

Поляронное состояние поверхностных электронов над гелием, покрывающим структурированную подложку

А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов

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

Статья поступила в редакцию 6 июня 2013 г.

В температурном интервале 1,5–2,7 К экспериментально исследована проводимость поверхностных электронов над пленкой жидкого гелия, которая покрывает структурированную подложку из кремния, содержащую регулярную систему микропор. Установлено, что в области $T \geq 2,5$ К проводимость резко падает, что можно объяснить образованием автолокализованного поляронного состояния электрона над гелиевой пленкой. Для проверки предположения о возникновении поляронного состояния поверхностного электрона в плотном паре гелия проведен расчет свободной энергии полярона, минимум которой появляется при повышении температуры до некоторого критического значения, а зависимость от прижимающего поля находится в качественном согласии с экспериментальными данными по температуре резкого падения проводимости. Расчет предсказывает зависимость критической температуры от параметров потенциала, действующего в плоскости поверхности гелия и связанного с искажением формы поверхности гелия из-за структуры подложки, что способствует появлению локализованного заряда над пленкой гелия.

У температурному інтервалі 1,5–2,7 К експериментально досліджено провідність поверхневих електронів над плівкою рідкого гелію, яка покриває структуровану підкладку із кремнію, що містить регулярну систему мікропор. Встановлено, що в області $T \geq 2,5$ К провідність різко падає, що можна пояснити утворенням автолокалізованого поляронного стану електрона над гелієвою плівкою. Для перевірки припущення про виникнення поляронного стану поверхневого електрона в щільному парі гелію проведено розрахунок вільної енергії полярону, мінімум якої з'являється при підвищенні температури до деякого критичного значення, залежність якого від притискуючого поля перебуває в якісній згоді з експериментальними даними по температурі різкого падіння провідності. Розрахунок пророкує залежність критичної температури від параметрів потенціалу, що діє в площині поверхні гелію й пов'язаного з перекручуванням форми поверхні гелію через структуру підкладки, що сприяє появі локалізованого заряду над плівкою гелію.

РАСХ: **73.20.-г** Электронные состояния на поверхностях и границах раздела;
73.25.+i Поверхностная проводимость и явления переноса;
73.90.+f Другие темы в электронной структуре и электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: поверхностные электроны, полярон, гелиевый пар, структурированная подложка.

1. Введение

В обычных условиях поверхностные электроны (ПЭ) над жидким гелием, обладая дискретным энергетическим спектром Δ_l ($l = 1, 2, 3, \dots$) для движения в направлении, нормальном поверхности раздела жид-

кий гелий–пар, движутся свободно вдоль этой поверхности. Таким образом, энергетический спектр равен

$$E_{l,\mathbf{k}} = \Delta_l + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} — двумерный волновой вектор, m — масса свободного электрона [1]. Возможность представления

энергетического спектра в виде (1) обусловлена тем, что возмущающие взаимодействия электронов с атомами пара гелия или капиллярными волнами на поверхности жидкости (электрон-риплонное взаимодействие) очень малы в интервале температур 0,1–2,0 К, в котором обычно проводятся экспериментальные исследования свойств ПЭ. Хотя указанные взаимодействия принципиально важны в проблеме переноса электронов вдоль поверхности гелия, при определении энергетического спектра ими можно пренебречь.

Ситуация резко изменяется, если речь идет об очень низких ($T < 0,1$ К) или относительно высоких ($T > 2,0$ К) температурах. В обоих случаях оказывается возможным образование автолокализованного полярного состояния ПЭ, в котором энергия движения вдоль поверхности жидкости, соответствующая второму слагаемому в (1), становится дискретной. Возникает объект с полностью дискретным набором квантовых чисел — своеобразный аналог квантовой точки, но, в отличие от обычной квантовой точки, обладающий конечной, хотя и очень низкой, подвижностью. Особенностью такого полярного состояния является то, что при его возникновении окружающая среда поляризуется и деформируется на мезоскопических расстояниях от электрона. В этом случае взаимодействие электронов с гелием следует считать уже не пренебрежимо малым, как при записи (1), а, напротив, сильным, и этот факт необходимо учитывать как в волновом уравнении для электрона, так и в уравнении механического равновесия полярона.

Природа «низкотемпературного» и «высокотемпературного» полярных состояний существенно различна. При $T < 0,1$ К структура полярона определяется электрон-риплонным взаимодействием, которое является преобладающим для области температур ниже 0,8 К [2–8]. В этом случае полярный эффект проявляется в возникновении деформации поверхности гелия (лунки), которая медленно спадает при удалении от электрона, простираясь на расстояния $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ см. Столь большой размер деформации приводит, несмотря на ничтожную глубину лунки ($\leq 10^{-8}$ см), к эффективной массе «риплонного» полярона порядка $10^2 - 10^3$ масс атома гелия и к его подвижности, определяемой гидродинамическим сопротивлением жидкости. К настоящему времени бесспорных экспериментальных доказательств существования риплонного полярона не получено.

Возможность существования полярного состояния ПЭ при температурах выше 2 К обусловлена взаимодействием электрона с атомами гелия в газовой фазе над поверхностью жидкости [9–12]. Это взаимодействие усиливается при повышении температуры, поскольку плотность таких атомов экспоненциально растет с температурой:

$$n_g = n_0 \exp(-Q/T), \quad (2)$$

где $n_0 = 5,95 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и Q — энергия парообразования гелия, равная 8,466 К.

Интересной особенностью полярных состояний электрона в плотном гелиевом паре является то, что внешние факторы, способствующие локализации заряда, смягчают условия образования полярона и приводят к уменьшению температуры (и, соответственно, плотности окружающего пара), выше которой образование полярона становится энергетически выгодным. Так, само наличие в экспериментальной ячейке поверхности раздела жидкий гелий–пар приводит к уменьшению характерной температуры формирования полярона в двумерной системе ПЭ по сравнению с электронами в «объемной» ячейке, полностью заполненной парами гелия [9,10]. В работах авторов [13,14] показано, что такая температура еще более уменьшается в случае квазиодномерной системы ПЭ в проводящих каналах над гелием, создаваемых при искривлении поверхности жидкости вследствие капиллярных эффектов.

Вывод о возможности возникновения электронного полярона в экспериментах [9,10,13,14] был сделан при наблюдении резкого падения проводимости электронов при повышении температуры по сравнению с температурной зависимостью, соответствующей кинетическому режиму переноса заряда. Этот вывод подкрепляется теоретическим анализом поведения свободной энергии полярона в гелиевом газе. Оказывается, что минимум свободной энергии такой системы появляется при повышении температуры и концентрации гелиевого пара до $T = T_{cr}$ и отсутствует при меньшей температуре. Поэтому температуру T_{cr} можно трактовать как температуру образования полярона, причем для систем электронов разной размерности температура T_{cr} уменьшается при уменьшении размерности: $T_{cr}^{(Q1D)} < T_{cr}^{(2D)} < T_{cr}^{(3D)}$ при одном и том же значении прижимающего электрического поля, нормального поверхности гелия. Значения температур T_{cr} оказываются близкими к температурам, при которых в экспериментах наблюдается резкое падение проводимости.

В последние годы все больший интерес вызывает перенос ПЭ над специально профилированными или структурированными подложками, создающими потенциал, под действием которого электрон может стать полностью локализованным не только в направлении, перпендикулярном поверхности раздела жидкого и парообразного гелия, но и в плоскости этой поверхности. Так, в работе [15] при относительно низких температурах исследована проводимость ПЭ над гелием, покрывающим структурированную подложку из кремния, которая содержит цилиндрические микропоры, расположенные регулярно и образующие квад-

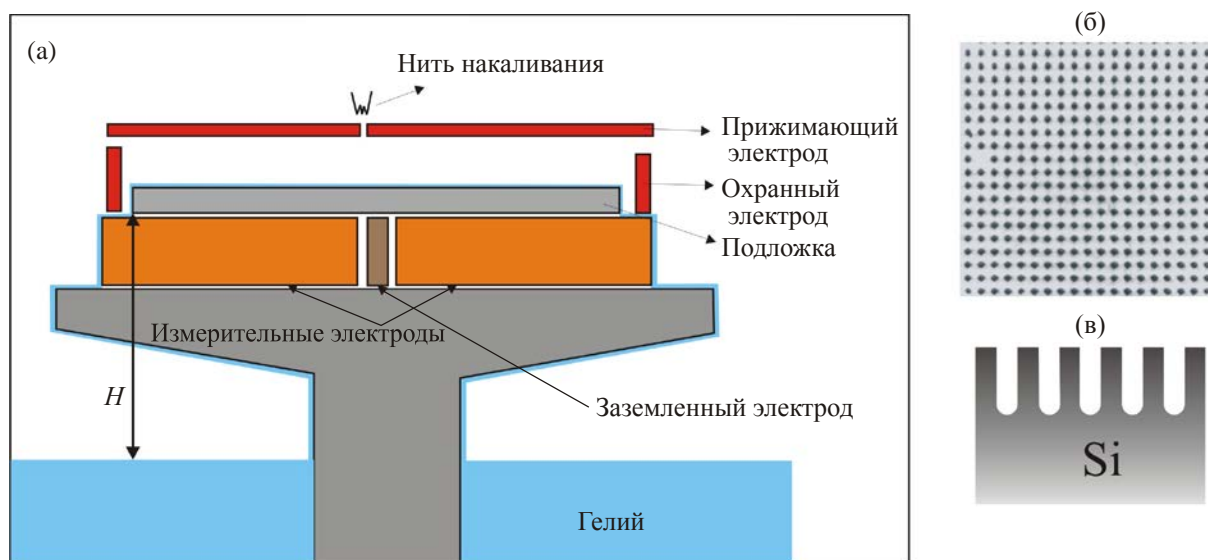


Рис. 1. Измерительная ячейка (а) и структурированная кремниевая подложка: вид сверху (б) и ее поперечное сечение (в).

ратную решетку (рис. 1). Глубина микропор составляла порядка 80 мкм, а их диаметр — 2 мкм с расстоянием между центрами пор равным 4 мкм. При гелиевых температурах подложка переходит из полупроводникового в диэлектрическое состояние.

Эффекты, связанные с локализацией электрона над микропорами, проявляются в особенностях проводимости уже при достаточно больших радиусах кривизны жидкости в поре и, как отмечалось в [15], могут быть обусловлены изменением концентрации носителей при изменении температуры. Максимальная температура, при которой проводились эксперименты в [15], была меньше 2 К и не достигала значений, для которых можно ожидать формирования поляронного состояния. Поэтому представляется интересным исследовать особенности проводимости ПЭ при более высокой температуре, когда формирование поляронного состояния становится возможным, причем привлекательной выглядит возможность изучить, как на возникновении полярона сказываются конечная толщина слоя гелия и наличие структуры у подложки.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование проводимости ПЭ над гелием, покрывающим структурированную подложку, изображенную на рис. 1, в области температур выше 1,6 К и изучение влияния подложки на температуру, при которой формируется полярон. Во втором разделе статьи описывается методика и процедура эксперимента. В третьем разделе приводятся наблюдаемые экспериментальные температурные зависимости проводимости. В четвертой части работы проводится теоретический анализ условий возникновения поляронного состояния с учетом вклада от эффективного потенциала подложки в свободную энергию электрона. Проводится сопос-

тавление результатов теоретического рассмотрения с экспериментальными данными. В Заключении подводятся итоги работы.

2. Измерительная методика

Методика проведения эксперимента, измерительная ячейка и измерения проводимости аналогичны тем, которые применены в [13–15]. Структурированную подложку из кремния помещали в зазоре между пластинами плоского конденсатора (рис. 1). Нижняя пластина конденсатора представляла собой измерительную систему, состоящую из двух электродов, разделенных узким заземленным электродом. Возбуждающее переменное напряжение подавалось на один из электродов, измерительный ток снимался со второго в соответствии с соммер-таннеровской методикой измерений [10], основанной на том, что система ПЭ над подложкой связана емкостным бесконтактным способом с измерительными электродами. С помощью двухфазного синхронного анализатора сигналов в ходе эксперимента измерялись 0- и 90-градусные компоненты сигнала частотой 20 кГц и амплитудой 15 мВ. Проводимость ПЭ определялась по измерениям активной части контактанса измерительной ячейки [16]. Верхний электрод конденсатора сплошной, с его помощью создается прижимающее электрическое поле E_{\perp} , действующее на электроны. Электроны вводились в измерительную ячейку при включении источника — вольфрамовой нити накаливания, расположенной над отверстием в верхней пластине конденсатора. Наилучшие условия для термализации зарядов выполняются при $T = 1,4–1,5$ К, поэтому подложку заряжали при этих температурах. В результате создавался слой

электронов над подложкой с гелиевым покрытием, в котором поверхностная плотность заряда, соответствующая компенсации внешнего поля E_{\perp} , изменялась в пределах $n_s^{(0)} \sim 10^5 - 10^9 \text{ см}^{-2}$. Методика определения $n_s^{(0)}$ аналогична используемой ранее в [15]. Заметим, что измерения проводимости ПЭ в настоящей работе проводились при поверхностной плотности зарядов n_s , которая была меньше «равновесного» значения $n_s^{(0)}$.

В настоящей работе измерения проводили при $n_s \approx 10^7 \text{ см}^{-2}$, т.е. в условиях, когда поверхностная плотность заряда имеет тот же порядок, что и поверхностная концентрация цилиндрических полостей в подложке: $6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$.

Ячейку помещали на высоте H от поверхности жидкого гелия (рис. 1), который затекал на подложку в результате капиллярных сил, формируя на ней пленку. Толщину пленки рассчитывали по формуле $d = k_{\gamma} / H^{1/3}$ [17], где $k_{\gamma} = 2,88 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{4/3}$ — константа, определяемая потенциалом Ван-дер-Ваальса. Радиус кривизны жидкости в поре определяется соотношением $R = 2\alpha / (\rho g H)$ (α и ρ — коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкого гелия соответственно, g — ускорение силы тяжести).

3. Результаты эксперимента

Типичные зависимости проводимости ПЭ от температуры показаны на рис. 2 для трех значений E_{\perp} и для значений толщины слоя гелия на подложке $d = 250 - 290 \text{ \AA}$.

Отклонение проводимости вниз от «кинетической» зависимости $\sigma(T)$ видно на всех зависимостях, причем с увеличением прижимающего поля значение $T_{\text{ст}}$ уменьшается. Сплошные линии — теоретические кривые, для которых подвижность ПЭ $\mu(T)$ рассчитывалась в условиях их рассеяния атомами гелия в газовой фазе [13,18]. Проводимость ПЭ определялась как $\sigma(T) = n_s e \mu(T)$ (e — заряд электрона). При этом значения n_s на рис. 2 выбирались таким образом, чтобы дать наилучшее согласие экспериментально определенных значений проводимости в области кинетического переноса заряда с зависимостями, определенными по приведенной формуле на основании теоретически рассчитанных $\mu(T)$. Такая методика оценки плотности зарядов, вовлеченных в процесс переноса, по-видимому, единственно надежная в настоящих экспериментах, где, как уже выше отмечалось, измерения проводились в условиях, когда поле слоя зарядов не компенсировалось внешним прижимающим полем.

Отметим удовлетворительное согласие теоретических и экспериментально определенных $\sigma(T)$ при $T \leq 2 \text{ К}$. Следует заметить, что в ходе экспериментов не обнаружено каких-либо особенностей в температурной зависимости проводимости при температуре λ -перехода ($T \approx 2,17 \text{ К}$). При приближении к λ -точке скорость

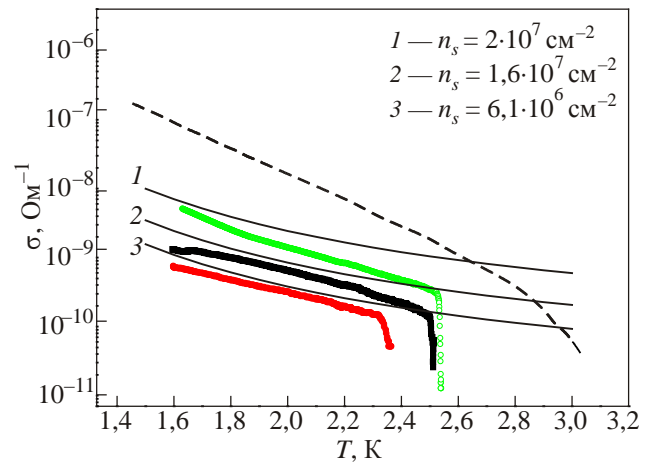


Рис. 2. Проводимость поверхностных электронов над гелием, покрывающим структурированную подложку при различных значениях прижимающего электрического поля E_{\perp} , В/см: 150 (1), 300 (2) и 800 (3). Сплошные линии — расчет для кинетического режима проводимости, пунктирная линия — экспериментальные данные работы [10] для $n_s = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$.

изменения температуры уменьшали примерно в два раза, чтобы избежать возмущений концентрации ПЭ и резкого увеличения амплитуды колебаний поверхности жидкости.

Для сравнения на рис. 2 также приведена зависимость $\sigma(T)$ для объемного гелия ($d \rightarrow \infty$) при $n_s = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ [10] (пунктирная линия). На основании подобной зависимости, демонстрирующей резкое уменьшение подвижности электронов, в работе [10] сделан вывод о возникновении полярного состояния в двумерном слое поверхностных электронов. К сожалению, в [10] не указано, для каких прижимающих полей проводились эксперименты по определению подвижности ПЭ.

Сходное необычное поведение проводимости в [10,13–15] и в настоящей работе позволяет связать ее резкое падение при $T > 2,3 \text{ К}$ с формированием полярного состояния над гелием, покрывающим структурированную подложку, аналогично формированию электронного полярона над объемным гелием. Для проверки такого предположения исследуем теоретически поведение свободной энергии системы электронов в гелиевом газе, аналогично тому, как это было сделано в работах [14,15].

4. Свободная энергия системы

Для анализа условий образования электронного полярона рассмотрим свободную энергию гелиевого пара, содержащего полярон. Пар аппроксимируем идеальным газом, а зависимость его плотности от температуры описываем уравнением (2). Соответствующее выражение запишем в виде [19]

$$F = \int d^2\mathbf{r} dz \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \varphi(\mathbf{r}, z) \Delta \varphi(\mathbf{r}, z) + U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z) \varphi(\mathbf{r}, z) + E_0 n(\mathbf{r}, z) |\varphi(\mathbf{r}, z)|^2 + \frac{\hbar^2}{2Mn_g} |\nabla n(\mathbf{r}, z)|^2 + n(\mathbf{r}, z) T \ln [n(\mathbf{r}, z) f(T)] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\varphi(\mathbf{r}, z)$ — волновая функция электрона (\mathbf{r} — двумерный радиус-вектор в плоскости поверхности жидкости), $n(\mathbf{r}, z)$ — зависящая от координат концентрация атомов гелия в паре, содержащем электронный полярон, а n_g — ее равновесное значение, $E_0 = 2\pi\hbar^2 a_0 / m$; a_0 — эффективная длина рассеяния электрона на атоме гелия, равная $0,62 \cdot 10^{-8}$ см; M — масса атома гелия; эффективный объем для атомов гелия в паре

$$f(T) = \frac{1}{e} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{MT} \right)^{3/2},$$

где $e = 2,7182\dots$ — основание натуральных логарифмов. Энергию $U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z)$ в (3) запишем в виде

$$U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z) = -\frac{\Lambda_0}{z} - \frac{\Lambda_1}{z+d} + eE_{\perp} z + \frac{m\omega_{\text{pol}}^2 r^2}{2}. \quad (4)$$

Первый член в (4) описывает потенциальную энергию электрона, обусловленную его поляризационным взаимодействием с гелием, второй — поляризационное взаимодействие с веществом подложки. При этом

$$\Lambda_0 = \frac{e^2}{4} \left(\frac{\epsilon_{\text{He}} - 1}{\epsilon_{\text{He}} + 1} \right); \quad \Lambda_1 = \frac{e^2 \epsilon_{\text{He}} (\epsilon_d - \epsilon_{\text{He}})}{(\epsilon_{\text{He}} + 1)^2 (\epsilon_d + \epsilon_{\text{He}})}$$

ϵ_{He} и ϵ_d — диэлектрические постоянные жидкого гелия и вещества подложки соответственно ($\epsilon_{\text{He}} \approx 1,056$ и $\epsilon_d \approx 3,5$ при $T \approx 2-3$ К). Третье слагаемое в (4) описывает действие прижимающего электрического поля E_{\perp} .

Когда электрон находится в области прогиба поверхности жидкости в микропоре с радиусом кривизны жидкости R (см. рис. 7 из [15]), он приобретает потенциальную энергию $U(r) = m\omega_0^2 r^2 / 2$ с характерной частотой $\omega_0 = (eE_{\perp} / mR)^{1/2}$, что способствует локализации заряда в плоскости границы раздела жидкость — пар и должно сказываться на температуре возникновения поляронного состояния. В то же время проводимость ПЭ определяется электронами, движущимися вдоль поверхности жидкости свободно, испытывая при этом не только рассеяние на атомах гелия в паровой фазе, но и подвергающихся влиянию дополнительного потенциала из-за наличия прогибов жидкости в районе пор и малоподвижных электронов, захваченных в таких порах. Кроме того, необходимо учитывать, что характерный масштаб шероховатостей поверхности

подложки ($\sim 100 \text{ \AA}$) близок к толщине слоя гелия, что создает условия для возникновения случайного потенциала, который может приводить к неконтролируемой локализации части электронов на таких шероховатостях. Это в свою очередь должно создавать дополнительный кулоновский потенциал, влияющий на движение ПЭ вдоль поверхности гелия и на условия образования полярона. Корректный учет влияния перечисленных факторов на процесс формирования поляронного состояния затруднителен. Поэтому для качественного анализа в настоящей работе в (4) добавлено последнее слагаемое: эффективный потенциал, формально совпадающий с $U(r)$, но зависящий не от частоты ω_0 , а от ω_{pol} , играющей роль параметра, с помощью которого можно оценить эффективность рассматриваемой модели полярона. Величину ω_{pol} следует оценивать на основании экспериментальных данных и теоретических оценок характерной температуры формирования полярона.

При анализе (3) пробную волновую функцию электрона выберем в виде

$$\varphi(z, \mathbf{r}) = \chi(z) \frac{1}{\sqrt{\pi}A} \exp\left(-\frac{r^2}{2A^2}\right); \quad (5)$$

$$\chi(z) = 2b^{3/2} z \exp(-bz); \quad \mathbf{r} = \{x, y\}.$$

При этом на поверхности гелия $\chi(0) = 0$ в соответствии с приближением $V_0 \rightarrow \infty$, где V_0 — потенциальный барьер на поверхности, препятствующий проникновению электрона в жидкость.

Подстановка (5) в (3) приводит к следующему выражению для F :

$$F = \frac{\hbar^2}{2mA^2} + \frac{m\omega_{\text{pol}}^2 A^2}{2} + \Delta(b) + E_T \left| \ln [n_g f(T)] \right| \times \left[1 - \Phi\left(\frac{E_0 b}{\pi T A^2}\right) \right] + \int d^2\mathbf{r} dz n_g \ln [n_g f(T)], \quad (6)$$

где $E_T = n_g E_0$,

$$\Delta(b) = \frac{\hbar^2 b^2}{2m} - \Lambda_0 b - \Lambda_1 b \zeta(bd) + \frac{3eE_{\perp}}{2b};$$

$$\zeta(x) = 1 - 2x + 4x^2 \exp(2x) \text{Ei}(-2x);$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n+2)!}{(n+1)! (n+1)^{2n+4}} x^n$$

и $Ei(x)$ — интегральная показательная функция. Наличие второго слагаемого в (6) связано с вкладом последнего члена в (4), а появление третьего слагаемого в $\Delta(b)$ обусловлено тем, что, как отмечалось выше, толщина слоя гелия в экспериментах составляла порядка 250 Å, и вклад пленочных эффектов в (6), пропорциональный Λ_1 , существен. В пределе $d = \infty$ (6) переходит в выражения, ранее полученные в [14]. При выводе (6) из (3) использовалась следующая связь между концентрацией атомов и электронной волновой функцией:

$$n(\mathbf{r}, z) = n_g \exp\left(-\frac{E_0 |\varphi(\mathbf{r}, z)|^2}{T}\right),$$

справедливая в пренебрежении первым слагаемым во второй строке (3) в свободной энергии. Такое приближение оправдано на начальной стадии формирования полярона.

Вариационные параметры A и b определялись из уравнений

$$\partial F / \partial A = \partial F / \partial b = 0, \quad (7)$$

которые решались с использованием численных методов.

Как и в случаях полярного состояния двумерных (2D) ПЭ над плоской поверхностью объемного гелия ($d \rightarrow \infty$) или в квазиодномерных проводящих каналах с поверхностными электронами, численный анализ показывает, что решение (7) существует лишь в области температур $T > T_{cr}$, где T_{cr} можно трактовать как температуру, начиная с которой образование полярона в плотном гелиевом паре становится энергетически выгодным. При этом оказывается, что T_{cr} в рассматриваемой системе оказывается меньше, чем для 2D ПЭ, для которых $T_{cr}^{(2D)}$ составляет примерно 3 К и очень мало зависит от величины прижимающего поля. Отличие T_{cr} в рассматриваемом случае от $T_{cr}^{(2D)}$ следует связать с двумя факторами. Во-первых, на величине T_{cr} должны сказываться пленочные эффекты (конечность d), соответствующие третьему члену в энергии $\Delta(b)$, входящей в (6). Во-вторых, на T_{cr} может влиять эффективный потенциал в (4), пропорцио-

нальный ω_{pol}^2 и приводящий ко второму слагаемому в (6). Этот потенциал отсутствует для 2D ПЭ над плоской поверхностью гелия.

Влияние указанных факторов на температуру T_{cr} иллюстрирует табл. 1. Видно, что для толщин пленки гелия $d = (2,5-2,9) \cdot 10^{-6}$ см значение T_{cr} при $\omega_{pol} = 0$ понижается по сравнению с «объемным» значением ($d \rightarrow \infty$), когда пленочные эффекты отсутствуют. Данное обстоятельство обусловлено тем, что действие сил изображения со стороны твердой подложки на электрон эквивалентно действию дополнительного прижимающего поля, увеличение которого способствует локализации электрона в направлении z и тем самым содействует образованию полярона. Следует отметить уменьшение T_{cr} при увеличении прижимающего поля, что качественно согласуется с экспериментальными кривыми на рис. 2. Заметим, что вариационные параметры A и b , соответствующие $T = T_{cr}$ для внешних параметров из таблицы, также изменяются незначительно и составляют $A = (29 \pm 1,5) \text{ \AA}$; $b = (3,2 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$.

В то же время при фиксированных d и E_{\perp} влияние ω_{pol} на температуру T_{cr} сказывается лишь при $\omega_{pol} \geq (5-7) \cdot 10^{11}$ Гц и практически незаметно при меньших частотах. Как и следовало ожидать, в области $\omega_{pol} \geq 10^{12}$ Гц увеличение ω_{pol} приводит к уменьшению T_{cr} при заданных d и E_{\perp} . Подчеркнем, что такие значения ω_{pol} сильно отличаются от частоты $\omega_0 = (eE_{\perp} / mR)^{1/2}$ для потенциала, локализуящего электрон в прогибе на поверхности жидкости с радиусом кривизны R . В самом деле, согласно оценкам, типичная величина радиуса кривизны в настоящих экспериментах составляла $R \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см, что приводило к $\omega_0 \approx 2,1 \cdot 10^{10}$ Гц $\ll \omega_{pol}$. Следовательно, сам факт прогиба поверхности жидкости в районе микропор и возникновение локализуящего потенциала $U(r)$ в этом прогибе представляется недостаточным для сколько-нибудь заметного уменьшения T_{cr} и говорит о преобладающем вкладе в ω_{pol} других факторов, например влияния малоподвижных электронов, «захваченных» в прогибы в условиях, когда поверхностная плотность ПЭ имеет тот же порядок, что и концентрация микропор (как в настоящем эксперименте).

Таблица 1. Температура T_{cr} для нескольких значений прижимающих электрических полей, частоты ω_{pol} и разных толщин гелиевой пленки, покрывающей структурированную подложку

ω_{pol} , Гц	$E_{\perp} = 150$ В/см		$E_{\perp} = 300$ В/см		$E_{\perp} = 800$ В/см	
	d , см	T_{cr} , К	d , см	T_{cr} , К	d , см	T_{cr} , К
0	Г	3,0880	Г	3,0787	Г	3,0580
0	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0735	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0634	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0412
10^{12}	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0670	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0568	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0333
$1,5 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0586	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0478	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0225

Таким образом, проведенный анализ свободной энергии полярона с использованием простой модели (3)–(6) качественно согласуется с экспериментально обнаруженной тенденцией понижения температуры резкого падения проводимости ПЭ, связываемого с формированием поляронного состояния в плотном гелиевом газе, при усилении факторов, способствующих локализации электронов (в данном случае плочные эффекты и потенциал, локализирующий электроны в плоскости их слоя).

Вместе с тем нельзя не отметить, что влияние указанных факторов на T_{cr} проявляется лишь во втором–третьем знаке после запятой, а сама T_{cr} превышает 3 К. Между тем экспериментальные зависимости проводимости от температуры для свободных ПЭ над объемным гелием и в настоящем эксперименте для зарядов над пленкой гелия, покрывающей профилированную подложку, свидетельствуют, что резкий «загиб» вниз кривой $\sigma(T)$ относительно значений, соответствующих кинетическому режиму проводимости, происходит при температурах примерно на 0,5 К более низких. При этом зависимость температуры, при которой происходит загиб, от прижимающего поля сильнее, чем это следует из теоретического расчета. Кроме того, отклонение проводимости от «кинетической» кривой начинается при температурах, более низких, чем T_{cr} . Таким образом, хотя проведенное теоретическое рассмотрение приводит к качественному согласию с экспериментальными данными, количественное различие довольно заметно. С одной стороны, это, по-видимому, связано с упрощенностью модели (3)–(6) (пренебрежение градиентным вкладом в свободную энергию, учитывающим неоднородность распределения концентрации пара вблизи электрона, произвольность введения потенциала $m\omega_{pol}^2 r^2/2$ в (4)). С другой стороны, отклонение проводимости от кинетического режима может быть связано с тем, что дебройлевская длина волны электрона при температурах выше 2 К становится сравнимой со средним межатомным расстоянием в паре. Тем не менее, невзирая на сделанные оговорки, следует признать, что значения T_{cr} в модели (3)–(6) достаточно близки к экспериментально наблюдаемым значениям температуры, когда проводимость электронов резко падает, как это и должно быть при образовании полярона. Данное обстоятельство, а также понижение T_{cr} при уменьшении d и возрастании E_{\perp} свидетельствуют о том, что модель (3)–(6) качественно соответствует результатам эксперимента.

5. Заключение

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование проводимости поверхностных электронов над жидким гелием, покрывающим структуриро-

ванную подложку из кремния, содержащую регулярную систему цилиндрических микропор. Измерения проведены при температурах выше 1,6 К, что позволило обнаружить поляронное состояние поверхностных электронов, возникновение которого обусловлено сильным взаимодействием электрона с окружающей средой — плотным гелиевым газом. При этом впервые возникновение полярона поверхностных электронов обнаружено над пленкой гелия толщиной порядка $2,5 \cdot 10^{-6}$ см. Вывод о появлении полярона подкрепляется как сходством наблюдаемого изменения проводимости ПЭ с температурой (резкое падение) в настоящей работе и в экспериментах по обнаружению полярона над объемным гелием, а также в системе квазиодномерных проводящих каналов над гелием, так и анализом свободной энергии поверхностного электрона в гелиевом газе. Установлено, что минимум свободной энергии появляется при повышении температуры до некоторой T_{cr} , зависимость которой от прижимающего электрического поля и дополнительного потенциала в плоскости границы паржидкий гелий, связанного со структурированностью подложки и возможным наличием некоторого электрического заряда на ней, качественно согласуется с поведением T_{cr} , обнаруженным в эксперименте. В то же время количественное различие экспериментальных данных с теоретическим расчетом свидетельствует о необходимости разработки более строгой теории формирования электронного полярона в плотном паре гелия и определения его подвижности в условиях перехода от кинетического к гидродинамическому режиму проводимости.

Авторы благодарны Л.А. Карачевцевой и О.А. Литвиненко за предоставленный образец кремниевой структурированной подложки, а также Ю.П. Монарха и В.Е. Сивоконю за обсуждение результатов работы.

1. Yu. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin (2004).
2. V.B. Shikin and Yu.P. Monarkha, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **65**, 741 (1973).
3. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **1**, 526 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 258 (1975)].
4. L.M. Sander, *Phys. Rev. B* **11**, 4350 (1975).
5. G.E. Marques and N. Studart, *Phys. Rev. B* **39**, 4133 (1989).
6. G. Farias and F. Peeters, *Phys. Rev. B* **55**, 3763 (1997).
7. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Phys. Rev. B* **21**, 212507 (2002).
8. S.S. Sokolov, A.C.A. Ramos, and N. Studart, *J. Phys.: Cond. Matter* **12**, 7341 (2000).
9. J. Levin and T. Sanders, *Phys. Rev.* **154**, 138 (1967).
10. W.I. Sommer and D.J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
11. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **1**, 1322 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 634 (1975)].
12. В.Б. Шикин, *УФН* **121**, 457 (1977).

13. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, *ФНТ* **35**, 978 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 766 (2009)].
14. В.А. Николаенко, А.В. Смородин, С.С. Соколов, *ФНТ* **37**, 119 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 95 (2011)].
15. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, Л.А. Карачевцева, О.А. Литвиненко, *ФНТ* **38**, 1158 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 915 (2012)].
16. С.П. Гладченко, В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 1 (2001)].
17. E.Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1449 (1984).
18. M. Saitoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 201 (1977).
19. V.B. Shikin, *J. Low Temp. Phys.* **139**, 503 (2005).

The polaron state of surface electrons over helium covering structured substrate

A.V. Smorodin, V.A. Nikolaenko, and S.S. Sokolov

The conductivity of surface electrons over a liquid helium film, covering the structurized silicon substrate with a regular system of micropores, is investigated experimentally in the temperature range $T = 1.5\text{--}2.7$ K. It is found that the conductivity decreases sharply at $T \geq 2.5$ K, which is supposed to be due to the formation of autolocalized polaron electron state over the

helium film. To check the hypothesis for the formation of the polaron state of surface electron in the dense vapor helium, the free energy of the polaron was calculated. It is shown that the free energy minimum occurs when the temperature rises to a critical value corresponding to the formation of polaron and close to the temperature of the decrease of conductivity observed experimentally. The calculation predicts the dependence of the critical temperature on the parameters of the effective potential acting in the plane of the helium surface and associated with the distortion of the helium surface due to the structure of the substrate, which contributes to the appearance of a localized charge over the helium film.

PACS: **73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces;
73.25.+i Surface conductivity and carrier phenomena;
73.90.+f Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: surface electrons, polaron, helium vapor, structured substrate.