

## О возможном пространственном упорядочении частиц в электронных цепочках над жидким гелием

В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: nikolaenko@ilt.kharkov.ua*

Ю. Мухарский

*Service de Physique de l'état Condense, Departament de Recherche sur l'état Condense  
9101 Gif sur Yvette, Cedex BAT.772, CEA-Saclay  
E-mail: muh@drecam.saclay.cea.fr*

Статья поступила в редакцию 4 октября 2005 г., после переработки 20 декабря 2005 г.

Реализована квазиодномерная электронная система над жидким гелием (квазиодномерные наноканалы) высокой однородности и качества с использованием стеклянных световодов. Измерена проводимость  $\sigma$  в квазиодномерных наноканалах. Обнаружено, что характер температурной зависимости проводимости зависит от линейной плотности электронов в каналах  $n_l$ . При малом значении  $n_l$  ( $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) проводимость в области газового рассеяния экспоненциально возрастает с понижением температуры и удовлетворительно описывается теорией. При  $T < 1,1 \text{ К}$  наблюдается слабое уменьшение  $\sigma$  с понижением температуры. При больших значениях  $n_l$  обнаружено существенное уменьшение проводимости при низких температурах, которое связано либо с пространственным упорядочением частиц в одноэлектронной цепочке, либо с влиянием дефектов на подвижность носителей в проводящих квазиодномерных наноканалах.

Реалізована квазіодновимірна електронна система над рідким гелієм (квазіодновимірні наноканали) високої однорідності та якості з використанням скляних світководів. Виміряно провідність  $\sigma$  в квазіодновимірних наноканалах. Виявлено, що характер температурної залежності провідності залежить від лінійної густини електронів в каналах  $n_l$ . При малому значенні  $n_l$  ( $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) провідність в області газового розсіяння експоненціально збільшується із зниженням температури і задовільно описується теорією. При  $T < 1,1 \text{ К}$  спостерігається слабе зменшення  $\sigma$  зі зниженням температури. При більших значеннях  $n_l$  виявлено суттєве зменшення провідності при низьких температурах, яке пов'язане або з просторовим впорядкуванням частинок у одноелектронному ланцюжку, або з впливом дефектів на рухливість носіїв в квазіодновимірних наноканалах.

PACS: 67.40.Jg, 73.20.Dx, 73.20.Fz

**Ключевые слова:** кубит, поверхностные электроны, сверхтекучий гелий.

Исследование квазиодномерных и одномерных (1D) электронных систем представляет большой интерес в связи с тем, что в этих системах особенно ярко проявляется влияние эффектов размерности на перенос и локализацию носителей. Одним из перспективных направлений в этой области оказались реализация и детальное изучение квазиодномерных электронных систем над жидким гелием

[1–6]. Была исследована проводимость электронов и локализация носителей в такой системе [2,3], изучен магнитоперенос [4] и эффекты слабой локализации [5], обнаружен аномальный перенос при повышенной плотности электронов в проводящих каналах [6].

В последнее время обсуждается вопрос о возможности использования электронов, локализованных в

квантовых точках на поверхности сверхтекучего гелия, с целью создания кубитов для квантовых компьютеров [7]. Тот факт, что поверхность жидкого гелия является «мягкой», приводит к возникновению особых свойств таких квантовых точек. Несмотря на то что квазиодномерные и одномерные системы являются протяженными, их исследования могут оказаться полезными для понимания многих свойств квантовых точек на поверхности жидкого гелия.

Квазиодномерные электронные системы над жидким гелием реализуются с использованием профилированных диэлектрических подложек, которые помещаются на некоторой высоте  $H$  над жидкостью. На поверхность подложки натекает пленка сверхтекучего гелия, при этом на поверхности жидкости образуются протяженные «желобки» с радиусом кривизны  $r$ , зависящим от высоты  $H$ .

При наличии прижимающего электрического поля  $E_{\perp}$  возникает потенциал  $U(y) = eE_{\perp}y^2/2r$ , удерживающий электроны в канале (здесь  $e$  — заряд электрона). Движение электронов является свободным вдоль канала и осцилляторным поперек канала с частотой  $\omega_0 = (eE_{\perp}/mr)^{1/2}$  ( $m$  — масса электрона). Максимальное значение расстояния между энергетическими уровнями  $\Delta E = \hbar\omega_0$  ( $\hbar$  — постоянная Планка), полученное в работах [1–5], составляло  $\sim 0,3$  К. Поскольку опыты проводили при температуре  $T > 0,5$  К, то электроны занимали не только основной, но и более высоколежащие энергетические уровни, поэтому изученная в этих работах система не была строго одномерной.

В качестве профилированных подложек для создания квазиодномерных систем использовали либо оптические решетки [1,2], либо нейлоновую нить, намотанную плотно виток к витку на вспомогательную тонкую диэлектрическую пластинку [3–6]; таким образом создавалась система параллельных диэлектрических канавок. Недостатком оптических решеток в качестве профилированных подложек являлось то, что ширина проводящих каналов в них мала ( $\sim 10^{-4}$  см) и на движение электронов оказывали сильное влияние электроны, локализованные вблизи краев канала на тонкой пленке. Это приводило к уменьшению подвижности и частичной локализации носителей. Указанного недостатка была лишена подложка, в которой использовалась нейлоновая нить. Для проводящих каналов с использованием нейлоновой нити подвижности в опытах, проводившихся на свежеприготовленной подложке, были высокими и достигали теоретических значений. Однако с течением времени поверхность нейлоновых нитей ухудшалась, на ней появлялись дефекты и микротрещины. Это приводило к тому, что

подвижность носителей уменьшалась, возникали эффекты локализации.

В настоящей работе для создания квазиодномерных электронных систем над жидким гелием (проводящих наноканалов) применяли подложки, в которых использовали оптические стеклянные световоды. Способ реализации квазиодномерных проводящих каналов был аналогичен использованному на подложках с нейлоновыми нитями [3]. Измеряли проводимость носителей в таких каналах в области температур 0,6–1,8 К при линейной плотности электронов  $n_l = 3 \cdot 10^2 - 10^6$  см $^{-1}$ . Измерения проводили на частоте 20 кГц при ведущем потенциале  $U_g < 200$  мВ.

Подложку со световодами готовили следующим образом. На стеклянной пластинке размерами 24,5×19,1 мм и толщиной 1,2 мм плотно друг к другу размещали 60 стеклянных нитей длиной 24,5 мм и диаметром 0,125 мм (рис. 1,а). Защитное диэлектрическое покрытие световодов предварительно снималось. Диэлектрическая постоянная нитей составляла  $\epsilon = 2$  при комнатной температуре. Пластинка с нитями помещалась в измерительную ячейку. Подложка располагалась на высоте  $H = 5$  см над уровнем жидкого гелия, соответствующий радиус кривизны составлял  $r = 5$  мкм. На рис. 1,б приведен вид потенциальной энергии для прижимающего электрического поля  $E_{\perp} = 500$  В/см и указанного радиуса кривизны и показаны уровни энергии. Система измерительных электродов и метод измерения проводимости были аналогичны описанному в [3].

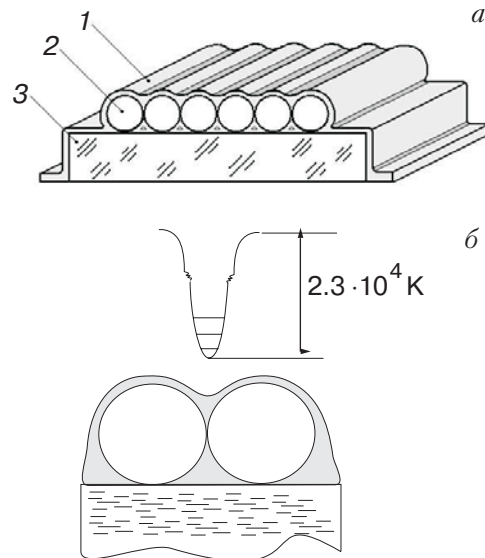


Рис. 1. а — Профилированная подложка со стеклянными световодами: 1 — пленка жидкого гелия, 2 — световод, 3 — стеклянная подложка. б — Вид потенциальной ямы и энергетические уровни локализованных электронов.  $E_{\perp} = 500$  В/см,  $r = 5$  мкм.

Полученные результаты представлены на рис. 2, где показана зависимость проводимости  $\sigma$  от температуры  $T$  для наноканалов с малой линейной плотностью электронов и значением прижимающего электрического поля  $E_{\perp} = 238$  В/см. Видно, что с понижением  $T$  от 1,5 до 1,1 К величина  $\sigma$  увеличивается приблизительно на два порядка. Зависимость  $\sigma(T)$  в этой области температур является более крутой по сравнению с предсказанной теорией [8]. Причина такого расхождения в настоящее время остается невыясненной. Возможно, параметры наноканалов слегка меняются с изменением температуры. При  $T < 1,1$  К величина  $\sigma$  незначительно уменьшается с понижением температуры. Отметим, что полученные данные относятся к случаю, когда расстояние между уровнями в квазиодномерной электронной системе составляет  $\Delta E = 0,22$  К; таким образом, рассматриваемая система не является строго одномерной. Следует иметь в виду, что, строго говоря, оценки величины  $\Delta E$  в квазиодномерных каналах верны, если кулоновское взаимодействие между электронами мало. Однако приближенно оценки масштабов поперечного движения, по-видимому, остаются в силе. Положение здесь во многом аналогично тому, которое имеет место для двумерной электронной системы над жидким гелием: расстояния между уровнями энергии практически не меняются с увеличением плотности электронов.

Как и в случае подложек, где для создания проводящих каналов использовалась нейлоновая нить, характер переноса менялся при увеличении плотности электронов в каналах (рис. 3). При понижении температуры значения проводимости, пройдя через максимум, начинали уменьшаться. Уменьшение  $\sigma$  было более существенным для каналов с большей плотностью электронов. Отметим, что характер температурной зависимости проводимости в области высоких температур также менялся. Если для ма-

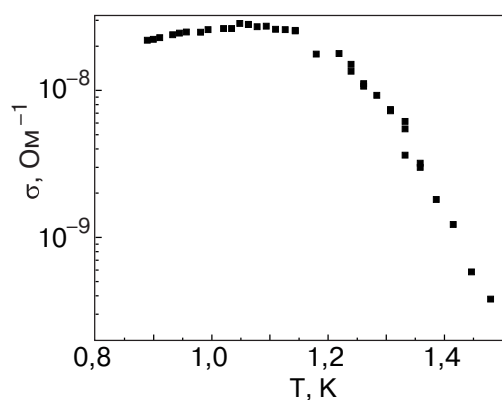


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости электронов в квазиодномерных каналах.  $E_{\perp} = 227$  В/см,  $n_l = 3,2 \cdot 10^2$  см<sup>-1</sup>.

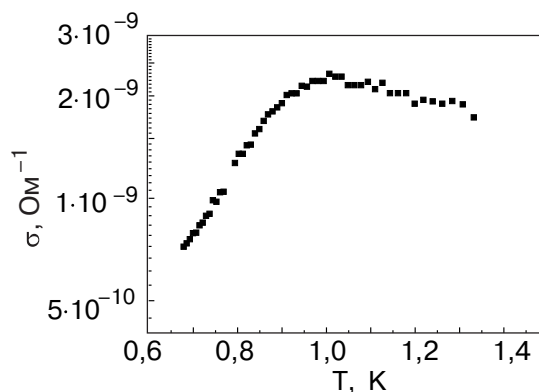


Рис. 3. Температурная зависимость проводимости электронов в наноканалах.  $E_{\perp} = 456$  В/см,  $n_l = 10^4$  см<sup>-1</sup>.

лых значений  $n_l$  величина  $\sigma$  увеличивалась приблизительно на два порядка при уменьшении  $T$  от 1,5 до 1,1 К, то для больших значений  $n_l$  это увеличение в той же области температур не превышало двух-трех раз.

Полученные данные свидетельствуют о том, что применение световодов для создания совершенных квазиодномерных и одномерных электронных систем над жидким гелием весьма перспективно. При этом удастся создать системы как с малой линейной плотностью электронов, так и с большим значением  $n_l$ , когда ширина проводящего канала становится  $\sim 10^{-3}$  см. Отметим, что применение световодов позволило реализовать каналы с малым радиусом кривизны жидкости  $r = 5$  мкм, что было невозможно выполнить на подложках с нейлоновыми нитями. Оптические световоды характеризуются совершенным круговым сечением, в то время как нейлоновые нити обладают некоторой эллиптичностью, что, вероятно, приводило к дополнительной неоднородности диэлектрических канавок, в которых реализовались проводящие каналы.

Из рис. 2 следует, что для малых значений  $n_l$  в области, где преимущественным является рассеяние электронов атомами гелия в паре, проводимость экспоненциально возрастает с понижением температуры. При  $T < 1,1$  К на зависимостях  $\sigma(T)$ , представленных на рис. 2 и 3, наблюдается уменьшение проводимости при понижении температуры. На рис. 2 это уменьшение небольшое, а на рис. 3 — более существенное. Уменьшение величины  $\sigma$  при низких температурах может быть объяснено либо неоднородностью проводящих каналов, либо пространственным упорядочением в квазиодномерной электронной системе. В первом случае это приводит к дополнительному рассеянию электронов с возможной локализацией электронов на случайном потенциале, возникающем вследствие неоднородности

канала. Во втором случае под пространственно локализованными электронами на поверхности жидкого гелия образуются лунки, вследствие продавливания поверхности жидкости электронами, и подвижность носителей уменьшается [9].

Теоретически упорядочение в квазиодномерной электронной системе с параболическим профилем удерживающего потенциала, который реализован в настоящей работе, было рассмотрено в [10]. Используя модифицированный критерий Линдемана, авторы построили фазовую диаграмму жидкость — упорядоченное состояние как для единичной электронной цепочки, так и для системы параллельных цепочек в канале. Полученные результаты были представлены в терминах приведенной температуры плавления

$$T'_m = \frac{T}{T_0}, \text{ где } T_0 = \left( \frac{m\omega_0^2 e^4}{2\varepsilon^2} \right)^{1/3} \frac{1}{k}$$

( $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная подложки, на которой формируется проводящий канал,  $k$  — постоянная Больцмана) и безразмерной линейной плотности  $\tilde{n}_l = nr_0/a$ , где  $n$  — число цепочек в квазиодномерной системе,  $a$  — среднее расстояние между частицами в цепочке,  $r_0 = (2e^2/m\varepsilon\omega_0^2)^{1/3}$  — некоторая единичная длина, зависящая от параметров потенциала. Было показано, что величина  $T'_m$  — сложная периодическая функция приведенной плотности  $\tilde{n}_l$ : величина  $T'_m$  максимальна, когда образуются стабильные электронные цепочки, и стремится к нулю, когда происходит изменение числа цепочек. При этом наиболее высокой оказывается температура упорядочения для одноэлектронной цепочки со значением  $\tilde{n}_l = 0,3$ .

Из анализа кривых, приведенных на рис. 2 и 3, видно, что если для зависимости  $\sigma(T)$  на рис. 2 проводящие каналы, по-видимому, отличались достаточно высоким качеством, то каналы, использованные для получения результатов, представленных на рис. 3, содержали больше дефектов. Об этом свидетельствует крутизна зависимостей  $\sigma(T)$  при относительно высоких температурах.

Важная характеристика проводящего канала — плотность носителей. В каналах ее определяли из известного теоретического значения подвижности при 1,5 К [7]. В проводящих каналах, данные о подвижности для которых представлены на рис. 3, плотность электронов определяли следующим образом. Подвижность носителей в этом случае была обусловлена как взаимодействием электронов с атомами гелия в паре, так и с неоднородностями каналов. В области температур 1,1–1,8 К температурная

зависимость проводимости может быть представлена на выражением

$$\sigma^{-1} = aT^{3/2}e^{-\Delta/T} + b(1 + \alpha T),$$

где  $\Delta = 6,77$  К,  $\alpha = 0,06$ ,  $a$  и  $b$  — коэффициенты, которые численно определялись для кривой, представленной на рис. 3. Первое слагаемое описывает рассеяние электронов атомами гелия в паре, второе — дефектами в каналах. Отсюда с использованием известной величины подвижности, обусловленной рассеянием электронов атомами гелия в паре, можно определить величину  $n_l$  ( $n_l = 10^4$  см<sup>-1</sup>). Это соответствует значению приведенной плотности  $\tilde{n}_l = 0,67$ . Отметим, что кривые на рис. 2 и 3 соответствуют случаю единичной линейной электронной цепочки.

Согласно фазовой диаграмме, приведенной в [10], температура упорядочения для значений  $\tilde{n}_l = 0,67$  составляет 0,85 К. Видна определенная корреляция между температурой, при которой начинается уменьшение проводимости, и температурой  $T'$ , следующей из фазовой диаграммы.

Согласно [10], расчетные данные не позволяют сделать вывод о наличии пространственного упорядочения электронов для линейных цепочек с  $\tilde{n}_l < 0,2$ . Для единичной электронной цепочки существует область приведенных плотностей, где среднеквадратичные смещения частиц друг относительно друга в цепочках  $\langle u^2 \rangle$  монотонно уменьшаются с понижением температуры. При этом на зависимости  $\langle u^2 \rangle$  от  $T$  не наблюдается резкого излома, связанного с переходом в упорядоченную фазу, как это имеет место для линейных цепочек с большим значением электронной плотности и для двумерного электронного слоя. Возможно, именно с этим связано то, что на полученной в работе экспериментальной зависимости  $\sigma(T)$  на рис. 3 не наблюдается резкого скачка, обусловленного переходом в упорядоченное состояние [11].

Еще одно возможное объяснение понижения проводимости, наблюдавшееся при значении приведенной плотности  $\tilde{n}_l = 0,67$ , может быть связано с наличием дефектов в проводящих каналах. При относительно высоких температурах ( $T < 1,1$  К) такие дефекты приводят к дополнительному рассеянию электронов, а при более низких температурах — к локализации и термоактивированному движению частиц. Однако такая причина уменьшения  $\sigma$  при  $T < 1,1$  К кажется менее вероятной, чем пространственное упорядочение частиц. Как установлено в проведенных опытах, температура, при которой начинается уменьшение  $\sigma$ , а также скорость уменьшения этой величины с понижением температуры зависит от линейной плотности электронов в каналах, чего не должно быть, если причина уменьшения

проводимости — локализация носителей. Следует отметить, что сделанный в работе вывод о пространственном упорядочении частиц в одноэлектронной цепочке является предварительным и нуждается в дополнительном подтверждении.

Таким образом, в настоящей работе реализована квазиодномерная электронная система над жидким гелием (квазиодномерные наноканалы) высокой однородности и качества с использованием стеклянных световодов. Показано, что в наноканалах образуются единичные электронные цепочки носителей. Измерена проводимость в квазиодномерных наноканалах, обнаружено, что характер температурной зависимости проводимости зависит от линейной плотности электронов  $n_l$  в каналах. При малом значении  $n_l$  ( $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ ) проводимость в области газового рассеяния экспоненциально возрастает с понижением температуры. При  $T < 1,1 \text{ К}$  наблюдается слабое уменьшение  $\sigma$  с понижением температуры, по-видимому, обусловленное некоторой неоднородностью каналов. При больших значениях электронной плотности обнаружено существенное уменьшение проводимости при низких температурах, которое связано либо с пространственным упорядочением частиц в одноэлектронной цепочке, либо с влиянием на подвижность носителей дефектов в каналах.

Эксперименты будут продолжены в область более низких температур и более широких интервалов линейных плотностей электронов.

Работа выполнена в рамках программы ECONET, проект № 08150YA.

1. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
2. Yu.Z. Kovdrya, V.A. Nikolaenko, H. Yayama, A. Tomokiyo, O.I. Kirichek, and I.B. Berkutov, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 191 (1998).
3. С.П. Гладченко, В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001).
4. В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.П. Гладченко, *ФНТ* **28**, 1203 (2002).

5. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, С.П. Гладченко, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 526 (2001).
6. С.П. Гладченко, Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **29**, 1265 (2003).
7. P.M. Platzman and M.I. Dykman, *Science* **284**, 1967 (1999).
8. S.S. Sokolov, Guo-Giant Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
9. P. Glasson, V. Dotsenko, P. Fozooni, M.J. Lea, W. Bailey, G. Papageorgiou, S.E. Anderson, and A. Kristinsen, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 176802-1 (2001).
10. G. Piacente, I.V. Schweigert, J.J. Betouras, and F.M. Peeters, *Phys. Rev.* **B69**, 045324 (2004).
11. R. Mehrotra, C.J. Guo, V.Z. Ruan, D.B. Mast, and A.J. Dahm, *Phys. Rev.* **B29**, 5239 (1984).

#### About a possible ordering of particles in electron chains over liquid helium

V.A. Nikolaenko, Yu.Z. Kovdrya, and Yu. Mukharskii

A quasi-one-dimensional electron system over liquid helium (Q1D nanochannels) has been realized with using a glass light guides. The conductivity  $\sigma$  in the Q1D nanochannels has been measured. It is found that the behavior of the temperature dependence of conductivity depends on linear electron density in the channels  $n_l$ . At a small value of  $n_l$  ( $\sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ) the conductivity increases with decreasing temperature  $T$  in the region of gas scattering and is described satisfactorily by the theory. A weak decrease in  $\sigma$  is observed at  $T < 1.1 \text{ K}$ . At large values of  $n_l$  an essential reduction of conductivity is observed at low temperatures which is connected either with the spatial ordering of particles in a one-electronic chain, or with the influence of carriers of defects on mobility in conducting Q1D nanochannels.

**Keywords:** quantum bit, surface electrons, superfluid helium.