

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Размерные эффекты в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности

С.В. Зайцев-Зотов

Рассмотрено современное состояние исследований размерных эффектов в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (ВЗП). Описываются различные проявления размерных эффектов, в том числе зависимость от поперечных размеров образцов величины порогового поля возникновения нелинейной проводимости, температуры пайерлсовского перехода, высокочастотной проводимости, скорости релаксации метастабильных состояний. Рассматриваются появление скачкообразных изменений проводимости тонких образцов; размытие порогового поля возникновения нелинейной проводимости; появление пороговой проводимости при температурах, превышающих температуры пайерлсовских переходов; мезоскопические осцилляции порогового поля; переход к одномерной проводимости при уменьшении поперечных размеров образцов; абсолютная отрицательная проводимость квазиодномерных проводников; зависимость напряжения проскальзывания фазы ВЗП от расстояния между токовыми контактами, а также эффект Ааронова – Бома при скольжении ВЗП. Обсуждаются нерешенные проблемы.

PACS numbers: 71.30.+h, 71.45.Lr, 73.63.Nm

Содержание

1. Введение (585).
2. Основные свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (586).
 - 2.1. Возникновение ВЗП. 2.2. Пиннинг ВЗП. 2.3. Крип ВЗП. 2.4. Полупроводниковая модель деформируемой ВЗП. 2.5. Эффекты ВЗП. 2.6. Проскальзывание фазы ВЗП. 2.7. Метастабильные состояния ВЗП.
3. Размерные эффекты (592).
 - 3.1. Области существования размерных эффектов. 3.2. Технологические приемы получения образцов малых размеров. 3.3. Проявления размерных эффектов. 3.4. Зависимость порогового поля от толщины образцов. 3.5. Зависимость проводимости на переменном токе от поперечных размеров образцов. 3.6. Размерные эффекты в области фазового перехода. 3.7. Отсутствие размерного эффекта в ступенях Шапиро как аргумент в пользу объемного пиннинга ВЗП. 3.8. Скачкообразные изменения конфигурации ВЗП в тонких образцах TaS₃. 3.9. Влияние поперечных размеров образца на скорость релаксации метастабильных состояний. 3.10. Мезоскопические осцилляции порогового поля. 3.11. Абсолютная отрицательная проводимость. 3.12. Структуры типа полевого транзистора. 3.13. Эффект Ааронова – Бома при скольжении ВЗП через систему колоннообразных дефектов. 3.14. Размерный эффект в проскальзывании фазы

ВЗП. 3.15. Переход к одномерной проводимости в тонких образцах.

4. Заключение (607).

Список литературы (607).

1. Введение

В последние годы заметно повысился интерес к физике одномерных систем, а также к волне зарядовой плотности (ВЗП) в низкоразмерных системах. Это связано с появлением новых направлений исследований, вызванных обнаружением зарядоупорядоченных и полосатых фаз, а также с успехами современных технологий, позволяющих создавать объекты с одномерным или близким к одномерному электронным спектром. В то же время ВЗП в квазиодномерных проводниках исследуется уже более 20 лет, а физические свойства этих материалов достаточно хорошо изучены. В обзорах [1], опубликованных, главным образом, в конце 80-х – начале 90-х годов, весьма подробно были описаны общие свойства квазиодномерных проводников с ВЗП. С тех пор знания о физике ВЗП значительно углубились, а физика квазиодномерных проводников обогатилась новыми интересными наблюдениями. В частности, обнаружено более десятка разнообразных размерных эффектов в кинетике ВЗП. При исследовании размерных эффектов найдены значения корреляционных длин, установлены механизмы релаксации метастабильных состояний. Изучение размерных эффектов стимулировало построение полупроводниковой модели квазиодномерных проводников, показало необходимость описания кинетических свойств с помощью двух потенциалов — электрохимического, определяющего кинетику квазича-

С.В. Зайцев-Зотов. Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Моховая 11, корп. 7, Российская Федерация
Тел. (095) 203-47-17, (095) 203-49-87. Факс (095) 203-84-14
E-mail: serzz@cplire.ru

Статья поступила 14 мая 2003 г.

стиц, и электростатического, определяющего кинетику ВЗП. Кроме того, благодаря развитию технологии создания структур на основе квазиодномерных проводников с ВЗП, в последние годы появилась возможность для исследования кинетики ВЗП в нанометровом диапазоне. Все это делает актуальным подведение итогов предыдущего этапа изучения квазиодномерных проводников с ВЗП и, в частности, размерных эффектов в этих материалах. Целью настоящего обзора является ознакомление читателя с основными размерными эффектами, известными в настоящее время в физике квазиодномерных проводников с ВЗП. В связи с узкой направленностью темы обзор не претендует на полноту охвата всех проблем физики квазиодномерных проводников. Современное состояние исследований в этой области достаточно полно отражено в материалах конференций по электронным кристаллам [2]. Подробное обсуждение размерных эффектов, возникающих в NbSe₃ при уменьшении поперечного сечения, содержится в работе группы Торна [3]. Среди обзоров, посвященных другим вопросам физики квазиодномерных проводников с ВЗП, следует отметить обзор Брилла по упругим свойствам квазиодномерных проводников [4], а также обзор Латышева и Синченко, в котором рассматриваются эксперименты, выполненные на мезоскопических структурах, изготовленных из квазиодномерных проводников с ВЗП [5].

Настоящий обзор построен следующим образом. В разделе 2, где дается краткое введение в физику квазиодномерных проводников с ВЗП, основное внимание уделяется наиболее общим физическим свойствам этих материалов и основным идеям, привлекаемым для их описания и существенным для понимания рассматриваемых в обзоре размерных эффектов. В разделе 3 обсуждаются размерные эффекты и их существующие объяснения. В конце обзора, в разделах 3.11–3.15 рассмотрены некоторые нерешенные проблемы, связанные с размерными эффектами и физикой квазиодномерных проводников.

2. Основные свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

2.1. Возникновение ВЗП

Волна зарядовой плотности возникает в разнообразных материалах. Так, она наблюдается в металлах типа хрома, обладающего трехмерным энергетическим спектром, в слоистых соединениях типа дихалькогенидов переходных металлов MX_2 ($M = Nb, Ta, X = Se, S$), имеющих квазидвумерные энергетические спектры, а также в большом классе неорганических квазиодномерных проводников типа три- и тетрачалькогенидов переходных металлов MX_3 и MX_4 ($M = Nb, Ta, X = Se, S$), голубых бронз $M_{0.3}MoO_3$ ($M = Rb, K$), $(TaSe_4)_2I$ и многих других. Наиболее интересны неорганические квазиодномерные проводники, в которых ВЗП может скользить, внося свой вклад в электрический ток, что приводит ко многим необычным эффектам. Свойствам именно таких соединений посвящен настоящий обзор.

Возникновение ВЗП проще всего проиллюстрировать на примере одномерного металла, энергетическая структура которого изображена на рис. 1. Периодическое искажение кристаллической решетки с величиной волно-

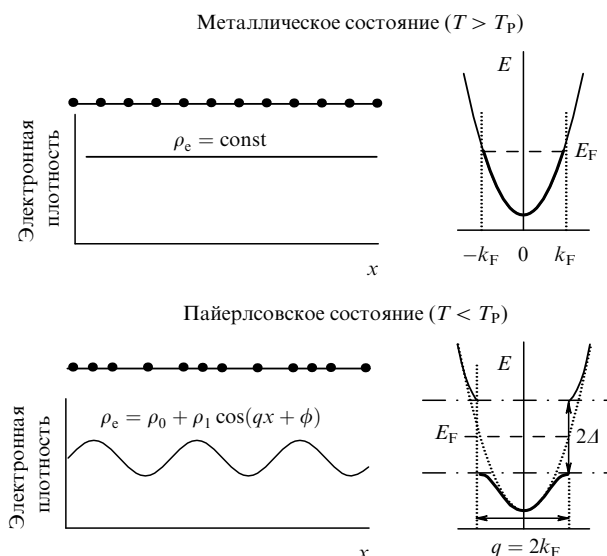


Рис. 1. Происхождение пайерлсовского перехода в одномерном металле. В верхней части рисунка показаны расположение атомов в металлических цепочках, распределение электронной плотности вдоль металлических цепочек и энергетический спектр исходного металла. В нижней части рисунка — то же самое, но в пайерлсовском состоянии. Жирной кривой на энергетических спектрах обозначены занятые электронами состояния.

вого вектора q , равной удвоенной величине волнового вектора электронов на поверхности Ферми k_F , приводит к возникновению энергетической щели 2Δ на уровне Ферми, что, естественно, понижает энергию электронной системы одномерного металла. При этом проигрыш энергии, связанный с деформацией кристаллической решетки, оказывается несколько меньше выигрыша энергии электронной системы¹, что обеспечивает энергетическую предпочтительность такого состояния.

Волна зарядовой плотности появляется при понижении температуры в результате фазового перехода (пайерлсовский переход). Возникающее состояние характеризуется периодической модуляцией как положения атомов решетки, так и электронной плотности $\rho_e = \rho_0 + \rho_1 \cos(qx + \phi)$, где ρ_0 и ρ_1 — среднее значение и амплитуда модуляции электронной плотности соответственно, $q = 2k_F$ — величина волнового вектора ВЗП, ϕ — фаза ВЗП, а в электронном спектре возникает пайерлсовская щель 2Δ . Характерный масштаб смещения атомов в решетке составляет $0.05 \text{ \AA}$ [7]. Волна зарядовой плотности характеризуется комплексным параметром порядка $\Psi = \Delta \exp(i\phi)$. При отсутствии дефектов и примесей и в случае несоизмеримости волнового вектора ВЗП и кристаллической решетки фазы ϕ и Δ , а значит, и энергия ВЗП не зависят от координат, т.е. имеется трансляционная инвариантность. Благодаря трансляционной инвариантности ВЗП может перемещаться вдоль оси x , что описывается появлением зависимости фазы от времени, $\phi(t) = \phi(0) + \omega t$. Такое перемещение сопровождается переносом электрического тока (фрелиховская проводимость).

Взаимодействие ВЗП с примесями разрушает дальний порядок, нарушает трансляционную инвариант-

¹ Впервые на это обстоятельство обратил внимание Пайерлс [6].

ность и приводит к появлению конечной длины фазовой корреляции [8–11], которая в зарубежных работах часто называется длиной Фукуямы–Ли–Райса, а в последнее время и длиной Ларкина. В результате скольжение ВЗП возникает, лишь когда напряженность электрического поля E превышает некоторое значение E_T , которое принято называть пороговым полем возникновения нелинейной проводимости.

Свойственная ВЗП периодическая модуляция плотности заряда приводит к возникновению при скольжении ВЗП узкополосного шума с частотой, пропорциональной скорости движения ВЗП. Приложение высокочастотного (ВЧ) поля вызывает появление ступенек на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) при скоростях движения ВЗП, при которых частота ВЧ-поля кратна частоте узкополосного шума (ступени Шапиро). В электрических полях, меньших порогового, ВЗП запиннигована, а ее поляризуемость характеризуется гигантской диэлектрической проницаемостью 10^7 – 10^8 . Типичные значения порогового поля в наиболее чистых образцах составляют 10 – 100 мВ см $^{-1}$.

Наиболее подробно размерные эффекты в квазиодномерных проводниках изучены в ромбическом TaS $_3$ и в NbSe $_3$. Ниже приводятся основные физические свойства этих соединений.

Ромбический TaS $_3$ (в дальнейшем просто TaS $_3$) — типичный квазиодномерный проводник, в котором в результате пайерлсовского перехода возникает полная диэлектризация электронного спектра [1]. В металлическом состоянии TaS $_3$ является сильно анизотропным металлом с величиной проводимости вдоль цепочек примерно в 200 раз большей величины проводимости поперек цепочек. Температура пайерлсовского перехода равна $T_P = 220$ К, характерные значения порогового поля возникновения нелинейной проводимости чистых образцов — $E_T < 1$ В см $^{-1}$. При температуре $T > T_P$ характер проводимости металлический, а при $T < T_P$ — активационный с энергией активации $\Delta \approx 800$ К. В качестве температуры перехода обычно принимают значение, при котором достигается максимум производной $d \ln R / d(1/T)$, где R — сопротивление. Кристаллическая решетка ромбическая, волновой вектор ВЗП имеет компоненты близкие к $(1/2a^*, 1/8b^*, 1/4c^*)$, где a^* , b^* и c^* — параметры элементарной ячейки, которые, однако, на несколько процентов все же отличаются от значений, отвечающих точной соизмеримости. При этом компонента волнового вектора ВЗП вдоль оси наибольшей проводимости c^* зависит от температуры, уменьшаясь на 1–2 % при понижении температуры от 220 до 100 К [12]. Температурная зависимость волнового вектора приводит к появлению гистерезисных зависимостей проводимости от температуры [13], причем масштаб гистерезиса проводимости может превышать 40 %.

Соединение NbSe $_3$ имеет два пайерлсовских перехода при значениях температуры $T_{P1} = 145$ К и $T_{P2} = 59$ К и занимает особое положение среди квазиодномерных проводников с ВЗП из-за неполной диэлектризации электронного спектра при $T < T_{P2}$, что обуславливает сохранение металлической проводимости при уменьшении температуры вплоть до самых низких значений [1]. Кристаллическая решетка моноклинная, причем направление b^* совпадает с направлением наибольшей проводимости. В металлическом состоянии проводимость в направлении оси b^* примерно в 20 раз больше, чем в

направлении оси a^* и, по-видимому, почти на 3 порядка больше, чем в направлении оси c^* . Волновой вектор низкотемпературной ВЗП имеет компоненты $(0, 0,243, 0)$, а высокотемпературной — $(0,5, 0,259, 0,5)$. Концентрация электронов в металлическом состоянии равна $n_e = 3,8 \times 10^{21}$ см $^{-3}$. При высокотемпературном переходе концентрация свободных носителей уменьшается примерно вдвое, а после второго перехода небольшая часть металлических электронов с концентрацией $n_e \approx 6 \times 10^{18}$ см $^{-3}$ [14] остается в металлическом состоянии при понижении температуры вплоть до самых низких значений. Характерные величины порогового поля чистых образцов составляют $\sim 0,1$ В см $^{-1}$ для высокотемпературной ВЗП и менее 10 мВ см $^{-1}$ для низкотемпературной.

2.2. Пиннинг ВЗП

2.2.1. Длина фазовой корреляции ВЗП. Зацепление ВЗП за примеси называется пиннингом. Следствием пиннинга является разрушение дальнего порядка ВЗП, приводящее к появлению конечной длины фазовой корреляции [8–11].

Как правило, различают два случая пиннинга. В случае сильного пиннинга ВЗП взаимодействует независимо с каждой примесью. Пороговое поле возникновения скольжения ВЗП оказывается пропорциональным концентрации центров сильного пиннинга. В случае слабого (коллективного) пиннинга учитывается энергия упругой деформации ВЗП. Из-за наличия примесей ВЗП деформируется для минимизации энергии взаимодействия с ними, что может описываться как возникновение зависимости фазы ВЗП от координаты, $\phi(x)$, или, что то же самое, как появление координатной зависимости величины волнового вектора ВЗП $q(x)$.

Впервые расчет корреляционной длины для квазиодномерных проводников с ВЗП был выполнен Ефетовым и Ларкиным [9]. Для коррелятора параметра порядка получено выражение

$$\begin{aligned} \langle \Psi(0) \Psi^*(\mathbf{r}) \rangle &= \Delta^2 \exp \left(- \left\langle \phi(0) [\phi(0) - \phi(\mathbf{r})] \right\rangle \right) = \\ &= \Delta^2 \exp \left(- \sqrt{\frac{x^2}{L_{\parallel}^2} + \frac{\rho^2}{L_{\perp}^2}} \right), \end{aligned}$$

где x и ρ — компоненты вектора $\mathbf{r}$ вдоль и поперек цепочек соответственно, $L_{\parallel}$ и $L_{\perp}$ — соответствующие длины фазовой корреляции ($L_{\parallel} = \alpha L_{\perp}$, α — коэффициент анизотропии, $\alpha > 1$). В свою очередь, для продольной длины фазовой корреляции получено выражение

$$L_{\parallel} = \frac{4\pi K_{\parallel}^2}{w_i^2 n_i},$$

где $K_{\parallel}$ — модуль упругости ВЗП вдоль цепочек, w_i — потенциал взаимодействия ВЗП с примесями, а n_i — концентрация примесей.

Широко используется метод оценки корреляционной длины, предложенный в работах Фукуямы, Ли и Райса [10, 11], который основывается на следующих соображениях. Деформация ВЗП приводит к выигрышу энергии взаимодействия с примесями W_p за счет некоторого проигрыша энергии упругой деформации W_{el} . Если характерный пространственный масштаб корреляционной длины равен L , то средняя плотность энергии

деформации ВЗП может быть оценена величиной

$$W_{el} \sim \frac{1}{2} K \left(\frac{\pi}{L} \right)^2,$$

а плотность энергии пиннинга — как

$$W_p \sim w_i \frac{\sqrt{n_i} L^D}{L^D},$$

где K — модуль упругости ВЗП в изотропном представлении, а D — размерность пространства. Минимизация разности этих энергий по L дает оценку

$$L \sim \left(\frac{K^2}{w_i^2 n_i} \right)^{1/(4-D)}. \quad (1)$$

2.2.2. Пороговое поле возникновения скольжения ВЗП.

Под действием электрического поля ВЗП может перемещаться вдоль оси x , перенося электрический ток (фрëлиховская проводимость), что описывается появлением зависимости фазы от времени, $\phi(t) = \phi(0) + \omega t$. Скольжение ВЗП из-за взаимодействия с дефектами кристаллической решетки и примесями возникает только при условии $E > E_T$.

В случае слабого пиннинга значение порогового поля можно оценить в рамках модели Фукуямы–Ли–Райса, полагая, что при сдвиге ВЗП на расстояние порядка ее периода энергия пиннинга изменяется на величину порядка W_p [11]. Такая оценка дает

$$E_T \sim \frac{q}{e \rho_c} \left(\frac{w_i^4 n_i^2}{K^D} \right)^{1/(4-D)}. \quad (2)$$

Иногда для оценок удобнее использовать более простое эквивалентное соотношение

$$E_T \sim \frac{s_0}{e} \frac{K}{L^2}, \quad (3)$$

где s_0 — площадь, приходящаяся на одну цепочку.

Интересен механизм диссипации энергии при скольжении ВЗП. В отсутствие примесей из-за наличия квазичастиц имеется затравочная диссипация, которая, однако, мала [15]. При наличии примесей ситуация радикально изменяется [16]. Взаимодействие с примесями вызывает деформацию ВЗП. При скольжении ВЗП деформация зависит от времени, что приводит к возникновению потоков квазичастиц, экранирующих внутреннее поле. Движение квазичастиц является диссипативным и приводит к рассеянию энергии. В результате "проводимость ВЗП", т.е. зависящий от напряженности электрического поля E коэффициент γ в уравнении для коллективного тока $I_c = \gamma(E - E_T)$, оказывается пропорциональной проводимости квазичастиц (электронов и дырок) σ . Наиболее важным следствием является возникновение сильной температурной зависимости коэффициента γ , аналогичной температурной зависимости линейной проводимости $\sigma(T)$ [17].

Как было сказано выше, в переносе электрического тока участвуют как квазичастицы — электроны и дырки, термически возбужденные через пайерлсовскую щель, — так и ВЗП. Ток, переносимый квазичастицами, как и в обычных полупроводниках, определяется разностью

уровней электрохимического потенциала. В то же время движение ВЗП зависит от электрического поля, т.е. от градиента электростатического потенциала. Поскольку деформация ВЗП приводит к появлению сдвига химического потенциала, то в квазиодномерных проводниках с неоднородным пространственным распределением примесей возможны такие экзотические ситуации, как возникновение абсолютного отрицательного сопротивления [18].

Деформация ВЗП, т.е. отклонение величины волнового вектора ВЗП от равновесного значения, вызывает рост энергии квазиодномерного проводника. Равновесное значение величины волнового вектора ВЗП можно определить из условия минимума свободной энергии пайерлсовского проводника. В простейшем случае линейного энергетического спектра, $E = k v_F$, равновесное значение $q = 2k_F$ не зависит от температуры. В реальных квазиодномерных проводниках необходимо учитывать дисперсию кривой $E(k)$, которая приводит к отклонению равновесного значения q от $2k_F$ и возникновению близкого к активационному температурного хода $q(T)$ [19]. Так, характерные температурные изменения величины q в NbSe_3 , TaS_3 , $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ оказываются порядка 1 %.

2.2.3. Модель жесткой ВЗП и диэлектрическая проницаемость квазиодномерных проводников.

Другое проявление пиннинга ВЗП — гигантская диэлектрическая проницаемость квазиодномерных проводников (порядка $10^7 - 10^8$) и сильная частотная зависимость проводимости на переменном токе. Низкочастотная диэлектрическая проницаемость и ее частотная зависимость могут быть оценены в рамках простой модели, в которой рассматривается движение жесткой ВЗП в периодическом потенциале пиннинга $W_p \sin(\phi(t))$ при приложении электрического поля. В рамках этой модели можно определить форму ВАХ, а также величину порогового поля $E_T = q W_p e \rho_0$ [20, 21]. Для действительной и мнимой частей коллективной проводимости получаются следующие соотношения:

$$\text{Re } \sigma = \frac{\rho_0 e^2}{\gamma m^*} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \omega_0^2}, \quad (4)$$

$$\text{Im } \sigma = \frac{\rho_0 e^2}{\gamma m^*} \frac{\omega \omega_0}{\omega^2 + \omega_0^2}, \quad (5)$$

где

$$\omega_0 = \frac{e \rho_0 q E_T}{\gamma m^*}. \quad (6)$$

Здесь m^* — эффективная масса ВЗП, а γ описывает диссипацию энергии при движении ВЗП [21]. Эти уравнения предсказывают максимум проводимости на частоте ω_0 , пропорциональной пороговому полю, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [22]. Для низкочастотной диэлектрической проницаемости ϵ из уравнения (5) получаем простое соотношение $\epsilon = e/q E_T$. Отсюда следует, что низкочастотная диэлектрическая проницаемость по порядку величины равна отношению межатомных электрических полей к пороговому полю, что и объясняет ее большую величину, наблюдающуюся экспериментально.

2.2.4. Пиннинг при учете локальной деформации ВЗП.

Классификация типов пиннинга оказывается более богатой, если учитывать как коллективный пиннинг, так и локальную деформацию ВЗП [23]. С учетом таких локальных искажений сила пиннинга со стороны j -й примеси может быть записана в виде $F_j = w_i q \cos(qr_j + \phi + \delta\phi_j)$, где ϕ — макроскопическая фаза, а $\delta\phi_j$ — локальное искажение, $\delta\phi_j = \phi_j - \phi$, где ϕ_j — фаза ВЗП на j -й примеси. Локальное искажение, в свою очередь, можно определить из уравнения

$$\delta\phi_j = \frac{\alpha F_j}{w_i q}, \quad (7)$$

где α — безразмерная мера локальной деформируемости ВЗП. Потенциал пиннинга как функция макроскопической фазы ВЗП при $\alpha < 1$ уже не является синусоидальным, однако средняя величина силы по-прежнему равна нулю, что обеспечивает слабый пиннинг ВЗП.

Значение $\alpha = 1$ является границей для возникновения сильного пиннинга — при больших значениях возникают гистерезисные зависимости потенциала пиннинга от макроскопической фазы и появляется ненулевой средний вклад со стороны центров пиннинга при скольжении ВЗП (рис. 2). Пороговое поле теперь включает в себя как вклад слабого пиннинга, приблизительно пропорциональный $N^{1/2}$, где $N = n_i L^D$, так и вклад сильного пиннинга, приблизительно пропорциональный N .

Такая модель широко используется для описания разнообразных явлений, связанных с пиннингом ВЗП, и хорошо согласуется с экспериментальными результатами [24–27].

Характерные длины фазовой корреляции в типичных квазиодномерных проводниках с ВЗП NbSe₃ и TaS₃ оказываются порядка 1 мкм в направлении перпендикулярном цепочкам [28], и порядка 10 мкм в параллельном направлении [29]. При этом точность измерения корреляционных длин вдоль цепочек методами рентгенографического анализа ограничена длинами порядка 1 мкм. Вывод о существовании значительно больших длин фазовой корреляции основан на результатах изучения скачкообразных изменений фазы ВЗП методом теплового зонда [29].

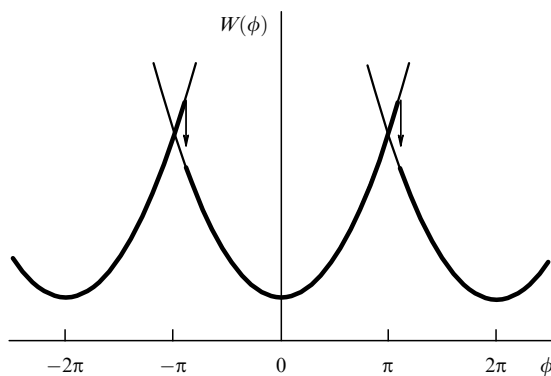


Рис. 2. Потенциал пиннинга при учете локальной деформации ВЗП в зависимости от макроскопической фазы ВЗП [23]. Жирной кривой обозначена траектория движения по потенциалу при скольжении ВЗП при конечной температуре.

2.3. Крип ВЗП

Так как при конечных температурах барьеры, связанные с пиннингом, могут преодолеваются благодаря термическим флуктуациям, то движение ВЗП возможно и при $E < E_T$. При этом скорость движения определяется уже не темпом диссипации энергии, как при скольжении ВЗП, а скоростью преодоления энергетических барьеров пиннинга. Такой режим движения называется крипом (сгееер) или переползанием ВЗП.

Крип ВЗП наблюдается при высоких температурах в малых образцах квазиодномерных проводников, где флуктуации ВЗП становятся настолько сильными, что удается увидеть вклад от спонтанного движения ВЗП. Более подробно этот тип крипа описан в разделе 3.6, посвященном размерным эффектам вблизи пайерлсовского перехода [3, 26].

Другая возможность для наблюдения крипа — изучение нелинейной проводимости при низких температурах, когда вымерзают электроны и дырки и становится возможным измерение чрезвычайно малых токов ВЗП в достаточно сильных электрических полях [30].

Следуя работе [31], рассмотрим перемещение ВЗП вдоль цепочек на малое расстояние δx вдоль направления электрического поля. Это перемещение вызывает деформацию ВЗП в объеме L^D , причем $L \sim \delta x^{-\xi}$ ($0 < \xi < 1$) [31]. Увеличение энергии из-за перемещения ВЗП вдоль поля оказывается равным $\rho_e E \delta x L^D$, где ρ_e — плотность заряда ВЗП, а потери, связанные с затратами энергии на деформацию ВЗП, могут быть оценены величиной $KL^D(\delta x/L)^2$. Отсюда следует, что существует максимальный барьер для крипа ВЗП $W \propto 1/E^a$, где $a = (D - 2 + 2\xi)/(2 - \xi)$ [31], который определяет энергию активации для тока ВЗП I_c при $E < E_T$ в случае слабого (коллективного) пиннинга, $I_c \propto \exp(-W/T)$. Таким образом, при слабом пиннинге $\ln I_c \propto 1/E^a T$. При наличии сильного пиннинга, обусловленного локальной деформацией ВЗП [23] (см. рис. 2), необходимо просуммировать вклады сильного и слабого пиннинга, и функциональная зависимость, определяющая скорость крипа, усложняется [25, 32].

Низкотемпературный крип ВЗП первоначально изучался в тонких образцах TaS₃ [30]. При температурах выше 10 К наблюдались активационные зависимости проводимости с энергией активации, зависящей от электрического поля, а при дальнейшем понижении температуры — не зависящая от температуры нелинейная проводимость, описываемая законом $I_c \propto \exp[-(E_0/E)^2]$, — квантовый крип ВЗП [33–36]. Последующие эксперименты показали, что аналогичное поведение может наблюдаться и в объемных высококачественных образцах TaS₃ с малой концентрацией примесей [37]. По этой причине квантовый крип ВЗП как размерный эффект в настоящем обзоре не рассматривается.

В соединении NbSe₃ также возможно наблюдение крипа ВЗП, несмотря на металлическую проводимость, обеспечиваемую несконденсированными электронами и шунтирующую чрезвычайно слабый вклад медленно движущейся ВЗП в перенос тока. Это было продемонстрировано в экспериментах группы Торна [38], в которых скорость крипа измерялась по узкополосной частоте генерации. Отметим необычность подобного наблюдения — вместо хаотического движения, ожидаемого для процессов активационного преодоления барьеров пин-

нинга, наблюдается упорядоченное движение ВЗП, сопровождающееся генерацией узкополосного шума со сравнительно узкими спектральными линиями. Феноменологическая модель, описывающая зависимость скорости движения ВЗП от электрического поля, предложена Гиллом [32].

2.4. Полупроводниковая модель деформируемой ВЗП

При температуре ниже температуры пайерлсовского перехода свойства квазиодномерного проводника с полной диэлектризацией энергетического спектра (случай TaS_3) при неподвижной ВЗП во многом сходны со свойствами обычного полупроводника с уровнем легирования, зависящим от концентрации примесей [15, 19, 39–41]. Изменение величины волнового вектора на δq соответствует относительному изменению плотности заряда ВЗП (т.е. изменению уровня легирования) на величину $\delta q/q$, что в силу условия электронейтральности приводит к изменению баланса между термическими возбуждениями через пайерлсовскую щель и, следовательно, к изменению величины линейной проводимости, обеспечиваемой этими возбуждениями. Так как при низких температурах количество электронов и дырок мало, то даже небольшое изменение волнового вектора ВЗП (эквивалентное легированию) может вызвать значительное изменение проводимости.

Условие электронейтральности можно записать в виде

$$en_e \frac{q - q_0}{q_0} + eN_n \exp\left(-\frac{A - \zeta}{T}\right) = eN_p \exp\left(-\frac{A + \zeta}{T}\right), \quad (8)$$

где e — элементарный заряд, n_e — концентрация электронов в металлическом состоянии, q_0 — величина волнового вектора ВЗП, отвечающая этой концентрации, N_n и N_p — эффективные плотности состояний электронов и дырок, A — пайерлсовская щель, ζ — уровень химического потенциала, отсчитанный от середины щели. Проводимость можно определить из уравнения

$$\sigma = e\mu_n N_n \exp\left(-\frac{A - \zeta}{T}\right) + e\mu_p N_p \exp\left(-\frac{A + \zeta}{T}\right), \quad (9)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок. Полагая для простоты, что $N_n = N_p = N$ и $\mu_n = \mu_p = \mu$, из уравнений (8), (9) получаем

$$\sigma = en_e \mu \frac{q - q_0}{q_0} \operatorname{cth}\left(-\frac{\zeta}{T}\right), \quad (10)$$

где зависимость $\zeta(q)$ определяется выражением (8), из которого следует

$$\frac{q - q_0}{q_0} = \frac{N}{n_e} \exp\left(-\frac{A}{T}\right) \operatorname{sh} \frac{\zeta}{T}.$$

Отсюда видно, что чувствительность уровня химического потенциала к деформации ВЗП быстро возрастает при понижении температуры. Так, например, в типичном квазиодномерном проводнике TaS_3 при температуре 100 К относительная деформация ВЗП $\delta q/q_0 \sim 10^{-4}$, отвечающая появлению нового периода ВЗП в образце длиной порядка 10 мкм, приводит к $\zeta/T \sim 0,1$, что заметно сказывается на величине линейной проводимости, коэффициенты термо-э.д.с. и других кинетических

коэффициентах [40, 41] (см. также раздел 3.8). Детальное изложение полупроводниковой модели дано в работе [19], а пример ее применения для количественного описания скачкообразных изменений электропроводности TaS_3 приведен в разделе 3.8.1.

2.5. Дефекты ВЗП

Как и в обычном кристалле, в одноосном электронном кристалле, каким является ВЗП, возможно образование разнообразных дефектов — краевых и винтовых дислокаций [11, 42], а также точечных дефектов (амплитудных и фазовых солитонов) [43, 44]. Эти дефекты играют большую роль в кинетике ВЗП, обеспечивая, в частности, проскальзывание фазы ВЗП (разрыв ВЗП), которое происходит возле токовых контактов при скольжении ВЗП [45–49], а также релаксацию метастабильных состояний ВЗП, возникающих при изменении температуры. Рассмотрение дефектов ВЗП с точки зрения теории дислокаций можно найти в работе Файнберга и Фриделя [42]. Отметим, что зависящая от температуры экранировка деформации ВЗП обуславливает сильную температурную зависимость энергии и размеров солитонов [15, 39, 50].

2.6. Проскальзывание фазы ВЗП

То обстоятельство, что кинетика ВЗП и кинетика квазичастиц зависят от разных потенциалов, приводит к появлению специфических контактных явлений. Рассмотрим, например, распределение потенциалов между двумя токовыми контактами в квазиодномерном проводнике без примесей. Приложение разности потенциалов к токовым контактам вызывает скольжение ВЗП. Это скольжение приводит к нарастанию деформации ВЗП вблизи контактов и к появлению сдвигов уровня химического потенциала. Скольжение ВЗП будет продолжаться до тех пор, пока разность электростатических потенциалов между контактами не обратится в нуль. А так как при этом разность электрохимических потенциалов остается неизменной, то даже при отсутствии примесей напряжение, приложенное к образцу, может не вызывать скольжения ВЗП. Нарастание деформации ВЗП ограничено величиной максимальной деформации, т.е. деформации, при которой происходит подавление параметра порядка ВЗП. Попытка создать большую деформацию ВЗП приведет к обращению величины пайерлсовской щели в нуль и рождению (уничтожению) ее нового периода, что уменьшит абсолютную величину деформации ВЗП. Поэтому, если разность потенциалов между токовыми контактами превышает критическое значение V_{ps} , то возникает стационарное скольжение ВЗП, сопровождающееся периодическим подавлением параметра порядка — проскальзыванием фазы ВЗП.

Для реального квазиодномерного проводника длиной l пороговое напряжение V_T можно представить в виде

$$V_T = E_T l + V_{ps}, \quad (11)$$

где первый член в правой части описывает пиннинг ВЗП, а второй представляет собой напряжение проскальзывания фазы ВЗП, впервые введенное Гиллом [51]. Это уравнение широко используется при экспериментальном выявлении напряжения проскальзывания фазы. Отметим, что в одномерном случае при достаточно низких температурах напряжение проскальзывания

фазы должно составлять порядка 2Δ [47], т.е. сотни милливольт, однако на практике оно достигает лишь нескольких милливольт.

Предложено несколько механизмов проскальзывания фазы ВЗП. В рамках дислокационного механизма [45] ВЗП рассматривается как упругая среда, в которой возможно существование дислокаций различных типов. Проскальзывание фазы происходит вследствие рождения дислокационной петли, образованной краевой дислокацией [48]. Важной особенностью квазиодномерных проводников является возможность появления новых периодов ВЗП из "вакуума" за счет квазичастиц, в то время как в реальных кристаллах для роста дислокаций требуется перемещение атомов, образующих кристаллическую решетку. Выигрыш упругой энергии, связанный с рождением дислокационной петли радиуса r в волне зарядовой плотности, имеющей натяжение Σ , составляет $\pi r^2 \Sigma$, в то время как проигрыш энергии пропорционален длине краевой дислокации и равен $2\pi r F_d$, где F_d — плотность свободной энергии краевой дислокации на единицу ее длины. Суммарная энергия имеет максимум, который достигается при критическом радиусе петли $r_c = F_d / \Sigma$ и которому соответствует значение энергии $\pi F_d^2 / \Sigma$, определяющее энергетический барьер для рождения краевой дислокации. Если предположить, что этот барьер может преодолеваться за счет термических флуктуаций, то ток ВЗП I_c оказывается пропорционален $\exp(-V_0/V_{ps})$ [48], где V_0 — зависящий от температуры параметр, а V_{ps} — измеряемое экспериментально напряжение проскальзывания фазы, $V_{ps} \propto \Sigma$, $V_0/V_{ps} = \pi F_d^2 / (\Sigma T)$. В работе [52] подобные уравнения для вероятности проскальзывания фазы получены на основе аналогии между проскальзыванием фазы и рождением вихрей в сверхтекучей жидкости. Модель из работы [52] удовлетворительно описывает форму зависимости $I_c(V_{ps})$ для NbSe_3 [53], однако дает завышенные значения V_0 вблизи температуры пайерлсовского перехода [53]. Согласие, по-видимому, можно несколько улучшить, учитывая температурную зависимость F_d , возникающую из-за большого вклада энтропийного члена в свободную энергию, $F_d = W_d - TS_d$, и исходя из предположения о разрушении трехмерного порядка вследствие термического размножения дислокаций [42, 54], т.е. считая, что $W_d - T_p S_d = 0$. Здесь W_d и S_d обозначают соответственно полную энергию и энтропию, приходящиеся на единицу длины дислокации.

Рассмотренная выше модель проскальзывания фазы [48, 52] не применима для описания превращения электронного тока в ток ВЗП в TaS_3 , где при температуре ниже 100 К дополнительное напряжение V_{ps} становится зависящим от полярности и возрастает при понижении температуры, достигая значений порядка 1 В [55]. Изучение распределения потенциала вдоль образца показало, что при достаточно низких температурах в TaS_3 область превращения электронного тока в ток ВЗП является протяженной и простирается на расстояния от контакта порядка 1 мм [56]. Анализ экспериментальных данных для NbSe_3 показал, что и в этом соединении проскальзывание фазы также происходит не только в узкой области вблизи токового контакта, но и на удалении от него [57]. По этой причине был предложен другой механизм возникновения напряжения проскальзывания фазы ВЗП [57]. В рамках этого механизма основной вклад в V_{ps} связывается с уменьшением коллек-

тивного тока ВЗП в протяженной области конверсии токов, а не с необходимостью создания натяжения ВЗП для возникновения такой конверсии.

Схожую идею высказали также Бразовский и Матвеев [44, 49]. Они предложили рассматривать многоэтапный процесс конверсии токов, состоящий из инъекции электрона в квазиодномерный проводник, образование амплитудного солитона, агрегирование солитонов с образованием и ростом дислокационных петель, что в конечном итоге приводит к рождению новых периодов ВЗП.

Кроме термически активированного, рассматривалось также проскальзывание фазы ВЗП за счет квантового туннелирования [33–36]. Для квантового действия получено выражение $S_E \propto (\Sigma_0/\Sigma)^2$, где Σ_0 зависит от параметров квазиодномерного проводника. Считается [33–36], что именно квантовое проскальзывание фазы ВЗП является механизмом, приводящим к квантовому крипу ВЗП — появлению в области низких температур практически не зависящих от температуры нелинейных ВАХ, описываемых соотношением $I = I_0 \exp[-(E_0/E)^2]$ [30].

2.7. Метастабильные состояния ВЗП

Способность ВЗП деформироваться, а также наличие энергетических барьеров как для изменения конфигурации ВЗП (пиннинг), так и для изменения среднего значения волнового вектора (проскальзывание фазы) приводит к возникновению долгоживущих метастабильных состояний. Существование таких состояний является общим свойством квазиодномерных проводников с ВЗП [1]. Метастабильные состояния проявляются в температурном гистерезисе проводимости [13] и термо-э.д.с. [58] и приводят к долговременному сохранению поляризации ВЗП после приложения электрического поля больше порогового [59] и другим подобным эффектам. Релаксация сопротивления в метастабильном состоянии подчиняется логарифмическому закону $R(t)/R(t_0) = 1 + a \ln t/t_0$ [51, 59], причем скорость релаксации a зависит от температуры и имеет максимум при $T \approx T_p/2$ как в TaS_3 [60], так и в NbSe_3 [61].

Следует различать два типа метастабильных состояний — метастабильные состояния, связанные с перераспределением фазы ВЗП вдоль цепочек при сохранении среднего значения волнового вектора (например, вследствие приложения электрического поля), и метастабильные состояния, вызванные отклонением средней величины волнового вектора от равновесного значения (например, метастабильность из-за изменения температуры). Соответственно различаются и механизмы релаксации метастабильных состояний: если продольное перераспределение фазы ВЗП может изменяться вследствие крипа, то единственным механизмом изменения величины среднего значения волнового вектора ВЗП является проскальзывание фазы. Экспериментально показано, что релаксация поляризации ВЗП может происходить как за счет проскальзывания фазы ВЗП [51], так и за счет крипа ВЗП [62]. В случае релаксации метастабильных состояний ВЗП, вызванных изменением температуры, ситуация оказывается более сложной. Изменение среднего значения волнового вектора ВЗП происходит вследствие проскальзывания фазы ВЗП. В достаточно тонких и коротких образцах элементарные акты проскальзывания фазы проявляются в виде скачкообразных изменений

сопротивления [41]. Очевидно, однако, что появление нового периода ВЗП или уничтожение периода ВЗП означает изменение распределения фазы ВЗП в объеме образца, т.е. проскальзывание фазы ВЗП сопровождается крипом (переползанием) ВЗП. Такие изменения конфигурации ВЗП происходят на расстояниях порядка 10 мкм [29]. *A priori* не ясно, какой из этих двух процессов (крип или проскальзывание фазы ВЗП) будет определять скорость релаксации волнового вектора ВЗП. Эксперимент [60, 61] показал, что при сравнительно высоких температурах $T > T_p/2$, скорость релаксации не зависит от электрического поля, следовательно, определяется механизмом проскальзывания фазы. При более низких температурах, когда величина порогового поля начинает возрастать, приложение электрического поля влияет на скорость релаксации, т.е. в процессах релаксации начинает сказываться пиннинг [60, 61].

3. Размерные эффекты

3.1. Области существования размерных эффектов

Обозначим длины фазовой корреляции в квазиодномерном проводнике как $L_{\parallel}^{\text{bulk}}$ и $L_{\perp}^{\text{bulk}}$ для направлений вдоль и поперек цепочек соответственно (для простоты будем считать квазиодномерный проводник изотропным в плоскости перпендикулярной цепочкам). Если длина образца l меньше $L_{\parallel}^{\text{bulk}}$, то пиннинг ВЗП будет двумерным, а корреляционная длина в перпендикулярном направлении $L_{\perp}$ при $L_{\parallel} < L_{\parallel}^{\text{bulk}}$ окажется зависящей от l . В свою очередь, если поперечные размеры образца d (предполагаемые равными) окажутся меньше, чем $L_{\perp}^{\text{bulk}}$, то уменьшится $L_{\parallel}$. Зависимости $L_{\parallel}(d)$ и $L_{\perp}(l)$ можно оценить, используя уравнение (1):

$$L_{\parallel}(d) \sim \left(\frac{K^2}{w_i^2 n_i} \right)^{1/3} d^{2/3}, \quad (12)$$

$$L_{\perp}(l) \sim \left(\frac{K^2}{w_i^2 n_i} \right)^{1/2} l^{1/2}. \quad (13)$$

Так как зависимости $L_{\perp}(L_{\parallel})$ и $L_{\parallel}(L_{\perp})$ соответствуют объемным значениям корреляционных длин, то (12) и (13) можно переписать в виде

$$L_{\parallel}(d) \approx L_{\parallel}^{\text{bulk}} \left(\frac{d}{L_{\perp}^{\text{bulk}}} \right)^{2/3}, \quad (14)$$

$$L_{\perp}(l) \approx L_{\perp}^{\text{bulk}} \left(\frac{l}{L_{\parallel}^{\text{bulk}}} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Для определения размерности пиннинга ВЗП в образце конечных размеров с помощью соотношений (12), (13) необходимо иметь значения $L_{\parallel}^{\text{bulk}}$ и $L_{\perp}^{\text{bulk}}$. В соединении TaS₃ корреляционные длины можно оценить по характерному поперечному сечению возникновения размерных эффектов $L_{\perp}^{\text{bulk}} \sim 1$ мкм [41], а также по характерной длине изменения конфигурации ВЗП при релаксации метастабильных состояний $L_{\parallel}^{\text{bulk}} \sim 10$ мкм [29]. Прямые измерения корреляционных длин, проводившиеся для NbSe₃ методами рентгеноструктурного анализа [28], дали значения $L_{\parallel} = 0,9$ мкм, $L_{\perp} = 0,1$ мкм для "гряз-

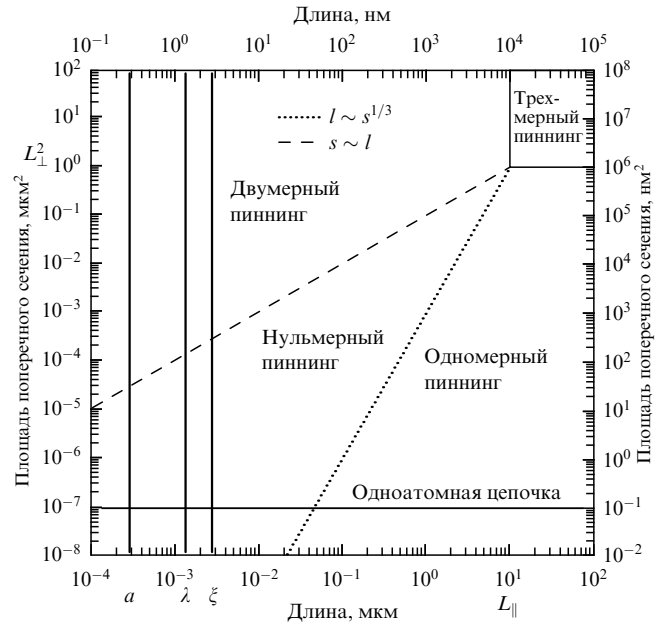


Рис. 3. Размерность пиннинга ВЗП в зависимости от размеров образца для квазиодномерного проводника с $L_{\parallel}^{\text{bulk}} \sim 10$ мкм, $L_{\perp}^{\text{bulk}} \sim 1$ мкм. $\lambda = 2\pi/q$.

ных" образцов ($R(300 \text{ K})/R(4,2 \text{ K}) = 10$) и $L_{\parallel} > 2,5$ мкм, $L_{\perp} > 1,9$ мкм для чистых ($R(300 \text{ K})/R(4,2 \text{ K}) = 300$). Рисунок 3 показывает ожидаемую размерность пиннинга ВЗП в зависимости от размеров образца для квазиодномерного проводника с $L_{\parallel}^{\text{bulk}} = 10$ мкм и $L_{\perp}^{\text{bulk}} = 1$ мкм, причем для простоты размеры образца в поперечном направлении предполагаются равными. Уменьшение длины образца до $l < L_{\parallel}$ приводит к понижению размерности пиннинга от трех до двух, при этом $L_{\perp}$ уменьшается в соответствии с (15). Аналогично, уменьшение диаметра длинного образца до величины меньшей $L_{\perp}$ понижает размерность пиннинга до единицы, а $L_{\parallel}$ уменьшается согласно (14). В случае, когда все размеры образца оказываются меньше соответствующих корреляционных длин, пиннинг становится нульмерным.

3.2. Технологические приемы получения образцов малых размеров

3.2.1. Выбор малых образцов из ростовых партий. Прямой метод получения образцов малых размеров можно считать выбор тонких образцов из ростовых партий и перенос их на подложку для изготовления контактов и последующих измерений. Этот метод широко использовался при изучении размерных эффектов в NbSe₃ [3, 18, 61, 63]. Образцы, полученные таким способом, являются наиболее совершенными и содержат наименьшее количество дефектов по сравнению с образцами, изготовленными с применением других технологий, описанных в разделах 3.2.2–3.2.6. Однако данный метод накладывает существенные ограничения на минимальные размеры образцов — с его помощью удается получать лишь образцы с толщиной не менее 0,05 мкм и шириной порядка 1 мкм.

3.2.2. Расщепление образцов. Квазиодномерные проводники представляют собой нитевидные кристаллы с

сильно анизотропными свойствами. Большая анизотропия делает возможным расщепление квазиодномерных проводников на весьма тонкие нитевидные образцы, площадь поперечного сечения которых может составлять менее 10^{-3} мкм².

При использовании этого метода сравнительно толстый образец TaS₃ помещается на предварительно очищенную подложку из кварцевого стекла или сапфира. Затем один из концов этого образца с помощью специально заточенной иглы расщепляется, и образец разделяется на несколько более тонких образцов. Наиболее тонкие образцы настолько сильно притягиваются к подложке, что их уже невозможно сдвинуть без повреждения. Крупные образцы удаляются с подложки с помощью сильной струи воздуха. Наиболее совершенные из оставшихся тонких образцов и используются для нанесения контактов и последующих исследований. Метод широко применяется для получения образцов с площадью поперечного сечения вплоть до 10^{-3} мкм². Большинство размерных эффектов в TaS₃ [30, 41, 64–69] обнаружено именно на образцах, полученных расщеплением.

3.2.3. Тонкие пленки квазиодномерных проводников. Из-за сильно анизотропной кристаллической структуры получить высококачественные тонкие пленки квазиодномерных проводников весьма сложно, и первые сообщения о выращивании пока еще не совершенных мозаичных пленок Rb_{0.3}MoO₃ методом лазерного напыления [70, 71] появились сравнительно недавно. Разработка этого метода группой из университета Дельфта явилась новым шагом в технологии квазиодномерных проводников. К сожалению, поликристаллическая структура изготавливаемых пленок и большое содержание дефектов делают такие пленки гораздо менее интересными физическими объектами по сравнению с тонкими отщепленными монокристаллическими пластинами квазиодномерных проводников. В настоящее время данный метод практически не используется.

3.2.4. Ультразвуковое диспергирование. Недавно был разработан перспективный метод получения кристаллов квазиодномерных проводников малых размеров [72], который основан на расщеплении квазиодномерных проводников с помощью ультразвука. Диспергируемый квазиодномерный проводник, помещенный в "растворитель", устанавливается в ультразвуковую ванну. После ультразвуковой обработки получается взвесь тонких кристаллов квазиодномерного проводника, причем характерные размеры кристаллов зависят от интенсивности ультразвука и продолжительности воздействия. Капля такой взвеси может быть нанесена практически на любую подложку. После ее высыхания на подложке остаются кристаллы, которые могут быть использованы для последующих измерений. В качестве "растворителя" выбирают поверхностно-активные вещества, препятствующие слипанию диспергированных кристаллов. С помощью этого метода легко удается расщепить такие квазиодномерные проводники, как TaS₃, NbSe₃, NbS₃ и TaSe₃. К недостаткам метода можно отнести невозможность получения образцов с большим отношением длины к толщине, а также возможность возникновения реакции между "растворителем" и квазиодномерным проводником.

3.2.5. Расщепление электрическим полем. Это самый новый метод, разработанный для получения тонких образцов [73]. Метод заключается в приложении потенциала $V \approx 20$ кВ к сравнительно тонкому образцу квазиодномерного проводника, находящемуся в вакууме. Значение напряженности электрического поля, возникающего на поверхности образца с диаметром $d \sim 1$ мкм, оказывается порядка $2V/d \approx 40$ В нм⁻¹, т.е. порядка межатомного. Это приводит к "распушению" образца на длинные нити. Наиболее тонкие образцы TaS₃ и NbSe₃ изготовлены именно этим методом [74].

3.2.6. Изготовление мезоскопических структур, утоньшение образцов. Современные технологии позволяют создавать сложные структуры субмикронных размеров. Так, например, с помощью электронной литографии на поверхности образца, покрытого резистом, может быть сформировано изображение создаваемой структуры. Затем участки, не защищенные резистом, могут быть удалены посредством реактивного травления в плазме SF₆. Подобные структуры могут быть также получены с помощью травления сфокусированным ионным пучком. Эти методы наиболее перспективны для создания сравнительно крупных структур на основе квазиодномерных проводников [5, 75]. Так как исходный образец должен иметь микронные размеры, а травление повреждает поверхностный слой образца до глубины порядка 20 нм, то указанные методы не пригодны для создания структур с размерами менее 50 нм [5]. Детальное описание этих методов вместе с примерами применения содержится в работах [5, 75]. При изучении размерных эффектов реактивное плазмохимическое травление успешно использовалось для уменьшения толщины образцов NbSe₃ [76], а метод травления сфокусированным ионным пучком — для уменьшения их ширины [75, 77].

Кроме того, утоньшение образцов может проводиться с помощью окисления поверхности (естественного или при повышенной температуре). Медленное окисление поверхности квазиодномерных проводников обнаружено сравнительно недавно [72, 74] и пока мало исследовано.

3.3. Проявления размерных эффектов

Как уже упоминалось в разделе 3.1, в квазиодномерных проводниках с ВЗП длина фазовой корреляции в направлении, перпендикулярном цепочкам, составляет порядка 1 мкм. Это означает, что для образцов с поперечными размерами значительно меньшими 1 мкм пиннинг может считаться одномерным, и многие свойства квазиодномерных проводников оказываются зависящими от их размеров. Установлено, что от размеров образцов существенно зависят практически все физические характеристики квазиодномерных проводников с ВЗП. Список размерных эффектов включает в себя следующие наблюдения: зависимость от поперечных размеров образцов ширины спектров узкополосной генерации [41], величин E_T [3, 41, 63] и T_p [26, 41], высокочастотной проводимости [3] и скорости релаксации метастабильных состояний [61]; скачкообразное изменение проводимости тонких образцов [41]; размытие порогового поля на ВАХ тонких образцов [3, 26]; появление пороговой проводимости при $T > T_p$; мезоскопические осцилляции порогового поля [66]; переход к одномерной проводимости при уменьшении поперечных размеров образцов [76]; кван-

товый крип ВЗП [30]; абсолютная отрицательная проводимость квазиодномерных проводников [18]; зависимость напряжения проскальзывания фазы ВЗП от расстояния между токовыми контактами [78], а также эффект Ааронова–Бома при скольжении ВЗП [79]. Перечисленные эффекты будут подробно рассмотрены в разделах 3.4–3.15.

3.4. Зависимость порогового поля от толщины образцов

Зависимость порогового поля возникновения нелинейной проводимости от поперечных размеров образцов является одним из первых обнаруженных размерных эффектов. На рисунке 4 представлена зависимость порогового поля возникновения нелинейной проводимости от площади поперечного сечения s образца TaS₃. Видно, что при уменьшении площади поперечного сечения от 100 мкм² до 10⁻² мкм² пороговое поле нелинейной проводимости увеличивается более чем на полтора порядка. Возрастание порогового поля при уменьшении толщины образцов обнаружено также в NbSe₃ [3, 63], при этом установлено, что $E_T \propto s^{-1/2}$.

Для объяснения такого возрастания значения порогового поля были предложены две основных модели. В первой, более ранней модели предполагалось, что данный эффект является следствием пиннинга ВЗП поверхностью кристалла, так как отношение площади поверхности образца к его объему пропорционально $s^{-1/2}$. Эта точка зрения была также поддержана группой Гилла [63, 80]. В альтернативном объяснении, предложенном группой Торна [3, 81], считается, что существует зависимость порогового поля от поперечных размеров образца в рамках модели слабого пиннинга (см. уравнения (2), (3)). На основе детального анализа зависимости порогового поля от концентрации примесей и размеров образцов авторы работ [3, 81] пришли к выводу², что именно

слабый двумерный пиннинг ВЗП является причиной возрастания порогового поля в NbSe₃ по закону $E_T \propto s^{-1/2}$.

В отличие от свойств NbSe₃, имеющего слоистую структуру, свойства TaS₃ в направлениях, перпендикулярных металлическим цепочкам, близки, и в тонких образцах этого соединения следует ожидать перехода к одномерному пиннингу. В этом случае из анализа модели слабого пиннинга (см. уравнение (2)) следует зависимость $E_T \sim s^{-1/3}$, тоже согласующаяся с экспериментальными результатами, как и зависимость $E_T \propto s^{-1/2}$ (см. рис. 4). Таким образом, в TaS₃ на основании анализа зависимости $E_T(s)$ затруднительно различить проявление описанных выше возможных эффектов. Решение этой проблемы будет рассмотрено в разделе 3.10, посвященном мезоскопическим флуктуациям порогового поля [66], где будет показано, что в коротких и тонких образцах TaS₃ реализуется нульмерный пиннинг ВЗП. Это означает, что возрастание порогового поля в образцах TaS₃ соответствует одномерному пиннингу ВЗП с $E_T \propto s^{-1/3}$.

3.5. Зависимость проводимости на переменном токе от поперечных размеров образцов

На рисунке 5 представлены частотные зависимости мнимой части линейной проводимости трех кристаллов NbSe₃ с различной толщиной. В целом, измеренные кривые соответствуют предсказаниям уравнения (5) (показаны точками). Видно, что имеется отчетливая зависимость характерной частоты ω_0 от размеров образцов, причем эта частота, как и ожидалось (см. уравнение (6)), пропорциональна пороговому полю E_T . Данные удовлетворительно описываются суперпозицией кривых, предсказываемых уравнением (5), с лоренцевским распределением характерных частот ω_0 .

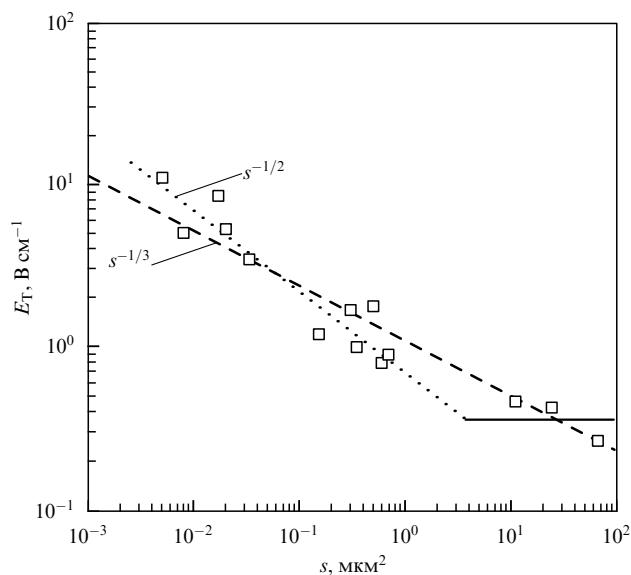


Рис. 4. Зависимость порогового поля возникновения нелинейной проводимости от площади поперечного сечения образцов TaS₃ при температуре $T = 120$ К. (Данные из работы [41].)

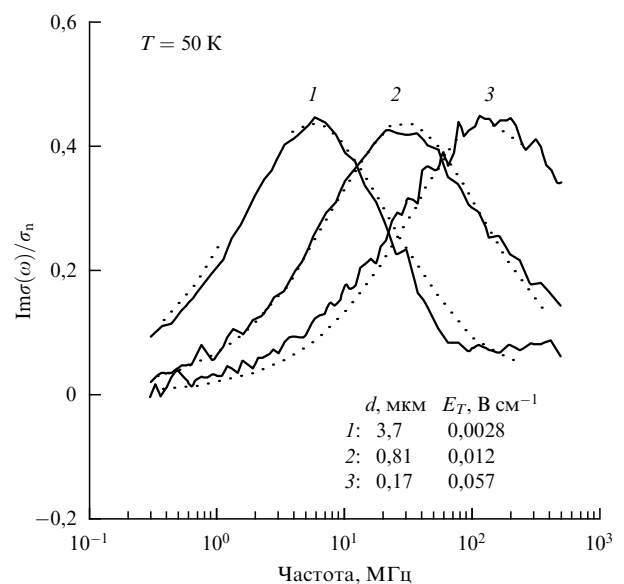


Рис. 5. Частотные зависимости мнимой части проводимости на переменном токе тонких чистых образцов NbSe₃ при температуре $T = 50$ К. Точками показана подгонка данных уравнением (5). Толщина образцов и значения порогового поля указаны на рисунке. (Данные из работы [3].)

² Точнее говоря, в работе [3] был сделан вывод, что $E_T \propto 1/d_{\perp}$, где $d_{\perp}$ — толщина образца ($d_{\perp} \ll L_{\perp}$).

3.6. Размерные эффекты в области фазового перехода

3.6.1. Зависимость температуры фазового перехода от поперечных размеров образцов. Квазиодномерные проводники характеризуются большой шириной пайерлсовского перехода и широкой областью флуктуационной проводимости вокруг перехода. При температурах $T > T_p$ флуктуационные следы пайерлсовского состояния проявляются в оптических измерениях [82], в рентгеноструктурных исследованиях [83, 84], а также в линейной и нелинейной проводимости квазиодномерных проводников [85].

На рисунке 6 изображены зависимости $d \ln R / d(1/T)$ для образцов TaS_3 с различной толщиной от обратной температуры $1/T$. Видно, что при уменьшении поперечных размеров образца возникает отчетливый сдвиг перехода в область низких температур и его уширение.

Уширение пайерлсовского перехода и его сдвиг в сторону низких температур при уменьшении толщины образцов наблюдались и в других квазиодномерных проводниках, а именно, в NbSe_3 [3, 26] и в пленках $\text{Rb}_{0,3}\text{MoO}_3$ [71]. Таким образом, зависимость формы и температуры пайерлсовского перехода от поперечных размеров образцов является общим свойством квазиодномерных проводников с ВЗП.

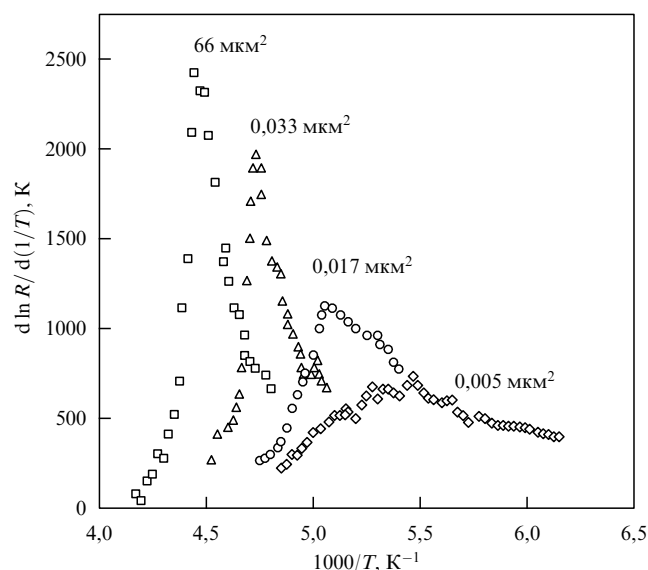


Рис. 6. Зависимости производных $d \ln R / d(1/T)$ для тонких образцов TaS_3 от обратной температуры в области пайерлсовского перехода. Квадраты соответствуют площади поперечного сечения образца 66 мкм^2 , треугольники — $0,033 \text{ мкм}^2$, кружки — $0,017 \text{ мкм}^2$, ромбы — $0,005 \text{ мкм}^2$. (Данные из работы [41].)

3.6.2. Размытие порогового поля в тонких образцах при температурах $T < T_p$. В объемных образцах квазиодномерных проводников возникновение нелинейной проводимости происходит в сравнительно узком диапазоне электрических полей и характеризуется хорошо определенным значением порогового поля возникновения нелинейной проводимости. В работах [3, 26] сообщалось о качественном изменении характера нелинейной проводимости тонких образцов NbSe_3 , а именно, — об исчезновении порога и возникновении скругленных ВАХ. На рисунке 7 представлен типичный набор зависимостей дифференциального сопротивления dV/dI тон-

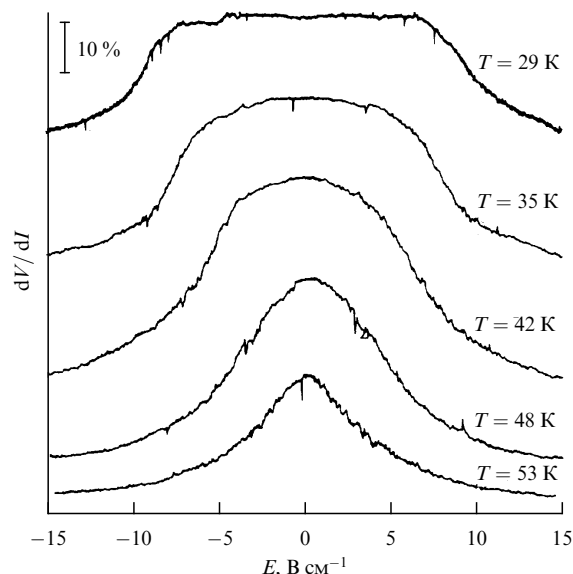


Рис. 7. Зависимости дифференциального сопротивления тонкого образца NbSe_3 от напряженности электрического поля вблизи температуры пайерлсовского перехода. (Данные из работы [3].)

кого образца NbSe_3 , в котором такое поведение ярко выражено, от напряженности электрического поля при различных температурах. Аналогичное поведение этих зависимостей наблюдается также и в тонких образцах TaS_3 [69].

3.6.3. Появление порогового поля при температурах $T > T_p$.

Одним из самых своеобразных размерных эффектов является возникновение пороговой нелинейной проводимости в тонких образцах при $T > T_p$ [68]. На рисунке 8 показан набор зависимостей дифференциального сопротивления тонкого образца TaS_3 от напряжения электрического поля вблизи температуры пайерлсовского перехода. При температурах ниже T_p (рис. 8а) $R_d(V)$ имеет обычный вид с нелинейной проводимостью, возникающей при напряжениях, превосходящих по абсолютной величине пороговое напряжение $V_T = 5 \text{ мВ}$. При температурах вблизи и выше $T_p = 220 \text{ К}$ на ВАХ возникает дополнительная, квадратичная по напряжению нелинейность, свидетельствующая о флуктуационном движении ВЗП. При этом на вольт-амперных характеристиках, полученных вычитанием этой квадратичной нелинейности, пороговый характер нелинейной проводимости отчетливо виден вплоть до температур, превышающих T_p на 45 К . Такое поведение ВАХ наблюдается в образцах с площадью поперечного сечения порядка $0,1 \text{ мкм}^2$, в которых размерные эффекты еще не слишком сильны. В более тонких образцах флуктуационные эффекты, приводящие к закруглению ВАХ [3, 26], оказываются столь сильными, что не позволяют надежно выделить сравнительно слабую пороговую нелинейность. Это было обнаружено также и в экспериментах с NbSe_3 [86]. В объемных образцах пороговая проводимость при $T > T_p$ не наблюдается [85].

3.6.4. Феноменологические модели поведения ВЗП вблизи пайерлсовского перехода. Достаточно сложными являются вопросы о происхождении размытия фазового

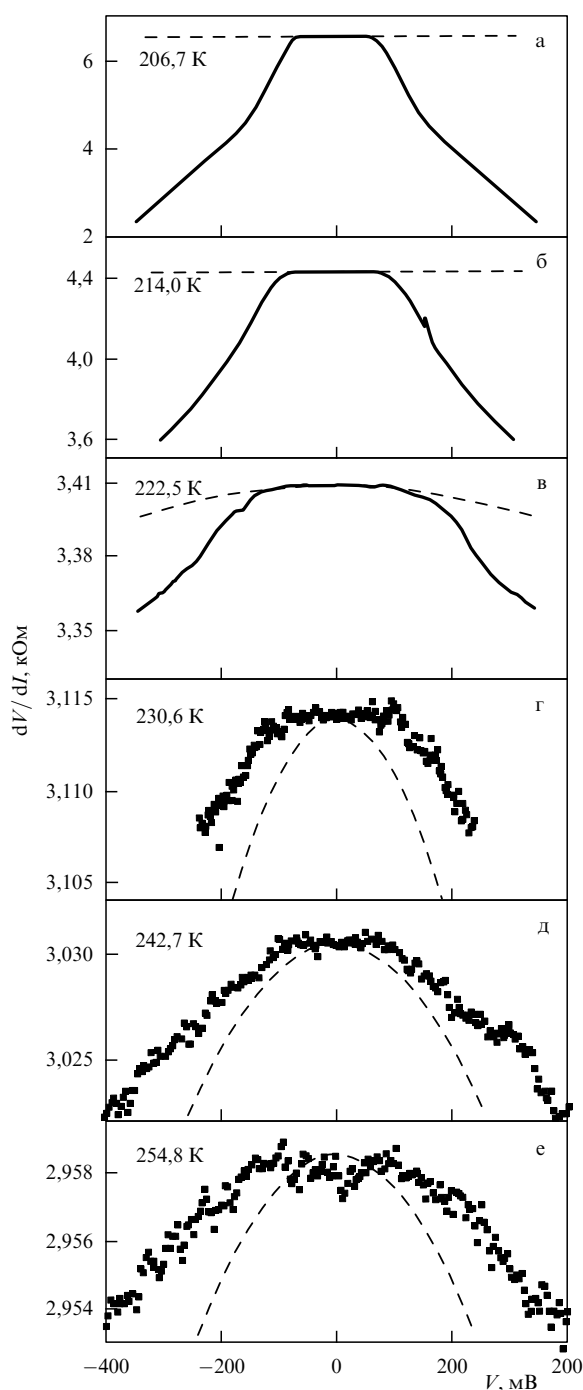


Рис. 8. Зависимости дифференциального сопротивления тонкого образца TaS_3 от напряжения вблизи температуры пайерлсовского перехода после вычитания плавной нелинейности, указанной пунктирными линиями. (Данные из работы [68].)

перехода и вольт-амперных характеристик в тонких образцах квазиодномерных проводников. Прежде всего, указанные эффекты не могут быть связаны ни с ограничением фононного спектра, ни с изменениями электронного спектра из-за размерного квантования, так как характерные энергии размерного квантования при поперечных размерах образцов ~ 100 нм гораздо меньше температуры пайерлсовского перехода. Наиболее вероятно, что оба явления связаны с ростом флуктуаций и уменьшением энергии пиннинга при утоньшении образ-

цов. В работах [3, 26], посвященных изучению свойств тонких образцов NbSe_3 , рост флуктуаций связывается с уменьшением энергии пиннинга ВЗП, приходящейся на объем фазовой корреляции ВЗП, до столь малой величины, что становятся возможными эффекты термической активации ВЗП, приводящие к активированному крипу ВЗП [3] или к "броуновскому движению" ВЗП в периодическом потенциале пиннинга [26]. Фактически, речь идет о фазовых флуктуациях неразрывной ВЗП. В рамках такого подхода удастся оценить избыточную проводимость и характерное значение поля возникновения нелинейности квазиодномерных проводников вблизи фазового перехода.

Приведенные в работах [3, 26] количественные оценки эффекта основаны на предположении о применимости модели среднего поля к описанию пайерлсовского состояния и пайерлсовского перехода. В соответствии с моделью среднего поля при приближении к пайерлсовскому переходу со стороны низких температур следует ожидать уменьшения параметра порядка по закону, аналогичному соответствующей зависимости теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) для сверхпроводимости. При этом следы пайерлсовского состояния при $T > T_p$ должны исчезать, а сам пайерлсовский переход должен происходить при $T_p = \Delta(0)/1.76$. Хорошо известно, однако, что практически для всех пайерлсовских проводников, и в частности для NbSe_3 , $\Delta(0)/T_p \approx 4$, а пайерлсовская щель (точнее говоря, псевдощель) видна при температурах, на сотни градусов превышающих температуру пайерлсовского перехода [82]. Известно также, что температурные зависимости концентрации электронов в ВЗП в соединениях NbSe_3 и TaS_3 имеют вид, близкий к ступенчатому, и плохо описываются теорией БКШ [83, 87]. С другой стороны, также хорошо известно, что при температуре пайерлсовского перехода происходит не образование, а трехмерное упорядочение ВЗП. По этим причинам справедливость применения соотношений теории БКШ для описания пайерлсовского перехода и его размытия даже в случае NbSe_3 вызывает сомнения. Отклонения от теории БКШ в случае TaS_3 еще более сильно выражены, и поэтому описание формы пайерлсовского перехода и ее зависимости от размеров образцов на основе подобных соображений выглядит еще менее обоснованным.

Происхождение данного эффекта, по крайней мере в TaS_3 , вероятно, имеет другую причину. Этот эффект может быть связан [68] с флуктуациями амплитуды ВЗП, т.е. со спонтанным проскальзыванием фазы ВЗП вблизи пайерлсовского перехода. При изучении петли гистерезиса температурной зависимости проводимости в объемных образцах TaS_3 обнаружено исчезновение метастабильных состояний вблизи T_p , т.е. исчезновение энергетического барьера для спонтанного проскальзывания фазы ВЗП [88]. Таким образом, пайерлсовский переход может являться следствием разрушения трехмерного порядка ВЗП из-за размножения дислокаций ВЗП [42, 54, 65, 88, 89].

В рамках таких представлений изменение формы перехода и его смещение в сторону низких температур в тонких образцах обусловлено повышением интенсивности проскальзывания фазы. Об интенсификации процесса проскальзывания фазы ВЗП в тонких образцах свидетельствуют сужение петли гистерезиса сопротивления [41], появление спонтанных флуктуаций сопротивления

[64, 65, 89] и возрастание скорости релаксации метастабильных состояний [61]. Можно указать две причины, приводящие к росту флуктуаций. Во-первых, в тонких образцах с уменьшением поперечных размеров уменьшается корреляционная длина, а значит, увеличивается неоднородная деформация ВЗП. С другой стороны, в образце конечных размеров облегчается рождение дислокаций из-за уменьшения свободной энергии, приходящейся на единицу длины дислокационной линии, что будет более подробно рассмотрено в разделе 3.9 при обсуждении размерных эффектов в релаксации метастабильных состояний. На чрезвычайно сильные флуктуации натяжения ВЗП, которые могут приводить к подавлению параметра порядка вблизи пайерлсовского перехода, указывают также и недавние микроскопические расчеты [90]. Однако пока не существует теории, позволяющей предсказать форму резистивного пайерлсовского перехода и ее эволюцию при изменении поперечных размеров образцов.

Модель, описывающая возникновение пороговой нелинейной проводимости при температуре большей температуры фазового перехода, предложена в работе [68]. Эта модель учитывает флуктуационное зарождение доменов ВЗП при $T > T_p$ и их депиннинг электрическим полем. При увеличении электрического поля происходит уменьшение характерных размеров доменов, дающих вклад в нелинейную проводимость. Вольт-амперная характеристика образца конечных размеров оказывается состоящей из двух участков — начального участка, на котором максимальные размеры доменов, дающих вклад в нелинейную проводимость, ограничены толщиной образца, и область больших полей, в которой депиннинг флуктуационно родившихся участков ВЗП происходит так же, как и в объемном образце. Область перехода между этими участками проявляется как пороговое напряжение на ВАХ.

3.7. Отсутствие размерного эффекта в ступенях Шапиро как аргумент в пользу объемного пиннинга ВЗП

Одним из ярких проявлений периодического характера взаимодействия ВЗП с примесями является возникновение ступеней Шапиро на ВАХ квазиодномерных проводников [91]. Это явление наблюдается при приложении к квазиодномерному проводнику комбинированного напряжения $V(t) = V_{dc} + V_{ac} \sin \omega t$. При совпадении частоты узкополосной генерации, возникающей при скольжении ВЗП, с частотой наложенного внешнего сигнала на ВАХ возникает ступень — нелинейный ток перестает зависеть от напряжения при изменении последнего в некотором диапазоне δV . Зависимость ширины ступени от амплитуды переменного напряжения V_{ac} носит осциллирующий характер и описывается с помощью функций Бесселя. Аналогичное явление наблюдается и на кратных частотах. Зависимость относительной ширины первой ступени $\delta V/V$ (совпадение частот) от поперечных размеров образцов $NbSe_3$ изучалась в работе [3]. При этом никакой зависимости ширины ступени от поперечного сечения обнаружено не было. Авторы пришли к выводу, что такое поведение свидетельствует о совпадении механизмов пиннинга в объемных и тонких образцах $NbSe_3$, т.е. об отсутствии существенного вклада поверхностного пиннинга.

3.8. Скачкообразные изменения конфигурации ВЗП в тонких образцах TaS_3

3.8.1. Скачкообразное изменение проводимости. В первых опытах, проводившихся на тонких образцах TaS_3 [41], были обнаружены скачкообразные температурные зависимости линейной проводимости. На рисунке 9 представлена температурная зависимость сопротивления тонкого образца TaS_3 . Наиболее важной и качественно новой особенностью этой температурной зависимости является возникновение на ней ступенчатой структуры. На вставке к рис. 9 показан фрагмент зависимости $R(T)$ тонкого образца при изменении температуры от 90 К до 120 К и обратно. Эта зависимость имеет гистерезисный вид и состоит из коротких прямолинейных участков, для которых энергия активации $d \ln R / d(1/T) \approx 200$ К примерно в 4 раза меньше, чем энергия активации проводимости $\Delta = 800$ К в образцах обычных размеров. Переход между участками носит скачкообразный характер. Типичный масштаб относительного изменения сопротивления составляет 1–10 %, а расстояние между скачками зависит от температуры и длины образца: при увеличении как температуры, так и длины образца уменьшаются температурные интервалы между скачками. Скачки всегда направлены к центру петли гистерезиса. Движение между соседними скачками обратимо и не носит гистерезисного характера.

В случае наиболее тонких образцов с сечением $s \leq 10^{-2}$ мкм² наблюдается сужение петли гистерезиса, температура возникновения гистерезиса понижается, скачки размываются, а их амплитуда уменьшается. Измерения таких размытых скачков показали, что на самом деле в области размытия скачка происходит многократное переключение между двумя или несколькими состояниями с разными сопротивлениями, причем доля времени, в течение которого образец находится в каждом из таких состояний, зависит от температуры [64]. На вставке к рис. 10 показан фрагмент зависимости $R(T)$, измеренной при медленном изменении температуры в области скачка. Видно, что при повышении температуры вероятность нахождения в исходном состоянии плавно уменьшается, и происходит постепенный переход в новое состояние, имеющее несколько меньшее сопротивление.

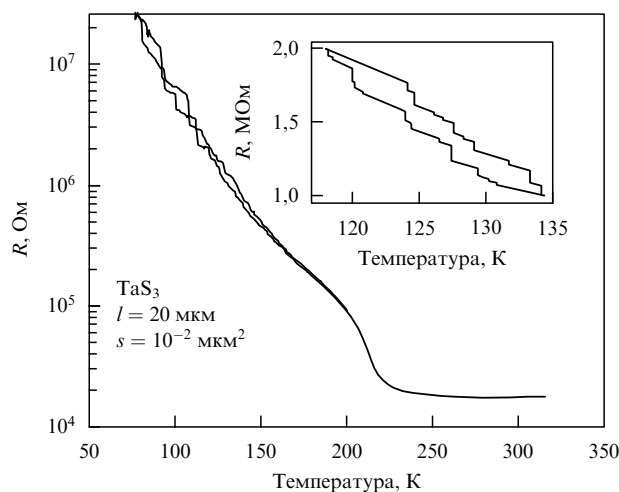


Рис. 9. Температурная зависимость сопротивления малого образца TaS_3 . На вставке показан фрагмент зависимости $R(T)$ при циклировании температуры в интервале 118–134 К.

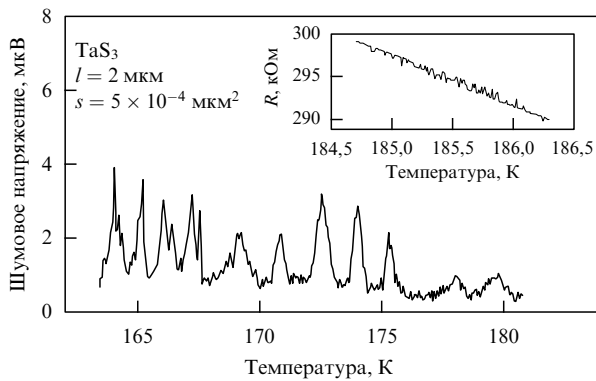


Рис. 10. Температурная зависимость шумового напряжения в тонком образце TaS_3 при среднем значении напряжения на образце 2 мВ. На вставке показан фрагмент температурной зависимости сопротивления того же образца вблизи плавного скачка сопротивления. Зависимость измерена при повышении температуры со скоростью $dT/dt = 0,7 \text{ K мин}^{-1}$.

Возникновение спонтанных переходов между метастабильными состояниями в области размытых скачков хорошо видно и из зависимостей шума проводимости короткого тонкого образца TaS_3 от температуры, изображенных на рис. 10. Температурные области резкого возрастания шумов сравнительно узки, а расстояние между такими областями в данном образце — порядка их ширины. В более длинных образцах происходит наложение температурных областей повышенного шума от разных участков образца, и наблюдение таких выделенных температурных областей возрастания шума становится практически невозможным.

Как уже говорилось в разделе 2.1, в ромбическом TaS_3 величина волнового вектора ВЗП q зависит от температуры. Это означает, что количество периодов ВЗП N в образце длиной l , $N = l/\lambda$, где $\lambda = 2\pi/q$, зависит от температуры. В образце бесконечной длины изменение волнового вектора возможно лишь за счет разрыва ВЗП и рождения нового периода или исчезновения имеющегося, т.е. за счет проскальзывания фазы ВЗП. В образце конечной длины волновой вектор может изменяться также вследствие входа (выхода) периодов ВЗП через торцы образца, что вызывает изменение конфигурации ВЗП на расстояниях от торцов порядка $V_{ps}/2E_T$. Как бы то ни было, обнаруженные скачкообразные изменения сопротивления естественно связать с рождением (уничтожением) новых периодов ВЗП в образце. Начиная с первой работы, посвященной температурному гистерезису проводимости в TaS_3 [13], этот гистерезис связывался с гистерезисом пайерлсовской щели, возникающей вследствие температурной зависимости волнового вектора ВЗП. Основанием для такого заключения послужило обнаружение зависимости энергии активации проводимости от направления изменения температуры (следы этого эффекта видны и на рис. 9). Проверка этой гипотезы из-за отсутствия данных о масштабе необходимых изменений волнового вектора была затруднительна. Данные работы [41] позволяют провести некоторые оценки. Для образца длиной $l \approx 20 \text{ мкм}$ (см. рис. 9) характерное изменение волнового вектора ВЗП при единичном акте проскальзывания фазы составляет всего лишь $\delta q = 2\pi/l \sim 10^{-4} q$, в то время как характерное наблюдающееся при этом изменение сопротивления

оказывается порядка 1–10 %, т.е. более чем на 2 порядка выше. Ниже будет предложено объяснение такого "усиления" масштаба эффекта и показано, что для его количественного объяснения не требуется привлекать соображения о зависимости энергетической щели от волнового вектора ВЗП.

В проводнике TaS_3 выполняется условие $q - q_0 > 0$ [12], что в соответствии с уравнением (8) дает р-тип проводимости. Этот результат согласуется с экспериментальными данными по термо-э.д.с. [92], эффекту Холла [93] и с расположением равновесных значений сопротивления внутри петли гистерезиса [94].

Следуя работе [41], в качестве первого приближения можно рассмотреть случай униполярной проводимости $\zeta \gg T$. Тогда из уравнений (8) и (9) следует: $\sigma = en_0\mu(q - q_0)/q_0$, а величина скачка определяется выражением

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_0}{\sigma} \frac{\mu}{\mu_0} \frac{\lambda}{l}, \quad (16)$$

где индекс 0 относится к металлическому состоянию. Подставляя данные измерений $\sigma_0/\sigma(120 \text{ K}) = 100$, $\lambda/l = 10^{-4}$ и $\mu/\mu_0 = 10$ [93], получаем $\delta\sigma/\sigma = 10 \%$, что согласуется с экспериментом (см. рис. 9). Фактически это означает, что проскальзывание фазы ВЗП, приводящее к изменению числа ее периодов, происходит во всем поперечном сечении образца.

Более точный подход [41] заключается в учете асимметрии между электронными и дырочными состояниями, которую можно включить в рассмотрение как сдвиг химического потенциала в равновесном состоянии $|\zeta| \sim T$. Этот сдвиг можно оценить исходя из значения энергии активации проводимости между скачками. Действительно, обратимые участки зависимости $\sigma(T)$ между скачками соответствуют фиксированным значениям волнового вектора ВЗП, и энергию активации Δ^* на этих участках можно оценить как $d \ln \sigma / d(1/T)$ при постоянной величине q ,

$$\Delta^* = \frac{\Delta}{ch^2(\zeta/T)}. \quad (17)$$

Используя это соотношение и экспериментальные значения $\Delta^* = 200 \text{ K}$ и $\Delta = 800 \text{ K}$, получаем $\zeta/T = -1,3$ (знак минус соответствует дырочному характеру проводимости). Отметим, что эта величина включает в себя также различия в эффективных плотностях состояний и подвижностях электронов и дырок и, следовательно, не имеет прямого физического смысла, а является лишь мерой асимметрии электронных и дырочных состояний.

3.8.2. Характерные длины изменения конфигурации ВЗП в TaS_3 . После обнаружения скачкообразных изменений проводимости [41] возник вопрос о том, на каких расстояниях при таких скачках происходят изменения конфигурации ВЗП. Разработка полупроводниковой модели квазиодномерных проводников позволила предложить метод измерения корреляционной длины. Исследование пространственного перераспределения фазы ВЗП при единичных актах проскальзывания фазы основывалось на методе изучения деформации ВЗП, предложенном в работе [40]. Метод заключается в определении пространственного распределения напряжения термо-э.д.с., вызванного разогревом сфокусированным

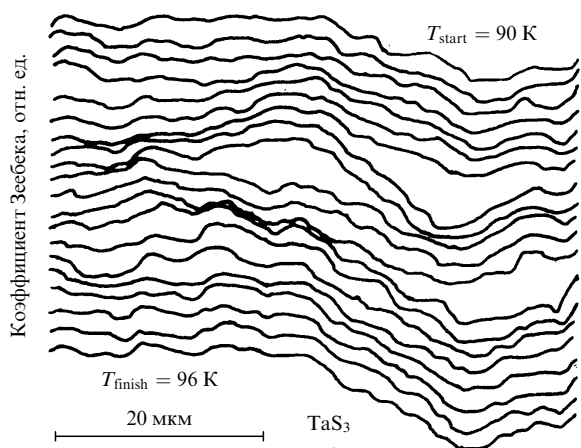


Рис. 11. Температурная эволюция пространственного распределения коэффициента Зеебека. Для наглядности кривые, полученные при плавном изменении температуры, сдвинуты по вертикали. (Данные из работы [29].)

лазерным излучением образца, подвешенного между контактами. Величина термо-э.д.с. $\varepsilon(x)$, возникающая при нагревании образца в точке с координатой x , связана со сдвигом химического потенциала и, как следствие, с натяжением ВЗП следующим образом: $d\varepsilon(x)/dx \propto S(x) \propto \zeta(x) + \text{const}$, где S — коэффициент Зеебека. Следовательно, измеряя зависимость $d\varepsilon(x)/dx$, можно получить информацию о пространственном распределении деформации ВЗП.

На рисунке 11 показана серия зависимостей $S \propto d\varepsilon(x)/dx$, полученных с пространственным разрешением 1 мкм при медленном изменении температуры тонкого образца TaS_3 [29]. Как видно из рисунка, пространственное распределение $S(x)$ неоднородно, масштаб неоднородности составляет порядка 10 мкм. Изменения $S(x)$ имеют скачкообразный характер и затрагивают участки длиной порядка 10 мкм. Одновременно проводившиеся измерения сопротивления образца показали, что каждому скачкообразному изменению $S(x)$ соответствует скачок сопротивления.

Таким образом, связь между сдвигом химического потенциала и деформацией ВЗП позволяет измерить характерный масштаб изменения конфигурации ВЗП в результате единичного акта проскальзывания фазы (см. рис. 11). Так как характерное изменение значения фазы в результате проскальзывания фазы составляет 2π , то эти измерения позволяют оценить продольную длину фазовой корреляции ВЗП величиной 10 мкм. Отметим, что определение корреляционной длины такого масштаба прямыми методами рентгеновской дифракции затруднительно (если вообще возможно).

3.9. Влияние поперечных размеров образца

на скорость релаксации метастабильных состояний

Отмеченное в разделе 3.8.1 сужение петли гистерезиса проводимости при уменьшении поперечных размеров кристаллов TaS_3 [41] и прямые измерения скорости логарифмической релаксации в NbSe_3 [61] свидетельствуют о том, что уменьшение поперечных размеров квазиодномерных проводников приводит к ускорению релаксации метастабильных состояний ВЗП. В достаточно тонких образцах с площадью поперечного сече-

ния $\sim 10^{-3}$ мкм² гистерезис практически исчезает, и возникают спонтанные флуктуации проводимости, свидетельствующие о спонтанных изменениях волнового вектора ВЗП, т.е. о спонтанном проскальзывании фазы ВЗП [64, 65].

Все эти наблюдения подтверждают наличие размерного эффекта в проскальзывании фазы ВЗП, которое ответственно за релаксацию метастабильных состояний. Можно указать две причины, по которым в тонких образцах квазиодномерных проводников облегчается спонтанное проскальзывание фазы. Во-первых, из-за размерного эффекта уменьшается корреляционная длина. Уменьшение корреляционной длины приводит к увеличению неоднородной деформации ВЗП, что, в свою очередь, понижает барьер для проскальзывания фазы. Во-вторых, в рамках дислокационного [11, 42] и вихревого [48] подходов к топологическим дефектам ВЗП энергия единицы длины дислокации в образце бесконечных размеров $W_d \propto \ln \xi/\xi_0$, где ξ — характерный пространственный масштаб возмущения, создаваемого дислокацией, ξ_0 — длина амплитудной корреляции ВЗП, $\xi_0 = v_F/\Delta \sim 3$ нм. В образце бесконечных размеров ξ совпадает с длиной фазовой корреляции, а в образцах малых размеров эта длина ограничена размерами образца. При уменьшении ξ от 3 мкм в объемном образце до 100 нм в тонком образце энергия дислокации при нулевой температуре уменьшается в два раза, что облегчает рождение дислокаций и ускоряет релаксацию метастабильных состояний. При конечной температуре уменьшение энергии еще более существенно из-за энтропийного члена в свободной энергии дислокации.

3.10. Мезоскопические осцилляции порогового поля

Исследование в коротких и тонких образцах TaS_3 температурных зависимостей порогового поля начала скольжения ВЗП [66] показало, что в них возникают неперiodические вариации порогового поля с относительной величиной порядка 0,1–0,2 от средней величины порогового поля независимо от числа примесей в образце. Такое поведение указанных зависимостей является следствием достижения в изучаемых образцах условий нульмерного пиннинга ВЗП и может быть отнесено к классу мезоскопических явлений, т.е. явлений, возникающих в физических объектах, состоящих из большого числа атомов, но имеющих размеры много меньшие характерных длин [95]. Характерные масштабы вариаций порогового поля свидетельствуют о реализации смешанного пиннинга, рассмотренного Абе [23].

На рисунке 12 представлен фрагмент температурной зависимости порогового напряжения тонкого короткого образца TaS_3 [66]. Видно, что $V_T(T)$ испытывает значительные нерегулярные изменения, причем масштаб изменений значительно больше погрешности определения V_T ($< 2\%$).

В качестве меры масштаба флуктуаций V_T была выбрана величина ее среднеквадратичного отклонения $\delta V_T = [((V_T - V_T^*(T))^2)^{1/2}]$ от функции $V_T^*(T)$, полученной с помощью аппроксимации полиномами третьей или пятой степени зависимости $V_T(T)$ в температурном интервале 120–180 К. Зависимость величины $\delta V_T/V_T$ от длины образцов представлена на рис. 13. Характерное значение среднеквадратичной флуктуации порогового поля возрастает от 10% для образцов с длиной порядка 10 мкм до 20% для образцов с длиной порядка 1 мкм.

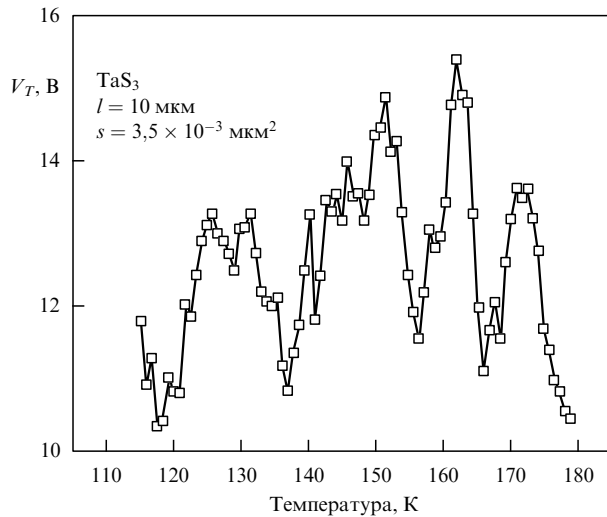


Рис. 12. Фрагмент температурной зависимости порогового поля малого образца TaS₃. (Данные из работы [66].)

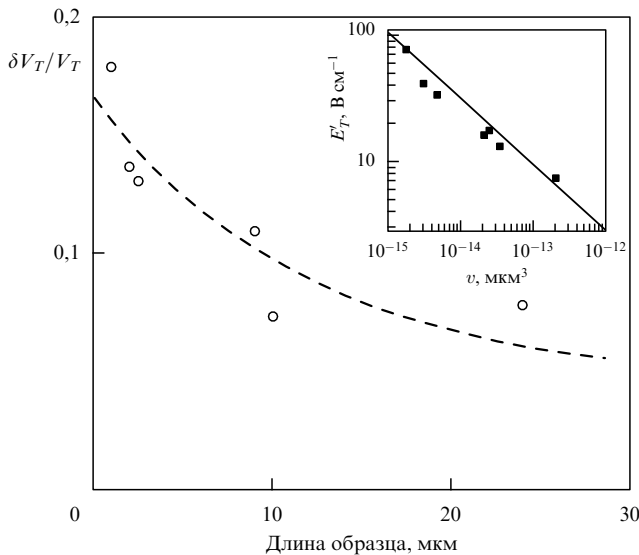


Рис. 13. Зависимость среднеквадратичных флуктуаций порогового напряжения $\delta V_T / \langle V_T \rangle$ от длины образца. На вставке показана зависимость порогового поля от объема образца; сплошная прямая соответствует зависимости $E_T \propto v^{-1/2}$, отвечающей уравнению (19). (Данные из работы [66].)

Происхождение флуктуаций порогового поля сходно с происхождением флуктуаций проводимости в мезоскопических образцах металлов. Температурная зависимость волнового вектора ВЗП в TaS₃ обуславливает зависимость равновесной относительно центров пиннинга конфигурации ВЗП от температуры.

В пределе сильного пиннинга, при котором фаза пиннингуется каждой примесью независимо и роль упругости ВЗП пренебрежимо мала, пороговое поле не должно зависеть от равновесной конфигурации ВЗП. Таким образом, случай сильного пиннинга не согласуется с обнаруженным поведением.

Если пороговое поле возникает в результате слабого пиннинга, то можно ожидать, что, по крайней мере, в наиболее коротких образцах ВЗП будет когерентна вдоль всех направлений, т.е. что пиннинг ВЗП в таких

образцах окажется нульмерным. В случае нульмерного пиннинга волну зарядовой плотности можно рассматривать как жесткую, тогда ее пороговое поле определяется максимально возможным значением силы взаимодействия с примесями:

$$eE_T v n_e = \max_{\phi} \left[\sum_{j=1}^N w_i q \cos(qr_j + \phi) \right] \equiv q w_i \left| \sum_{j=1}^N \exp(iqr_j) \right|, \quad (18)$$

где n_e — концентрация электронов в ВЗП, v — объем образца, N — полное число примесей в объеме образца и r_j — их позиции. Как видно из уравнения (18), пороговое поле E_T зависит от q . Взяв среднеквадратичную величину суммы в уравнении (18), получим

$$\langle E_T^2 \rangle^{1/2} = \frac{w_i q}{e v n_e} N^{1/2} = \frac{w_i q}{e} \left(\frac{n_i}{n_e} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{n_e v} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Из уравнения (19) следует, что пороговое поле образцов с нульмерной ВЗП зависит от объема образцов, а не от их поперечных размеров. На вставке рис. 13 представлена зависимость $E_T(v)$ для исследованных образцов. Как видно из рисунка, она действительно хорошо описывается уравнением (19). Полученные данные позволяют оценить энергию пиннинга w_i , которая при $n_e = 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $n_i/n_e = 10^{-4}$ оказывается равной $w_i = 3 \times 10^3 \text{ К}$.

Заменяя E_T на V_T/l , а l — на Rs/ρ , где R и ρ — соответственно сопротивление образца и удельное сопротивление TaS₃ при комнатной температуре, для случая нульмерного пиннинга получаем простое соотношение, связывающее пороговое напряжение с сопротивлением образца при комнатной температуре,

$$\langle V_T^2 \rangle^{1/2} = \frac{w_i q}{e n_e} \left(\frac{n_i R}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

причем $\langle V_T \rangle = \sqrt{\pi/2} \langle V_T^2 \rangle^{1/2}$. Зависимость (20) также выполняется для малых образцов TaS₃ [66]. Таким образом, экспериментальные результаты соответствуют реализации нульмерного слабого пиннинга в таких образцах.

Относительная величина флуктуаций зависит от того, насколько система близка к случаю нульмерной ВЗП с пиннингом, описываемым простой синусоидальной зависимостью. В последнем случае, которому соответствует уравнение (18), стандартное отклонение $\delta V_T \equiv [(\langle V_T^2 \rangle - \langle V_T \rangle^2)]^{1/2}$ имеет порядок самой величины V_T , а именно, составляет $(4/\pi - 1)^{1/2} \langle V_T \rangle \approx 0,52 \langle V_T \rangle$ и не зависит от числа примесей. Так как флуктуации пропорциональны среднему, то и форма $V_T(T)$ зависит не от числа примесей, а от их расположения и размеров образца (по аналогии с флуктуациями сопротивления мезоскопических систем).

Отметим, что значение $\delta V_T / \langle V_T \rangle = 0,15 \pm 0,05$ при $l \rightarrow 0$ (см. рис. 13) значительно меньше 0,52 — величины, ожидаемой в случае синусоидального потенциала. В работе [66] делается вывод, что экспериментальные результаты не соответствуют пиннингу жесткой ВЗП на примесях с синусоидальным потенциалом пиннинга, и что необходим учет локального пиннинга [23], приводя-

щий к отклонению потенциала пиннинга от простого синусоидального (см. рис. 2). Такой потенциал может возникать, например, при $\alpha \gg 1$ (см. (7)) из-за преодоления барьеров сильного пиннинга, а также за счет проскальзывания фазы ВЗП или за счет термических флуктуаций, приводящих к сбросу метастабильности, свойственной локальному пиннингу (см. рис. 2). В любом случае при сбросе метастабильных состояний вклад сильного пиннинга отсутствует, а сила пиннинга описывается простым соотношением $F_j \propto \phi$. Фактически такая модель соответствует модели Абе [23], которая удовлетворительно описывает многие экспериментальные результаты [24]. Численные оценки с такой линейной зависимостью $F_j(\phi)$ дают $\delta V_T / \langle V_T \rangle = 0,26$, а с учетом ограниченной статистики результаты моделирования оказываются разбросанными в диапазоне 0,2–0,3, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [66].

3.11. Абсолютная отрицательная проводимость

Изучение динамики ВЗП на расстояниях порядка 1 мкм и менее привело также к обнаружению абсолютной отрицательной проводимости [18]. В этих опытах исследовалась нелинейная проводимость коротких сегментов образцов TaS₃ и NbSe₃. При изучении ВАХ длинных сегментов (длиной более 10 мкм) наблюдались обычные вольт-амперные характеристики. Однако при уменьшении расстояний между потенциальными контактами до микронных форма ВАХ начинала заметно варьироваться от сегмента к сегменту, и на некоторых сегментах наблюдались участки абсолютного отрицательного сопротивления. В качестве примера на рис. 14 представлены вольт-амперные характеристики двух смежных сегментов кристалла TaS₃, проявляющие такое поведение. Видно, что при $I > 3$ мкА (рис. 14а) напряжение в одном из сегментов становится отрицательным. При этом, как правило, напряжение на смежном сегменте оказывается больше среднего, показанного штриховой кривой. Разумеется, такое поведение наблюдается только при измерениях по четырехконтактной схеме.

Качественное объяснение отрицательной проводимости следующее [18]. Она возникает вследствие того, что движение ВЗП и квазичастиц зависят от различных потенциалов. При низких температурах движение ВЗП определяется разностью электростатических потенциалов Φ , в то время как движение квазичастиц зависит от распределения электрохимического потенциала $V(x)$, измеряемого вольтметрами. На основе результатов измерений можно сделать выводы о распределении потенциалов и токов вдоль образца (рис. 15). Прежде всего, наклон dV/dx в области отрицательной проводимости имеет знак, противоположный ее знаку в остальной части образца. Отсюда следует, что ток квазичастиц I_q в этой области также направлен в обратную сторону. Так как полный ток I должен оставаться постоянным, то мы приходим к выводу, что ток I_{CDW} , переносимый ВЗП, в области отрицательной проводимости больше, чем в остальной части образца.

Можно показать [18], что предположение о постоянстве вдоль образца коэффициента пропорциональности K между током ВЗП и ее фазовой скоростью, $I_{CDW} = K\dot{\phi}$, приводит к противоречию между знаком деформации ВЗП и характером проскальзывания фазы ВЗП: при $K(x) = \text{const}$ из рис. 15 видно, что растяжение ВЗП

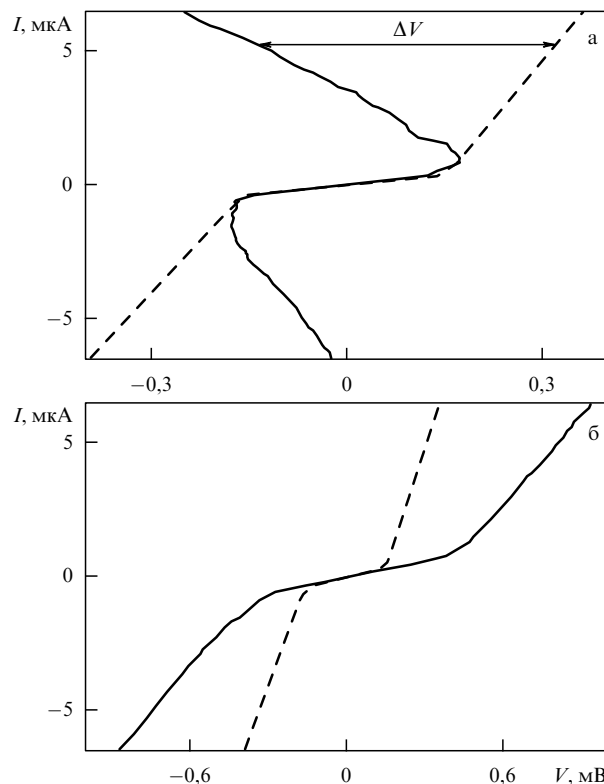


Рис. 14. Вольт-амперные характеристики смежных сегментов длиной 1 мкм кристалла TaS₃ с площадью поперечного сечения 0,5 мкм² при $T = 120$ К. Штриховой кривой показана "средняя" ВАХ, полученная умножением напряжения, измеренного на длине 36,1 мкм, на 1/36,1. (Данные из работы [18].)

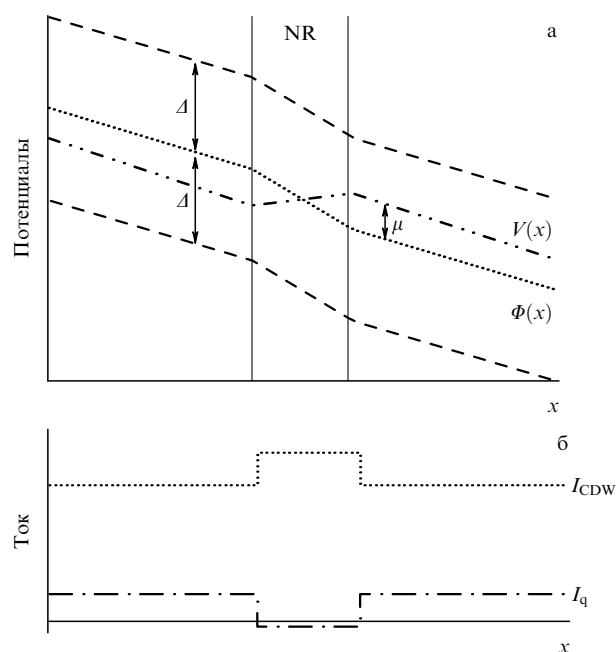


Рис. 15. Распределение потенциалов (а) и токов (б) вдоль образца с участком отрицательной проводимости (NR).

приводит к исчезновению периодов ВЗП, а сжатие — к их появлению, в то время как должно наблюдаться обратное. Отсюда следует, что причина эффекта заключается в существовании координатной зависимости

коэффициента K . Такая зависимость может быть обусловлена, например, макроскопическими дефектами или же существенным изменением концентрации примесей в области отрицательной проводимости. Если предположить, что в области отрицательной проводимости этот коэффициент несколько выше, $I_{CDW} = (1 + a)K\phi$, то для разности электрохимических потенциалов в области отрицательной проводимости получаем

$$V = R_0(I_q - aI_{CDW}),$$

где R_0 — линейное сопротивление участка отрицательной проводимости. Из этого уравнения следует, что при достаточно большом токе ВЗП падение напряжения на интересующем нас участке может поменять свой знак.

Экспериментальные результаты согласуются со значением $a \approx 0,1$, в то время как теории [96, 97], учитывающие вклад квазичастиц в величину K , дают значения меньшие на несколько порядков. Причины такого расхождения пока не ясны. Аналогичная проблема расхождения между предсказаниями теории и экспериментальными данными существует и в объяснении вклада скольжения ВЗП в эффект Холла [98, 99], который связан с существованием вклада квазичастиц в ток, переносимый ВЗП [96, 97].

3.12. Структуры типа полевого транзистора

Возможности экспериментального изучения электрофизических свойств квазиодномерных проводников с ВЗП могут быть значительно расширены с помощью создания искусственных структур на основе таких проводников. Одним из наиболее привлекательных направлений представляется формирование структур, в которых можно управлять параметрами ВЗП с помощью внешних воздействий, в частности, с помощью электрического поля. В настоящем разделе описываются свойства полевых транзисторов на основе квазиодномерных проводников NbSe₃ и TaS₃ [67]. Оказалось, что в таких структурах происходит необычное усиление эффекта поля на несколько порядков при переходе канала из металлического в пайерлсовское состояние, причем усиление отклика возникает в коллективной проводимости, в то время как одночастичная проводимость остается практически неизменной.

На рисунке 16 изображены вольт-амперные характеристики канала из тонкого образца NbSe₃ при температуре $T = 30$ К при различных напряжениях на затворе V_G . Изменение линейной проводимости, соответствующей одночастичному току, при изменении напряжения на затворе слишком мало для того, чтобы быть заметным в масштабе рис. 16. В то же время коллективный отклик ВЗП сильно зависит от V_G . Когда напряжение на канале близко к пороговому напряжению начала скольжения ВЗП, изменение V_G может как включать скольжение ВЗП, так и выключать его. Так как нелинейные участки ВАХ при различных напряжениях V_G практически параллельны друг другу, то преобладающим результатом изменения V_G является модуляция порогового напряжения V_T .

На вставке рис. 16 показана типичная зависимость изменения напряжения, необходимого для переноса ВЗП тока I_c ,

$$\frac{V(V_G, I_c) - V(0, I_c)}{V(0, I_c)} \approx \frac{E_T(V_G) - E_T(0)}{E_T(0)}$$

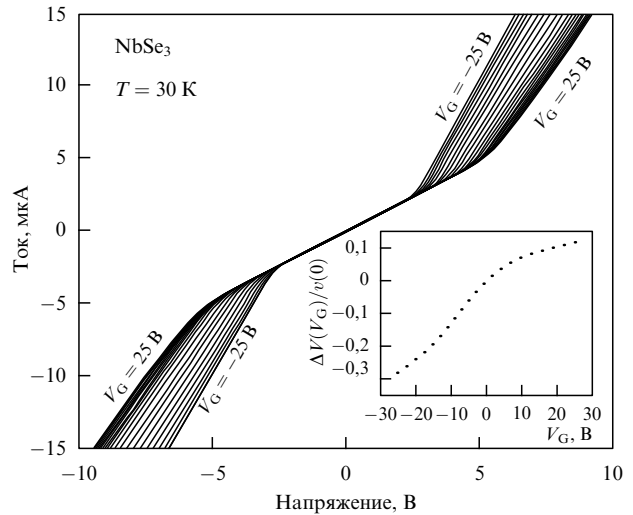


Рис. 16. Вольт-амперные характеристики кристалла NbSe₃ с площадью поперечного сечения $1,1 \times 10^{-3}$ мкм² при $T = 30$ К для напряжений на затворе V_G от -25 до 25 В с шагом $2,5$ В. Напряжение на затворе вызывает значительную модуляцию порогового напряжения возникновения скольжения ВЗП, E_T , однако не оказывает практически никакого воздействия на линейную проводимость при значениях напряжения ниже порогового. На вставке показана зависимость $[V(V_G, I_c) - V(0, I_c)]/V(0, I_c)$ от напряжения на затворе при $I_c = 6$ мкА, используемая в качестве оценки $[E_T(V_G) - E_T(0)]/E_T(0)$.

от напряжения на затворе V_G при значении нелинейного тока $I_c = 6$ мкА. Эта величина монотонно зависит от V_G при $|V_G| < 20$ В и положительна при $V_G > 0$.

Следуя работе [67], проанализируем эффект поля при комнатной температуре, при которой NbSe₃ находится в металлическом состоянии. Напряжение на затворе V_G заряжает канал до уровня, который достаточен для экранировки поперечного электрического поля. Индуцированный напряжением V_G заряд вызывает изменение сопротивления канала, при этом относительная чувствительность линейного сопротивления к V_G оказывается равной

$$\alpha_s \equiv \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial V_G} \approx \frac{\epsilon \epsilon_0}{e n_c d d_\epsilon}, \quad (21)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ и d_ϵ — диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрического слоя соответственно, а d — толщина образца.

На рисунке 17 изображена чувствительность α_s , измеренная при $T = 300$ К как функция площади поперечного сечения s канала NbSe₃. Штриховая кривая соответствует предсказанию уравнения (21) при $\epsilon = 3,85$ и $d = \sqrt{s}$. Как видно из рисунка, эта кривая согласуется со значениями чувствительности, полученными экспериментально. Подстановка $d = \sqrt{s}$ в уравнение (21) дает меньшую величину α_s , так как толщина кристаллов NbSe₃ обычно значительно меньше их ширины. Знак эффекта свидетельствует о дырочном характере проводимости и согласуется со знаком эффекта Холла [100]. Обнаруженное количественное согласие позволяет сделать вывод, что поверхностные состояния не играют большой роли в экранировании поперечного электрического поля. При напряжении на затворе 15 В и площади сечения канала 10^{-3} мкм² индуцированный заряд составляет приблизительно $0,1\%$ от полного заряда носителей

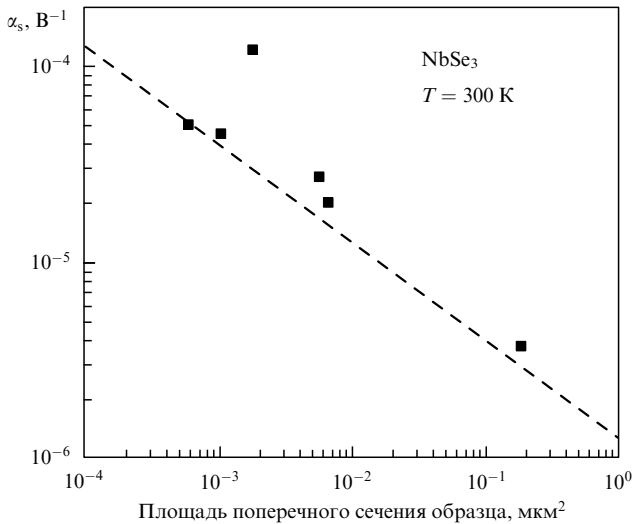


Рис. 17. Зависимость чувствительности одночастичной (линейной) проводимости α_s к напряжению на затворе от площади поперечного сечения образца. Штриховая кривая показывает предсказание уравнения (21) с $d = \sqrt{s}$. $T = 300 \text{ K}$.

тока. Этот заряд экранирует поперечное электрическое поле на длине Томаса – Ферми, которая в рассматриваемом соединении оценивается величиной порядка 1 нм.

Аналогичное поведение проводимостей обнаружено и в TaS_3 . Как и в NbSe_3 , линейная (одночастичная) и нелинейная проводимости изменяются при изменении напряжения на затворе. Величина чувствительности линейной и нелинейной проводимостей сравнима с соответствующими величинами, наблюдавшимися в NbSe_3 . В металлическом состоянии при температуре $T > T_p$ знак чувствительности линейного напряжения к напряжению на затворе соответствует дырочной проводимости и совпадает со знаком эффекта Холла [94].

При температурах $T < T_p$ поперечное электрическое поле экранируется как одночастичными возбуждениями, так и ВЗП. Теоретически эффект поля впервые рассматривался Бразовским и Матвеевко [101] до проведения исследований [67]. Было показано, что ВЗП участвует в экранировании поперечного поля. Этот вывод подтверждается и экспериментальными результатами. Действительно, полный экранирующий заряд зависит лишь от V_G и не зависит от температуры. Плотность одночастичных возбуждений в NbSe_3 при температурах между T_{p2} и 20 К уменьшается более чем на 3 порядка. Но, как следует из результатов исследований [67], чувствительность линейной проводимости к напряжению на затворе зависит от температуры гораздо слабее. Таким образом, при низких температурах практически все экранирование осуществляется ВЗП.

Из рисунка 17 видно, что одночастичная плотность состояний изменяется в той же мере, что и линейная проводимость. Если бы существовало такое же соответствие между проводимостью ВЗП и плотностью заряда в ВЗП, то чувствительность коллективной проводимости при температуре ниже температуры пайерлсовского перехода была бы сопоставима с чувствительностью линейной проводимости в металлическом состоянии при $T > T_{p1} = 145 \text{ K}$. Однако, как показывает опыт (см. рис. 16), чувствительность коллективной проводимости более чем на три порядка превышает чувствительность

одноэлектронной проводимости в металлическом состоянии. В этом состоит одна из важнейших особенностей эффекта поля в квазиодномерных проводниках. Поэтому возникает вопрос, каким образом сравнительно малые изменения плотности заряда ВЗП (порядка 0,1 %) создают столь значительные изменения (вплоть до 100 %) в проводимости ВЗП? В работе [67] рассмотрено несколько возможных объяснений.

1. Для того чтобы заэкранировать поперечное поле, в ВЗП должно появиться изменение плотности заряда в поперечном направлении. Так как плотность заряда ВЗП пропорциональна волновому вектору ВЗП, то соответствующее поперечное изменение волнового вектора приводит к появлению дислокаций ВЗП [101]. Появление этих дислокаций может изменить проводимость ВЗП за счет обеспечения дополнительного пиннинга или же, наоборот, за счет облегчения депиннинга (например, вблизи поверхности или около контактов или дефектов структуры). В любом случае изменение проводимости ВЗП должно быть пропорционально плотности дислокаций и должно являться четным эффектом по отношению к V_G . Однако, как видно из рис. 16, наблюдается нечетный эффект.

2. Вызванные поперечным полем изменения заряда ВЗП могут изменить пиннинг ВЗП вследствие приближения ВЗП к соизмеримости с кристаллической решеткой. Для ВЗП, формирующейся в NbSe_3 при $T < T_{p2}$, величина волнового вектора $q = 0,259$ примерно на 3 % больше величины $q = 0,250$, отвечающей указанной соизмеримости. Изменение волнового вектора на 3 % требует изменения на 3 % концентрации n_c . Такое изменение значительно больше приведенных выше оценок максимальных изменений концентрации носителей тока (0,1 %). Кроме того, так как E_T больше при положительных V_G , то согласно этому механизму низкотемпературная ВЗП в NbSe_3 образовывалась бы на дырочной стороне поверхности Ферми, а не на электронной, как это наблюдается в эксперименте [1].

3. Вызванные поперечным полем изменения плотности заряда ВЗП вблизи поверхности кристалла должны изменить амплитуду модуляции заряда вблизи поверхности и, таким образом, изменить силу поверхностного пиннинга ВЗП около поверхности, обращенной к затвору. Тем не менее не имеется никаких убедительных доказательств существенного участия поверхностного пиннинга в формировании порогового поля E_T в NbSe_3 .

4. Столь большое наблюдаемое изменение проводимости ВЗП вызвано изменениями объемного пиннинга вследствие изменений параметра порядка ВЗП Δ . Пороговое поле E_T в случае слабого пиннинга можно записать как [102, 103]

$$E_T \propto \frac{\Delta^{4/(4-D)}}{K^{4/(4-D)-1}} \quad (22)$$

(см. уравнение (2)). Тогда относительная чувствительность порогового поля может быть приближенно записана как

$$\frac{1}{E_T} \frac{dE_T}{dV_G} \approx \left[\left(\frac{4}{4-D} \right) \frac{1}{\Delta} - \left(\frac{4}{4-D} - 1 \right) \frac{1}{K} \frac{dK}{d\Delta} \right] \frac{d\Delta}{dV_G}. \quad (23)$$

Производная $dK/d\Delta \approx 0$ для NbSe_3 [54, 104], так что чувствительность порогового поля должна иметь такой

же знак, что и $d\Delta/dV_G$. Результаты измерений [67] показывают, что знак $d\Delta/dV_G$ положителен, что согласуется с условием $(1/E_T)dE_T/dV_G > 0$.

По оценкам амплитуда изменения параметра порядка при подаче напряжения на затвор при таком механизме может быть значительной: для $V_G = 15$ В, данные на рис. 16 предполагают³ изменение Δ на уровне 10 %. Хотя экспериментальная проверка этой оценки вызывает затруднения, можно отметить, что в экспериментах на квазиодномерном проводнике $K_{0.3}MoO_3$ изменения объема из-за приложенного гидростатического давления, создающие сопоставимые изменения плотности заряда, приводят также к сопоставимым изменениям параметра порядка [105]. Однако приложенное давление изменяет не только концентрацию носителей тока. Поэтому детальное количественное сравнение этих результатов с результатами изучения эффекта поля затруднительно.

Для того чтобы напряжение затвора воздействовало на ВЗП так, как описано выше, поперечное электрическое поле должно проникать на значительное расстояние в глубь канала $NbSe_3$. Глубина проникновения d_p зависит от баланса между энергией электрического поля U_E и энергией дислокаций U_d [67]. Энергия электрического поля пропорциональна квадрату V_G , и, следовательно, $U_E \propto d_p V_G^2$. Полный индуцированный заряд, который пропорционален V_G , может быть заэкранирован как большим количеством дислокаций, находящихся вблизи поверхности канала, так и их малым количеством, если они находятся в глубине образца, так как заряд, связанный с краевой дислокацией, пропорционален глубине d_p ее проникновения в канал. Поэтому $d_p N_d \propto V_G$. А так как энергия дислокаций пропорциональна полному количеству дислокаций N_d , то $U_d \propto N_d \propto V_G/d_p$. Минимизация полной энергии дает $d_p \propto V_G^{-1/2}$. Таким образом, при небольших напряжениях на затворе преобладает вклад U_d , а следовательно, как дислокации, так и электрическое поле проникают глубоко в канал. В случае больших напряжений на затворе преобладает вклад U_E , и дислокации концентрируются вблизи поверхности канала. Это поведение соответствует нелинейности, присутствующей в зависимости порогового поля от напряжения на затворе, показанной на вставке к рис. 16.

3.13. Эффект Ааронова – Бома при скольжении ВЗП через систему колоннообразных дефектов

Вопрос о вкладе квантовых эффектов в физические свойства квазиодномерных проводников с ВЗП является одним из наиболее интересных вопросов в данной области физики твердого тела. Многие из наблюдаемых свойств ВЗП удается объяснить, не привлекая квантовую механику. Эффект Ааронова – Бома в квазиодномерных проводниках рассматривался в работе [106] для случая кольцевых структур. Было предсказано квантование потока в таком кольце с периодом $2e$. Попытка наблюдения этого эффекта, правда, при иной конфигурации образца была предпринята Латышевым с соавторами [79]. Изучалась линейная и нелинейная проводимости кристаллов $NbSe_3$ с дефектами кристаллической структуры, возникающими при облучении кристаллов ионами

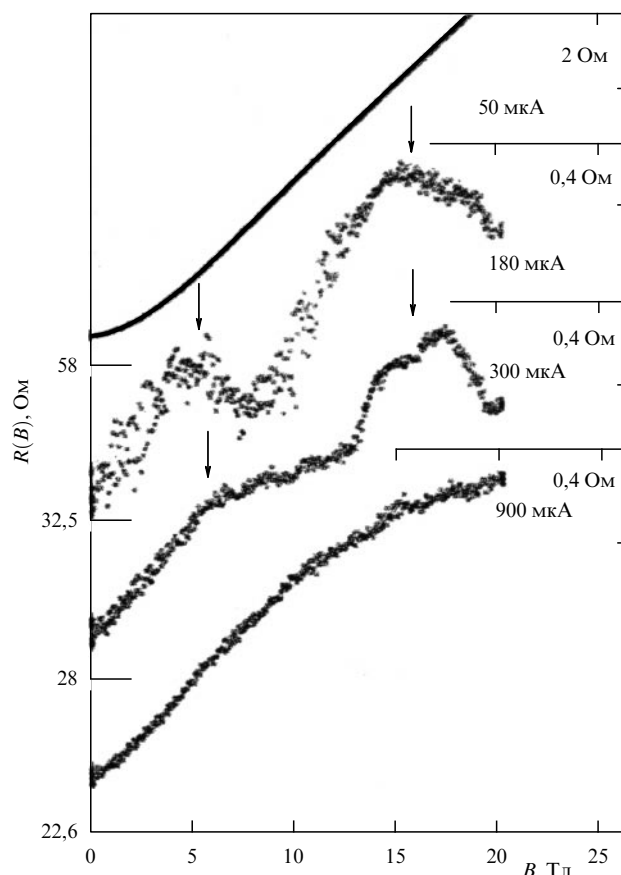


Рис. 18. Зависимости сопротивления от магнитного поля в области линейной ($I = 50$ мкА) и нелинейной проводимости (180, 300 и 900 мкА) кристалла $NbSe_3$ с колонообразными дефектами при $T = 52$ К. (Данные из работы [79].)

ксенона с энергией 250 МэВ. Такое облучение вызывало появление колоннообразных дефектов, представляющих собой цилиндрические области диаметром 16 ± 2 нм аморфизированного $NbSe_3$. Оказалось, что проводимость облученных образцов как функция магнитного поля содержит периодическую по магнитному полю компоненту с периодом 8,6 Тл. На рисунке 18 представлен пример подобной зависимости. Осцилляции наблюдались только в режиме нелинейной проводимости и достигали максимальной величины при значениях тока, в 2–3 раза превосходящих пороговый ток. При значительно больших токах (кривая при 900 мкА) осцилляции не наблюдались.

Период осцилляций соответствует эффективному заряду носителей $2e$, что совпадает с оценкой в теоретической работе [106], в которой рассматривалось квантование магнитного потока в кольце из квазиодномерного проводника. Авторы работы [79] пришли к выводу, что наблюдающиеся осцилляции свидетельствуют о квантовой природе движения ВЗП. Исчезновение эффекта при больших значениях тока ВЗП связывается с потерей когерентности в большом поле. Теории, описывающей квантовые осцилляции проводимости ВЗП в геометрии, использовавшейся в экспериментах [79], пока нет.

Отметим, что наблюдение отрицательного сопротивления в квазиодномерных проводниках [18] позволяет по-новому подойти к интерпретации результатов изучения осцилляций нелинейной проводимости [79]. Из

³ В соответствии с результатами изучения размерного эффекта в $NbSe_3$ [3] в уравнении (23) полагается, что $D = 2$.

работы [18] следует, что в квазиодномерных проводниках существует сильная взаимосвязь между токами ВЗП и током нормальных носителей. По этой причине можно ожидать, что изменение условий протекания тока нормальных носителей должно сказываться на нелинейном токе. В таком металле, как Al, типичное значение длины сбоя фазы волновой функции электронов L_ϕ составляет около 1 мкм [107] при $T = 5$ К, а при повышении температуры уменьшается по степенному закону до 0,2 мкм при 20 К (см. также [108]). Экстраполируя эту зависимость до $T = 50$ К, получаем $L_\phi \sim 100$ нм. Полагая, что в NbSe₃ значения L_ϕ имеют тот же порядок, мы приходим к заключению о возможности возникновения незатухающих токов вокруг колоннообразных дефектов. Величина незатухающих токов осциллирует с периодом, соответствующим заряду e . Движение ВЗП в области макроскопических дефектов тесно связано с движением квазичастиц, отвечающих за диссипацию энергии. В линейном приближении по величине кругового тока его влияние на диссипацию энергии при скольжении ВЗП отсутствует, однако с учетом квадратичной нелинейности можно ожидать появления осциллирующего вклада в диссипацию энергии при движении ВЗП, причем соответствующий период осцилляций будет в 2 раза меньше, т.е. будет отвечать заряду $2e$, что согласуется с результатами наблюдений [79]. Отметим, что возникновение нелинейности связано с большими деформациями ВЗП, возникающими в области колоннообразных дефектов. Такой сценарий позволяет обойтись без привлечения представлений о движении ВЗП поперек атомных цепочек, которые необходимы, когда этот эффект объясняется как следствие квантового движения ВЗП. К сожалению, как и в случае с отрицательной проводимостью, отсутствие количественной теории не позволяет оценить амплитуду осцилляций.

3.14. Размерный эффект в проскальзывании фазы ВЗП

Зависимость напряжения проскальзывания фазы $V_{ps}(l)$ от расстояния между токовыми контактами изучалась в работе [78] на образцах NbSe₃ с расстояниями между токовыми контактами вплоть до 0,5 мкм. Результаты представлены на рис. 19. Оказалось, что напряжение проскальзывания фазы существенно зависит от расстояния между контактами и уменьшается почти в 4 раза при сближении контактов до расстояния $l = 0,5$ мкм.

Такое поведение напряжения V_{ps} не укладывается в рамки теории проскальзывания фазы [52], согласно которой V_{ps} должно увеличиваться при уменьшении расстояния между токовыми контактами из-за сужения области максимальной деформации ВЗП, где происходит проскальзывание фазы.

Уменьшение измеряемого значения напряжения проскальзывания фазы может возникать из-за пространственной неоднородности протекания тока в наиболее коротких образцах, изучавшихся в работе [78], ширина которых превосходит их длину в изотропном представлении более чем в 4 раза. Однако по оценкам авторов работы [78] вклад геометрического фактора не превышает 0,1 мВ. Авторы работы [78] пришли к выводу, что наиболее вероятной причиной возникновения размерного эффекта является появление корреляций между актами проскальзывания фазы на токовых контактах, расположенных на расстояниях меньших длины фазовой корреляции.

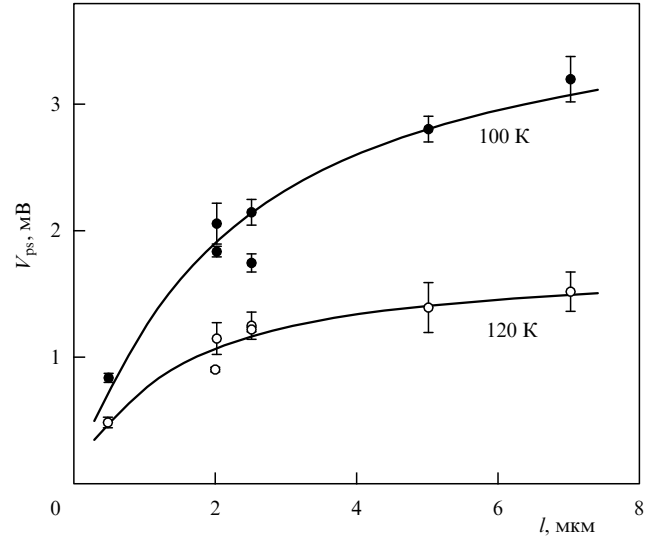


Рис. 19. Зависимости напряжения проскальзывания фазы от расстояния между токовыми контактами в NbSe₃. (Данные из работы [78].)

Объяснение эффекта было недавно предложено Артеменко [109], который в рамках микроскопической теории конверсии тока учел корреляции, возникающие между процессами проскальзывания фазы ВЗП на контактах, расположенных на малых расстояниях. Показано, что в этом случае напряжение V_{ps} в коротких образцах монотонно зависит от тока ВЗП и при достаточно больших значениях тока оказывается существенно зависящим от расстояния между токовыми контактами при $l \lesssim 1$ мкм, причем V_{ps} уменьшается при сближении контактов.

В дополнение к анализу результатов, приведенных в работах [78, 109], отметим, что эффект, эквивалентный появлению дополнительного напряжения δV при уменьшении длины образца, может возникать так же, как следствие размерного эффекта при слабом пиннинге. Действительно, в случае нулевого пиннинга без учета V_{ps} уравнение (19) дает $V_T \propto \sqrt{l}$. Записывая вклад пиннинга при $l < L_{||}$ в виде $V_T = E_T l + \delta V$, получаем $\delta V = E_T[(L_{||}^2)^{1/2} - l]$. Так, для образца, рассмотренного в работе [78], $E_T = 1,2$ В см⁻¹, а значение V_{ps} , измеренное при $l = 2$ мкм, составляет 0,9 мВ. При этом ожидаемая величина зависящей от длины добавки при $L_{||} = 10$ мкм составляет $\delta V = 0,25 E_T L_{||} \approx 0,3$ мВ, т.е. 50 % от реальной величины V_{ps} . В случае одномерного пиннинга (длина и один из поперечных размеров образца меньше соответствующих длин фазовой корреляции) $\delta V = E_T[(L_{||}^2)^{1/3} - l]$, отсюда при приведенных в [78] параметрах образца получим $\delta V = 0,45$ мВ, что соответствует 100 % от V_{ps} .

Таким образом, зависящий от длины образца вклад слабого пиннинга оказывается сопоставимым с величиной $V_{ps}(l)$, поэтому этот вклад следует учитывать при количественном анализе результатов измерения $V_{ps}(l)$ [78]. При этом в рамках изложенного выше простого подхода к оценке вклада слабого пиннинга⁴ знак δV положителен, т.е. реальная величина $V_{ps}(l)$ оказывается

⁴ Эти оценки основаны на использовании соотношений D -мерного пиннинга для образцов с $l \leq L_{||}$ ($D = 0, 1$) и $D + 1$ -мерного пиннинга для $l \geq L_{||}$. Такой подход приводит к нефизичной зависимости с изломом производной при $L = L_{||}$.

меньше измеренной, а размерный эффект в зависимости напряжения проскальзывания фазы ВЗП от расстояния между токовыми контактами сохраняется.

3.15. Переход к одномерной проводимости в тонких образцах

Особым направлением в физике квазиодномерных проводников является изучение физических свойств образцов чрезвычайно малых поперечных размеров, в пределе состоящих из единственной проводящей нити. Интерес к таким объектам связан с предсказанием необычных свойств таких одномерных электронных систем: исчезновения одночастичных возбуждений (квазичастиц) при сохранении коллективной проводимости, появления спин-зарядового разделения и др. [110]. Квазиодномерные проводники представляются удобными объектами для указанных исследований, так как им изначально присущи эффекты пониженной размерности.

В работе [76] впервые было продемонстрировано качественное изменение свойств NbSe_3 и TaS_3 при уменьшении поперечных размеров образцов. Оказалось, что в NbSe_3 при уменьшении поперечных размеров до величин, отвечающих значению сопротивления на единицу длины $R/l \sim 10^3 \text{ Ом мкм}^{-1}$, происходит качественное изменение температурных зависимостей проводимости и формы ВАХ. Вместо характерного для объемных образцов NbSe_3 "металлического" хода $R(T)$ с двумя максимумами, отвечающими двум фазовым переходам, возникает диэлектризация энергетического спектра, причем зависимости сопротивления таких тонких образцов от температуры и электрического поля описываются близкими к степенным функциям законами $R(T) \propto T^{-\alpha}$, $R(E) \propto E^{-\beta}$ в интервале изменения R на три-четыре порядка (рис. 20). Именно такое поведение ожидается для одномерных металлических систем с примесями [110]. Отметим, что в одномерном случае примеси рассматриваются как туннельные барьеры, так что

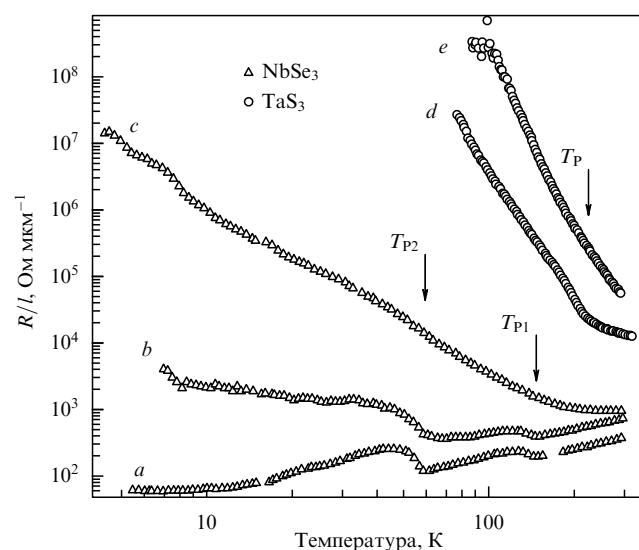


Рис. 20. Температурные зависимости сопротивления тонких образцов квазиодномерных проводников NbSe_3 и TaS_3 . Стрелками указано положение температур пайерлсовского перехода в объемных образцах. Кривые a , b и c соответствуют трем последовательным этапам утоньшения образца NbSe_3 в плазме SF_6 . (Данные из работы [76].)

форма ВАХ и температурные зависимости проводимости определяются специфическими для одномерных систем степенными зависимостями туннельной плотности состояний от энергии. Измерения в работе [76] проводились на образцах NbSe_3 , полученных расщеплением и дополнительным утоньшением с помощью плазмохимического травления.

В работе [77] была изучена зависимость проводимости образцов NbSe_3 от их ширины. Для изменения ширины использовалось травление сфокусированным ионным пучком. Были воспроизведены результаты первых наблюдений [76], причем переход к одномерному поведению наблюдался и в сравнительно больших образцах шириной порядка 100 нм. Наряду с этим было установлено, что подобные степенные зависимости могут также наблюдаться и в объемных образцах NbSe_3 после разрезания их в поперечном направлении сфокусированным ионным пучком и соединения торцов платиной. После такой процедуры свойства образца изменяются на расстояниях $\sim 10 \text{ мкм}$ в направлении наибольшей проводимости от области разреза. Температурная и полевая зависимости проводимости такой измененной области описываются теми же законами, что и проводимость одномерных электронных систем, в том числе подчиняются скейлинговым соотношениям [111].

Влияние примесей на проводимость, а также пространственное распределение примесей в NbSe_3 изучались в работе [112]. При исследовании поверхности легированного NbSe_3 с помощью атомно-силового микроскопа было продемонстрировано зависящее от концентрации упорядочение примесей, причем период возникающей структуры мог достигать десятка периодов решетки. Теоретическое рассмотрение эффектов взаимодействия между примесями в квазиодномерном металле, возникающих вследствие специфической поляризуемости одномерного электронного газа, приводящей к медленно затухающим фриделевским осцилляциям, было предпринято в работе [113]. Показано, что в зависимости от концентрации и валентности примесей в квазиодномерном металле может возникать упорядоченное расположение примесей.

Дальнейшие исследования [74] показали, что проводимость еще более тонких образцов NbSe_3 и TaS_3 , полученных расщеплением в электрическом поле ($R/l \sim 2 \times 10^5 \text{ Ом мкм}^{-1}$, что соответствует $s \sim 10 \text{ нм}^2$), уже не описывается степенными законами, но вполне удовлетворительно описывается законом Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в одномерном случае, $R \propto \exp(-[T_0/T]^{1/(1+D)})$, $D \approx 1$. Отметим, что для одномерных металлов при достаточно большой концентрации примесей ожидается именно такое поведение проводимости [114]. Вопрос о применимости модели [114] к описанию образцов, изучавшихся в [74], остается открытым. Отметим также, что в объемных кристаллах квазиодномерных проводников с ВЗП прыжковая проводимость наблюдалась ранее в линейной проводимости $\text{Fe}_{0.25}\text{Nb}_{0.75}\text{Se}_3$ [115] ($T < 140 \text{ К}$) и ромбического TaS_3 с большой концентрацией примесей (пороговое поле $\sim 10 \text{ В см}^{-1}$) при $T < 20 \text{ К}$ [116].

Таким образом, в квазиодномерных проводниках предельно малых размеров наблюдаются свойства, предсказываемые для одномерных электронных систем. Эти свойства могут возникать вследствие размерных эффектов, приводящих к росту флуктуаций, которые

препятствуют образованию трехмерно-упорядоченной волны зарядовой плотности. Введение примесей в квазиодномерный металл может вызывать диэлектризацию электронного спектра и также приводить к возникновению эффектов, характерных для одномерных систем. Такое поведение отражает специфику квазиодномерных проводников и требует дальнейшего изучения.

4. Заключение

Изучение размерных эффектов в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности оказалось необычайно плодотворной областью и охватило значительную часть физики квазиодномерных проводников. В то же время здесь по-прежнему остаются задачи, решение которых может существенным образом обогатить наше понимание физики квазиодномерных проводников. Так, в рамках существующих представлений о кинетике ВЗП пока не удается количественно описать возникновение отрицательного сопротивления, коллективный отклик в эффекте поля, а также осцилляции коллективной проводимости в магнитном поле. Кроме того, остаются не изученными размерные эффекты в крипе ВЗП; отсутствует теория проскальзывания фазы ВЗП, с помощью которой можно было бы описать как экспериментально наблюдаемые зависимости нелинейного тока от напряжения проскальзывания фазы V_{ps} , так и зависимость V_{ps} от расстояния между токовыми контактами, а также выяснить роль проскальзывания фазы в размерных эффектах на пайерлсовском переходе; получены лишь первые результаты, касающиеся физических свойств предельно тонких квазиодномерных проводников.

Автор признателен С.Н. Артеменко и В.Я. Покровскому за чтение рукописи, полезные замечания и обсуждения. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (01-02-17771, 04-02-16509), NWO, INTAS.

Список литературы

- Monceau P (Ed) *Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Compounds* Pt. II (Dordrecht: D. Reidel, 1985) p. 139; Grüner G *Rev. Mod. Phys.* **60** 1129 (1988); **66** 1 (1994)
- Brazovskii S, Kirova N, Monceau P (Eds) *Proc. of the 3rd Intern. Workshop on Electronic Crystals: ECRYS-2002, St. Flour, France, Sept. 2–7, 2002* (J. Phys. IV (France), Vol. 12, Pr9) (Les Ulis: EDP Science, 2002); Brazovski S, Monceau P (Eds) *Proc. of the 2nd Intern. Workshop on Electronic Crystals: ECRYS'99, La Colle-sur-Loup, France, May 31–June 5, 1999* (J. Phys. IV (France), Vol. 9, Pr10) (Les Ulis: EDP Science, 1999); Brazovskii S, Monceau P (Eds) *Proc. of the 1st Intern. Workshop on Electronic Crystals: ECRYS'93* (J. Phys. IV (France), Vol. 3, Coll. 2) (Les Ulis: EDP Science, 1993)
- McCarten J et al. *Phys. Rev. B* **46** 4456 (1992)
- Brill J, in *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases* (Editors-in-Chief M Levy, H E Bass, R R Stern) Vol. II *Elastic Properties of Solids: Theory, Elements and Compounds, Novel Materials, Alloys, and Building Materials* (Ed. M Levy) (San Diego: Academic Press, 2001) Ch. 10, p. 143
- Латышев Ю И, Синченко А А *Письма в ЖЭТФ* **75** 714 (2002)
- Пайерлс Р *Квантовая теория твердых тел* (М.: ИЛ, 1956)
- Sato M et al. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **18** 2603 (1985)
- Ларкин А И *ЖЭТФ* **58** 1466 (1970)
- Ефетов К Б, Ларкин А И *ЖЭТФ* **72** 2350 (1977)
- Fukuyama H, Lee P A *Phys. Rev. B* **17** 535 (1978)
- Lee P A, Rice T M *Phys. Rev. B* **19** 3970 (1979)
- Wang Z Z et al. *J. Phys. Lett. (Paris)* **44** L311 (1983)
- Higgs A W, Gill J C *Solid State Commun.* **47** 737 (1983)
- Ong N P *Phys. Rev. B* **18** 5272 (1978)
- Артеменко С Н, Волков А Ф *ЖЭТФ* **80** 2018 (1981)
- Sneddon L *Phys. Rev. B* **29** 719 (1984)
- Zhang X J, Ong N P *Phys. Rev. Lett.* **55** 2919 (1985); Fleming R M et al. *Phys. Rev. B* **33** 5450 (1986)
- van der Zant H S J et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 126401 (2001)
- Артеменко С Н, Покровский В Я, Зайцев-Зотов С В *ЖЭТФ* **110** 1069 (1996)
- Артеменко С Н, Волков А Ф *Письма ЖЭТФ* **33** 155 (1981)
- Grüner G, Zawadowski A, Chaikin P M *Phys. Rev. Lett.* **46** 511 (1981)
- Wu W-Y, Jánossy A, Grüner G *Solid State Commun.* **49** 1013 (1984)
- Abe S J. *Phys. Soc. Jpn.* **54** 3494 (1985); **55** 1987 (1986)
- Tucker J R, Lyons W G, Gammie G *Phys. Rev. B* **38** 1148 (1988)
- Zaitsev-Zotov S V, Remenyi G, Monceau P *Phys. Rev. Lett.* **78** 1098 (1997)
- Gill J C *Synthetic Met.* **43** 3917 (1991)
- Larkin A, Brazovskii S *Solid State Commun.* **93** 275 (1995)
- Sweetland E et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 3165 (1990)
- Pokrovskii V Ya, Zaitsev-Zotov S V *Synthetic Met.* **29** F439 (1989)
- Zaitsev-Zotov S V *Phys. Rev. Lett.* **71** 605 (1993)
- Nattermann T *Phys. Rev. Lett.* **64** 2454 (1990)
- Gill J C J. *Phys. IV (France)* **12** Pr9-161 (2002)
- Duan J-M *Phys. Rev. B* **48** 4860 (1993)
- Maki K *Phys. Lett. A* **202** 313 (1995)
- Matsukawa H, in *Quantum Coherence and Decoherence: Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology. Proc. of the 5th Intern. Symp., ISQM-Tokyo'95, Saitama, Japan, Aug. 21–24, 1995* (Eds K Fujikawa, Y A Ono) (Amsterdam: Elsevier, 1996) p. 115, 121
- Matsukawa H et al. *J. Phys. IV (France)* **9** Pr10-161 (1999)
- Zaitsev-Zotov S V, Remenyi G, Monceau P *Phys. Rev. B* **56** 6388 (1997)
- Lemay S G et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2793 (1999)
- Артеменко С Н, Волков А Ф *ЖЭТФ* **81** 1872 (1981)
- Иткис М Е, Надь Ф Я, Покровский В Я *ЖЭТФ* **90** 307 (1986)
- Бородин Д В, С В Зайцев-Зотов, Надь Ф Я *ЖЭТФ* **93** 1394 (1987)
- Feinberg D, Friedel J J. *Phys. (Paris)* **49** 485 (1988)
- Horovitz B, Krumhansl J A, Domany F *Phys. Rev. Lett.* **38** 778 (1977)
- Бразовский С А, Матвеенко С И *ЖЭТФ* **99** 887 (1991)
- Ong N P, Verma G, Maki K *Phys. Rev. Lett.* **52** 663 (1984)
- Горьков Л П *Письма в ЖЭТФ* **38** 76 (1983)
- Артеменко С Н, Волков А Ф, Круглов А Н *ЖЭТФ* **91** 1536 (1986)
- Maki K *Physica B+C* **143** 59 (1986)
- Brazovskii S, Matveenko S J. *Phys. I (France)* **2** 409, 725 (1992)
- Artemenko S N, Gleisberg F *Phys. Rev. Lett.* **75** 497 (1995)
- Gill J C J. *Phys. C: Solid State Phys.* **19** 6589 (1986)
- Ramakrishna S et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 2066 (1992)
- Maher M P et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3084 (1992); *Phys. Rev. B* **52** 13850 (1995)
- Zaitsev-Zotov S V *Solid State Commun.* **76** 17 (1990)
- Зайцев-Зотов С В *Письма в ЖЭТФ* **46** 453 (1987)
- Zaitsev-Zotov S V *Synthetic Met.* **29** F433 (1989)
- Gill J C *Phys. Rev. Lett.* **70** 331 (1993)
- Higgs A W, in *Charge Density Waves in Solids: Proc. of the Intern. Conf., Budapest, Hungary, Sept. 3–7, 1984* (Lecture Notes in Physics, Vol. 217, Eds G Hutiray, J Sylom) (Berlin: Springer-Verlag, 1985) p. 422
- Mihály G, Mihály L *Phys. Rev. Lett.* **52** 149 (1984)
- Zaitsev-Zotov S V *Synthetic Met.* **43** 3923 (1991)
- Zaitsev-Zotov S V *Synthetic Met.* **56** 2623 (1993)
- Cava R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 1677 (1984)
- Yetman P J, Gill J C *Solid State Commun.* **62** 201 (1987)
- Зайцев-Зотов С В, Покровский В Я *Письма в ЖЭТФ* **49** 449 (1989)
- Pokrovskii V Ya, Zaitsev-Zotov S V *Europhys. Lett.* **13** 361 (1990)
- Zaitsev-Zotov S V, Pokrovskii V Ya, Gill J C J. *Phys. I (France)* **2** 111 (1992)
- Adelman T L, Zaitsev-Zotov S V, Thorne R E *Phys. Rev. Lett.* **74** 5264 (1995)
- Pokrovskii V Ya, Zaitsev-Zotov S V, Monceau P *Phys. Rev. B* **55** R13377 (1997)
- Pokrovskii V Ya, Zaitsev-Zotov S V *Phys. Rev. B* **61** 13261 (2000)

70. Pronin A V et al. *Physica B* **244** 103 (1998)
71. Mantel O C "Mesoscopic Charge Density Wave Wires", PhD Thesis (Delft: Technische Univ. Delft, 1999)
72. Zaitsev-Zotov S V, Slot E, van der Zant H S J *J. Phys. IV* (France) **12** Pr9-115 (2002)
73. Zaitsev-Zotov S V, to be published
74. Zaitsev-Zotov S V *Microelectron. Eng.* **69** 549 (2004)
75. Slot E, van der Zant H S J *J. Phys. IV* (France) **12** Pr9-103 (2002)
76. Зайцев-Зотов С В, Покровский В Я, Монсо П *Письма в ЖЭТФ* **73** 29 (2001)
77. Zaitsev-Zotov S V et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) **79** (2002)
78. Mantel O C et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 538 (2000)
79. Latyshev Yu I et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 919 (1997)
80. Gill J C *Phys. Rev. Lett.* **65** 271 (1990)
81. Thorne R E, McCarten J *Phys. Rev. Lett.* **65** 272 (1990)
82. Иткис М Е, Надь Ф Я *Письма в ЖЭТФ* **39** 373 (1984)
83. Pouget J P et al. *Phys. Scripta* **T25** 58 (1989)
84. Moudden A H et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 223 (1990)
85. Richard J et al. *J. Phys.* (Paris) **44** C3-1685 (1977)
86. Thorne R E, private communication
87. Latyshev Yu I et al. *Physica B + C* **143** 155 (1986)
88. Зайцев-Зотов С В, Покровский В Я, в сб. *Тезисы докладов XXV Всесоюз. конф. по физике низких температур* Ч. 3 (Л., 1988) с. 112
89. Pokrovskii V Ya, Zaitsev-Zotov S V *Synthetic Met.* **43** 3899 (1991)
90. Artemenko A N *J. Phys. IV* (France) **12** Pr9-77 (2002)
91. Monceau P, Richard J, Renard M *Phys. Rev. Lett.* **45** 43 (1980)
92. Fisher B *Solid State Commun.* **46** 227 (1983)
93. Латышев Ю И, Савицкая Я С, Фролов В В *Письма в ЖЭТФ* **38** 446 (1983)
94. Hutirmáy Gy, Mihály G, Mihály L *Solid State Commun.* **43** 737 (1982)
95. van Kampen N G, in *Statistical Physics: Proc. of the IUPAP Intern. Conf.* (Eds. L Pel, P Szepefanzy) (Amsterdam: North-Holland, 1976)
96. Artemenko S N, Volkov A F, in *Charge Density Waves in Solids* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 25, Eds L P Gor'kov, G Grüner) (Amsterdam: North-Holland, 1989)
97. Артеменко С Н *ЖЭТФ* **111** 1494 (1997)
98. Артеменко С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 258 (1984)
99. Forró L et al. *Phys. Rev. B* **34** 9047 (1986)
100. Ong N P, Brill J W *Phys. Rev. B* **18** 5265 (1978)
101. Brazovskii S, Matveenko S *Synthetic. Met.* **56** 2696 (1993)
102. Matsukawa H, Takayama H *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 1507 (1987)
103. Matsukawa H *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 1522 (1987)
104. Gill J C *J. Phys.: Condens. Matter.* **1** 6649 (1989)
105. Mihály G, Canfield P *Phys. Rev. Lett.* **64** 459 (1990)
106. Bogachek E N et al. *Phys. Rev. B* **42** 7614 (1990)
107. Wind S et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 633 (1986)
108. Имри Й *Введение в мезоскопическую физику* (М.: Физматлит, 2002)
109. Artemenko S N *Phys. Rev. B* **67** 125420 (2003)
110. Voit J *Rep. Prog. Phys.* **58** 977 (1995)
111. Balents L, cond-mat/9906032
112. Gong Y et al. *Phys. Rev. B* **51** 12975 (1995)
113. Turgut S, Falicov L M *Phys. Rev. B* **49** 14043 (1994)
114. Nattermann Th, Giamarchi Th, Le Doussal P, cond-mat/0303233
115. Hillenius S J et al. *Phys. Rev. B* **23** 1567 (1981)
116. Жилинский С К и др. *ЖЭТФ* **85** 362 (1983)

Finite-size effects in quasi-one-dimensional conductors with charge-density waves

S.V. Zaitsev-Zotov

*Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences
ul. Mokhovaya 11, korp. 7, 125009 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 203-47 17, (7-095) 203-49 87
Fax (7-095) 203-84 14
E-mail: serzz@cplire.ru*

Finite-size effects in charge-density wave conductors are reviewed. Various manifestations of finite size effects, including the transverse-size dependence of the nonlinear conduction threshold field, Peierls transition temperature, high-frequency conduction, and metastable state relaxation, are discussed. Resistivity jumps in thin samples, the smeared threshold field for the nonlinear conduction, and threshold conduction above the Peierls transition temperature are considered, as are the mesoscopic oscillations of the threshold field, one-dimensional conduction in thin crystals, absolute negative resistance, the length dependence of the phase-slip voltage, and Aharonov–Bohm oscillations in sliding CDWs. Problems yet to be solved are discussed.

PACS numbers: **71.30.+h**, 71.45.Lr, 73.63.Nm

Bibliography — 116 references

Received 14 May 2003