

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 01-02-17771

## Эффекты одномерности в квазиодномерных проводниках

С. В. Зайцев-Зотов<sup>1)</sup>

Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 2004 г.

В квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности при уменьшении поперечных размеров происходит качественное изменение электрофизических свойств. Зависимости проводимости тонких образцов от температуры и электрического поля описываются законами, ожидаемыми для одномерных электронных систем. Изложены результаты исследования этих эффектов и существующие представления об их происхождении.

PACS: 71.45.Lg, 72.15.Nj

**Введение.** Физика одномерных электронных систем в настоящее время является динамично развивающейся областью физики твердого тела. Физические свойства одномерных электронных систем существенно отличаются от свойств трехмерных систем. Различия возникают, прежде всего, из-за электрон-электронного взаимодействия, которое в одномерных электронных системах всегда существенно и не может рассматриваться как малый параметр, который можно учесть, например, по теории возмущений. В дальнейшем под одномерными проводниками мы будем понимать структуры, образованные цепочкой атомов, а под квазиодномерными проводниками – кристаллы, состоящие из большого числа таких цепочек.

Исторически первой идеей, указывающей на особые свойства металлов в одномерном случае, была идея Пайерлса об энергетической выгодности пространственно-неоднородного состояния с периодическим смещением атомов кристаллической решетки и модуляцией электронной плотности – состояния с волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Экспериментально пайерлсовский переход с образованием ВЗП был открыт в 1976 году, то есть более чем через 20 лет после его предсказания, в квазиодномерном проводнике  $\text{NbSe}_3$  [2]. Следует отметить, что при пайерлсовском переходе происходит образование трехмерно-упорядоченной ВЗП, а сам переход отчетливо наблюдается лишь в достаточно крупных (по со-

временным понятиям) кристаллах квазиодномерных проводников с поперечными размерами не менее нескольких десятков нанометров. В настоящее время физика квазиодномерных проводников является достаточно хорошо изученной областью. В квазиодномерных проводниках наблюдается целый ряд необычных свойств, связанных с наличием ВЗП: коллективная проводимость, обусловленная скольжением ВЗП в электрических полях, больших порогового, генерация узкополосного шума при таком скольжении, большая величина низкочастотной диэлектрической проницаемости (до  $10^8$ ), возникающая благодаря вкладу запиннигованной ВЗП и др. [3].

Другим важным шагом в физике одномерных систем можно считать построение теории низкоэнергетических возбуждений одномерной электронной жидкости [4]. Параметры возбуждений были найдены в рамках модели Латтинджера, а широкий класс одномерных квантовых многочастичных систем, для которого удалось найти решение, по предложению Халдейна [5] получил название класса жидкостей Латтинджера. Интенсивные исследования в области физики одномерных электронных систем начались в 90-х годах, когда стало ясно, что подобные системы могут быть изготовлены экспериментально, а ожидающиеся в них явления чрезвычайно своеобразны и интересны. Для одномерных электронных систем предсказано существование коллективных зарядовых и спиновых мод элементарных возбуждений, отсутствие одночастичных возбуждений (квазичастиц), появления спин-зарядового разделения (разных

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

законов дисперсии для зарядовых и спиновых мод) и др. [4].

В одномерном случае примеси образуют энергетические барьеры, которые преодолеваются за счет туннелирования [6]. Туннельная плотность состояний в жидкости Латтинджера является степенной функцией энергетического расстояния до уровня Ферми, а показатель степени зависит от величины электрон-электронного взаимодействия, а также от того, куда туннелируют электроны – в конец или в середину одномерной цепочки. Поэтому форма вольт-амперных характеристик и температурные зависимости проводимости одномерной цепочки с жидкостью Латтинджера и единственной примесью определяются специфическими для одномерных систем степенными зависимостями туннельной плотности состояний от энергии [6].

Экспериментальные исследования в этой области ведутся на разнообразных структурах, в том числе на углеродных нанотрубках [7], полупроводниковых нанопроволоках [8, 9] и большом количестве других объектов (см., например, [10]).

До недавнего времени физика квазиодномерных проводников и физика одномерных электронных систем развивались в значительной степени независимо друг от друга. Исследования, о которых пойдет речь в настоящем обзоре, посвящены явлениям, обнаруженным первоначально в тонких образцах квазиодномерных проводников. Оказалось, что в таких физических объектах при определенных условиях возникают явления, чрезвычайно похожие на ожидаемые для одномерных электронных систем. Причина такого поведения до последнего времени остается невыясненной.

**Объект исследования.** Квазиодномерные проводники – удобные объекты для поиска эффектов одномерности, так как в них изначально присутствуют эффекты пониженной размерности. Эти материалы имеют цепочечную структуру, что позволяет изготавливать из них тонкие образцы разнообразными методами расщепления, расслоения и т.п.

В квазиодномерных проводниках с ВЗП ниже температуры пайерлсовского перехода есть несколько характерных длин, от которых зависят многие физические свойства этих материалов. Это длины фазовой и амплитудной корреляций ВЗП. Длина фазовой корреляции связана с разрушением дальнего порядка ВЗП примесями и в чистых образцах составляет десятки микрон для направления вдоль цепочек и порядка одного микрона в поперечном направлении. В образцах с размерами, меньшими длины фазовой корреляции ВЗП, возникает множество размер-

ных эффектов [11]. Длина амплитудной корреляции определяется параметрами материала и характеризуется расстояния, на которых происходят изменения амплитуды параметра порядка ВЗП. По существующим оценкам длина амплитудной корреляции в квазиодномерных проводниках с ВЗП составляет 3–10 нм для направления вдоль цепочек и примерно на порядок ниже для поперечного направления. В предшествующих исследованиях было установлено, что при уменьшении поперечных размеров образцов до субмикронных на порядки величины возрастает пороговое поле начала нелинейной проводимости, размывается и сдвигается в сторону низких температур пайерлсовский переход, размывается пороговое поведение, ускоряется распад метастабильных состояний ВЗП и т.д. [11]. Все эти явления могут рассматриваться как предвестники разрушения ВЗП и перехода квазиодномерного проводника в некоторое новое состояние.

Предположение о том, что при уменьшении размеров образцов неизбежно должен произойти переход от квазиодномерности (объемные образцы) к одномерности (одиночная нить), послужило основой для поиска эффектов одномерности в квазиодномерных проводниках. Исследования, о которых пойдет речь, были проведены на квазиодномерных проводниках семейства  $MX_3$  ( $M = Nb, Ta, X = S, Se$ ), прежде всего  $NbSe_3$ . Выбор этого материала не случаен –  $NbSe_3$ , несмотря на наличие в нем двух пайерлсовских переходов при температурах  $T_{P1} = 145$  К и  $T_{P2} = 59$  К, сохраняет металлические свойства вплоть до самых низких температур. Поэтому проявление эффектов одномерности должно сопровождаться качественным изменением характера проводимости. Кроме того, при  $T < T_{P2}$  концентрация носителей тока в  $NbSe_3$  чрезвычайно мала,  $n = 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3}$  [12]. Таким образом,  $NbSe_3$  при  $T < T_{P2}$  является металлом с уникально малой концентрацией электронов, и появление эффектов одномерности вследствие размерных эффектов можно ожидать уже при сравнительно больших поперечных размерах образцов.

**Электропроводность тонких образцов  $NbSe_3$  и эффекты одномерности.** Образцы  $NbSe_3$ , полученные методом плазмохимического травления. В работе [13] изучались электрофизические свойства  $NbSe_3$  при уменьшении его поперечных размеров. Исследования проводились на образцах  $NbSe_3$ , полученных расщеплением высококачественных кристаллов и дополнительным утоньшением с помощью плазмохимического травления в плазме  $SF_6$ , а также на образцах  $TaS_3$ , полученных расщеплением без какой-либо дополнительной обработки.

Было обнаружено качественное изменение характера температурной зависимости электропроводности с уменьшением поперечных размеров образцов (рис.1). По мере уменьшения толщины кристаллов NbSe<sub>3</sub>

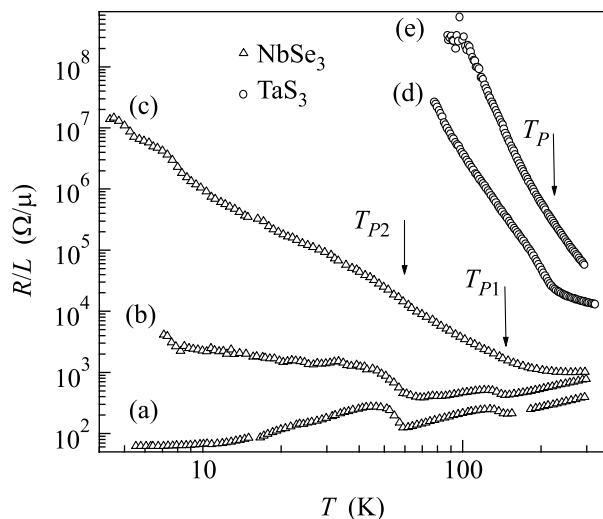


Рис.1. Эволюция температурных зависимостей проводимости квазиодномерных проводников NbSe<sub>3</sub> и TaS<sub>3</sub> при их утоньшении. Стрелками указаны температуры пайерлсовских переходов. Данные работы [13]

наблюдался постепенный переход от характерного для объемных образцов NbSe<sub>3</sub> металлического хода  $R(T)$  с двумя максимумами, отвечающими двум фазовым переходам с образованием ВЗП (кривая *a* на рис.1), к диэлектрическому поведению с  $dR/dT < 0$  (кривая *c*). При этом в наиболее тонких образцах (сопротивление на единицу длины  $R/L \sim 10^3$  Ом/мкм, что соответствует площади поперечного сечения менее  $3000 \text{ нм}^2$ ) проводимость на протяжении трех-четырех порядков изменения  $R$  описывалась степенным законом  $R(T) \propto T^{-\alpha}$  ( $\alpha \approx 3$ ), который предполагает  $R(0) = \infty$  (диэлектризация). Более того, оказалось, что и вольт-амперные характеристики наиболее тонких образцов также качественно изменяются и на них возникает нелинейность, причем вольт-амперная характеристика в области нелинейности также описывается степенным законом  $I \propto V^\beta$  ( $\beta \approx 3$ ) (рис.2). Именно такое поведение со степенными зависимостями проводимости от температуры и электрического поля ожидается для проводимости одномерного электронного газа [4, 6]. Однако предсказываемое соотношение  $\beta = \alpha + 1$  в этих опытах не выполнялось.

В случае TaS<sub>3</sub> при уменьшении поперечных размеров образцов также наблюдались изменения электрофизических свойств образцов, однако эти измене-

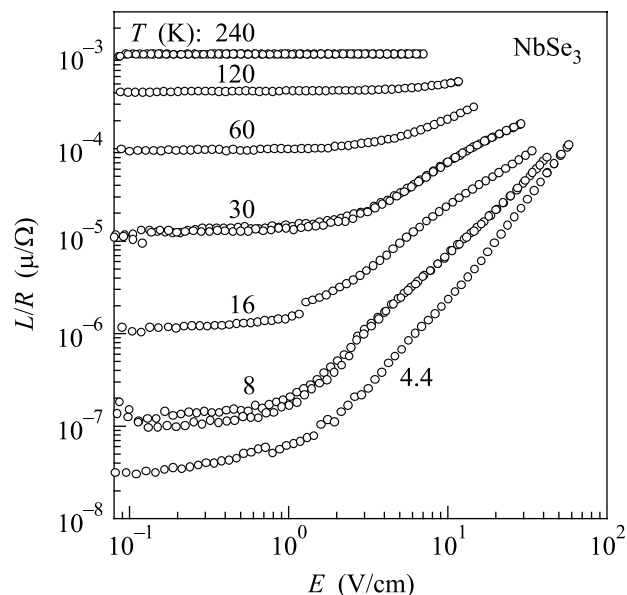


Рис.2. Вольт-амперные характеристики тонкого образца NbSe<sub>3</sub> при различных температурах. Данные работы [13]

ния были менее яркие и в основном затрагивали область температур  $T > T_P$ , в которой исчезала металлическая проводимость и возникало диэлектрическое поведение (рис.1, кривые *e*, *d*).

**Структуры с сужением.** Аналогичное поведение было обнаружено в образцах NbSe<sub>3</sub>, полученных при использовании травления сфокусированным ионным пучком. На рис.3 показаны структуры, исследовавшиеся в работе [14]. Для изготовления этих структур использовались высококачественные образцы NbSe<sub>3</sub>, которые располагались на подложке с предварительно нанесенными контактами. Затем из этих образцов с помощью травления сфокусированным ионным пучком изготавливались два типа структур. Структура первого типа была с сужением (см. рис.3а). Оказалось, что в таком сужении также возникает размерный эффект: при уменьшении ширины образца до примерно 100 нм характер зависимости проводимости от температуры качественно изменяется и возникает диэлектрическое состояние, похожее на описанное выше, с  $\alpha \approx 1-3$  и  $\beta \approx 3$ .

**Одномерное поведение в объемных образцах NbSe<sub>3</sub>.** Наряду с этим было установлено [14], что подобные степенные зависимости проводимости от температуры и электрического поля могут возникать также и в структурах другого типа: в объемных образцах NbSe<sub>3</sub> после разрезания их в поперечном направлении с помощью сфокусированного ионного пучка (правая часть рис.3б) и заравнивания разреза

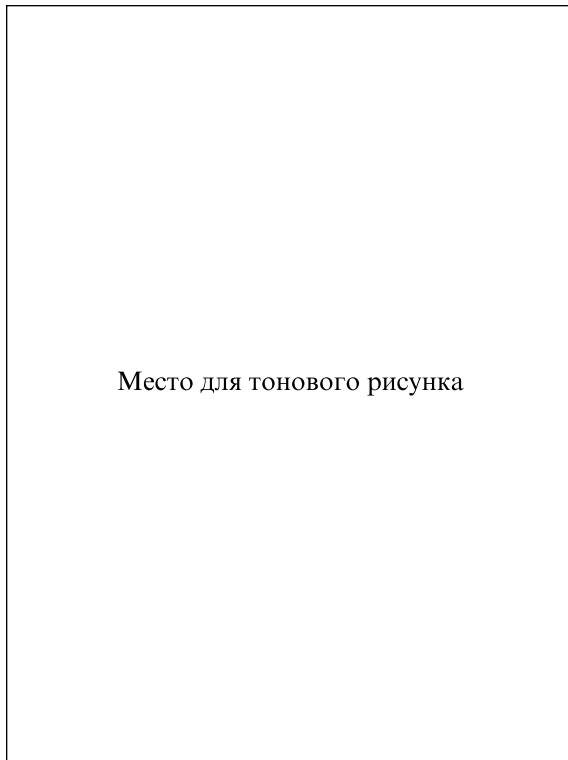


Рис.3. Структуры, приготовленные с помощью сфокусированного ионного пучка. Данные работы [14]

платиной (левая часть рис.3b). Было показано, что после такой процедуры, приводящей, по-видимому, к внедрению в образцы ионов Ga, используемых для осаждения Pt, свойства образца изменяются на расстояниях порядка 10 мкм от области разреза в направлении оси наибольшей проводимости. На рис.4 показан температурный набор ВАХ такого образца. На этом же рисунке непрерывными линиями нанесены вольт-амперные характеристики, рассчитанные по уравнению

$$\frac{I}{T^{\alpha+1}} = C \sinh\left(\gamma \frac{eV}{kT}\right) \left| \Gamma\left(1 + \frac{\beta}{2} + i \frac{\gamma}{\pi} \frac{eV}{k_B T}\right) \right|^2, \quad (1)$$

которое описывает форму ВАХ и ее температурную эволюцию для жидкости Латтинджера [15] с  $\alpha = 6$ ,  $\beta = 4$ ,  $\gamma = 0.1$ . Видно, что уравнение (1) полностью описывает форму ВАХ и ее температурную эволюцию во всем температурном диапазоне. Следует отметить, что показатели степени  $\alpha$  и  $\beta$  в таких образцах, как правило, были существенно больше, чем в тонких образцах NbSe<sub>3</sub> с диэлектрическим поведением. Так, для трех из 10 исследовавшихся образцов  $2.9 \leq \alpha \leq 3.4$ , в то время как для оставшихся семи  $5.5 \leq \alpha \leq 6.5$ .

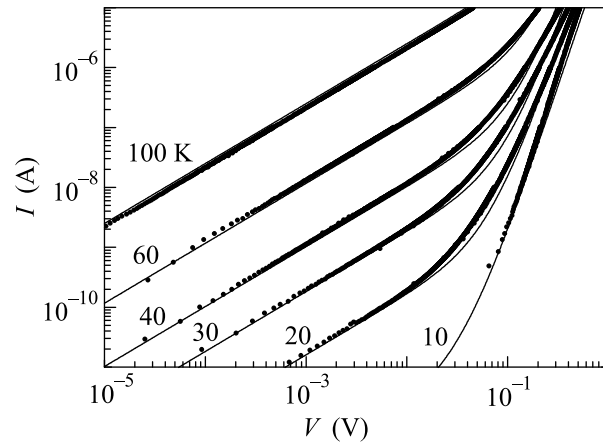


Рис.4. Вольт-амперные характеристики образца NbSe<sub>3</sub> с участком, зарощенным платиной (см. рис.3b). Цифрами указаны температуры измерений в кельвинах. Сплошные линии – теоретическая форма ВАХ в соответствии с уравнением (1). Данные работы [14]

Приведенные выше результаты поставили вопрос о том, что наблюдающиеся необычные свойства тонких образцов квазиодномерных проводников могут возникать также и вследствие внедрения в них дополнительных примесей и дефектов в ходе технологических операций уменьшения поперечных размеров. По этой причине были предприняты меры для снижения числа дефектов при изготовлении тонких образцов. В частности, были разработаны методы ультразвукового расщепления [16] и метод расщепления квазиодномерных проводников в электрическом поле [17], которые в дальнейшем были использованы для создания еще более тонких образцов NbSe<sub>3</sub>.

**“Старение” образцов.** В ряде опытов [16, 18] наблюдалось постепенное изменение свойств наиболее тонких образцов NbSe<sub>3</sub> за времена порядка 10<sup>3</sup> ч. В частности, было обнаружено, что выдержка образцов на воздухе приводит к плавному росту сопротивления (“старению”). Если исходно образец достаточно тонкий и обладает металлической проводимостью, то со временем в нем может произойти переход в диэлектрическое состояние. Сопоставление геометрических размеров образцов, измеренных с помощью сканирующей атомно-силовой и электронной микроскопии, и размеров, определенных из значения проводимости, показало наличие диэлектрического слоя толщиной в несколько нанометров на поверхности образцов, приготовленных ультразвуковым размельчением с последующим изготовлением контактов методами электронно-лучевой литографии [16]. В [16] было также показано, что по крайней мере на начальной стадии “старения” изменения проводимос-

ти образцов  $\text{NbSe}_3$  аналогичны изменениям, возникающим при создании сужения в части образца. Так как в опытах [16, 18] не было обнаружено перехода в некое новое стабильное проводящее состояние по мере “старения” образцов, то был сделан вывод, что эффект “старения” приводит главным образом к сужению канала проводимости, а также к разрыву нитей и появлению вклада от поперечной проводимости. Было также показано, что нагрев образцов до температуры 120–140 °С существенно ускоряет процесс “старения” [16].

Электрофизические свойства квазиодномерных проводников нанометровых поперечных размеров. Дальнейшие исследования [18] показали, что проводимость еще более тонких образцов  $\text{NbSe}_3$  и  $\text{TaS}_3$ , полученных расщеплением в электрическом поле ( $R/L \sim 2 \cdot 10^5$  Ом/мкм, что соответствует  $s \sim 10$  нм<sup>2</sup>), уже не описывается степенными законами. Для уменьшения эффектов, связанных со “старением”, общая экспозиция образцов на воздухе перед изготовлением контактов в этих опытах не превышала 1 ч, а измерения начинались в течение дня после изготовления образцов. На рис.5 и 6 показаны наборы температурных зависимостей

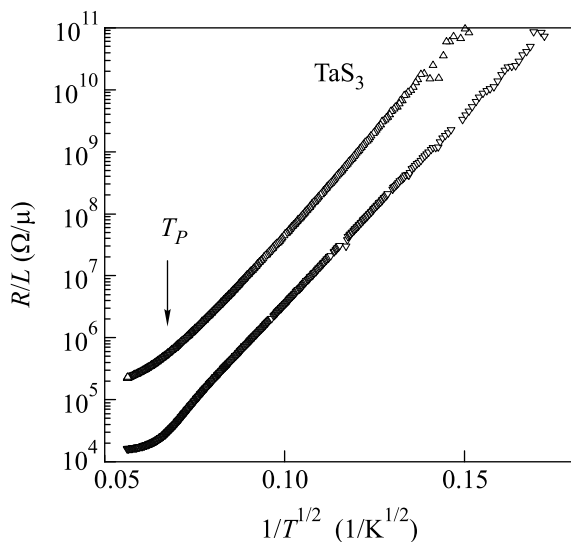


Рис.5. Температурные зависимости проводимости тонких образцов  $\text{TaS}_3$ . Стрелками указаны положения пайерлсовских переходов в кристаллах обычных размеров. Данные работы [18]

таких образцов. Видно, что эти зависимости вполне удовлетворительно описываются законом

$$R \propto \exp\left(-\left[\frac{T_0}{T}\right]^\gamma\right) \quad (2)$$

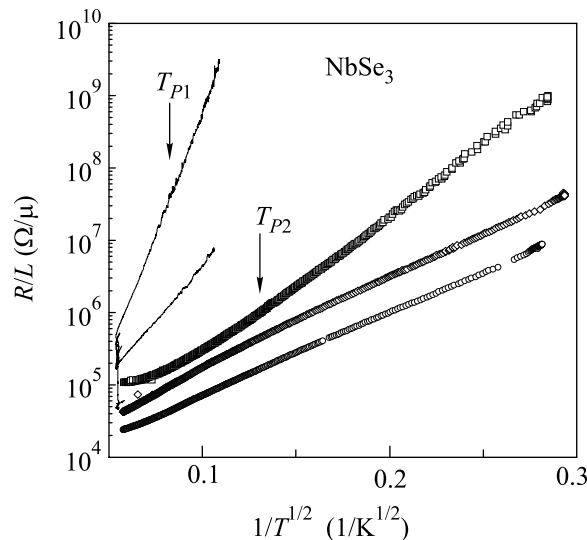


Рис.6. Температурные зависимости проводимости тонких образцов  $\text{NbSe}_3$ . Стрелками указаны положения пайерлсовских переходов в кристаллах обычных размеров. Данные работы [18]

с  $\gamma = 1/2$ . Это уравнение описывает прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка [19] (закон Мотта,  $\gamma = 1/(1 + D)$ , где  $D$  – размерность пространства) в одномерном случае ( $D = 1$ ), а также прыжковую проводимость при кулоновском взаимодействии между электронами (закон Эфроса–Шкловского) [19].

**Аномальное поведение в  $\text{NbSe}_3$  ниже  $T_{P2}$ .** Весьма интересными оказались недавние результаты изучения электропроводности образцов  $\text{NbSe}_3$ , изготовленных методом ультразвукового расщепления [20]. В этих опытах нанесение контактов проводилось по технологии электронной литографии, причем перед нанесением контактов поверхностный слой образцов удалялся с помощью их кратковременного погружения в плавиковую кислоту, а контакты изготавливались напылением золота на тонкий слой титана, необходимый для улучшения адгезии. Оказалось, что диэлектризация электронного спектра в таких образцах возникает лишь при температурах ниже  $T_{P2} = 59$  К, в то время как при более высоких температурах в образце сохраняются следы металлического состояния и наличия обеих ВЗП. Таким образом, диэлектризация электронного спектра в этих образцах развивается на фоне обеих ВЗП. На рис.7 показан набор температурных зависимостей сопротивления образцов  $\text{NbSe}_3$ , полученных по описанной выше технологии, в области низких температур [20]. Видно, что эти зависимости удовлетворительно описываются степенными законами  $R \propto T^{-\alpha}$ . На вставке показана зависимость  $\alpha$  от параметра  $R/L$ . Типичное

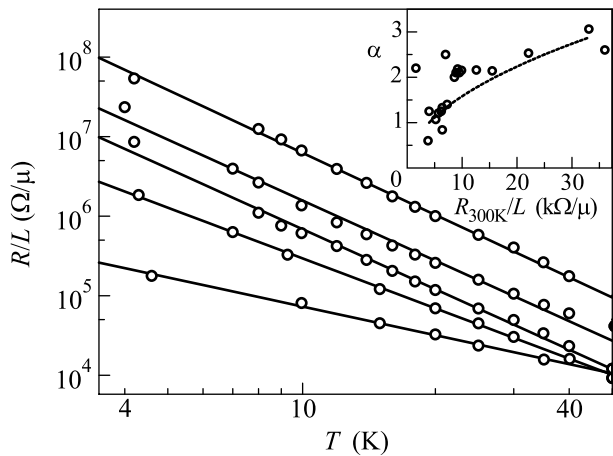


Рис.7. Температурные зависимости проводимости тонких образцов NbSe<sub>3</sub> в области температур ниже  $T_{P2}$ . На вставке показана зависимость показателя степени  $\alpha$  от параметра  $R/L$ . Данные работы [20]

значение  $\alpha$  составляет 1–3 и возрастает с уменьшением толщины образцов.

На вставке к рис.8 показан набор вольт-амперных характеристик одного из образцов NbSe<sub>3</sub>, в котором диэлектризация электронного спектра возникает

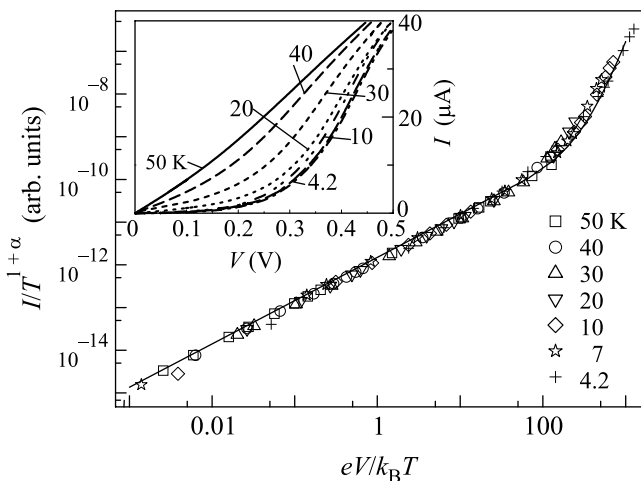


Рис.8. Вольт-амперные характеристики образца NbSe<sub>3</sub> при различных температурах, построенные как зависимость  $I/T^{\alpha+1}$  от  $eV/T$ . Сплошная линия показывает результаты подгонки данных уравнением 1 с параметрами  $\alpha = 2.15$ ,  $\beta = 4.2$  и  $1/\gamma = 77$ . На вставке показаны исходные ВАХ. Данные работы [20]

лишь при  $T < T_{P2}$  [20]. В области температур выше 50 К ВАХ практически линейны, в отличие от образцов, исследовавшихся ранее (см. рис.2,4). При понижении температуры нелинейность быстро возрастает. Оказалось, что в таких образцах вся совокупность вольт-амперных характеристик может быть

сведена к единственной универсальной кривой с помощью процедуры масштабирования токов и напряжений в соответствии с уравнением (1). На рис.8 показан результат такого масштабирования – все измеренные ВАХ, построенные в масштабе  $I/T^{\alpha+1}$  от  $eV/T$ , ложатся на универсальную кривую, описываемую уравнением (1) с параметрами  $\alpha = 2.15$ ,  $\beta = 4.2$  и  $1/\gamma = 77$ . Отметим, что и в этих образцах соотношение  $\beta = \alpha + 1$  не выполняется.

**Влияние примесей на проводимость квазиодномерных проводников. Экспериментальные данные.** Приведенные выше результаты требуют подробного анализа экспериментов, посвященных изучению влияния примесей на электрофизические свойства квазиодномерных проводников проводилась в первые годы после обнаружения перехода Пайерлса. Так как эти исследования были посвящены в основном изучению влияния примесей на пиннинг ВЗП, то они не содержат детального анализа температурных зависимостей линейной проводимости. Изменение зависимостей  $R(T)$  в NbSe<sub>3</sub> в области низких температур и возникновение зависимостей с  $dR/dT < 0$  в образцах с примесями отмечено в ряде работ. В образцах NbSe<sub>3</sub> с 0.1%-ным содержанием Ti и 5%-ным Ta наблюдалось возникновение низкотемпературного роста сопротивления [21]. Максимальный рост сопротивления наблюдался в случае примесей Ti, причем сопротивление имело минимум примерно при 40 К и удваивалось при  $T \rightarrow 0$ . Влияние примесей V, Mn, Cr, Gd, Pd, Fe, Co и Ni на температурную зависимость линейной проводимости NbSe<sub>3</sub> изучалось в работе [22]. Было обнаружено, что проводимость образцов NbSe<sub>3</sub> с содержанием Cr и Pd на уровне 3–5% качественно отличается от проводимости чистого NbSe<sub>3</sub>. Так введение 5% Cr приводит к возникновению диэлектрического поведения с резким ростом сопротивления при понижении температуры ниже 700 К, а введение 3% Pd, наоборот, уничтожает все следы пайерлсовских переходов и приводит к возникновению металлической проводимости при температурах вплоть до температуры жидкого гелия. Явлений, подобных тем, что возникают в тонких образцах NbSe<sub>3</sub> (переход к  $dR/dT < 0$  при  $T = 50–200$  К и исчезновение проводимости при  $T \rightarrow 0$ ), не наблюдалось. Отметим, что возникновение температурных зависимостей с  $dR/dT > 0$  само по себе не является признаком диэлектризации электронного спектра: подобное поведение хорошо известно и в металлах, например, в случае слабой локализации или при наличии магнитных примесей. Принципиальным отличием обсужда-

емых в настоящем обзоре явлений является отчетливо выраженная тенденция к исчезновению проводимости при  $T \rightarrow 0$  в изучаемых образцах.

Примеси в кристалл могут проникать и через контакты. Так в работе [23] это было продемонстрировано при изучении пиннинга ВЗП примесями индия. При этом атомы индия вносились в объемные образцы  $\text{NbSe}_3$  за счет диффузии через контакты при нагреве образцов до  $120^\circ\text{C}$  и диффундировали на макроскопические расстояния порядка длин образцов (1 мм). Так как в опытах [13, 18] также использовались индиевые контакты, то не исключено, что часть эффекта “старения” связана именно с диффузией атомов индия. Отметим также, что в работе [20], в которой диэлектризация электронного спектра в  $\text{NbSe}_3$  наблюдалась лишь ниже  $T_{P2}$ , контакты к образцам изготавливались с использованием золота, напыляемого на подслои титана.

**Экспериментальные результаты – итоговые замечания.** Таким образом, диэлектризация электронного спектра наблюдается в объемных кристаллах квазиодномерного проводника  $\text{NbSe}_3$  после их обработки пучком ионов Ga (температура возникновения диэлектризации 100–150 К), в тонких кристаллах  $\text{NbSe}_3$  с  $R_{300}/L \gtrsim 10^3 - 10^4$  Ом/см (температура диэлектризации 120–200 К), а также в кристаллах  $\text{NbSe}_3$  с удаленным поверхностным слоем при  $R_{300}/L \gtrsim 10^4$  Ом/см (температура диэлектризации  $\sim T_{P2}$ ). Возникающие при этом температурные зависимости проводимости делятся на два основных типа: зависимости, подчиняющиеся уравнению (1), которое описывает проводимость широкого класса одномерных электронных систем, включая жидкость Латтинджера, и зависимости, подчиняющиеся уравнению (2), которое описывает как прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка в одномерном случае (закон Мотта), так и прыжковую проводимость при кулоновском взаимодействии между носителями тока (закон Эфроса–Шкловского).

#### **Существующие представления о возможных причинах возникновения диэлектризации электронного спектра.**

Таким образом, к настоящему моменту накоплена большая совокупность данных, свидетельствующих о том, что в квазиодномерных проводниках при определенных условиях может качественным образом изменяться характер температурной и полевой зависимости проводимости и возникать переход в диэлектрическое состояние. При этом свойства возникшего диэлектрического состояния описываются законами, ожидаемыми для одномерных электронных систем. К настоящему времени нет единой точки зрения на

происхождение этого поведения. Ниже рассмотрены возможные причины возникновения диэлектризации электронного спектра, а также приведен краткий анализ возможных сценариев одномерного поведения.

**Диэлектризация поверхностного слоя.** Диэлектризация тонких образцов может возникать вследствие того, что условия образования ВЗП у поверхности отличаются от условий ее образования в объеме. Предположение о диэлектризации поверхностного слоя высказывалось в ряде экспериментальных работ [13, 24], однако теоретическое рассмотрение данного вопроса нам неизвестно. Если предположить, что поверхностная диэлектризация затрагивает лежащие на поверхности элементарные ячейки и их ближайших соседей, то можно оценить площадь образца, свойства которого будут определяться такой поверхностной диэлектризацией. Площадь элементарной ячейки  $\text{NbSe}_3$  составляет  $1.5 \text{ нм}^2$  [3]. Типичный образец имеет прямоугольное сечение с отношением толщины к ширине порядка 5. Тогда образец  $\text{NbSe}_3$ , состоящий из 4 элементарных ячеек в поперечном направлении и 20 в продольном (каждая элементарная ячейка содержит три металлических цепочки), имеет площадь поперечного сечения  $120 \text{ нм}^2$ , которой соответствует отношение  $R/L = 1.7 \cdot 10^4$  Ом/мкм. Эта величина вполне сопоставима с экспериментально наблюдающимися величинами  $R/L = 10^3 - 10^4$  Ом/мкм, при которых возникает диэлектризация электронного спектра.

**Примеси в поверхностном слое.** Следует проанализировать также возможность существования избыточной концентрации примесей в приповерхностном слое квазиодномерных проводников. Хотя такое предположение выглядит достаточно естественным, пока оно не находит экспериментальных подтверждений. Дело в том, что избыточная концентрация примесей в приповерхностном слое должна бы создавать эффект поверхностного пиннинга и давать дополнительный вклад в рост порогового поля  $E_T$  при уменьшении площади поперечного сечения образцов  $s$ . Вопрос о поверхностном пиннинге неоднократно обсуждался в связи с результатами изучения размерного эффекта – зависимости  $E_T(s)$  в  $\text{NbSe}_3$  [11, 24–27]. Недавние исследования зависимости  $E_T(s)$  в образцах  $\text{NbSe}_3$ , проведенные вплоть до  $R/L \approx 10^4$  Ом/мкм [28], показали, что в таких образцах наблюдается зависимость  $E_T \propto (R/L)^{2/3}$ , которая целиком описывается в рамках теории слабого пиннинга ВЗП примесями из объема образца (одномерный пиннинг ВЗП) без привлечения соображений

о поверхностном пиннинге, которому приписывается соотношение  $E_T \propto (R/L)^{1/2}$ .

Анализ типов пиннинга, содержащийся в работах [11 24–28], следует дополнить интересующим нас случаем – слабым пиннингом примесями поверхностного слоя, дающим дополнительный вклад по отношению к примесям, однородно распределенным по объему образца. В случае слабого пиннинга пороговое поле определяется выражением, которое получено в модели Фукуямы–Ли–Райса [3, 11]:

$$E_T \sim \frac{q}{e\rho_e} \left( \frac{w_i^4 n_i^2}{K^D} \right)^{1/(4-D)}, \quad (3)$$

где  $\rho_e$ ,  $n_i$  и  $K$  – соответственно концентрация электронов, примесей и модуль упругости ВЗП. Если поперечные размеры образца много меньше длины фазовой корреляции в поперечном направлении, то пиннинг является одномерным, то есть  $D = 1$ ,  $\rho_e \propto s$ ,  $n_i \propto s$  (примеси распределены по объему образца),  $K \propto s$ , что дает  $E_T \propto s^{2/3}$  (см. также [28]). Если же большая часть примесей распределена по поверхности образца, то тогда  $n_i \propto \sqrt{s}$ , что приводит к  $E_T \propto 1/s$ . Таким образом, в достаточно тонких образцах вклад поверхностных примесей ( $\propto \sqrt{s}$ ) должен неизбежно превысить вклад объемной концентрации ( $\propto s$ ) и привести к зависимости  $E_T \propto 1/s$ , которая, однако, на опыте [28] не наблюдалась. По этой причине в настоящее время нет оснований считать, что диэлектризация электронного спектра тонких образцов NbSe<sub>3</sub> является следствием роста концентрации примесей, расположенных в поверхностном слое тонких образцов. Отметим также, что максимальные значения показателя степени  $\alpha$  в образцах, полученных обработкой ионным пучком (рис.3б), почти в 2 раза выше, чем в тонких образцах, что указывает на определенное различие между происхождением диэлектризации электронного спектра в тонких образцах и образцах с примесями.

**Кулоновская блокада.** В работе [20] было обращено внимание на существование определенной аналогии между свойствами тонких образцов квазиодномерных проводников и многослойных углеродных нанотрубок, электронный газ в которых не может рассматриваться как одномерный, но в которых также наблюдаются степенные зависимости проводимости от температуры и электрического поля [29]. Такое поведение возникает в системе металл – туннельный контакт – нанопроволока вследствие эффекта кулоновской блокады при достаточно большой величине

сопротивления туннельного контакта [29–31]. При этом показатель степени описывается выражением

$$\beta = \frac{2Z}{R_Q} + 1, \quad (4)$$

где  $Z$  – импеданс нанопроволоки, через которую туннельный контакт подключен к внешней электрической цепи, а  $R_Q = 2\pi\hbar/e^2$  – квантовое сопротивление [30, 31]. Так, по оценкам работы [20], для нанопроволоки шириной  $w = 50$  нм, отделенной от проводящей подложки слоем оксида кремния толщиной 1 мкм (диэлектрическая проницаемость 3.9), ожидаемая величина показателя степени  $\beta$  составляет 4.2, что близко к экспериментальным данным. Более того, в рамках этого подхода ожидается  $\alpha \propto \sqrt{1/s}$ , что хорошо коррелирует с наблюдающимся поведением (вставка на рис.7). Хотя эта модель объясняет большую часть обнаруженных особенностей в поведении тонких образцов NbSe<sub>3</sub>, ее применимость не является очевидной. Во-первых, данная модель была разработана для единственного туннельного перехода, в то время как переход от линейного участка ВАХ к нелинейному росту проводимости наблюдается при  $eV \approx 80k_B T$ , что соответствует наличию 80 идентичных туннельных переходов. Во-вторых, остается неясной причина привязки начала диэлектризации к  $T_{P2}$  в работе [20] и отсутствие такой привязки в работах [13, 18]. Отметим, что уравнение, аналогичное уравнению (4), возникает при обобщении модели туннелирования в одномерный электронный газ [6] на случай многомодовой квантовой проволоки [32].

**Стабилизация жидкости Латтинджера примесями в квазиодномерных металлах.** Важен вопрос о том, являются ли зависимости, наблюдающиеся в квазиодномерных проводниках, проявлением эффектов одномерности. С точки зрения бытующих представлений о жидкости Латтинджера, чистые образцы с числом цепочек более десятка могут рассматриваться как объемные, а эффекты одномерности должны быть в них чрезвычайно малы. Причиной такого поведения является нестабильность квазиодномерных проводников по отношению к трехмеризации электронного спектра при сколь угодно малой вероятности перескока электронов между цепочками. С точки зрения физики квазиодномерных проводников с ВЗП, образцы с площадью поперечного сечения менее  $10^3 \text{ нм}^2$  (тысячи цепочек) являются чрезвычайно тонкими образцами, в которых флуктуации ВЗП настолько велики, что разрушают ее трехмерную упорядоченность. Такое разрушение ВЗП флуктуациями проявляется в размывании фазового перехода, его смещении в сторону более низких температур,



возникновении спонтанного проскальзывания фазы ВЗП, ускорении релаксации метастабильных состояний и других размерных эффектах [11].

Разрушение трехмерного порядка ВЗП может происходить и при создании достаточно большой концентрации примесей, что позволяет поставить вопрос о природе возникающего в этом случае состояния. В этом контексте интересна недавняя теоретическая работа Артеменко, который показал, что введение примесей в квазиодномерный металл приводит к стабилизации жидкости Латтинджера [33]. Отметим, что этот результат существенно отличается от широко распространенного мнения, что в квазиодномерных проводниках некоторые черты жидкости Латтинджера могут наблюдаться лишь выше температуры пайерлсовского перехода, а основным состоянием квазиодномерного металла всегда является жидкость Ферми (см., например, [4]). Предлагаемый в работе [33] физический механизм стабилизации жидкости Латтинджера примесями в квазиодномерной системе связан с появлением уровней размерного квантования в сегментах цепочек между примесями. Так как примеси в жидкости Латтинджера образуют барьеры, то энергетический спектр движения электронов между примесями становится квантованным. Характерная энергия размерного квантования  $\omega_l \propto v_F/l$ , где  $l$  – расстояние между соседними примесями на одной цепочке. Если из таких одномерных цепочек составить кристалл, в котором интеграл перескока между цепочками меньше  $\omega_i$ , то, как показано в [33], основным состоянием такого квазиодномерного металла останется жидкость Латтинджера. По оценкам работы [33], условия возникновения жидкости Латтинджера в квазиодномерном проводнике типа NbSe<sub>3</sub> выполняются при безразмерной концентрации примесей  $c_i \gg 10^{-2}$ , при этом диэлектризация электронного спектра должна возникать при температурах  $T \lesssim 100$  К, что вполне согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, расчеты в рамках модели жидкости Латтинджера [33] показывают возможность реализации одномерного поведения в квазиодномерных проводниках.

*Характерная длина спада фриделевских осцилляций.* Хотя причина диэлектризации электронного спектра в NbSe<sub>3</sub> пока не выяснена, очевидно, что примеси играют решающую роль в ее возникновении. Рассеяние электронов на примесях порождает фриделевские осцилляции электронной плотности. Отличительной особенностью одномерных электронных систем является медленный спад амплитуды фриделевских осцилляций. Так, в случае одномерного электронного газа при наличии дальнедействующе-

го кулоновского потенциала коррелятор электронной плотности содержит как компоненту с волновым вектором  $2k_F$ , отвечающую периодичности ВЗП, так и  $4k_F$ , отвечающую вигнеровскому кристаллу [34]:

$$\langle \rho(x)\rho(0) \rangle = A_1 \cos(2k_F x) \exp(-c\sqrt{\ln x}) + \\ + A_2 \cos(4k_F x) \exp(-4c\sqrt{\ln x}).$$

При этом спад корреляций с волновым вектором  $4k_F$  чрезвычайно медленный.

В случае жидкости Латтинджера амплитуды осцилляций с волновыми векторами  $2k_F$  и  $4k_F$  спадают с расстоянием от примеси  $x$  соответственно как  $x^{-(1+g)/2}$  и  $x^{-2g}$  [35], где  $g$  – безразмерная константа взаимодействия, то есть несколько быстрее, чем в случае вигнеровской кристаллизации, но все равно существенно медленнее, чем в трехмерном металле. Соотношение между  $2k_F$  и  $4k_F$  компонентами зависит от параметра электрон-электронного взаимодействия.

Медленно спадающие фриделевские осцилляции существенны и в квазиодномерном случае. Одномерные соотношения для спада фриделевских осцилляций сохраняются до длин порядка

$$L = \frac{2\pi}{\delta k},$$

где  $\delta k \approx t_{\perp}/v_F$  – величина гофрировки поверхности Ферми из-за переходов электронов между цепочками ( $t_{\perp}$  – интеграл перескока),  $v_F$  – скорость электронов на поверхности Ферми. Так как  $t_{\perp} \sim T_P$ ,  $E_F = \hbar q v_F/4$ , где  $q = 2k_F$  – волновой вектор ВЗП, то

$$L = 4\lambda \frac{E_F}{T_P},$$

где  $\lambda = 2\pi/q$  – длина волны ВЗП. Подставляя характерные для квазиодномерных проводников с ВЗП величины  $E_F \approx 1$  эВ,  $T_P \approx 100$  К,  $\lambda \approx 1$  нм, получаем  $L \approx 400$  нм, которая соответствует сравнительно малой безразмерной концентрации примесей  $c_i \sim 10^{-3}$ . Фриделевские осцилляции являются эффективными рассеивателями для электронов, находящихся на поверхности Ферми квазиодномерного металла. Перекрывание фриделевских осцилляций, созданных соседними примесями, может порождать состояние, аналогичное ВЗП или вигнеровскому кристаллу, и создавать условия для диэлектризации электронного спектра.

*Вигнеровская кристаллизация электронов.* Сценарий диэлектризации, связанный с вигнеровской кристаллизацией электронов ниже  $T_{P2}$ , обсуждался

в работе [20]. Как уже упоминалось выше, концентрация носителей тока  $n_e$  в  $\text{NbSe}_3$  ниже температуры  $T_{P2}$  чрезвычайно низка, порядка  $10^{-18} \text{ см}^{-3}$  [12]. Поэтому при  $T < T_{P2}$  энергия Ферми может оказаться существенно ниже энергии кулоновского взаимодействия, что создает предпосылки для вигнеровской кристаллизации. Фаза вигнеровского кристалла может подстраиваться под примеси для уменьшения энергии пиннинга подобно тому, как это происходит в квазиодномерных кристаллах с ВЗП. Если длина локализации оказывается больше среднего расстояния между примесями, то туннельная плотность состояний такой системы подчиняется степенному закону [36]. При этом показатель степени  $\beta$  зависит от длины локализации и может составлять 3–6, что близко к наблюдающимся величинам.

*Влияние примесей на проводимость одномерных и квазиодномерных электронных систем.* В одномерном случае наличие одиночной примеси приводит к возникновению степенных зависимостей проводимости от температуры и электрического поля [6, 37]. При наличии большого количества примесей можно ожидать локализации электронов [38], а также и возникновения зависимостей, описываемых уравнением (2) с  $D = 1$  [39, 40]. В целом, как неоднократно отмечалось выше, наблюдаемые зависимости проводимости от температуры и электрического поля соответствуют зависимостям, ожидаемым для одномерных электронных систем.

Линейная проводимость квазиодномерных проводников с ВЗП обеспечивается термическим возбуждением квазичастиц (электронов и дырок) через пайерлсовскую щель, что делает их похожими на обычные полупроводники. Введение примесей в квазиодномерный проводник приводит к появлению центров пиннинга и возникновению деформации ВЗП. В свою очередь, деформация ВЗП вызывает сдвиг уровня химического потенциала, то есть приводит к возникновению потенциального рельефа для движения квазичастиц. В качестве оценки масштаба потенциального рельефа может служить произведение  $E_T L_{||}$ , где  $E_T$  – пороговое поле возникновения нелинейной проводимости, а  $L_{||}$  – длина фазовой корреляции ВЗП. При увеличении концентрации примесей, а также при уменьшении поперечных размеров образцов это произведение возрастает из-за размерных эффектов [11] как  $s^{-1/3}$ . Если для номинально чистых образцов  $\text{TaS}_3$  с  $s \sim 1 \text{ мкм}^2$  величина  $E_T L_{||}$  при  $T = 120 \text{ К}$  порядка 1 мэВ, то для образцов с  $s = 10^{-3} \text{ мкм}$  эта величина возрастает на порядок и становится сопоставимой с  $kT$ . При дальнейшем понижении  $s$  пространственную неоднородность по-

тенциала необходимо учитывать во всем температурном диапазоне при  $T < T_P = 220 \text{ К}$ . В рамках такого подхода можно объяснить возникновение прыжковой проводимости при  $T < T_P$ , однако не удается объяснить диэлектризацию в  $\text{TaS}_3$  при  $T > T_P$ , а также в  $\text{NbSe}_3$ . Отметим, что в объемных кристаллах квазиодномерных проводников с ВЗП прыжковая проводимость наблюдалась в линейной проводимости  $\text{Fe}_{0.25}\text{Nb}_{0.75}\text{Se}_3$  [41] ( $T < 140 \text{ К}$ ), а также в области линейной [42] и нелинейной проводимости [43] ромбического  $\text{TaS}_3$  с большой концентрацией примесей (пороговое поле  $\sim 10 \text{ В/см}$ ). Однако во всех этих случаях  $\gamma = 1/4$ , в то время как в тонких образцах (рис.5, 6) наблюдается  $\gamma = 1/2$ . Степенные зависимости проводимости от температуры и электрического поля для квазиодномерных проводников с ВЗП не предсказывались.

*Взаимодействие между примесями.* Описанные выше модели одномерных и квазиодномерных систем предполагают случайное распределение примесей. В то же время, в квазиодномерных проводниках примеси взаимодействуют между собой и могут образовывать сверхструктуры. В работе [22] при исследовании поверхности легированного  $\text{NbSe}_3$  с помощью атомно-силового микроскопа было продемонстрировано зависящее от концентрации упорядочение примесей. Период и симметрия упорядочения зависели от концентрации примесей, причем период этой структуры мог достигать десятка периодов решетки. Теоретическое рассмотрение эффектов взаимодействия между примесями, возникающих благодаря медленно затухающим в квазиодномерном металле фриделевским осцилляциям, было предпринято в работе [44]. Было показано, что в зависимости от концентрации и валентности примесей в квазиодномерном металле могут образовываться различные типы упорядоченного расположения примесей. Наличие сверхструктур из примесей может усиливать эффекты фриделевских осцилляций и существенно сказываться на проводимости квазиодномерного проводника.

**Перспективные направления исследований.** До настоящего времени основным направлением экспериментальных исследований было изучение размерных эффектов. В свете проведенного выше анализа представляет интерес более детальное изучение влияния примесей и дефектов на проводимость образцов квазиодномерных проводников обычных размеров, в том числе в квазиодномерном металле  $\text{TaSe}_3$ , который имеет цепочечную структуру, однако не испытывает пайерлсовского перехода [45]. Предварительные результаты [46] показывают, что в

тонких образцах этого материала может наблюдаться поведение, аналогичное обнаруженному в  $\text{NbSe}_3$ . Так как переход к одномерности предполагает исчезновение квазичастиц и возникновение псевдощели, то представляет интерес выяснение вопроса о характере проводимости (коллективная или одночастичная), времени жизни квазичастиц и метастабильных состояний ВЗП в образцах разных размеров и с различным содержанием примесей. Результаты подобных исследований помогут разобраться в природе наблюдающейся диэлектризации электронного спектра квазиодномерных проводников.

**Заключение.** Таким образом, в квазиодномерных проводниках нанометровых поперечных размеров наблюдаются свойства, предсказываемые для одномерных электронных систем. Подобное поведение не удается объяснить на основе законов, известных для трехмерных электронных систем. В то же время имеется ряд альтернативных возможностей описания наблюдаемых явлений в рамках различных моделей одномерных электронных систем. Есть основания считать, что диэлектризация связана с эффектами одномерности, возникающими в результате стабилизации жидкости Латтинджера примесями [33]. Если это окажется так, то в нашем распоряжении будет объект, чрезвычайно удобный для экспериментальных исследований физики одномерных структур.

Автор благодарен С. Н. Артеменко за полезное обсуждение, Х. С. Дж. ван дер Занту (H.S.J. van der Zant) и Э. Слоту (E. Slot) за плодотворное сотрудничество. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 04-02-16509), INTAS (проект # 01-0474), CRDF (проект # 2563), а также президиумом РАН.

1. Р. Пайерлс, *Квантовая теория твердых тел*, М.: Иностранная литература, 1956 (R. E. Peierls, *Quantum theory of solids*, Clarendon Press, Oxford 1955).
2. P. Monceau, N. P. Ong, A. M. Portis et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 602 (1976); N. P. Ong and P. Monceau, *Phys. Rev.* **B16**, 3443 (1977).
3. P. Monceau, в *Electronic Properties of Quasi-One-Dimensional Materials*, Reidel, Dordrecht, 1985, Part II, p. 139; G. Grüner, *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley, 1994; G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
4. J. Voit, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 977 (1995).
5. F. D. M. Haldane, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **14**, 2585 (1981).
6. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1220 (1992); C. L. Kane and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev.* **B46**, 15233 (1992).

7. M. Bockrath, D. H. Cobden, J. Lu et al., *Nature (London)* **397**, 598 (1999).
8. S. Tarucha, T. Honda, and T. Saku, *Solid State Commun.* **94**, 413 (1995); F. P. Milliken, C. P. Umbach, and R. A. Webb, *Solid State Commun.* **97**, 309 (1996).
9. S. V. Zaitsev-Zotov, Yu. A. Kumzerov, Yu. A. Firsov, and P. Monceau, *J. Phys.: Condens. Matt.* **12**, L303 (2000).
10. D. Natelson, *cond-mat/0307600*.
11. С. В. Зайцев-Зотов, *УФН* **174**, 585 (2004).
12. N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B18**, 5272 (1978).
13. С. В. Зайцев-Зотов, В. Я. Покровский, П. Монсо, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 29 (2001).
14. S. V. Zaitsev-Zotov, M. S. H. Go, E. Slot, and H. S. J. van der Zant, *Phys. Low-Dim. Struct.* **1-2**, 79 (2002); *cond-mat/0110629*.
15. L. Balents, *cond-mat/9906032*.
16. S. V. Zaitsev-Zotov, E. Slot, and H. S. J. van der Zant, *J. de Physique IV* **12**, Pr 9-115 (2002).
17. S. V. Zaitsev-Zotov, unpublished.
18. S. V. Zaitsev-Zotov, *Microelectronics Engineering*, **69**, 549 (2003).
19. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, М.: Физматлит, 2003.
20. E. Slot, M. A. Holst, H. S. J. van der Zant, and S. V. Zaitsev-Zotov, *cond-mat/0403385*.
21. J. W. Brill, N. P. Ong, J. C. Eckert et al., *Phys. Rev.* **B23**, 1517 (1981).
22. Y. Gong, Q. Xue, D. L. Drake et al., *Phys. Rev.* **B51**, 12975 (1995).
23. J. C. Gill, *Phys. Rev.* **B53**, 15586 (1996).
24. P. J. Yetman and J. C. Gill, *Solid State Commun.* **62**, 201 (1987).
25. J. McCarten, D. A. DiCarlo, M. P. Maher et al., *Phys. Rev.* **46**, 4456 (1992).
26. J. C. Gill, *Phys. Rev.* **B65**, 271 (1990).
27. R. E. Thorne and J. McCarten, *Phys. Rev.* **B65**, 272 (1990).
28. E. Slot, H. S. J. van der Zant, K. O'Neill, and R. E. Thorne, *Phys. Rev.* **B69**, 073105 (2004).
29. A. Bachtold, M. de Jonge, K. Grove-Rasmussen et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 166801 (2001).
30. M. H. Devoret, D. Esteve, H. Grabert et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1824 (1990).
31. S. M. Girvin, L. I. Glazman, M. Jonson et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3183 (1990).
32. K. A. Matveev and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 990 (1993).
33. S. N. Artemenko, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 335 (2004).
34. H. J. Schulz, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1864 (1993).
35. R. Egger and H. Grabert, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3505 (1995).
36. H. C. Lee, *Phys. Rev.* **B66**, 052202 (2002).

37. K. A. Matveev, D. Yue, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3351 (1993).
38. A. Furusaki and N. Nagaosa, *Phys. Rev.* **B47**, 4631 (1993).
39. T. Nattermann, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 056603 (2003).
40. M. M. Fogler, S. Teber, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev.* **B69**, 035413 (2004).
41. S. J. Hillenius, R. V. Coleman, R. M. Fleming, and R. J. Cava, *Phys. Rev.* **B23**, 1567 (1981).
42. С. К. Жилинский, М. Е. Иткис, И. Ю. Кальнова и др., *ЖЭТФ* **85**, 362 (1983).
43. S. V. Zaitsev-Zotov, G. Remenyi, and P. Monceau, *Phys. Rev.* **B56**, 6388 (1997).
44. S. Turgut and L. M. Falicov, *Phys. Rev.* **B49**, 14043 (1994).
45. В. Fisher and M. Fibich, *Phys. Rev.* **B37**, 2820 (1988).
46. А. В. Завалко, *Изучение размерных эффектов в квазиодномерном металле TaSe<sub>3</sub>*, Дипломная работа, МИФИ (2004).