного образца в нерастянутом состоянии при $T < 70$ К.

⁴ Обращаем внимание, что в [15] на рис. 6 перепутаны обозначения E_i при $\varepsilon = 0$ и $\varepsilon = 0.4\%$.

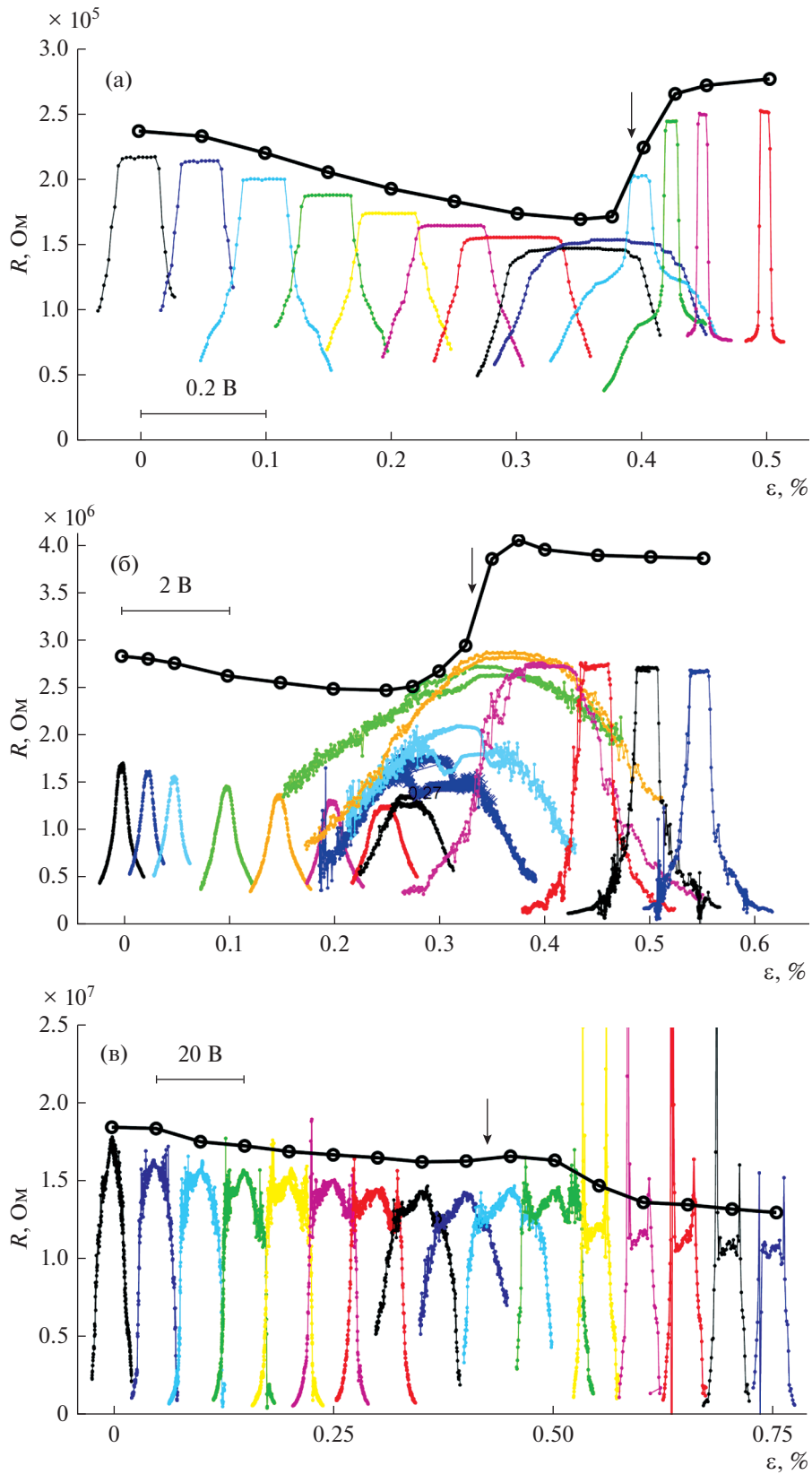


Рис. 1. Зависимости $R(V)$ при разных значениях ε при $T = 110$ (а), 80 (б) и 53 К (в). Кривые сдвинуты по горизонтали вправо пропорционально ε . На каждом из рисунков показана также зависимость $R(0)$ от ε (со сдвигом вверх); стрелкой отмечено значение ε_c .

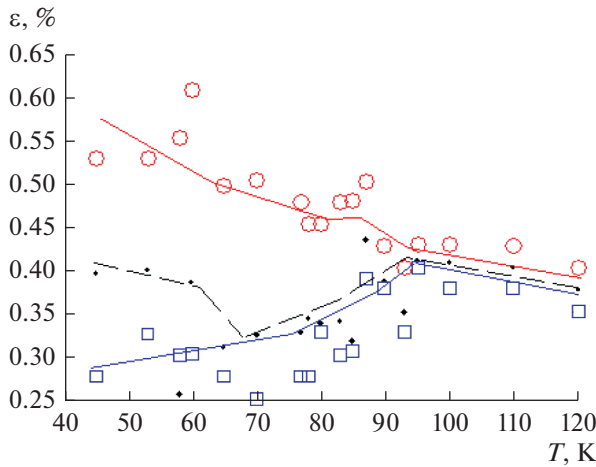


Рис. 2. Температурные зависимости удлинения, при котором исчезает обычная ВЗП (квадратики), завершается формирование УК ВЗП (кружочки), а также достигается максимум dR/de (точки). Сплошные линии – визуальные ориентиры.

Расширение области перехода ВЗП в УК-состояние ниже 90 К (см. рис. 2) свидетельствует о возникновении промежуточного состояния, в котором ВЗП пространственно-неоднородно деформирована. Чтобы объяснить этот вывод, конкретизируем условие возникновения УК ВЗП.

Известно, что при деформации образца TaS_3 период ВЗП изменяется относительно решетки кристалла. В работе [18] показано, что при удлинении вискера период ВЗП уменьшается относительно периода решетки и получена оценка:

$$g \equiv (\delta q' / q') / (\delta c^* / c^*) = -(\delta q' / q') / \varepsilon \approx -0.22,$$

где q' – продольная компонента волнового вектора ВЗП (т.е. его проекция на ось c^*), нормированная на c^* : $q' = q/c^*$.

Будем считать, что условие появления УК ВЗП – достижение некоторого критического значения $\delta q'$. Если ВЗП пространственно-неоднородно деформирована, это условие достигается в разных частях образца при разных ε , и переход растягивается на величину $\delta\varepsilon$, которую можно оценить как $\delta\varepsilon = (\delta q/q)_i / |g|$, где $(\delta q/q)_i$ – масштаб неоднородности компоненты вектора обратной решетки c^* . Взяв $\delta\varepsilon = 0.3\%$ при $T = 45$ К (см. рис. 2), получаем $(\delta q/q)_i \sim 0.06\%$. Это достаточно большая деформация ВЗП. Можно оценить соответствующий сдвиг (масштаб пространственных флуктуаций) химического потенциала ζ , используя соотношение [19, 27]:

$$d\zeta/dq \approx T/[q - q(0)] \approx (T/q)[p(300\text{ К})/p(45\text{ К})],$$

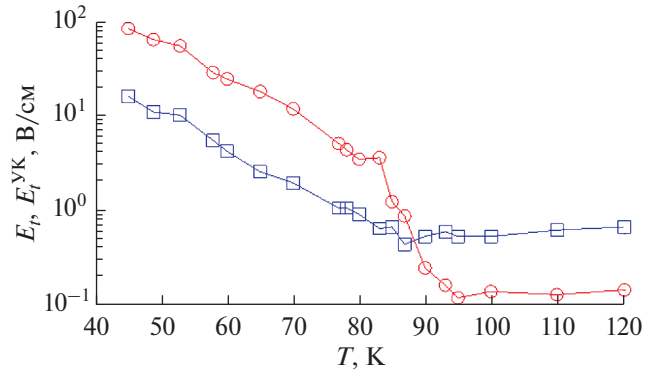


Рис. 3. Температурные зависимости E_t (квадратики) и $E_t^{УК}$ (кружочки).

где p – концентрация дырок (основных носителей в TaS_3).

Для данного образца $p(300\text{ К})/p(45\text{ К})$ превышает 10^6 . В результате получим значения $\zeta \sim T(\delta q/q)_i p(300\text{ К})/p(45\text{ К}) \sim 27000$ К, заведомо превосходящие $\Delta \sim 1000$ К. Известно, что подавление щели (проскальзывание фазы) в TaS_3 происходит при $\zeta \ll \Delta$ [28]. Это означает, что деформация ВЗП такого масштаба не может существовать при низких температурах в рамках модели слабого пиннинга, что можно связать с ростом модуля упругости ВЗП $Y \propto d\zeta/dq \propto \exp(\Delta/T)$ [11, 12]. Скорее всего, в объеме ВЗП ниже 90 К возникают структурные дефекты.

Эти рассуждения представляются упрощенными, поскольку условие возникновения УК ВЗП нам неизвестно, а также потому что для описания взаимодействия ВЗП и решетки недостаточно одной продольной компоненты волнового вектора ВЗП [18]. В то же время они позволяют ясно понять природу промежуточного состояния ВЗП. Очевидно, это неоднородная смесь двух состояний ВЗП – обычного и “ультракогерентного”. Ясно, что скольжение (точнее, переползание – среер) такой смеси возможно только в огромных электрических полях.

В [19] было замечено, что структурные дефекты ВЗП могут существенно исказить решетку. В [29] был сделан вывод, что в области азотной температуры модули упругости ВЗП и кристалла становятся сравнимыми по величине. В результате неоднородная деформация ВЗП должна передаваться решетке. Было бы интересно провести низкотемпературные исследования структуры и сверхструктуры TaS_3 с целью поиска неоднородной деформации.

Другой интересный результат – “инверсия” пороговых полей в обычной и УК ВЗП ниже 90 К (рис. 3). Такое поведение $E_t(T)$ и $E_t^{УК}(T)$ указыва-

ет на изменение типа пиннинга ниже 90 К. В [19] показано, что УК ВЗП обладает более высокой прочностью на разрыв. Кроме того, в данном образце $R(0)$ в УК-состоянии выше, чем при $\epsilon = 0$, следовательно, модуль Юнга для УК ВЗП также выше. Оба фактора увеличивают объем когерентности УК ВЗП по сравнению с обычной ВЗП, что в рамках модели слабого пиннинга объясняет малое значение $E_t^{yк}$ выше 90 К. При сильном пиннинге модуль упругости ВЗП не влияет на пороговое поле и рост объема когерентности не приводит к уменьшению $E_t^{yк}$. Более того, срыв с центра сильного пиннинга требует большей силы для более жесткой УК ВЗП, прочность на разрыв которой также выше. В то же время для обычной ВЗП подавление щели происходит при меньшем усилии, что облегчает срыв с центров сильного пиннинга, хотя он происходит не столь когерентно. Это можно понять в рамках модели [30], согласно которой срыв с центра пиннинга происходит при сильной локальной деформации ВЗП. Приведенные качественные рассуждения могут объяснить, почему $E_t^{yк}$ при низких температурах выше E_t .

Эволюция вида ВАХ от ϵ и T (см. рис. 1) делает понятным ранее приведенный результат (см. [19, рис. 3а]), где был представлен набор ВАХ при фиксированном ϵ в диапазоне $T = 78...201$ К. Резкий рост E_t и размытие области депиннинга ниже 85 К означает, что ВЗП оказалась в промежуточном состоянии, т.е. состояние УК ВЗП не было достигнуто. Таким образом, результаты нашего эксперимента согласуются с полученными ранее данными и проясняют их.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы ВАХ образцов TaS_3 ромбической фазы при разных значениях одноосного растяжения в широком диапазоне температур. Показано, что переход ВЗП в УК-состояние сохраняется при низких температурах, вплоть до 45 К. Ниже 90 К область перехода расширяется. В этой промежуточной области растяжений пороговое поле резко возрастает, а ВАХ в области порога становятся размытыми. Это подтверждает, что ВЗП ниже 90 К находится в неоднородно деформированном состоянии. Оценка пространственных флуктуаций продольной компоненты волнового вектора ВЗП дает значения, достигающие $(\delta q/q)_i \sim 0.06\%$ при $T = 45$ К.

УК-состояние характеризуется выраженным порогом депиннинга ВЗП, но при $T < 90$ К пороговое поле в УК-состоянии оказывается выше, чем при нулевом растяжении. Результат можно объяснить переходом ВЗП при низких температу-

рах к сильному пиннингу на дефектах типа дислокаций, образующихся в объеме ВЗП.

Приведенный эксперимент показал, что одноосное растяжение квазиодномерного проводника с ВЗП может не только сопровождаться интересными и ранее не изученными эффектами, но и давать важную информацию о структуре электронного кристалла в нерастянутом образце.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 17-02-01343, 18-02-00931). Исследование влияния деформации на нелинейную проводимость проводилось в рамках проекта Российского научного фонда № 17-12-01519. А.В. Фролов и А.П. Орлов проводили экспериментальные исследования за счет бюджетного финансирования в рамках госзадания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Monceau P.* // *Advances in Physics*. 2012. V. 61. № 4. P. 325.
2. *Takoshima T., Ido M., Tsutsumi T. et al.* // *Sol. State Commun.* 1980. V. 35. № 11. P. 911.
3. *Жилинский С.К., Иткис М.Е., Кальнова И.Ю. и др.* // *ЖЭТФ*. 1983. Т. 85. № 2. С. 362.
4. *Ikis M.E., Nad' F.Ya., Monceau P.* // *J Phys.: Cond. Matter*. 1990. V. 2. № 22. P. 8327.
5. *Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V., Monceau P. et al.* // *J. Phys.: Cond. Matter*. 1993. V. 5. № 50. P. 9317.
6. *Минакова В.Е., Талденков А.Н., Зайцев-Зотов С.В.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2019. Т. 110. № 3. С. 178.
7. *Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. № 26. P. 266404.
8. *Sridhar S., Reagor D., Grüner G.* // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 34. № 4. P. 2223.
9. *Nad' F., Monceau P.* // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 51. № 4. P. 2052.
10. *Starešinić D., Biljaković K., Brütting W. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 65. № 16. P. 165109.
11. *Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V.* // *Synthetic Metals*. 1989. V. 32. № 3. P. 321.
12. *Артеменко С.Н., Волков А.Ф.* // *ЖЭТФ*. 1981. Т. 81. № 5. С. 1872.
13. *Преображенский В.Б., Талденков А.Н., Кальнова И.Ю.* // *Письма ЖЭТФ*. 1984. Т. 40. № 5. С. 183.
14. *Preobrazhensky V.B., Taldenkov A.N., Shabanov S.Yu.* // *Sol. State Commun.* 1985. V. 54. № 5. P. 399.
15. *Davis T.A., Schaffer W., Skove M.J et al.* // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. № 14. P. 10094.
16. *Brill J.W.* *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases* / Ed. M. Levy. N.Y.: Acad. Press, 2001. V. 2. Ch. 10. P. 143.
17. *Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya.* // *Physica B*. 2015. V. 460. P. 34.

18. *Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. № 11. P. 115140.
19. *Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Жигалина О.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. № 4. С. 776.
20. *Das K., Chung M., Skove M.J et al.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. № 11. P. 7915.
21. *Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 1. С. 54.
22. *Lear R.S., Skove M.J., Stillwell E.P. et al.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. № 10. P. 5656.
23. *Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1110.
24. *Wang Z.Z., Salva H., Monceau P. et al.* // J. Phys. Lett. 1983. V. 44. № 8. P. 311.
25. *Lyons W.G., Tucker J.R.* // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. № 3. P. 1720.
26. *Maki K., Virosztek A.* // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 4. P. 2852.
27. *Zybtsev S.G., Pokrovskii V.Ya., Zaitsev-Zotov S.V.* // Nat. Commun. 2010. V. 1. № 85.
28. *Бородин Д.В., Зайцев-Зотов С.В., Надь Ф.Я.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4. С. 1394.
29. *Golovnya A.V., Pokrovskii V.Ya., Shadrin P.M.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 24. P. 246401.
30. *Abe S.* // J. Phys. Soc. Japan. 1986. V. 55. № 6. P. 1987.