

Переход к одномерной проводимости при уменьшении толщины кристаллов квазиодномерных проводников TaS_3 и $NbSe_3$

С. В. Зайцев-Зотов, В. Я. Покровский, П. Монсо*¹⁾

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

* Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures, C.N.R.S.
38042 Grenoble Cédex 9, France

Поступила в редакцию 20 октября 2000 г.

После переработки 23 ноября 2000 г.

Обнаружено, что при уменьшении толщины кристаллов квазиодномерных проводников TaS_3 и $NbSe_3$ зависимости их проводимости от температуры и электрического поля, характерные для объемных образцов, превращаются в зависимости, близкие к степенным, которые характерны для одномерных электронных систем.

PACS: 71.10.-w, 71.30.+h, 71.45.Lr, 72.15.Nj, 73.50.Fq

Эффекты кулоновского взаимодействия и электронные корреляции существенным образом влияют на поведение одномерных электронных систем. Так, в одномерных металлических системах при отсутствии дальнего действия вместо ферми-жидкости электронов ожидается возникновение жидкости Латтинджера [1], характеризующейся степенным провалом туннельной плотности состояний вблизи уровня химического потенциала [2, 3], а при малых концентрациях носителей тока можно ожидать возникновения одномерного вигнеровского кристалла [4]. В результате, поведение проводимости таких систем должно существенно отличаться от поведения, характерного для трехмерных металлов. В частности, для подобных одномерных систем ожидается возникновение степенной зависимости проводимости от температуры $G \propto T^\alpha$ [2, 3] или близкой к ней экспоненциальной $G \propto \exp[-\nu(\ln T_0/T)^{1/3}]$ [5, 6], а также появление нелинейных вольт-амперных характеристик $I \propto V^\beta$ [2, 3].

В настоящее время идет активный поиск объектов, в которых могли бы реализоваться эффекты одномерности. В последние годы были разработаны разнообразные методы получения систем, в которых можно было бы ожидать проявления одномерных свойств. Так, например, были получены цепочки ряда металлов на вицинальных гранях кристаллов платины, палладия, кремния и пр. (см., например, [7] и ссылки там), удалось вырастить нитевид-

ные кристаллы полупроводников Si, Ge [8] и GaAs [9] диаметром меньшим 10 нм, а также получить нанопроволоки Bi диаметром до 7 нм в матрице Al_2O_3 [10]. Ни в одном из перечисленных выше объектов не наблюдалось ожидаемого одномерного поведения проводимости. Предсказываемое степенное понижение туннельной плотности состояний наблюдалось для краевых токов при квантовом эффекте Холла при уровне заполнения $\nu = 1/3$ [11, 12] (хиральная жидкость Латтинджера), а также в углеродных нанотрубках [13, 14], причем в последнем случае наблюдалось лишь сравнительно слабое, восьмикратное изменение туннельной проводимости. Сравнительно недавно характерные для одномерных систем степенные зависимости проводимости от температуры и электрического поля были обнаружены в квантовых нанопроволоках из InSb, помещенных в асбестовую матрицу [15]. Хотя для этих объектов наблюдавшийся диапазон изменения проводимости при изменении температуры и электрического поля превышал пять порядков, дальнейшее исследование оказалось затруднительным в связи с неопределенностью уровня легирования и других существенных параметров InSb, заполняющего асбестовую матрицу.

Квазиодномерные проводники являются перспективным объектом для поиска в них одномерных свойств, так как в них изначально (то есть даже в объемных образцах) наблюдаются эффекты, связанные с пониженной размерностью. Сравнительно недавно появилось сообщение об измерении туннельной проводимости молекулярного провода из квазиодно-

¹⁾P. Monceau.

мерного проводника Mo_6Se_6 на поверхностях золота и пиролитического графита [16]. Однако в этом случае даже при $T = 4.2\text{ К}$ наблюдалось лишь слабое уменьшение туннельной плотности состояний вблизи уровня Ферми, то есть электронный спектр сохранил металлический характер. В настоящей работе мы сообщаем о наблюдении одномерных свойств тонких кристаллов квазиодномерных проводников TaS_3 и NbSe_3 на диэлектрической подложке.

Исследовались кристаллические образцы TaS_3 и NbSe_3 . При комнатной температуре эти материалы имеют металлическую проводимость как по величине ($2 \div 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$), так и по знаку производной dG/dT . При понижении температуры в них происходит пайерлсовский переход с образованием трехмерно упорядоченной волны зарядовой плотности (ВЗП) [17, 18]. В случае TaS_3 температура пайерлсовского перехода T_P составляет 220 К, и при $T < 220\text{ К}$ проводимость имеет полупроводниковый характер с энергией активации около 800 К. В NbSe_3 происходят два пайерлсовских перехода с частичной диэлектризацией электронного спектра при температурах $T_{P1} = 145\text{ К}$ и $T_{P2} = 59\text{ К}$, при этом несконденсированные в ВЗП электроны обуславливают металлический ход проводимости до самых низких температур. Тонкие образцы TaS_3 и NbSe_3 были получены отщеплением от массивных и размещались на подложке из сапфира. Контакты к образцам были изготовлены как холодной пайкой индием, так и вакуумным напылением индия. Измерения электропроводности проводились двухконтактным методом. Для дополнительного уменьшения толщины образцов NbSe_3 использовалось их травление в плазме SF_6 .

На рис.1 представлена серия температурных зависимостей линейного сопротивления образца NbSe_3 до травления (кривая *a*), после 7 и 9 с травления со скоростью $3 \text{ \AA}/\text{с}$ (кривые *b* и *c*, соответственно), а также типичные температурные зависимости линейного сопротивления двух тонких образцов TaS_3 , один из которых все еще сохраняет следы пайерлсовского перехода (кривая *d*), а другой уже утратил эти следы (кривая *e*)². Видно, что по мере уменьшения поперечных размеров образцов NbSe_3 (то есть по мере роста их сопротивления на единицу длины) происходит постепенный переход от металлического характера проводимости ($dR/dT > 0$) к неметаллическому ($dR/dT < 0$) сначала при низких температурах (кри-

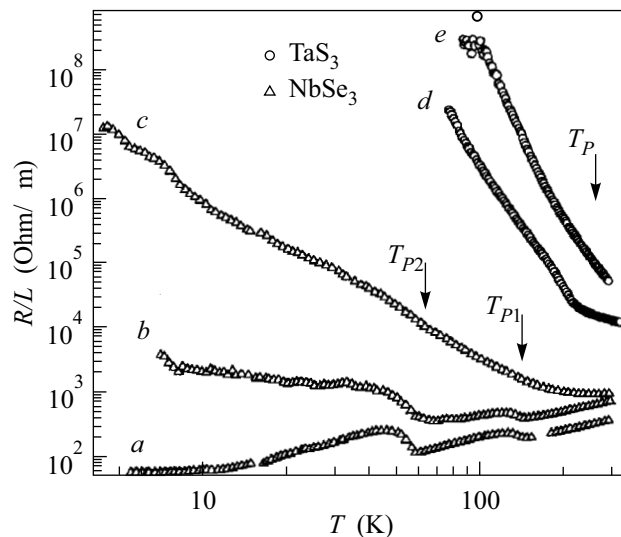


Рис.1 Температурные зависимости проводимости тонких образцов TaS_3 и NbSe_3 . Стрелками показаны положения пайерлсовских переходов в обычных массивных образцах. Кривые *b*, *c* соответствуют различным стадиям травления в плазме SF_6 образца NbSe_3 (кривая *a*). Образцы TaS_3 (кривые *d*, *e*) получены расщеплением массивных образцов

вая *b*), а затем и при $T < 250\text{ К}$ (кривая *c*). Поведение, аналогичное изображенному на кривой *b*, наблюдалось также в отщепленных образцах NbSe_3 с $R(300\text{ К})/L = 0.6\text{ кОм}/\text{мкм}$ и $2\text{ кОм}/\text{мкм}$, а в образце с $R(300\text{ К})/L \sim 10\text{ кОм}/\text{мкм}$ наблюдалось диэлектрическое поведение, аналогичное кривой *c*.

В образцах TaS_3 с площадью поперечного сечения $\gtrsim 0.1\text{ мкм}^2$ ($R/L \lesssim 3\text{ Ом}/\text{мкм}$) при комнатной температуре $dR/dT > 0$ [17–20]. При уменьшении поперечных размеров образцов наблюдается смена знака производной dR/dT и размытие пайерлсовского перехода (см. также [19, 21]), что видно из кривой *d*. Дальнейшее уменьшение поперечных размеров приводит к практически полному исчезновению следов пайерлсовского перехода (кривая *e*).

Вольт-амперные характеристики тонких образцов нелинейные, причем нелинейность существенно возрастает при понижении температуры. На рис.2 показана типичная серия зависимостей удельной проводимости $L/R \equiv LI/V$ от электрического поля $E \equiv V/L$, полученная для образца NbSe_3 после 9 с травления (соответствует кривой *c* на рис.1). Как видно из рисунка, при температурах ниже 100 К наблюдается отчетливая нелинейность, причем при наиболее низкой температуре изменение проводимости превышает 3 порядка.

²Площадь поперечного сечения образцов с $R(300\text{ К})/L = 10^3 - 10^4 \text{ Ом}/\text{мкм}$ может быть грубо оценена величиной 10^3 нм^2 , исходя из величины объемной удельной проводимости.

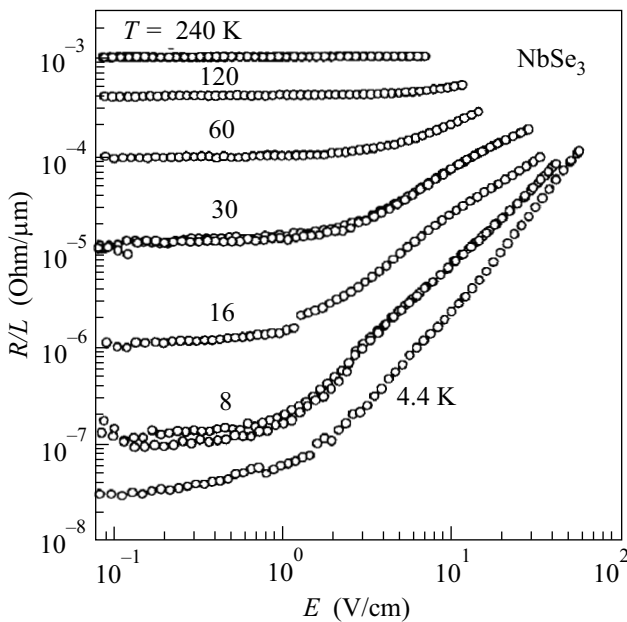


Рис.2 Удельная проводимость тонкого образца NbSe_3 (кривая с на рис.1) в зависимости от электрического поля при различных температурах

Анализ результатов начнем с рассмотрения температурного хода проводимости. Отметим качественные изменения в характере проводимости при утоньшении образцов: диэлектризацию TaS_3 при комнатной температуре и NbSe_3 при $T > T_{P1} = 145 \text{ K}$, а также практически полное исчезновение следов пайерлсовских переходов. Подчеркнем, что исчезновение металлической проводимости при $T > T_P$ в NbSe_3 возникает не только при травлении, но также и в отщепленных кристаллах. Это позволяет придти к заключению, что обнаруженная диэлектризация является не результатом изменений состава вследствие химических реакций при травлении кристалла, а связана с малостью поперечных размеров кристаллов.

Уменьшение поперечных размеров образца до величин, меньших длин фазовой корреляции ВЗП ($\sim 1 \text{ мкм}$), приводит к уменьшению корреляционного объема ВЗП, уменьшению энергии пиннинга, приходящейся на корреляционный объем, облегчению процесса проскальзывания фазы. Все эти эффекты приводят к росту флуктуационной проводимости при $T < T_P$ и размытию порогового поля возникновения нелинейной проводимости [21–23]. Эти эффекты детально изучались на образцах значительно больших поперечных размеров, чем использовавшиеся в настоящей работе. Что касается поведения проводимости квазиодномерных

проводников при $T > T_P$ при уменьшении их размеров, то оно оказалось практически не изученным. Опубликованные данные свидетельствуют, что при уменьшении площади поперечного сечения образцов TaS_3 [19] и NbSe_3 [22, 23] флуктуационное размытие пайерлсовского перехода несколько увеличивает их сопротивление при $T > T_P$, в том числе при температурах значительно выше T_P . Этот экспериментальный факт ранее практически не обсуждался и оставался без должного внимания. В принципе нельзя исключить возможность того, что уменьшение жесткости кристаллической решетки вблизи поверхности дает вклад в образование ВЗП, приводя к возрастанию параметра порядка ВЗП вблизи поверхности квазиодномерного проводника. В этом случае можно ожидать, что при уменьшении размеров образцов происходит возрастание эффективного значения параметра порядка, то есть дополнительная диэлектризация электронного спектра по сравнению с массивными образцами. С возрастанием поверхностных эффектов может быть также связан наблюдавшийся в недавней работе [20] когерентный депиннинг флуктуаций ВЗП в достаточно тонких образцах TaS_3 ($R(300 \text{ K})/L = 150 \text{ Ом/мкм}$) при температурах существенно выше T_P .

Обнаруженная диэлектризация при уменьшении толщины кристаллов соответствует ожидаемому поведению одномерной электронной системы. Действительно, при абсолютном нуле температур проводимость одномерной электронной системы при наличии примесей должна отсутствовать, по крайней мере в одноэлектронном приближении [24]. Размытие и исчезновение пайерлсовского перехода при уменьшении толщины квазиодномерных проводников также указывает на переход от квазиодномерного к одномерному электронному спектру: как известно, фазовые переходы в одномерных системах невозможны. Конкретная реализация одномерной электронной системы зависит от концентрации электронов и примесей, величин кулоновского и электрон-фононного взаимодействий, характера экранирования и прочих деталей изучаемой физической системы. Наблюдаемые зависимости (рис.1,2) удовлетворительно описываются степенными законами [2, 3], или близкими к степенным [5, 6], характерными для одномерных систем. Это означает, что фактически нами наблюдается непрерывный переход от проводимости, свойственной квазиодномерным проводникам с ВЗП, к проводимости одномерных систем. При этом, по видимому, пайерлсовская щель размывается флуктуациями и переходит в псевдощель, свойственную одномерным электронным системам.

Авторы благодарны Ю.А.Фирсову и В.А.Волкову за полезное обсуждение. Часть работы была выполнена в CRTBT-CNRS. Один из авторов (СВЗ-З) выражает благодарность CRTBT-CNRS за гостеприимство. Работа была поддержана CNRS и Российским фондом фундаментальных исследований (проект jumelage 19), Российским фондом фундаментальных исследований (проекты # 01-02-17771 и # 99-02-17387) и программой “Физика твердотельных наноструктур” (грант # 97-1052).

1. F. D. M. Haldane, J. Phys. C: Sol. St. Phys. **14**, 2585 (1981).
2. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **68**, 1220 (1992).
3. C. L. Kane and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. **B46**, 15233 (1992).
4. H. J. Schultz, Phys. Rev. Lett. **71**, 1864 (1993).
5. M. Fabrizio, A. O. Gogolin, and S. Schedel, Phys. Rev. Lett. **72**, 2235 (1994).
6. N. Nagaosa and A. Furusaki, J. Phys. Soc. Japan **63**, 413 (1994).
7. A. Dallmeyer, C. Carbone, W. Eberhardt et al., Phys. Rev. **B61**, R5133 (2000).
8. Ch. M. Lieber, Solid State Commun. **107**, 607 (1998).
9. X. Duan, J. Wang, and Ch. M. Lieber, Appl. Phys. Lett. **76**, 1116 (2000).
10. J. Heremans, C. M. Thrush, Y.-M. Lin et al., Phys. Rev. **B61**, 2921 (2000).
11. F. P. Milliken, C. P. Umbach, and R. A. Webb, Solid State Commun. **97**, 309 (1996).
12. A. M. Chang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **77**, 2538 (1996).
13. M. Bockrath, D. H. Cobden, J. Lu et al., Nature **397**, 598 (1999).
14. J. Kim, K. Kang, J.-O. Lee et al., cond-mat/0005083.
15. S.V.Zaitsev-Zotov, Yu.A.Kumzerov, Yu.A.Firsov, and P.Monceau, J. Phys.: Condens. Matt. **12**, L303 (2000).
16. L.Venkataraman and Ch.M.Leiber, Phys. Rev. Lett. **83**, 5334 (1999).
17. P.Monceau, in: *Electronic Properties of Inorganic Quasi-one-dimensional Conductors*, Part 2. Ed. P.Monceau, Dortrecht: D.Reidel Publ. Comp., 1985.
18. В качестве недавних обзоров свойств квазиодномерных проводников см. *Proceedings of International Workshop on Electronic Crystals ECRYS 93, ECRYS 99*, J. de Phys. IV (France), Colloque C2, **3** (1993); **9** (1999).
19. Д.В.Бородин, С.В.Зайцев-Зотов, Ф.Я.Надь, ЖЭТФ **93**, 1394 (1987).
20. V.Ya.Pokrovskii, S.V.Zaitsev-Zotov, and P.Monceau, Phys. Rev. **B55**, 13377 (1997).
21. V.Ya.Pokrovskii and S.V.Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. **B61**, 13261 (2000).
22. J.C.Gill, Synth. Met. **43**, 3917 (1991).
23. J.McCarten, M.Maher, T.L.Adelman et al., Phys. Rev. **B43**, 6800 (1991).
24. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.