

Транспорт носителей и локализация в одномерной электронной системе над жидким гелием

С. П. Гладченко, В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. С. Соколов

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, 61164, г. Харьков, Украина
E-mail: nikolaenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 30 июня 2000 г., после переработки 3 августа 2000 г.

Измерена подвижность носителей в близкой к одномерной электронной системе над жидким гелием. Одномерные проводящие каналы создавались с использованием кривизны поверхности жидкого гелия, покрывающего профилированную диэлектрическую подложку, и прижимающего электрического поля, удерживающего электроны на дне жидких «желобков». Измерения проведены в области температур 0,5–1,6 К в интервале линейных плотностей $(0,5-2,5) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при напряжении генератора 2–200 мВ. Показано, что для чистой подложки подвижность электронов определяется их взаимодействием с атомами гелия в паре и риплонами; результаты измерений удовлетворительно согласуются с теоретическим расчетом, сделанным в предположении отсутствия локализации. Установлено, что для подложек с зарядом или дефектами на поверхности подвижность электронов уменьшается по сравнению с аналогичной величиной для чистой подложки и при температуре $T < 1$ К либо практически не зависит от температуры, либо незначительно уменьшается с понижением температуры. Обнаружено, что частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе проводящих каналов, увеличивается с уменьшением подвижности электронов. Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены локализацией в одномерной электронной системе на случайном потенциале и диффузным движением носителей с перескоками из одного локализованного состояния в другое.

Вимірюно рухливість носіїв в близькій до одновимірній електронній системі над рідким гелієм. Одновимірні провідні канали були утворені з використанням кривини поверхні рідкого гелію, що покривав профільовану діелектричну підкладку, і притискуючого електричного поля, яке утримувало електрони на дні рідких «жолобків». Вимірювання проведено в області температур 0,5–1,6 К в інтервалі лінійних густин $(0,5-2,5) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при напрузі генератора 2–200 мВ. Показано, що для чистої підкладки рухливість електронів визначається їх взаємодією з атомами гелію в парі і ріплюнами; результати вимірювань задовільно погоджуються з теоретичним розрахунком, зробленим в припущенні відсутності локалізації. Встановлено, що для підкладок з зарядом або дефектами на поверхні рухливість електронів зменшується у порівнянні з аналогічною величиною для чистої підкладки і при температурі $T < 1$ К або практично не залежить від температури, або трохи зменшується із зниженням температури. Виявлено, що частота плазмових коливань, які розповсюджуються у системі провідних каналів, зростає зі зменшенням рухливості електронів. Спостережені ефекти можуть бути пояснені локалізацією в одновимірній електронній системі на випадковому потенціалі і дифузним рухом носіїв з перескоками з одного локалізованого стану у інший.

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

Введение

Исследованиям квазиодномерных ($Q1D$) и одномерных ($1D$) электронных систем, как экспериментальным, так и теоретическим, в последнее время уделяется большое внимание в связи с успехами в литографии и получении в полупроводниках достаточно чистых наноструктур. В то же время известно, что электроны, локализован-

ные над поверхностью жидкого гелия, формируют очень чистую и однородную систему, характеризующуюся такими свойствами, как высокая подвижность носителей, сильное электрон-электронное взаимодействие, наличие которого приводит в двумерном электронном слое к фазовому переходу в кристаллическое состояние, и рядом других не менее интересных особенностей. Вследствие этого представляло большой интерес реали-

зовать квазиодномерные и одномерные электронные системы над жидким гелием, учитывая все те преимущества, которыми обладают поверхностные электроны по сравнению с низкоразмерными системами в полупроводниках.

Характер переноса в $1D$ и $Q1D$ электронных системах сильно отличается от характера переноса в системах с более высокой размерностью, в частности тем, что в них более ярко проявляются эффекты локализации. В низкоразмерных электронных системах над жидким гелием электронный газ подчиняется бoльцмановской статистике, так что величина волнового вектора электрона изменяется от больших значений до очень малых. Это должно приводить к своеобразным особенностям в явлении локализации. Для электронных систем над жидким гелием хорошо изучены характеристики взаимодействия электронов с рассеивателями, которыми являются атомы гелия в паре и тепловые возбуждения поверхности (риплонь). Это дает возможность достаточно надежно выделить размерные эффекты, что вызывает дополнительный интерес к исследованию одномерных систем над жидким гелием.

Ранее был предложен способ получения одномерных электронных систем над жидким гелием с помощью узких диэлектрических полосок [1] и металлических проволочек [2], расположенных на малой глубине под поверхностью жидкого гелия, параллельно ей. Электроны под действием силы электростатического изображения со стороны диэлектрических полосок и положительного потенциала, подаваемого на металлические проволочки, концентрируются вблизи них, образуя квазиодномерную или одномерную систему. Однако реализовать такой способ оказалось технически трудно из-за необходимости точной установки под поверхностью жидкого гелия на глубине 10^{-5} – 10^{-4} см полосок или проволочек параллельно поверхности жидкого гелия, а также из-за неконтролируемого влияния на однородность системы естественной шероховатости материала полосок или проволочек. В работе [3] был предложен иной способ создания $Q1D$ и $1D$ электронных систем с помощью искривлений поверхности жидкого гелия, затекающего под действием капиллярных сил в единичную канавку или систему параллельных канавок диэлектрической подложки, помещенной на некоторой высоте над уровнем жидкого гелия. При этом на его поверхности образуется «желобок» или система «желобков» с определенным радиусом кривизны r . Прижимающее электрическое поле E_{\perp} собирает электроны на дне «желобков» и образует в зависимости от

величин r и E_{\perp} квазиодномерную или одномерную электронную систему. Поскольку электроны в «желобках» находятся на большом расстоянии от подложки, шероховатости поверхности подложки практически не влияют на поведение носителей.

Подобные системы реализованы в работах [4,5] с использованием в качестве подложек стеклянных оптических решеток высокого качества с параллельными канавками различных размеров и различным расстоянием между ними, а также в [6] с использованием двух майларовых пленок, сходящихся под острым углом и образующих единичный канал. Изучен перенос носителей в таких системах в широком интервале температур, концентраций электронов и прижимающих электрических полей [7,8].

С указанными подложками были получены только $Q1D$ системы. Это обусловлено тем, что стекло имеет достаточно большую диэлектрическую постоянную, и в местах, покрытых тонкой гелиевой пленкой, локализовались электроны, которые оказывали сильное влияние на движение носителей, находящихся в желобках над массивным гелием. При этом высокая подвижность носителей могла быть достигнута только для широких каналов ($\sim 10^{-4}$ см), где поперек канала обычно находилось несколько электронов, а для узких каналов, где влияние локализованных на пленке электронов было велико, проявлялись процессы локализации и подвижность носителей уменьшалась. Что касается единичного канала, образованного двумя майларовыми пленками, то для того чтобы зафиксировать сигналы, необходимо было накопить в нем достаточное количество электронов, и поэтому поперек такого канала также находилось достаточное число электронов.

Низкоразмерная электронная система, близкая к одномерной, в которой поперек канала находилась только один электрон, была получена в [9,10]. В этой работе канавки, куда затекал гелий, создавались из диэлектрика с гладкой поверхностью и малой диэлектрической постоянной. Это позволяло прижимающим электрическим полем убирать заряд с гелиевой пленки, покрывающей подложку, и получать достаточно чистую одномерную систему.

В настоящей работе проведены подробные исследования кинетических свойств носителей в одномерной электронной системе над жидким гелием в температурном интервале 0,5–1,6 К при частоте 100 кГц в прижимающих электрических полях до 450 В/см при различных линейных плотностях электронов в проводящих каналах.

Построение статьи следующее. В разд. 1 описана экспериментальная ячейка, приведен расчет, позволяющий по экспериментальным данным о контактансе ячейки определить подвижность электронов μ и частоту плазменных колебаний ω_p в системе проводящих каналов. В разд. 2 представлены результаты измерений величин μ и ω_p для «чистой» подложки и подложки, на поверхности которой находятся заряд и дефекты, возникающие с течением времени в результате старения. В разд. 3 анализируются полученные результаты, рассматриваются различные механизмы переноса и локализации носителей. В заключении кратко подытожены основные выводы работы.

1. Эксперимент

Использованная в работе экспериментальная ячейка, подложка и методика измерений аналогичны описанным в [9]. Экспериментальная ячейка представлена на рис. 1, *а*. Над измерительными электродами *A*, *B* и *C*, размеры которых составляли 15,6×9,2; 2×9,2 и 15,6×9,2 мм соответственно, размещалась диэлектрическая подложка 1. Электроды *A*, *B* и *C* поддерживались при нулевом потенциале, к электродам 2, 3 прикладывался отрицательный потенциал V_{\perp} . Отрицательный потенциал V_g прикладывался к охранному электроду 4, причем выполнялось условие $|V_g| > |V_{\perp}|$. Это позволяло получить на поверхности

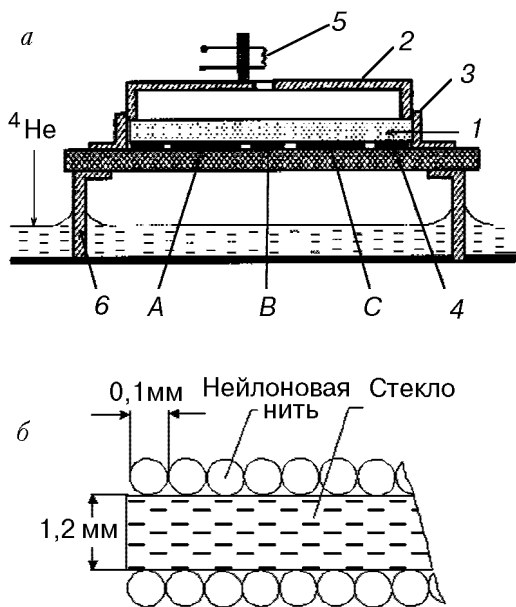


Рис. 1. Измерительная ячейка: 1 — подложка; 2, 3 — прижимающие электроды; 4 — охранный электрод; 5 — нить накалывания; 6 — медный остов; *A*, *B*, *C* — измерительные электроды (*а*). Подложка (*б*).

жидкого гелия, покрывающего подложку, электронное пятно с достаточно резкими границами.

Система канавок из диэлектрика с малой диэлектрической проницаемостью формировалась следующим образом. На стеклянную пластинку размерами 24,5×19,1 мм и толщиной 1,2 мм была намотана виток к витку нейлоновая нить диаметром 0,1 мм. Использовалось несколько видов нитей, при этом выбирали нить с наиболее гладкой, лишенной дефектов поверхностью. Такая подложка располагалась в экспериментальной ячейке на некоторой высоте H над уровнем жидкого гелия. Под действием капиллярных и ван-дер-ваальсовских сил жидкий гелий натекал на подложку, при этом на вершущках нейлоновых нитей находилась гелиевая пленка толщиной $2,5 \cdot 10^{-6}$ см, а между нитями образовывались «желобки» из жидкого гелия (рис. 1, *б*). Кривизна поверхности жидкого гелия в «желобках» зависит от H и определяется выражением $r = \alpha / \rho g H$, где α — поверхностное натяжение; ρ — плотность жидкого гелия; g — ускорение силы тяжести. Эксперименты проводились при $r = 35$ мкм. Проводящая система состояла из 150 каналов.

Диэлектрическая постоянная нейлона при гелиевых температурах определена экстраполяцией значений, полученных нами при комнатной и азотной температурах, и приблизительно равна 1,5.

Как показывает расчет, проведенный в [3], электроны, собранные на дне жидких каналов под действием прижимающего электрического поля E_{\perp} , совершают осцилляционное движение перпендикулярно проводящим каналам с частотой, определяемой величинами E_{\perp} и r :

$$\omega_0 = \left(\frac{eE_{\perp}}{mr} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона. Соответственно энергетический спектр частиц имеет вид

$$E = (n + 1/2)\hbar\omega_0, \quad (2)$$

где \hbar — постоянная Планка, $n = 0, 1, 2, \dots$

Вид потенциальной ямы, в которой локализованы электроны, а также энергетические уровни для использованного в работе прижимающего электрического поля $E_{\perp} = 450$ В/см представлены на рис. 2. Видно, что потенциальная яма, в которой локализованы электроны, достаточно глубока (~ 6000 К). В верхней ее части видна особенность, обусловленная силами изображения, действующими на электроны со стороны твердой подложки в тех местах, где равновесная толщина пленки становится малой. Заметим, что практи-

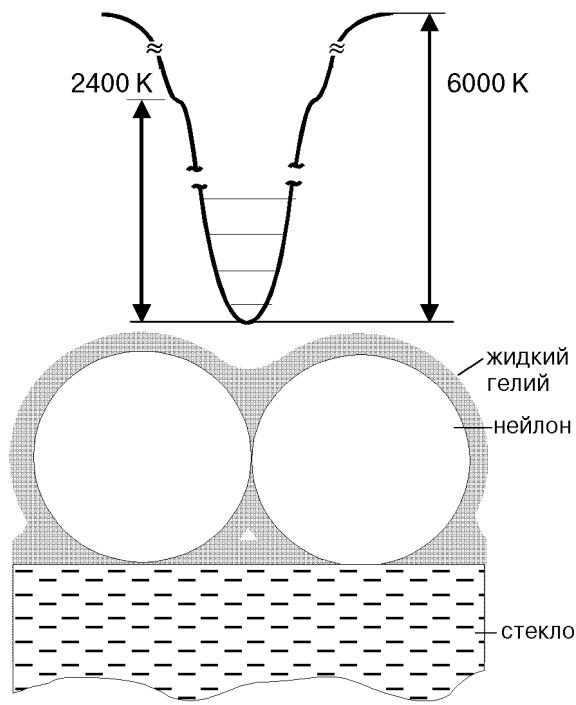


Рис. 2. Схематическое изображение профиля потенциальной энергии электрона в жидком канале при $E_{\perp} = 450$ В/см.

чески отсутствует потенциальный барьер, который мог бы удерживать электроны над пленкой. Это дает возможность в эксперименте удалять все электроны с тонких слоев пленки в жидкие «желобки», где электроны находятся над толстым слоем гелия, и таким образом обеспечивать достаточно хорошую однородность одномерной системы.

Проведены измерения 0° -й и 90° -й компонент электрического сигнала, прошедшего через измерительную ячейку. Напряжение от генератора подавали на электрод A , сигнал, прошедший через ячейку, снимали с электрода C , при этом ведущее электрическое поле E_{\parallel} было направлено вдоль жидких каналов. Сигнал усиливался малошумящим предусилителем и поступал на синхронный усилитель.

Типичные температурные зависимости 0° -й (U_0) и 90° -й (U_{90}) компонент сигнала, прошедшего через заряженную электронами ячейку, представлены на рис. 3. Видно, что величина U_0 достаточно сильно зависит от температуры T , а величина U_{90} остается практически постоянной во всем температурном интервале. Приведенные данные относятся к малым линейным плотностям электронов в проводящих каналах n_j , при увеличении n_j , а значит, и проводимости каналов, характер температурной зависимости U_{90} меняется: величина U_{90} начинает возрастать с понижением температуры.

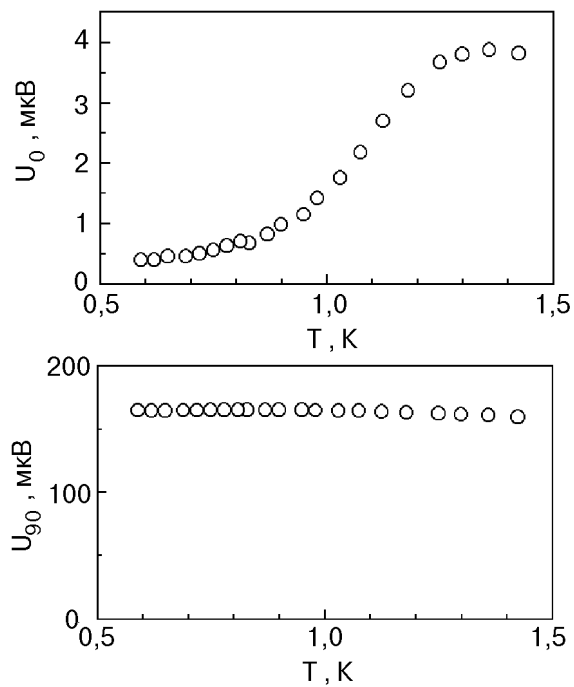


Рис. 3. Температурная зависимость U_0 - и U_{90} -компонент сигнала для чистой подложки.

Полученные значения U_0 и U_{90} позволили определить действительную G_r и мнимую G_i части кондуктанса ячейки, обусловленного электронами. В работе проведен расчет подвижности электронов в проводящих каналах. Расчет аналогичен проведенному для двумерного электронного слоя, находящегося над электродами заданной конфигурации [11]. На рис. 4 схематически изображены электроды и ячейка (вид сбоку) с соответствующими обозначениями, используемыми при расчетах.

Решение электродинамической задачи о распределении электрического поля в экспериментальной ячейке позволило установить связь измеряемого сигнала с проводимостью системы параллельных каналов. Предполагается, что на входной электрод подается переменное напряжение $V_0 \exp(i\omega t)$. Самосогласованное электрическое поле частотой ω удовлетворяет уравнению

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}' - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathbf{J} \delta(z - d), \quad (3)$$

где c — скорость света; \mathbf{J} — ток электронов в системе проводящих каналов, расположенных на расстоянии $z - d$ от нижнего электрода. Ток электронов в ячейке может быть представлен в виде

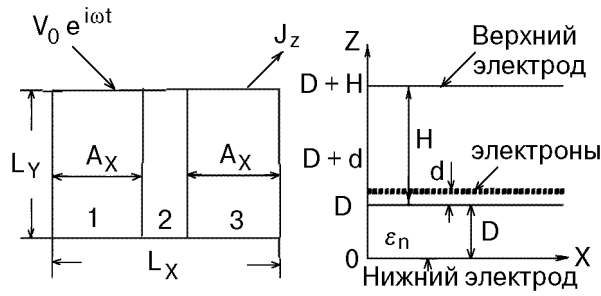


Рис. 4. Схематическое изображение измерительных электродов.

$$J_x = \sum_{k=1}^N j_k f(y - ky_0), \quad j_k = \sigma_k E_x^{d+D}, \quad \sigma_k = n_j e \mu. \quad (4)$$

Здесь n_j — одномерная плотность электронов в канале: $n_j = N/N_k A_x$, где N — полное число электронов, N_k — число проводящих каналов в ячейке. Используя (3), получаем уравнение для поля E_x вдоль проводящих каналов в ячейке:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c} E_x = \frac{4\pi i}{\omega} \delta(z - d - D) \times \sum_{k=1}^N \left[\frac{\partial^2 j_k}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} j_k \right] f(y - ky_0). \quad (5)$$

С учетом граничных условий для электрического поля в подложке и слое гетия $E_x^{(1)} = E_x^{(2)}|_{z=D+d}$, $E_x^{(2)} = E_x^{(3)}|_{z=D}$, $E_z^{(2)}|_{z=D} = \epsilon_n E_z^{(3)}|_{z=D}$ уравнение (5) позволяет найти E_x при различных значениях z и с помощью соотношения

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{4\pi i}{\omega} \times \operatorname{div} \left(\sum_{k=1}^N j_k \delta(y - ky_0) \right) \delta(z - d - D) \quad (6)$$

определить E_z в ячейке, в том числе и при $z = 0$, и соответственно вычислить ток J_z . Выражение для тока J_z на приемном электроде имеет вид:

$$J_z = V_0 \exp(i\omega t) (G_r + i\omega G_i). \quad (7)$$

Величины G_r и G_i могут быть представлены в следующем виде:

$$G_r = \frac{n_j}{b} e^2 \sum_{n,l=1}^{\infty} \Lambda_{nl} \frac{e\omega^2 \chi_1 \lambda}{(m\omega_p^2 - e\omega \chi_2 \lambda)^2 + (e\omega \chi_1 \lambda)^2}; \quad (8)$$

$$G_i = \frac{n_j}{b} e^2 \sum_{n,l=1}^{\infty} \Lambda_{nl} \frac{(m\omega_p^2 - e\omega \chi_2 \lambda)\omega}{(m\omega_p^2 - e\omega \chi_2 \lambda)^2 + (e\omega \chi_1 \lambda)^2} + G_0. \quad (9)$$

Здесь величина G_0 характеризует импеданс ячейки в отсутствие электронов, величины χ_1 и χ_2 , имеющие смысл активной и реактивной составляющих сопротивления в пересчете на один электрон, определяются соотношением $\mu^{-1} = \chi_1 + \chi_2$; b — расстояние между каналами; ω_p — частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе параллельных проводящих каналов. При расчете предполагалось, что распределение электронной плотности поперек канала носит δ -образный характер. Параметры Λ_{nl} и λ в выражениях (8), (9) определяются геометрией ячейки:

$$\Lambda_{nl} = \frac{16\epsilon_n L_y (-1)^n \sin^2 [\pi(A_x/L_x)n] \operatorname{sh}^2 [\pi(H-d)n/L_x]}{\pi^2 L_x (2l-1)^2 \Delta_{HD}^2}, \quad \Delta_{HD} = \epsilon_n \operatorname{ch}(q_x D) \operatorname{sh}(q_x H) + \operatorname{ch}(q_x H) \operatorname{sh}(q_x D); \quad (10)$$

$$\lambda = \left[\frac{\pi(2l-1)}{2N_k} \sum_{l,j=1}^N \sin \left(j \frac{\pi y_0 (2l-1)}{L_y} \right) \right]^{-1}. \quad (11)$$

Здесь ϵ_n — диэлектрическая постоянная подложки; q_x — волновой вектор плазменных колебаний; y_0 — характерный размер локализации электрона поперек канала.

В работе также рассчитана частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе проводящих каналов ω_p :

$$\omega_p^2(q) = \frac{4\pi n_j e^2}{mb} q_x \frac{\Delta_{Dd}}{\Delta_{HD}} \operatorname{sh} [(q_x(H-d))], \quad (12)$$

$$q_x = \frac{\pi}{L_x} n, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$\Delta_{Dd} = \epsilon_n \operatorname{ch}(q_x D) \operatorname{sh}(q_x d) + \operatorname{ch}(q_x d) \operatorname{sh}(q_x D).$$

Оценки показывают, что для использованной в работе частоты сигнала слагаемыми, содержащими χ_2 в выражениях (8), (9), можно пренебречь. Таким образом, соотношения (8)–(11) позволяют по экспериментально полученным значениям G_i и G_r определить величины μ и ω_p как подгоночные параметры.

Эксперимент проводился следующим образом. Поверхность жидкого гелия, смачивающего подложку, заряжалась при небольшом прижимающем потенциале V_{\perp} (порядка нескольких десятых вольта) с помощью зажигаемой на короткое время миниатюрной нити накаливания. При этом электроны попадали как на поверхность жидкого гелия, находящегося между нейлоновыми нитями, так и на тонкую гелиевую пленку на верхушках нитей. Заряджение поверхности жидкого гелия регистрировалось по изменению измеряемого сигнала. Затем V_{\perp} уменьшали до нуля, при этом электроны с массивного жидкого гелия уходили, а электроны над тонкой пленкой, удерживаемые достаточно большими силами изображения, действующими со стороны подложки, оставались. Измерительный сигнал при этом восстанавливался до первоначального значения, поскольку подвижность электронов, локализованных над гелиевой пленкой, мала и не дает вклада в импеданс ячейки [12]. Затем, не включая нити накаливания, прикладывали прижимающий потенциал до 150 В, под действием которого электроны, находящиеся над гелиевой пленкой, перемещались на дно жидких «желобков». Подвижность электронов при этом резко возрастала, и появлялся сигнал. Данная процедура позволяла изменять число электронов в проводящем канале от наименьшего, которое определяется чувствительностью аппаратуры, до очень большой величины, при которой еще сохраняется устойчивость заряженной поверхности гелия.

Такой способ зарядки жидких каналов обычно приводил к высоким значениям подвижности при низких температурах. Однако иногда электроны в процессе зарядки или при слишком быстром изменении температуры попадали на подложку. При этом подвижность электронов при низких температурах оказывалась ниже, чем для чистой подложки, уменьшение μ было тем более значительным, чем больше зарядов оказывалось на подложке. С течением времени сама подложка портилась, что также приводило к уменьшению μ .

Для определения подвижности электронов необходимо знать линейную плотность электронов в проводящем канале n_j . Методика расчета этой величины, когда прижимающее поле компенсиру-

ется собственным полем слоя электронов (насыщенный случай), описана в [7]. В ненасыщенном случае при относительно высоких температурах ($\sim 1,5$ К) величина n_j определялась из отношения сопротивления каналов к сопротивлению в насыщенном случае. При этом использовались значения подвижности электронов в одномерной электронной системе, полученное в [13]. При $T = 1,5$ К величина μ слабо зависит от прижимающего поля E_{\perp} и плотности электронов, так что, зная сопротивление каналов, можно было определить n_j . Значения n_j , определенные этими методами, совпадают с точностью до 30%. Как правило, в работе использовался второй метод определения n_j , который дает существенно более точные значения этой величины. Точность определения величин μ и ω_p составляла $\sim 20\%$.

Интервал линейных плотностей в проводящих каналах, исследовавшихся в работе, составлял $5 \cdot 10^3 - 2,5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, что соответствовало наибольшему среднему расстоянию между электронами в канале $a = 2 \cdot 10^{-4}$ см.

Таким образом, в настоящей работе была реализована система, близкая к одномерной. Глубина потенциальной ямы, в которой электроны локализовались перпендикулярно жидкому каналу, была достаточно большой, что позволяло надежно удерживать электроны на дне жидких «желобков».

2. Результаты эксперимента

На рис. 5 представлены температурные зависимости подвижности электронов μ в одномерной электронной системе над жидким гелием для чистой незаряженной подложки (зависимость 1) и для подложек с дефектами и зарядом на ее поверхности (зависимости 2–4). Как видно, для всех подложек μ с понижением температуры вначале достаточно резко возрастает, при $T < 0,9$ К подвижность для чистой подложки увеличивается с понижением T более плавно, а для заряженных подложек или подложек с дефектами либо практически перестает зависеть от T (зависимости 2, 3), либо незначительно уменьшается с понижением температуры (зависимость 4). Интересно отметить, что если при $T \approx 1,5$ К значения подвижности для всех подложек практически совпадают, то при $T \approx 0,5$ К подвижность для чистой подложки более чем на порядок выше подвижности для подложки с большим количеством заряда (зависимость 4). Заметим, что уже при $T \approx 1,2$ К для сильно заряженной подложки значение подвижности оказывается заметно меньше, чем для чистой подложки.

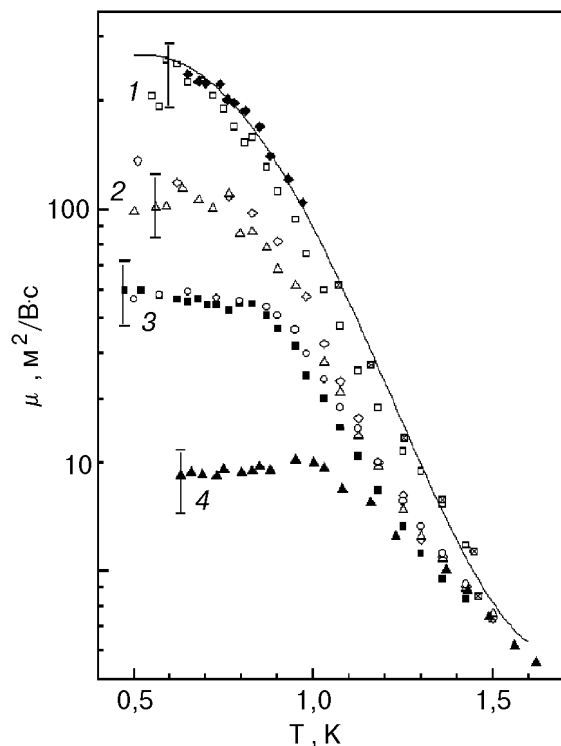


Рис. 5. Температурная зависимость подвижности электронов в 1D системе над жидким гелием для различных состояний подложки: 1 – чистая подложка в начале серии экспериментов при различных n_j , 10^3 см^{-1} : 6,04 (\square); 8 (\blacklozenge); 56 (\blacklozenge). 2–4 – подложки с зарядом и дефектами на поверхности при различных n_j , 10^3 см^{-1} : 6,6 (\diamond); 4,8 (Δ); 15,04 (\blacksquare); 6,6 (\circ); 100 (\blacktriangle). Сплошная линия – теоретический расчет [13].

На рис. 6 приведены значения частоты плазменных колебаний ω_p как функции подвижности электронов для подложек различной чистоты, которым соответствуют зависимости $\mu(T)$ на рис. 5. Видно, что ω_p для подложки, характеризующейся

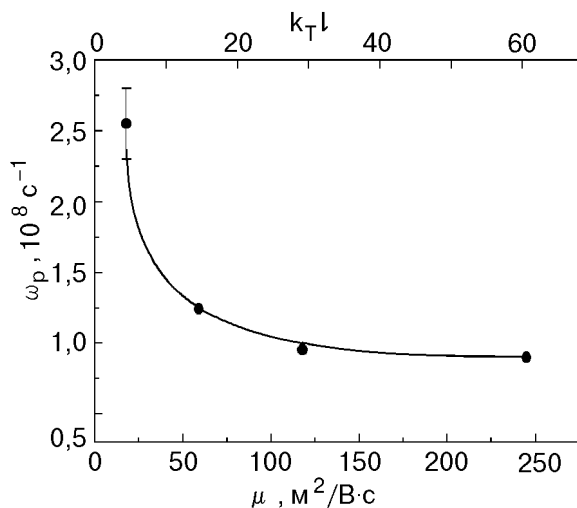


Рис. 6. Частота плазменных колебаний ω_p как функция подвижности электронов в 1D системе. $T = 0,6 \text{ К}$.

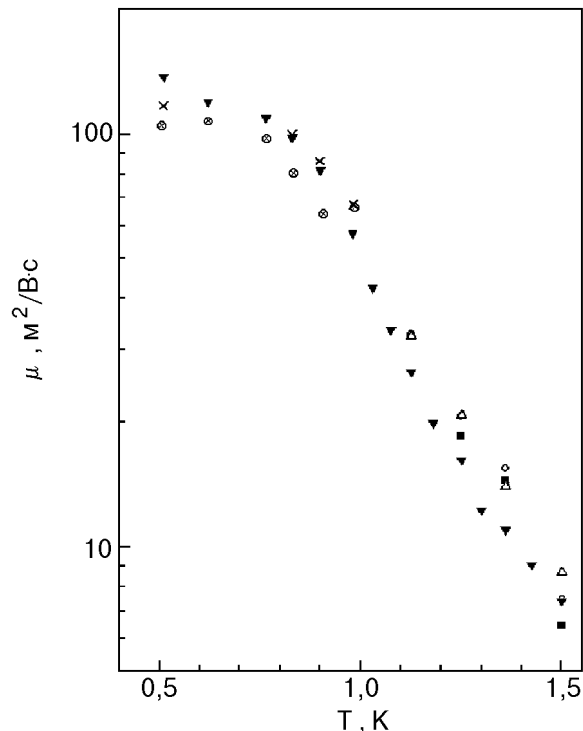


Рис. 7. Температурная зависимость подвижности электронов μ для различных напряжений генератора U_g , мВ: 2 (x); 20 (\blacktriangledown , \circ); 80 (\boxtimes , \blacksquare); 200 (Δ). Концентрация носителей $n_j = 4,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$.

самым низким значением μ , приблизительно в 2,5 раза больше аналогичного значения для чистой подложки. Найденные значения ω_p практически не зависят от температуры и весьма слабо зависят от n_j . Экспериментально обнаружено, что величина ω_p тем выше, чем больше дефектов и зарядов находится на подложке. Следует отметить, что теоретическое значение величины ω_p для $n_j = 2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, рассчитанное по формуле (12), приблизительно в три раза меньше экспериментального.

Эксперименты по измерению подвижности электронов проводились в интервале напряжений генератора $U_g = 2\text{--}200 \text{ мВ}$, при этом не было обнаружено заметного влияния величины U_g на подвижность. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 7, где приведена зависимость $\mu(T)$ для различных значений U_g . (При $U_g = 20 \text{ мВ}$ эта зависимость соответствует экспериментальной зависимости 2 на рис. 5.)

3. Обсуждение результатов

Исследованная в настоящей работе электронная система позволяет проверить особенности кинетических свойств и локализации носителей, характерные для одномерных и квазиодномерных систем.

Как уже отмечалось, глубина потенциальной ямы U , типичная для реализованной одномерной электронной системы, в каждом из проводящих каналов составляет 6000 К; при этом характерный размер локализации электронов поперек каналов, находящихся на основном энергетическом уровне $y_0 = [\hbar/m\omega_0]^{1/2}$, для прижимающего электрического поля $E_{\perp} = 450$ В/см составляет $\sim 10^{-5}$ см; расстояние между энергетическими уровнями $\Delta E = 0,13$ К. Величина U при этом была много больше энергии межэлектронного взаимодействия U_{ee} . При $a \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см в рассматриваемой 1D системе $U_{ee} \approx 7-8$ К. Таким образом, отношение $U_{ee}/\Delta E \approx 60$, что несколько больше аналогичной величины, полученной для двумерной электронной системы над жидким гелием. К сожалению, в экспериментах не выполнялось условие $\Delta E > kT$ (k — постоянная Больцмана), так что электроны находились не только на основном энергетическом уровне, но и на более высоколежащих уровнях. Это увеличивало средний поперечный размер канала. Характерный размер локализации электронов, находящихся на уровне n , $y_n \approx y_0(2n+1)^{1/2}$. При 0,5 К $y_n \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см, при $T = 1,5$ К величина $y_n \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см.

Как известно (см., например, [14]), низкоразмерная система является с хорошим приближением одномерной, если расстояние, на которое диффундирует электрон между неупругими соударениями, разрушающими когерентность волновой функции, $L_{Th} = (v_T \tau_0 \tau_{in})^{1/2}$, много больше поперечных размеров системы (здесь v_T — тепловая скорость электрона; τ_0 — время релаксации за счет упругих столкновений; τ_{in} — время релаксации за счет неупругих столкновений). Мы предполагаем, что τ_{in} порядка величины τ , определяемой из данных о подвижности электронов на чистой подложке (табл. 1), а величина τ_0 близка к величине τ , определяемой по данным о подвижности на подложках с дефектами на поверхности (табл. 2). Как видно из табл. 2, для зависимостей 3 и 4 на рис. 5 при $T < 1$ К величина $L_{Th} > y_n$, характеризующей «ширину» проводящего канала. Отметим также, что характерная длина локализации ξ , которая для одномерных систем принимается равной $3l$ (l — длина пробега) [15], по крайней мере при $T < 1$ К также больше y_n . Таким образом, можно, по-видимому, считать, что по своим основным свойствам изучаемая система близка к одномерной.

На рис. 5 видно, что подвижность электронов на чистой подложке при относительно высоких температурах быстро возрастает с уменьшением температуры. При $T < 0,8$ К изменение μ с тем-

Основные параметры квазиодномерной системы над жидким гелием при использовании чистой подложки

T, К	Параметры системы *		
	μ , м ² /В·с	τ , 10 ⁻⁹ с	l , 10 ⁻⁴ см
0,5	250	1,4	3,1
1,0	65	0,37	1,1
1,5	7	0,04	0,15

П р и м е ч а н и е : Данные приведены для рис. 5 (зависимость 1).

Таблица 2

Основные параметры квазиодномерной системы над жидким гелием для подложки с зарядом и дефектами на поверхности

T, К	Параметры системы									
	Зависимость 3, рис. 5					Зависимость 4, рис. 5				
	μ , м ² /Вс	τ , 10 ⁻¹⁰ с	l , 10 ⁻⁵ см	L_{Th} , 10 ⁻⁴ см	$k_T l$	μ , м ² /Вс	τ , 10 ⁻¹⁰ с	l , 10 ⁻⁵ см	L_{Th} , 10 ⁻⁵ см	$k_T l$
0,5	65	3,7	8,1	1,6	15,5	19	1,1	2,4	8,5	4,6
1,0	40	2,3	7,1	0,9	22	20	1,15	3,5	6,3	9,3
1,5	7	0,4	1,5		5	7	0,4	1,5		5

пературой становится менее резким. Такая зависимость $\mu(T)$ обусловлена тем, что в области температур 0,9–1,5 К подвижность носителей в одномерной системе при отсутствии локализации, так же как и в случае двумерной электронной системы над жидким гелием, определяется преимущественным рассеянием атомами гелия в паре, число которых экспоненциально уменьшается с понижением температуры. При $T < 0,8$ К величина μ обусловлена взаимодействием электронов с риплонами.

Теоретически подвижность носителей в одномерной электронной системе при отсутствии локализации была рассмотрена в [3,13]. В работе [3] рассматривался случай, когда все электроны находятся на основном энергетическом уровне, в [13] учитывалось влияние на проводимость также и электронов, находящихся на более высоких энергетических уровнях. На рис. 5 сплошной линией приведены результаты расчета [13], экстраполированные к значениям прижимающего поля $E_{\perp} = 450$ В/см. Как видно на рисунке, результаты расчета хорошо согласуются с данными экспе-

римента. Следует, однако, заметить, что расчетная кривая и экспериментальные данные относятся к различным значениям радиуса кривизны r . Можно, тем не менее, предполагать, что результаты расчета слабо чувствительны к величине r , поскольку электроны, находящиеся на более высоких энергетических уровнях, что реализуется в рассматриваемой системе, дают заметный вклад в общий ток в проводящих каналах. Косвенно это подтверждается тем фактом, что подвижность для двумерной электронной системы над жидким гелием [16], рассчитанная при том же значении прижимающего электрического поля, имеет приблизительно такое же значение.

Как было установлено в [14], носители в одномерной системе должны локализовываться даже в малом случайном потенциале. В работе [17] было показано, что в одномерной системе достаточно большой длины локализация должна происходить также и при наличии случайно расположенных центров рассеяния. В изучаемой в настоящей работе одномерной системе над жидким гелием электроны рассеиваются риплонами и атомами гелия в паре. Поскольку средняя тепловая скорость электронов v_T много больше скорости риплонов и атомов гелия, можно приближенно считать, что электроны взаимодействуют с неподвижными рассеивателями.

В табл. 1, 2 представлены длины пробега электронов в каналах одномерной системы $l = v_T \tau$ для подложек различного качества (τ — время релаксации электронной системы, рассчитанное по данным о подвижности, взятым из экспериментальных зависимостей 1–4 на рис. 5). Для зависимости 1 средняя длина пробега l для температур 0,5 и 1,5 К составляет соответственно $3 \cdot 10^{-4}$ и $1,5 \cdot 10^{-5}$ см. Таким образом, для рассматриваемой системы локализация носителей на риплонах и атомах гелия в паре должна происходить на весьма малых расстояниях. Между тем данные о подвижности, как и характер ее температурной зависимости, хорошо совпадающие с теоретическим расчетом [13], не позволяют сделать вывод о локализации носителей даже в области высоких температур, где рассеяние на атомах гелия в паре особенно интенсивно.

Можно предположить, что отсутствие локализации обусловлено тем, что в данной системе рассеяние электронов происходит с переходами с одного энергетического уровня на другой. Такое рассеяние, являющееся по своей сути неупругим, может нарушать когерентность волновой функции и приводить к делокализации электронов, движущихся вдоль проводящих каналов. Харак-

терные времена межуровневых переходов электронов при их взаимодействии с атомами гелия в паре и риплонами не изучались ни экспериментально, ни теоретически. Можно, однако, предположить, что они должны быть близки ко времени релаксации электронов в $1D$ системе над жидким гелием для чистой подложки. Это обусловлено тем, что характеристики переноса зависят также и от межуровневых переходов [13].

Для того чтобы происходила локализация носителей, движущихся в случайном потенциале, необходимо, чтобы время изменения фазы волновой функции движущейся частицы τ_ϕ , которое определяется временем релаксации за счет неупругих процессов τ_{in} , было много больше времени релаксации за счет упругих процессов τ_0 : τ_ϕ , $\tau_{in} > \tau_0$. В работе [18], в которой изучалась локализация невырожденного электронного газа над подложкой твердого водорода при наличии на ней шероховатостей, создающих случайный потенциал, было установлено, что при $\tau_{in}/\tau_0 < 2$ локализация носителей в значительной степени подавляется. В изучаемой системе для чистой подложки, по-видимому, справедливо $\tau_{in} \approx \tau_0$, что, вероятно, и приводит к подавлению локализации. Возможно также, что если локализация и происходит, то энергия локализованного состояния мала, и такие состояния разрушаются температурными флуктуациями.

Как уже было сказано, в случае, если подложка имеет дефекты или на ее поверхности находится заряд, характер температурной зависимости подвижности изменяется. Если при относительно высоких температурах качество подложки практически не влияет на величину μ , то при $T \approx 0,5$ К для подложек с зарядом или дефектами на поверхности наблюдается значительное уменьшение подвижности носителей (рис. 5). Этот эффект может быть обусловлен либо наличием сравнительно небольшого числа ловушек, которые захватывают часть электронов, в результате чего число носителей, дающих вклад в проводимость системы, понижается, либо дополнительным рассеянием электронов на случайном потенциале и локализацией носителей непосредственно в $1D$ системе. Мы предполагаем, что эффект понижения подвижности в рассматриваемом нами случае обусловлен дополнительным рассеянием и локализацией носителей в жидких каналах на случайном потенциале, возникающем из-за наличия на твердой подложке дефектов или локализованного заряда. При этом вариации потенциала, созданного локализованными на подложке электронами, согласно оценкам, малы по сравнению с kT .

К сожалению, нам неизвестны основные характеристики возникающего на подложке потенциала. В опытах было установлено, что чем больше была заряжена подложка, тем ниже оказывалась подвижность носителей. Кроме того, было выяснено, что с течением времени, вероятно, вследствие вакуумной откачки с прогревом, которую время от времени приходилось проводить для очистки ячейки, качество подложки ухудшалось. В конце серии экспериментов уже не удавалось получать высоких значений подвижности. При анализе качества подложки было обнаружено, что поверхность нейлоновых нитей, из которых формировалась подложка, стала шероховатой и на ней появились поперечные трещины и впадины размерами ~ 1 мкм. По-видимому, именно подобными дефектами, а также локализованными на подложке электронами и был обусловлен случайный потенциал вдоль проводящих каналов. О качестве подложки, вероятно, можно судить по величине подвижности: чем ниже подвижность, тем хуже качество подложки и больше вариации амплитуды случайного потенциала.

Проведенные эксперименты позволили выделить влияние случайного потенциала на подвижность носителей в одномерной электронной системе. Мы предполагаем, что вклады в рассеяние электронов на атомах гелия в паре и риплонах, а также процессы, ограничивающие движение носителей случайным потенциалом, являются аддитивными. В этом случае экспериментальное значение подвижности μ для подложки с зарядом и дефектами на поверхности определяется выражением $\mu^{-1} = \mu_c^{-1} + \mu_{rp}^{-1}$, где μ_c — подвижность электронов для чистой подложки; μ_{rp} — подвижность, ограниченная влиянием случайного потенциала.

На рис. 8 представлена зависимость μ_{rp} от температуры, рассчитанная с использованием сглаженных экспериментальных зависимостей 1–4 на рис. 5. К сожалению, точность определения μ_{rp} , представленная «усами», невелика, особенно при $T \approx 1,5$ K, тем не менее можно отметить, что в пределах погрешности расчета для зависимостей 1, 2 на рис. 8 наблюдается небольшой рост подвижности при понижении температуры, в то же время для кривой 3 отчетливо видно уменьшение μ_{rp} при понижении T .

Случайный потенциал вдоль каждого из проводящих каналов, очевидно, представляет собой систему потенциальных ям и барьеров. Особенностью рассматриваемой одномерной системы является то, что она позволяет варьировать в широких пределах линейную плотность носителей, при этом можно реализовать случай, когда n_j меньше

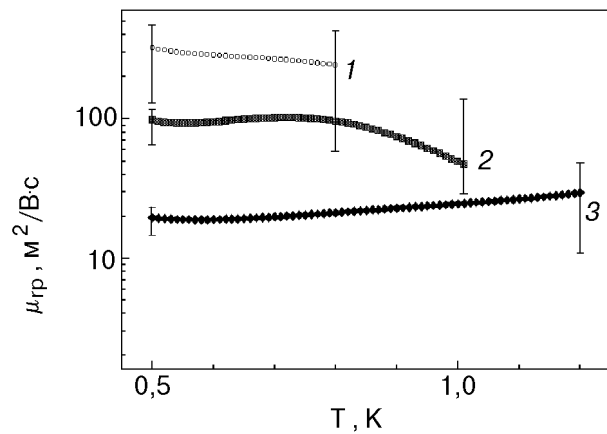


Рис. 8. Температурная зависимость μ_{rp} для данных, соответствующих кривым 2, 3, 4 на рис. 5.

числа потенциальных ям n_n , и условие, когда $n_j > n_n$.

Характер движения носителей в 1D канале должен сильно зависеть от того, происходит ли их локализация, или же влияние случайного потенциала сводится только к появлению дополнительного механизма рассеяния. Мы предполагаем, что для экспериментальной зависимости 2 на рис. 5 и соответственно зависимости 1 на рис. 8 наблюдается только дополнительное рассеяние на случайном потенциале, а для экспериментальных зависимостей 3, 4 на рис. 5 и соответственно зависимостей 2, 3 на рис. 8 имеет место локализация носителей.

Такое предположение основано на анализе поведения частоты плазменных колебаний ω_p для подложек с зарядом и дефектами на поверхности. Отметим, что ω_p , определяющаяся как подгоночный параметр из экспериментальных данных, имеет смысл некоторой усредненной частоты плазменных колебаний, распространяющихся по каналам. Заметим, что величина ω_p для чистой подложки больше ее теоретического значения, рассчитанного по формуле (12). Мы предполагаем, что это обусловлено делением проводящих каналов на более короткие участки, возникающие вследствие несовершенства подложки, при этом, как показывают оценки, средняя эффективная длина жидкого канала L_{eff} , обеспечивающая необходимое увеличение волнового вектора плазмонов q_x , составляет около 2,2 мм. Разумеется, в действительности величина L_{eff} для различных каналов различна, причем разброс может достигать больших значений. Поэтому величина ω_p для каждого такого канала может быть также различной, что, по-видимому, делает невозможным ее резонансные измерения. Тем не менее мы предпо-

лагаем, что можно говорить о некоторой средней величине ω_p , которая определяется величиной L_{eff} , усредненной по всем каналам.

Как было показано ранее, для двумерных [19] и квазиодномерных электронных систем [7] над жидким гелием в случае локализации электронов величина ω_p должна возрастать вследствие того, что в спектре плазменных колебаний появляется оптическая мода, обусловленная колебаниями локализованных электронов. Закон дисперсии плазмонов в этом случае имеет следующий вид:

$$\omega_{\xi}^2 = \omega_{\alpha}^2 + \omega_p^2(q_x), \quad (13)$$

где ω_{α} — частота колебаний электрона в потенциальной яме; $\omega_p(q_x)$ — частота плазменных колебаний, определяемая выражением (12). На рис. 6 видно, что при больших значениях μ величина ω_p не зависит от μ . Это соответствует нелокализованному движению электронов; при уменьшении μ от 100 до 20 м²/В·с величина ω_p возрастает приблизительно в 2,5 раза. Погрешность в определении величины ω_p составляет, как уже было сказано, ~ 20%, так что факт возрастания ω_p , следующий из рис. 6, по-видимому, установлен достаточно надежно. Возрастание величины ω_p наряду с существенным уменьшением подвижности, вероятно, и является свидетельством локализации носителей. На верхней шкале рис. 6 указаны величины $k_T l$ (k_T — волновой вектор электрона, соответствующий тепловой скорости). Видно, что возрастание ω_p начинается со значений $k_T l < 20$. Это позволяет предположить, что локализация носителей в изучаемой системе проявляется начиная со значения $k_T l \sim 15-20$, что больше величины $k_T l \sim 1$, с которой начинается локализация носителей в двумерном невырожденном электронном газе над твердым водородом [18]. Возрастание величины ω_p наряду с существенным уменьшением подвижности, по-видимому, как раз и является свидетельством локализации носителей.

В работе [20], где теоретически рассматривалась локализация двумерного невырожденного электронного газа, предполагалось, что все электроны с энергией, ниже некоторой граничной энергии E_c , локализованы, а электроны с энергией выше E_c делокализованы и дают вклад в проводимость. Согласно [20], величина E_c определяется соотношением $E_c \approx \hbar/2\tau_0 \ln(\tau_{\text{in}}/\tau_0)$. Пользуясь этой формулой, получаем для зависимости 4 на рис. 5 величину $E_c = 20$ мК. Это намного ниже температуры, при которой проводились эксперименты, и, следовательно, данная модель, развитая для описания локализации в

двумерных системах, неприменима для объяснения результатов в изучаемой 1D системе.

В работе [21] было показано, что проводимость в одномерной электронной системе в случае локализации в достаточно глубоких потенциальных ямах носит прыжковый характер и при низких температурах может быть описана как $A \exp(-B/T)$, где A и B — константы. На рис. 5 и 8 (зависимости 3, 4 и соответственно 2, 3), однако, видно, что экспериментальные данные отражают независимость либо весьма слабую зависимость подвижности в 1D системе над жидким гелием от температуры при $T < 1$ К. Мы предполагаем, что, поскольку в данной системе вариации случайного потенциала $\delta V_{rp} \ll kT$, происходит диффузное движение частиц, стимулированное риплонами с прыжками из одного локализованного состояния в другое, с подвижностью, определяемой выражением $\mu_l = (e/kT)l^2\nu_r$, где ν_r — некоторая характеристическая для данной температуры риплонная частота. Эта частота аналогична характерной фононной частоте, обеспечивающей прыжковый механизм носителей в разупорядоченных трехмерных и двумерных средах. Предполагая, что ν_r пропорциональна T , получаем, что μ_l должна зависеть от температуры только в меру зависимости от температуры величины l , которая при $T < 1$ К является сравнительно слабой. Принимая, что $\nu_r \approx 10^{10}$ с⁻¹, найдем величину μ_l , которая при $T \approx 0,5$ К для экспериментальных зависимостей 3 и 4 на рис. 5 и зависимостей 2 и 3 на рис. 8 соответственно равна 13,5 и 155 м²/В·с, что по порядку величины близко к экспериментальным значениям. При этом необходимо иметь в виду, что локализованные на случайном потенциале электроны «продавливают» под собой микроскопические лунки [12] (аналог поляронного эффекта), что само по себе усложняет рассмотрение явления переноса. Следует также учитывать, что изучаемая система характеризуется сильным неэкранируемым кулоновским взаимодействием, что может оказать заметное влияние на характер локализационных процессов. К сожалению, в настоящее время нет теории, описывающей перенос локализованных носителей в одномерной электронной системе над жидким гелием.

Используя (13) и экспериментальные данные о ω_p для чистой подложки и подложек с зарядом и дефектами на поверхности, можно определить ω_{α} и длину локализации электрона $l_0 = [\hbar/m\omega_0]^{1/2}$, соответствующую данной частоте. Величина l_0 для зависимостей 3 и 4 на рис. 5 равна соответственно $1 \cdot 10^{-4}$ и $8 \cdot 10^{-5}$ см, что близко к величине ξ , определяемой по формуле $\xi = 3l$.

Заклучение

Таким образом, в настоящей работе проведены измерения подвижности электронов в одномерной электронной системе над жидким гелием. Показано, что для чистой подложки подвижность носителей, которая определяется их взаимодействием с атомами гелия в паре и риплонами, удовлетворительно согласуется с теоретическим расчетом, проведенным в предположении отсутствия локализации. Сделано предположение, что для чистой подложки время неупругих столкновений электронов, а также времена межуровневых переходов оказываются приблизительно равными времени релаксации, что приводит к подавлению локализации. Показано, что для подложек с зарядом или дефектами на поверхности подвижность уменьшается, а частота плазменных колебаний, распространяющихся в системе параллельных каналов, повышается. Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены локализацией в одномерной электронной системе на случайном потенциале и диффузным движением носителей с перескоками из одного локализованного состояния в другое.

Эксперименты будут продолжены в магнитных полях, а также в области более низких температур.

Авторы выражают благодарность В. Н. Григорьеву за интерес к работе и обсуждение результатов.

1. В. Л. Гинзбург, Ю. П. Монарха, *ФНТ* 4, 1236 (1978).
2. А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* 31, 275 (1980).
3. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* 12, 1011 (1986).
4. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* 18, 1278 (1992).
5. Н. Yayama and A. Tomokiyo, *Czech. J. Phys.* 46, 353 (1996).
6. О. И. Киричек, Ю. П. Монарха, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* 19, 458 (1993).
7. В. А. Николаенко, Х. Яяма, Ю. З. Ковдря, А. Томокийо, *ФНТ* 23, 642 (1997).
8. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, H. Yayama, A. Tomokiyo, O. I. Kirichek, and I. V. Berkutov, *J. Low Temp. Phys.* 110, 191 (1998).
9. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, С. П. Гладченко, С. С. Соколов, *ФНТ* 24, 1113 (1998).
10. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, S. P. Gladchenko, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* 113, 1109 (1998).
11. V. A. Buntar', V. N. Grigor'ev, Yu. P. Monarkha, Yu. Z. Kovdrya, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* 79, 323 (1990).

12. Ю. З. Ковдря, Ф. Ф. Менде, В. А. Николаенко, *ФНТ* 10, 1129 (1984).
13. S. S. Sokolov, Guo-Giang Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* B5, 5977 (1995).
14. Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, Мир, Москва (1982).
15. P. M. Lee and T. V. Ramakrishna, *Rev. Mod. Phys.* 57, 287 (1985).
16. Ю. П. Монарха, *ФНТ* 2, 1232 (1976).
17. R. E. Borland, *Proc. Roy. Soc.* A274, 529 (1966).
18. Ph. Adams and M. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* 57, 2106 (1987).
19. E. Y. Andrey, *Phys. Rev. Lett.* 52, 1449 (1984).
20. M. J. Stephen, *Phys. Rev.* B36, 5663 (1987).
21. J. Kurkiyarvi, *Phys. Rev.* B7, 922 (1973).

The transport of carriers and localization in a one-dimensional electron system over liquid helium

S. P. Gladchenko, V. A. Nikolaenko,
Yu. Z. Kovdrya, and S. S. Sokolov

The carrier mobility in an electron close to-one-dimensional system over liquid helium is measured. The one-dimensional conducting channels were created using both the curvature of the liquid helium surface covering a profiled dielectric substrate and the pressing electric field which holds the electrons on the bottom of the liquid «grooves». The measurements were carried out in the temperature range 0.5–1.6 K with the interval of linear densities $(0.5\text{--}2.5)\cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ and at the generator voltage ranged from 2 to 200 mV. It is shown that the electron mobility for a clean substrate is determined by the interaction with helium atoms in vapor and ripples; the experimental results are in satisfactory agreement with the theoretical calculation made with the supposition of the absence of carrier localization. It is found that for substrates with surface charge or defects the mobility decreases in comparison with that for the clean substrate. At $T < 1$ K the mobility is essentially independent of temperature or slightly decreases with it. It is found that the frequency of plasma oscillations propagating through the system of parallel channels increases with decreasing electron mobility. The effects observed may be explained by the localization in the one-dimensional electron system and the diffusive movement of the carriers hopped from one localization state to another.