

## Подвижность и локализация носителей в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием

В. А. Николаенко<sup>1</sup>, Х. Яяма<sup>2</sup>, Ю. З. Ковдря<sup>1</sup>, А. Томокийо<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: kovdrya@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup> Department of Physics, Faculty of Science Kyushu University, Fukuoka 810, Japan  
E-mail: yayama@rc.kyushu-u.ac.jp

Статья поступила в редакцию 25 октября 1996 г., после переработки 5 декабря 1996 г.

Измерялась проводимость и подвижность носителей в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием в области температур 0,5–1,8 К в прижимающих электрических полях до 2,5 кВ/см. Система квазиодномерных каналов создавалась с использованием оптических дифракционных решеток высокого качества, размещающихся на некоторой высоте  $h$  над жидким гелием, который под действием капиллярных сил затекал в бороздки решеток и образовывал одномерные жидкие каналы. Показано, что подвижность электронов уменьшается с увеличением  $h$ , при этом подвижность оказывается меньше аналогичной величины для массивного гелия. С понижением температуры подвижность сначала возрастает, проходит через максимум и затем начинает падать. Обнаруженные эффекты объясняются локализацией носителей в квазиодномерных электронных системах.

Вимірювалась провідність та рухливість носіїв у квазіодновимірній електронній системі над рідким гелієм в області температур 0,5–1,8 К в притискуючих електричних полях до 2,5 кВ/см. Систему квазіодновимірних каналів було реалізовано з використанням оптичних дифракційних ґраток високої якості, які розміщувалися на деякій висоті  $h$  над поверхнею рідкого гелію, який затікав під дією капілярних сил у борозни ґратки і створював одновимірні рідкі канали. Показано, що рухливість електронів зменшується із збільшенням висоти  $h$ , при цьому рухливість виявляється меншою ніж аналогічна величина для масивного гелію. Рухливість зростає з пониженням температури, проходить максимум та починає падати. Виявлені ефекти пояснюються локалізацією носіїв у квазіодновимірних електронних системах.

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

### Введение

Одним из наиболее интересных вопросов, изучаемых в последнее время в физике низкоразмерных структур, является исследование одномерных и квазиодномерных электронных систем. Такие системы обычно реализуются в тонких металлических проволочках и полупроводниковых структурах. Представлялось очень интересным получить одномерную электронную систему поверхностных электронов (ПЭ) над жидким гелием, имея в виду, что слой ПЭ над жидким гелием отличается предельной чистотой и однородностью. Один из способов получения был предложен в работе [1], идея состояла в том, чтобы использовать искривления поверхности жидкости, зате-

кающей под действием капиллярных сил в параллельные канавки диэлектрической подложки, помещенной на некоторой высоте  $h$  над уровнем жидкого гелия. Прижимающее электрическое поле  $E_{\perp}$  перемещает электроны на дно жидкого канала, при этом их движение перпендикулярно каналу оказывается квантованным, а движение вдоль канала — квазисвободным. Было показано, что энергия, соответствующая движению частиц перпендикулярно каналу, определяется выражением

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

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $r$  — радиус кривизны поверхности жидкого гелия в канале, определяемый высотой  $h$ .

Недавно такая структура была создана экспериментально [2–4]. Показано, что проводимость электронов в этой системе является сильно анизотропной, ее величина зависит от плотности носителей, прижимающего электрического поля и имеет сложный немонотонный характер. По оценкам авторов [2–4], подвижность электронов при их движении вдоль каналов при малых  $h$  близка к подвижности электронов над массивным гелием, хотя и меньше ее.

В настоящей работе исследовалась подвижность электронов в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием в температурной области 0,5–1,8 К при частотах 100 кГц и 1,1 МГц в прижимающих электрических полях до 2,5 кВ/см. Использовались два типа оптических решеток с различными расстояниями между бороздками. Первые результаты по измерению проводимости и подвижности электронов в таких системах были опубликованы ранее [5,6], настоящая работа содержит более подробные данные и детальный анализ полученных результатов.

### Эксперимент

Для реализации квазиодномерной электронной системы использовались высококачественные стеклянные оптические решетки без металлического покрытия. Профиль, расположение решеток вблизи поверхности жидкого гелия и форма электродов показаны на рис. 1,а,б. В решетке 1 расстояние между бороздками составляло 5 мкм, во второй — 1,25 мкм, глубина бороздок в обеих решетках составляла 0,2–0,3 мкм. Профиль решетки 1 измерялся электронным микроскопом, она была выполнена в форме, показанной на рис. 1,а, ее толщина составляла 0,8 мм, решетка 2 имела форму стеклянного диска диаметром 30 мм и толщиной 3 мм (рис. 1,б). Решетка 1 была целиком стеклянной, на поверхность решетки 2 осаждалась пленка нафтогена, на которую и наносились бороздки решетки. Поверхность пленки нафтогена с бороздками представляла собой диск диаметром 20 мм.

Экспериментальные ячейки I и II, в которые помещались решетки 1, 2, показаны на рис. 1,в,г. Жидкий гелий располагался на расстоянии  $h$  от верхней плоскости решеток. Электроды А, В, С решетки 1 поддерживались при нулевом потенциале, к верхнему электроду D (рис. 1,в) прикладывался отрицательный потенциал, создававший

прижимающее электрическое поле, которое удерживало электроны на поверхности гелиевой пленки, смачивающей решетку. Электрод А применялся для измерения анизотропии проводимости электронов вдоль бороздок решетки и перпендикулярно им [6] и не использовался в настоящей работе. В экспериментальной ячейке с решеткой 2 под нулевым потенциалом находились верхние измерительные электроды 1, 2, 3, а положительный потенциал для удержания электронного заряда прикладывался к нижнему электроду 8, имевшему форму диска диаметром 25 мм. Электроды 1, 2, 3 решетки 2 были расположены над поверхностью подложки на расстоянии 2 мм. Напряжение от генератора подавалось соответственно на электроды В и 1, сигнал, прошедший через экспериментальные ячейки, снимался с электродов С и 3. При таком способе подачи напряжения электрическое поле было направлено вдоль бороздок подложки. Электрод 2 был заземлен по переменному напряжению.

### Обсуждение результатов

В опыте измерялись изменения амплитуды  $\Delta U$  и фазы  $\Delta\phi$  прошедшего через экспериментальные ячейки сигнала при зарядении их электронами. При измерении на частоте 100 кГц использовался мост переменного тока, выход которого подключался к усилителю. Измерения на частоте 1,1 МГц проводились с помощью высокочастотного фазометра ФК2-12. Данные о величинах  $\Delta U$  и  $\Delta\phi$  позволили определить действительную  $G_r$  и мнимую  $G_i$  части кондактанса ячейки и найти действительную  $\rho_r$  и мнимую  $\rho_i$  части сопротивления электронного слоя.

Величины  $G_r$  и  $G_i$  связаны с действительной  $\rho_r$  и мнимой  $\rho_i$  частями сопротивления электронного слоя следующим образом [7]:

$$g_r = -n_s e^2 \sum_{q_x} \lambda_q \frac{n_s e^2 \omega^2 \rho_r}{(m\tilde{\omega}_p^2 - n_s e^2 \omega \rho_i)^2 + (n_s e^2 \omega \rho_r)^2}, \quad (2)$$

$$G_i = -n_s e^2 \sum_{q_x} \Lambda_q \frac{\omega(m\tilde{\omega}_p^2 - n_s e^2 \omega \rho_i)}{(m\tilde{\omega}_p^2 - n_s e^2 \omega \rho_i)^2 + (n_s e^2 \omega \rho_r)^2} + g_0. \quad (3)$$

Здесь  $n_s$  — средняя плотность электронов в поверхностном слое;  $\omega$  — круговая частота;  $\tilde{\omega}_p$  — плазменная частота электронного слоя;  $g_0$  — кондактанс ячейки в отсутствие электронов. В случае квазиодномерной системы плазменные волны не

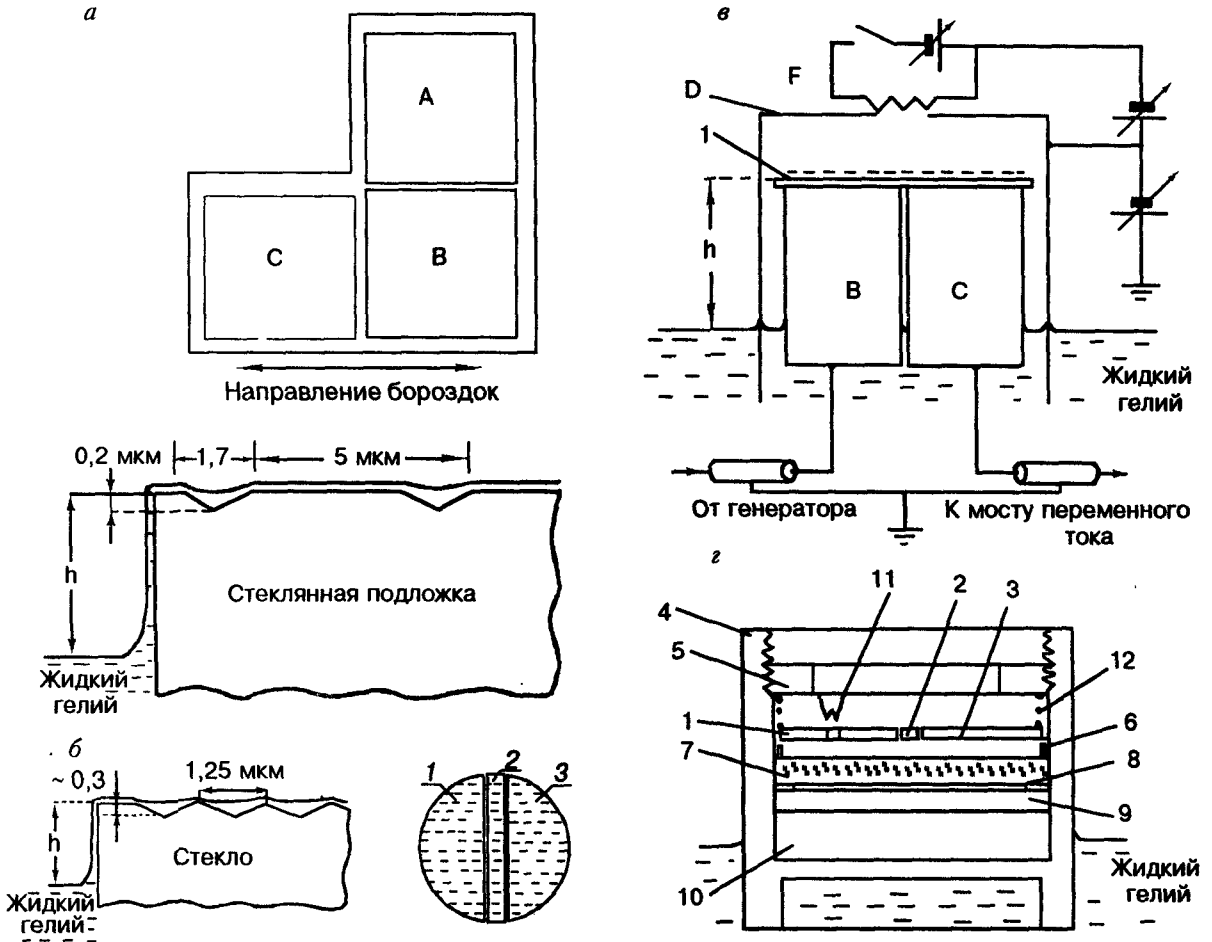


Рис. 1. Решетка 1, ее профиль и расположение относительно гелия; направление бороздок решетки указано стрелками (а). Решетка 2, направление бороздок указано штрихами (б). Экспериментальная ячейка I: 1 – оптическая решетка; B, C, и D – возбуждающий, приемный и прижимающий электроды; F – нить накаливания (в). Экспериментальная ячейка II: 1, 2, 3 – возбуждающий, разделительный и приемный электроды; 4 – медная обойма; 5 – гайка; 6 – охранный кольцо; 7 – оптическая решетка; 8 – электрод; 9 – изолирующая прокладка; 10 – медная вставка; 11 – нить накаливания; 12 – пружина (з).

могут распространяться поперек электронного пятна и суммирование в формулах проводится по значениям волнового вектора, определяемого длиной электронного пятна  $L_x$ :  $q_x = \pi n_x / L_x$ , где  $n_x = 1, 2, 3 \dots$ . При расчетах обычно брали три слагаемых, этого оказывалось достаточно для получения результатов с погрешностью, не превышающей 10%. Коэффициент  $\Lambda_q$  зависит от геометрии ячейки и при использовании прямоугольной геометрии для квазиодномерной системы, когда возможно движение носителей только в одном направлении, может быть записан в виде

$$\Lambda_q = \frac{2L_y}{L_x} \frac{\text{sh}^2 q_x (h_0 - d)}{\text{sh}^2 q_x h_0} \cos q_x L_x \sin^2 q_x A_x. \quad (4)$$

Здесь  $L_y$  – ширина электронного пятна;  $A_x$  – длины возбуждающего и приемного электродов;  $h_0$  – расстояние между верхним и нижним

электродами;  $d$  – расстояние от электронного слоя до приемного и передающего электродов.

При обработке результатов предполагалось, что плазменная частота для системы проводящих каналов решеток не слишком отличается от плазменной частоты для двумерного электронного слоя соответствующей концентрации. Для решетки 2 это предположение выполнялось с хорошим запасом, поскольку расстояние между бороздками составляло  $\sim 10^{-4}$  см, что приблизительно соответствовало среднему расстоянию между электронами, однако для решетки 1 ситуация оказалась более сложной. Тем не менее можно полагать, что в обоих случаях плазменные частоты достаточно велики. При этом условии оценки показывают, что в выражениях (2), (3) можно опустить слагаемые, содержащие мнимую часть сопротивления электронного слоя. Используя упрощенный вид выражений (2), (3), можно по измеренным

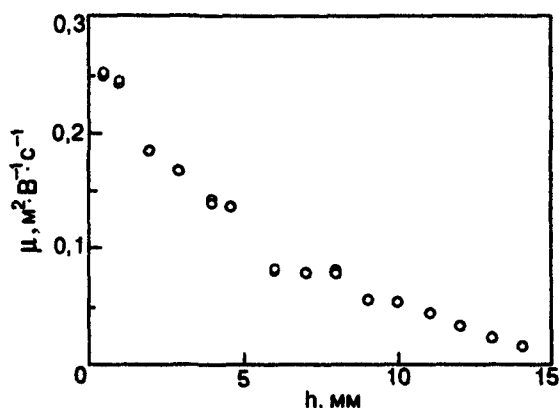


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов в квазиодномерных каналах от высоты  $h$  для решетки 1,  $T = 1,7$  К,  $f = 100$  кГц.

значениям  $G_r$  и  $G_i$  определить величины  $\rho_r$  и  $\bar{\omega}_p$  как подгоночные параметры. При расчете для решетки 2 электроды в форме полукругов (см. рис. 1,б) заменялись прямоугольными с той же площадью. Такая замена, по-видимому, не могла приводить к большой ошибке, поскольку значение сигнала в основном определяется площадями приемного и передающего электродов.

Для нахождения подвижности электронов в квазиодномерной электронной системе необходимо знать число подвижных электронов над массивной жидкостью в каналах. С этой целью был проведен расчет распределения плотности электронов над оптическими решетками, использовалось условие постоянства потенциала на заряженной поверхности жидкости, смачивающей решетки. При этом оказалось, что в результате влияния сил изображения плотность электронов над тонкой пленкой гелия, образующейся на плоской поверхности или над выступами решеток, была больше, чем над глубокой жидкостью. Так, для  $h = 1$  см отношение плотности электронов над плоской поверхностью или выступами решетки к плотности электронов над глубокой жидкостью составляло  $\sim 3$ .

Как известно, электроны над тонкой пленкой гелия локализованы и обладают малой подвижностью [8,9]. Величина подвижности зависит от частоты и при частотах 20 кГц составляет  $\sim 10^{-4}$  м²/В·с [9]. Для частот эксперимента в настоящей работе данных о подвижности ПЭ на пленке нет. Однако в проведенных контрольных опытах было показано, что для гладких диэлектрических подложек для использовавшихся значений  $h$  в широкой области концентраций электронов сигнала от ПЭ не наблюдалось. Поэтому можно сделать вывод, что проводимость системы



Рис. 3. Зависимость подвижности электронов в квазиодномерных каналах от температуры для решетки 2,  $f = 1,1$  МГц. Кривые 1, 2 — массивный гелий для плотности электронов соответственно  $5,5 \cdot 10^8$  и  $13,8 \cdot 10^8$  см $^{-2}$  [10–12], 3 —  $h = 0,55$  мм, 4 —  $h = 5$  мм,  $n_2 = 13,8 \cdot 10^8$  см $^{-2}$ . Стрелкой указана температура перехода в кристаллическое состояние, соответствующая средней электронной концентрации в жидких каналах

определяется исключительно электронами в бороздках.

Как показано в [9], для слоев жидкости толщиной  $\geq 700$  Å низкочастотная подвижность электронов резко возрастает. Это давало возможность определить число подвижных электронов для обеих решеток и, исходя из суммарной площади массивного гелия, рассчитать среднюю плотность электронов в бороздках решетки. Подчеркнем, однако, что условие постоянства потенциала на поверхности заряженной жидкости справедливо только для большой плотности электронов. Для использовавшихся плотностей электронов такие расчеты, к сожалению, являются не совсем точными. Тем не менее можно, по-видимому, предположить, что они правильно отражают существо описываемых явлений.

На рис. 2 представлены результаты, полученные в экспериментах с решеткой 1. Показана зависимость подвижности  $\mu$  электронов в проводящих каналах от величины  $h$ . Эксперименты проводились на частоте 100 кГц при температуре 1,7 К. Видно, что  $\mu$  уменьшается приблизительно на порядок при увеличении  $h$  от долей миллиметра до 15 мм. На рис. 3 приведены типичные зависимости подвижности электронов от температуры, полученные для решетки 2 при различных значениях  $h$ . Кривые 3 и 4 соответствуют значениям  $h = 0,55$  и 5 мм соответственно. Здесь же для сравнения представлены температурные зави-

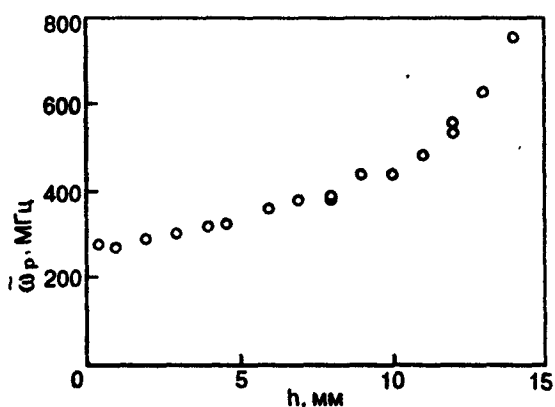


Рис. 4. Зависимость величины  $\tilde{\omega}_p$  для решетки 1 от высоты  $h$ ,  $T = 1,7$  К,  $n_s = 4,5 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>.

симости подвижности поверхностных электронов для массивного гелия, относящиеся к различным плотностям электронов, взятые из работ [10–12] (кривые 1,2).

С целью сравнения данных, полученных для обеих решеток, в настоящей работе проводились контрольные опыты для решетки 2 при температуре 1,7 К. Анализ показывает, что подвижности электронов для решеток 1 и 2, отнесенные к одной и той же температуре и высоте  $h$ , совпадают с точностью приблизительно 30%. Этот факт свидетельствует о том, что характеристики изучаемой квазиодномерной системы практически не зависят от свойств подложки. Отметим, что измерения для двух решеток проводились при различных частотах.

Как следует из рис. 2 и 3, наблюдается сильное уменьшение проводимости и подвижности электронов с увеличением высоты  $h$ . Согласно теоретическим расчетам, для идеального жидкого канала такая зависимость не должна наблюдаться.

Из рис. 3 видно, что  $\mu$  увеличивается с понижением температуры и, достигнув максимального значения, либо понижается при дальнейшем уменьшении  $T$  (кривая 4), либо практически перестает зависеть от температуры (кривая 3). На кривой 3 стрелкой указана температура перехода в кристаллическое состояние  $T_m$  в двумерной системе, соответствующая средней электронной концентрации в жидких бороздках. Разумеется, для квазиодномерного случая, который реализуется в данной работе, температура кристаллизации (если последняя имеет место) может отличаться от температуры кристаллизации для двумерного слоя. Тем не менее из рис. 3 видно, что на кривой 3 во всем использованном температурном интервале не заметно каких-либо особенностей, свя-

занных с возможным упорядочением в квазиодномерной электронной системе.

В работе [13] была теоретически предсказана возможность упорядочения в квазиодномерной электронной системе, в процессе которого цепочка электронов вдоль каналов перестраивается в зигзагообразную структуру. Как показывают оценки с использованием результатов [13], для длины цепочки  $\sim 1$  см (что соответствует среднему размеру каналов в использовавшихся решетках) и среднего расстояния между электронами  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  см температура упорядочения должна составлять  $\sim 1$  К. Данный результат, однако, строго говоря, верен для уединенного канала. В настоящей работе, когда взаимодействие между электронами, находящимися в разных каналах, достаточно велико, более правильно, по-видимому, говорить о вигнеровской кристаллизации электронов в системе параллельных проводящих полосок, разделенных между собой полосками с локализованными электронами. Кристаллизация в такой системе может иметь более сложный характер, и температура кристаллизации  $T_m$  не обязательно должна совпадать с величиной  $T_m$  для двумерного электронного слоя той же средней плотности. Как уже было сказано, на температурной зависимости подвижности не обнаружено каких-либо особенностей, которые можно было бы приписать возможному упорядочению или кристаллизации электронов. Отметим также, судя по рисунку, что подвижность электронов в квазиодномерной электронной системе меньше, чем для массивного гелия.

Интересным является поведение величины  $\tilde{\omega}_p$ , определяемой как один из подгоночных параметров в выражениях (2), (3). На рис. 4 приведена зависимость  $\tilde{\omega}_p$  от высоты  $h$  для решетки 1. Видно, что с увеличением  $h$  величина  $\omega_p$  возрастает от значения  $\sim 300$  МГц, приближенно соответствующего плазменной частоте электронного слоя данной концентрации для массивного гелия, до значения  $\sim 800$  МГц при  $h = 15$  мм. Аналогичная зависимость наблюдается и для решетки 2. То, что частота плазменных колебаний  $\tilde{\omega}_p$  при  $h \rightarrow 0$  приближенно совпадает с частотой плазменных колебаний  $\omega_p$  для массивного гелия, свидетельствует о сильном взаимодействии между электронами, находящимися в соседних проводящих каналах. Отметим, однако, что этот вопрос не ясен до конца и нуждается в дальнейшем изучении.

При анализе полученных результатов важно иметь в виду, что в условиях эксперимента система электронов не являлась, строго говоря, одномерной. Для величины  $h = 5$  мм и поля  $E_{\perp} =$

$= 1,25$  кВ/см расстояние между уровнями для энергии частиц, отвечающей их движению перпендикулярно каналам, составляет  $\Delta E = 0,15$  К; для  $h = 0,55$  мм величина  $\Delta E = 0,05$  К. Видно, что  $\Delta E$  много меньше температуры опыта. Электроны в этом случае занимают не только основной уровень, но и более высоколежащие энергетические уровни. Если же учесть, что опыты проводились в условиях насыщенного заряда, то картина становится еще более сложной. Тем не менее следует отметить, что даже в этом случае электроны движутся в пределах узкой полоски  $\sim 1-1,5$  мкм массивной жидкости, затекшей в бороздки, о чем, в частности, свидетельствует факт сильной анизотропии проводимости, обнаруженный для различных решеток [2,4]. Такую систему правильно будет называть квазиодномерной системой электронов.

Подвижность электронов в одномерной электронной системе, согласно [1], может быть представлена в следующем виде:

$$\mu = \frac{6\alpha\hbar}{meE_{\perp}^2}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — поверхностное натяжение жидкого гелия. Для прижимающего электрического поля  $E_{\perp} = 1,25$  кВ/см, соответствующего кривым, изображенным на рис. 3, это выражение приводит к подвижности  $\mu \approx 10^2$  м<sup>2</sup>/В·с. Экспериментальное значение подвижности для этого прижимающего поля составляет  $\sim 10$  м<sup>2</sup>/В·с, что на порядок меньше теоретического значения.

Подвижность электронов в квазиодномерных электронных системах с учетом рассеяния электронов между подуровнями рассчитывалась в [14] как в одноэлектронном приближении, так и при условии полного контроля, когда принималось во внимание взаимодействие между электронами. Значение подвижности для  $T = 0,75$  К и  $E_{\perp} = 1,25$  кВ/см в одноэлектронном приближении в этом случае составляло  $\sim 90$  м<sup>2</sup>/В·с, а при условии полного контроля  $\sim 45$  м<sup>2</sup>/В·с. Эти значения несколько ниже аналогичной величины, полученной с помощью выражения (5), однако все еще выше экспериментальных величин подвижности электронов в квазиодномерной системе. Отметим, что при 0,5 К значение  $\mu$ , полученное в [14] в одноэлектронном приближении, оказывается выше значения  $\mu$ , следующего из формулы (5).

Как уже было сказано, подвижность электронов в квазиодномерных проводящих каналах существенно уменьшается с увеличением  $h$ . В теориях, рассматривающих подвижность электронов в одномерных и квазиодномерных электронных

системах над жидким гелием, такая зависимость не находит объяснения. Можно предполагать, что этот эффект связан с локализацией электронов в квазиодномерной электронной системе. В пользу такого предположения свидетельствует также то, что  $\omega_p$  возрастает с увеличением  $h$ . При отсутствии локализации и свободном движении носителей величина  $\omega_p$  должна совпадать с плазменной частотой электронной системы  $\omega_p$ , соответствующей установлению в экспериментальной ячейке стоячих плазменных волн. При локализации электронов в плазменном спектре появляется новое слагаемое, соответствующее собственной частоте электронов в потенциальных ямах  $\omega_{\alpha}$ :  $\tilde{\omega}_p^2 = \omega_{\alpha}^2 + \omega_p^2$ . Если глубина потенциальных ям, в которых локализовались электроны, достаточно большая, то  $\omega_{\alpha}$  может заметно увеличиться. Таким образом, увеличение  $\tilde{\omega}_p$ , обнаруженное в эксперименте, является свидетельством локализации носителей в квазиодномерной системе.

Такая локализация наблюдалась и для электронов над гелиевой пленкой [8,9], но она происходила при толщинах гелиевой пленки  $\leq 700$  Å. В данном случае глубина каналов, по которым движутся электроны, составляет  $\sim 2\,500$  Å, т.е. практически это массивный гелий.

Причиной локализации носителей над массивным гелием в указанном случае, возможно, являются вариации потенциала, в котором движутся носители в квазиодномерной электронной системе. Эффект локализации, по-видимому, обусловлен спецификой заряжения профилированных подложек, смоченных гелием. Заряжение таких подложек начинается с участка, где находится тонкая гелиевая пленка. Электроны там локализованы и не дают вклад в проводимость системы. При дальнейшем заряжении электроны появляются и над глубокими жидкими каналами, где они могут двигаться вдоль бороздок. Однако теперь это движение происходит в случайном потенциале, обусловленном наличием неподвижных, локализованных электронов в непосредственной близости от жидкого канала. Оценки показывают, что локализованные электроны могут вызвать вариации потенциала вдоль жидкого канала с амплитудой порядка нескольких градусов и, следовательно, привести к полной или частичной локализации носителей. Возможно, именно с этим обстоятельством связано уменьшение подвижности носителей с понижением температуры при низких температурах. При этом нельзя полностью исключить и уменьшение числа подвижных электронов, которое может происходить при уменьшении температуры за счет изменения относитель-

ной заселенности электронами жидких каналов и мест, где пленка является тонкой. Эффектом локализации можно также объяснить и уменьшение подвижности электронов с увеличением высоты  $h$ . При увеличении  $h$  радиус кривизны поверхности жидкости уменьшается и область тонкой пленки, где электроны локализованы, подходит ближе к центру жидкого канала. Вариации потенциала, в котором движутся носители, увеличиваются, и подвижность падает. Нельзя также полностью исключить и влияние дефектов решетки на появление вариаций потенциала, таких как неоднородность бороздок решетки, различного рода дефекты поверхности и т.д.

Таким образом, в настоящей работе впервые измерена проводимость и подвижность носителей в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием. Полученные результаты показывают, что характер переноса в таких системах определяется локализацией носителей в жидких каналах в случайном потенциале, вызванной влиянием неподвижных электронов, которые заряжают участки тонкой гелиевой пленки на подложке. По-видимому, процессы, происходящие в квазиодномерных электронных системах над жидким гелием, являются достаточно сложными и нуждаются в дальнейшем изучении.

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

1. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986).
2. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
3. О. И. Киричек, Ю. П. Монарха, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993).
4. Х. Яяма, А. Томокийо (1993), частное сообщение.
5. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, and P. K. H. Sommerfeld, *Czech. J. Phys.*, **46**-Suppl, 347 (1996).
6. H. Yayama and A. Tomokiyo. *Czech. J. Phys.* **46**-Suppl, 353 (1996).

7. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, O. I. Kirichek, S. S. Sokolov, and V. N. Grigor'ev, *J. Low Temp. Phys.* **81**, 371 (1991).
8. Ю. З. Ковдря, Ф. Ф. Менде, В. А. Николаенко, *ФНТ* **10**, 1129 (1984).
9. E. Y. Andrei. *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1449 (1984).
10. А. С. Рыбалко, Ю. З. Ковдря, Б. Н. Есельсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 569 (1975).
11. R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm. *Phys. Rev.* **B29** 5241 (1984).
12. V. A. Buntar, V.N. Grigor'ev, O. I. Kirichek, Yu. Z. Kovdrya, Yu. P. Monarkha, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **79**, 323 (1990).
13. А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 275 (1980).
14. S. S. Sokolov, Guo-Giang Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).

### Mobility and localization of carriers in a quasi-one-dimensional electron system over liquid helium

V. A. Nikolaenko, H. Yayama, Yu. Z. Kovdrya, and A. Tomokiyo

The conductivity and mobility of carriers in a quasi-one-dimensional electron system over liquid helium has been measured in the temperature range of 0.5–1.8 K in holding electric fields up to 2.5 kV/cm. The system of quasi-one-dimensional channels was realized using high-quality optical diffraction gratings. The gratings were placed at a certain height  $h$  above the surface of liquid helium which capillary forces made flow in the grooves of the gratings thus creating liquid channels. It is shown that the mobility of electrons decreases with increasing  $h$ , the value of the mobility is lower than that for bulk helium. The mobility increases with lowering temperature and begins to decrease on having passed the maximum. The effects revealed are attributed to localization of carriers in quasi-one-dimensional electron systems.