

Транспортные свойства поверхностных электронов в гелии над структурированной подложкой

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*

Л.А. Карачевцева, О.А. Литвиненко

*Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
пр. Науки, 41, г. Киев, 03028, Украина*

Статья поступила в редакцию 15 мая 2012 г.

Предложена и реализована нульмерная электронная система над сверхтекучим гелием в цилиндрических макропорах структурированной подложки из кремния, которая переходит в диэлектрическое состояние при гелиевых температурах. Показано, что в присутствии прижимающего электрического поля глубина потенциальной ямы для электрона над сферически-вогнутой поверхностью гелия существенно зависит от радиуса жидкой поверхности, что позволяет варьировать параметры системы в широких пределах. Измерена проводимость поверхностных электронов над структурированной подложкой. Эксперименты проведены в интервале температур $T = 0,5\text{--}1,6$ К для плотностей электронов от $2,6 \cdot 10^6$ до $8 \cdot 10^8$ см⁻² при прижимающих электрических полях вплоть до 10^3 В/см. Установлено, что характер переноса заряда над гелием сильно зависит как от концентрации носителей, так и от радиуса кривизны жидкости, заполняющей макропоры подложки. При большом радиусе кривизны и, соответственно, при относительно большой толщине пленки гелия на подложке проводимость электронов при низких температурах носит термоактивационный характер. С уменьшением радиуса кривизны жидкости температурная зависимость проводимости ослабевает; причем при некоторых значениях радиуса на зависимости проводимости от прижимающего потенциала имеется локальный «провал» («dip»-эффект). Для малых радиусов кривизны поверхности гелия проводимость электронной системы слабо зависит от температуры, а «dip»-эффект не наблюдается. Предлагается интерпретация наблюдаемых зависимостей, основанная на предположении об образовании в районе макропор локализованных состояний электронов.

Запропоновано та реалізовано нульвимірну електронну систему над надплинним гелієм у циліндричних макропорах структурованої підкладки із кремнію, яка переходить у діелектричний стан при гелієвих температурах. Показано, що в присутності притискуючого електричного поля, глибина потенційної ями для електрона над сферично-увігнутою поверхнею гелію суттєво залежить від радіуса кривизни рідкої поверхні, що дозволяє варіювати параметри системи в широких межах. Обмірювано провідність поверхневих електронів над структурованою підкладкою. Експерименти проведено в інтервалі температур $T = 0,5\text{--}1,6$ К для щільностей електронів від $2,6 \cdot 10^6$ до $8 \cdot 10^8$ см⁻² при притискуючих електричних полях до 10^3 В/см. Встановлено, що характер переносу заряду над гелієм сильно залежить як від концентрації носіїв, так і від радіуса кривизни рідини, що заповнює макропори підкладки. При великому радіусі кривизни та, відповідно, при відносно великій товщині півки гелію на підкладці провідність електронів при низьких температурах носить термоактиваційний характер. Зі зменшенням радіуса кривизни рідини температурна залежність провідності стає слабкішою; причому при деяких значеннях радіуса на залежності провідності від притискуючого потенціалу є локальний «провал» («dip»-ефект). Для малих радіусів кривизни поверхні гелію провідність електронної системи слабо залежить від температури, а «dip»-ефект не спостерігається. Пропонується інтерпретація спостережених залежностей, яка заснована на припущенні про виникнення у районі макропор локалізованих станів електронів.

- PACS: **73.20.-r** 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: сверхтекучий гелий, структурированная подложка кремния, транспортные свойства.

Введение

В последние годы большое внимание привлекают исследования свойств нульмерных электронных систем или квантовых точек (КТ) (см., например, [1–3]). В нанoeлектронике КТ принято называть искусственными атомами, поскольку квантово-механические состояния электронов в них характеризуются, подобно атомным спектрам, полностью дискретным набором энергетических уровней. Типичным примером КТ является мезоскопический кластер узкозонного полупроводника в матрице широкозонного. Характерный масштаб энергетического спектра такой КТ определяется величиной e^2/C (e — заряд электрона, C — электрическая емкость кластера). Характерный размер квантовой точки в полупроводниках составляет несколько периодов кристаллической решетки и сопоставим с дебройлевской длиной волны носителя — электрона или дырки, достигая десятков нанометров вблизи дна зоны проводимости.

Перспективным направлением в физике явлений в КТ представляется создание аналогичных систем на базе поверхностных электронов (ПЭ) над жидким гелием [4], которые обладают рядом особенностей, заметно отличающих их от аналогичных систем в полупроводниках. Низкоразмерная система ПЭ образует двумерную плазму, расположенную на мезоскопическом расстоянии от поверхности диэлектрика, имеющего диэлектрическую проницаемость, близкую к единице [5,6]. Примерами подобных подложек являются жидкий и твердый водород, неон и другие. Однако наиболее подходящей подложкой является сверхтекучий гелий, отличие диэлектрической постоянной от единицы у которого минимально, а также пленки гелия на твердотельной гладкой подложке. Электрон при этом локализован над подложкой в неглубокой потенциальной яме, формируемой относительно слабыми силами изображения электрона в диэлектрике и большим потенциальным барьером на границе фаз, препятствующим проникновению электрона внутрь подложки. Энергетический спектр ПЭ является водородоподобным, причем эффективная ридберговская энергия R_{eff} составляет около 8 К, а боровский радиус электрона — 76 Å. Включение прижимающего электрического поля перпендикулярно слою ПЭ создает эффект Штарка, приводящий к «сдвигке» значений энергетических уровней. Для движения вдоль плоскости слоя энергетический спектр ПЭ является непрерывным, и прово-

димось электронов определяется их рассеянием атомами гелия в паре при температуре выше 1 К, а при более низких температурах — капиллярными поверхностными волнами гелия (риплонами). В случае ПЭ над пленкой гелия существенную роль может играть их рассеяние на неоднородностях поверхности твердотельной подложки [7].

То, что система ПЭ над гелием обладает рядом уникальных свойств, обусловлено прежде всего тем, что поверхность гелия является практически идеальной и фактически лишена примесей, а энергетический спектр ПЭ хорошо известен и может быть определен с большой точностью для произвольного прижимающего поля. Упомянутые выше типы рассеяния ПЭ, лимитирующие их подвижность, обычно могут рассматриваться как слабое возмущение. Наконец, специфической особенностью системы ПЭ является ее невырожденность при температурах проведения экспериментов, связанная с ограничением поверхностной плотности зарядов значениями $n_s \leq 10^9 \text{ см}^{-2}$. В этом смысле ПЭ могут рассматриваться как невырожденный аналог зарядовых систем пониженной размерности в полупроводниках, где такие системы обычно сильно вырождены. Также имеются возможности дальнейшего понижения пространственной размерности системы ПЭ в одном или даже двух направлениях в плоскости электронного слоя.

Исследование низкоразмерных систем ПЭ над гелием представляет как фундаментальный, так и прикладной научный интерес. Такие исследования позволяют модельно изучать различные процессы в электронной системе пониженной размерности, что при исследовании твердотельных аналогичных систем гораздо труднее проводить, а также служат базой для создания уникальных наноразмерных электронных приборов. Так, в ряде работ предлагают применить ПЭ для построения битов квантового компьютера с использованием ридберговских или спиновых состояний локализованного по всем направлениям электрона над гелием (см., например, [8–10]).

В работе [11] была предложена и в [12,13] реализована квазиодномерная электронная система (Q1D), в которой электроны локализованы в канавках профилированной подложки над искривленной поверхностью гелия. Детальное теоретическое исследование проводимости такой системы проводилось в работе [14].

Нульмерная система ПЭ может быть получена созданием условий для полной локализации электрона в

плоскости границы раздела жидкость–пар с помощью специально подобранной геометрии подложки или конфигурации внешних электрических и магнитных полей. Кроме того, были предсказаны и описаны поляронные состояния ПЭ автолокализованного типа при низких температурах (риплонный полярон, обусловленный макроскопической деформацией поверхности гелия и «захватом» электрона в образовавшийся прогиб (лунку) [6]). Подобный эффект автолокализации электронов наблюдается и при температурах $T > 2$ К в плотном гелиевом паре, причем эффект локализации заряда сопровождается нарушением однородности плотности пара гелия [15–17]. Детальное исследование автолокализованного состояния электрона в паровой фазе над гелием в Q1D системе и сравнение их свойств с подобными образованиями в 3D и 2D случаях проведено в [17].

ПЭ в поляронном состоянии обладают полностью дискретным энергетическим спектром и в этом смысле соответствуют определению КТ. В то же время поляроны не являются статическими образованиями и обладают конечной, хотя и весьма низкой, подвижностью как ввиду большой эффективной массы полярона, так и в силу гидродинамического характера движения полярона вдоль поверхности гелия во внешнем электрическом поле.

В настоящей работе предложен и реализован способ создания нульмерных состояний ПЭ (КТ) в случае структурированной подложки из кремния, содержащей цилиндрические макропоры, покрытые гелием, расположенные регулярно и образующие квадратную решетку. Рассмотрена электростатическая задача о конфигурации электрического поля в макропоре и сделан вывод о возможности локализации электрона над сферически искривленной поверхностью гелия в поре при наличии прижимающего поля. Проведено экспериментальное исследование проводимости системы ПЭ над указанной подложкой в зависимости от температуры, прижимающего поля и плотности зарядов.

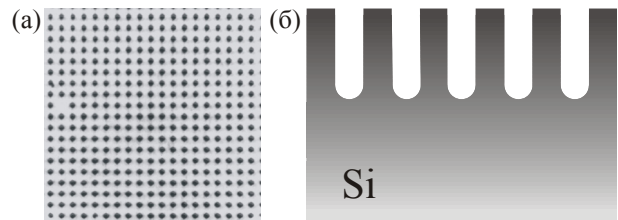


Рис. 1. Микрофотография поверхности структурированной подложки, макропоры расположены с периодом 4 мкм (а). Схематическое изображение структуры подложки, вид сбоку (б).

2. Методика эксперимента

Подложка представляет собой пластину монокристаллического кремния ориентации (100). Толщина пластины составляет 0,5 мм, площадь 17×9 мм. Квадратная решетка макропор (рис. 1) диаметром 2 мкм, расстоянием между их центрами 4 мкм и глубиной пор 80 мкм создавалась методом фотоэлектрохимического травления [18]. При комнатной температуре удельное сопротивление пластины составляет 4,5 Ом·см [19]. Однако при понижении температуры кремниевая подложка становится диэлектриком. Экспериментально такой переход наблюдался при температурах ~ 30 К. Диэлектрическая постоянная подложки при гелиевой температуре составляет $\epsilon_s \approx 5$. Электропроводность подложки, изменяющаяся по закону $\sigma_{Si} = \sigma_{Si}^{(0)} \times \exp(-W/2k_B T)$, становится исчезающе малой величиной при температурах эксперимента ($W \approx 1,1-1,2$ эВ — ширина запрещенной зоны для кремния).

Описанная кремниевая подложка помещалась в экспериментальную ячейку.

Ячейка для исследования транспортных свойств электронной системы над гелием аналогична той, что ранее применялась в работах [16,20], см. рис. 2.

Структурированная подложка (3) помещалась в зазоре конденсатора, нижняя пластина которого представляла собой измерительную систему, состоящую из

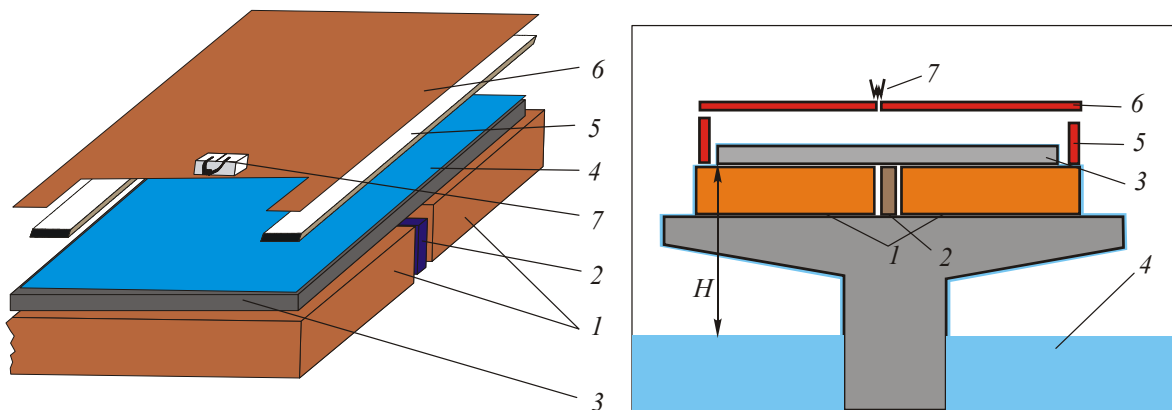


Рис. 2. Схема измерительной ячейки: измерительный электрод (1); заземленный электрод (2); структурированная подложка с макропорами (3); жидкий гелий (4); охранный электрод (5); сплошной потенциальный электрод (6); вольфрамовая нить накала (7).

двух электродов (l), на один из которых подавался переменный потенциал, а с другого снимался измерительный сигнал. Для измерения проводимости применялась соммер-таннеровская методика измерений [17,21], в которой используется тот факт, что электронная система над подложкой связана емкостным (бесконтактным) способом с плоскими измерительными электродами. Посредством двухфазного синхронного анализатора сигналов в режиме источника тока измерялись 0- и 90-градусные компоненты сигнала на частоте 20 кГц. Амплитуда сигнала в ходе эксперимента составляла 15 мВ. По измерениям активной части кондактанса измерительной ячейки [22] определялась проводимость электронов.

Верхний сплошной электрод (6) был предназначен для создания прижимающего электрического поля E_{\perp} . Расстояние между верхней и нижней пластинами конденсатора составляло 0,7 мм. Такое расстояние позволяло создавать большие прижимающие поля при относительно малом прижимающем потенциале на верхней пластине. Источником электронов служила вольфрамовая нить накаливания (7) диаметром ~ 5 мкм, расположенная над отверстием в верхней пластине. Зарядка поверхности гелия осуществлялась при температуре $T = 1,4 - 1,5$ К, когда имеются наилучшие условия для термализации зарядов. Поверхностная плотность заряда изменялась в пределах $10^6 - 10^9$ см $^{-2}$ и определялась из условия компенсации прижимающего поля полем электронного слоя.

Пленка гелия (4), покрывающая подложку, имела толщины от 250 до 1000 Å. Толщина пленки определялась количеством гелия в камере с ячейкой. Так как ячейка располагалась на некотором расстоянии H от жидкого гелия (рис. 2(б)), то сверхтекучий гелий затекал на подложку благодаря капиллярным силам, формируя пленку гелия на поверхности. Толщина пленки определялась как $d = k_{\gamma} / H^{1/3}$ [23], где $k_{\gamma} = 2,88 \cdot 10^{-6}$ см $^{4/3}$ — константа, определяемая потенциалом Ван-дер-Ваальса.

Радиус кривизны жидкости в поре определяется соотношением $R = 2\alpha / (\rho g H)$ (здесь α и ρ — коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкого гелия соответственно, g — ускорение силы тяжести).

3. Модель нульмерной электронной системы над гелием

Поверхностные состояния электронов, находящиеся над микропорами, заполненными гелием, и над плоской поверхностью гелия, заметно отличаются. Если электрон движется над плоской границей раздела жидкость-пар, его энергетический спектр и волновая функция основного состояния имеют вид, соответствующей водородоподобной модели, упомянутой во Введении:

$$\varepsilon_l(k) = \Delta_l^{(0)} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (1)$$

где

$$\Delta_l^{(0)} = -\frac{R_{\text{eff}}}{l^2}, \quad R_{\text{eff}} = \frac{m\Lambda^2}{2\hbar^2}, \quad l = 1, 2, 3, \dots;$$

$$\Psi_{1,k}(\mathbf{r}, z) = 2\gamma^{3/2} z \exp(-\gamma z) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}); \quad (2)$$

$$\gamma = \frac{m\Lambda}{\hbar^2} \sim 10^6 \text{ см}^{-1}; \quad \Lambda = \frac{e^2}{4} \left(\frac{\varepsilon_{\text{He}} - 1}{\varepsilon_{\text{He}} + 1} \right);$$

$\varepsilon_{\text{He}} = 1,0572$ — диэлектрическая постоянная гелия, m и e — масса и заряд электрона соответственно, \mathbf{k} — двумерный волновой вектор, радиус вектор $\mathbf{r} = \{x, y\}$ ориентирован в плоскости поверхности гелия. Выражение для дискретной части спектра $\Delta_l^{(0)}$ в (2) справедливо при $E_{\perp} = 0$. Зависимость $\Delta_l^{(0)}$ от E_{\perp} подробно рассмотрена в [6,24].

В случае электрона над микропорой энергетический спектр становится полностью дискретным, что обусловлено появлением дополнительной потенциальной энергии ПЭ для движения вдоль x и y . Ситуация во многом аналогична той, что имеется в случае возникновения одномерной электронной системы над гелием в каналах профилированной подложки [11,12,20]. Электроны распложены над искривленной поверхностью гелия, поперечное сечение которой можно аппроксимировать полуокружностью радиуса R . Под действием прижимающего поля электроны сдвигаются к центру прогиба, где их потенциальная энергия становится

$$U(r) = \frac{m\omega_0^2 r^2}{2}, \quad (3)$$

с характерной частотой колебания электрона в потенциальной яме, определяемой как $\omega_0 = (eE_{\perp} / mR)^{1/2}$. Выражение для ω_0 такое же, как в [11], однако в данном случае энергетический спектр ПЭ иной, чем в квазиодномерном канале. В таком канале электрон движется свободно вдоль его оси, а потенциальная энергия его имеет вид (3) с заменой координаты r на координату, соответствующую движению поперек канала. Это движение характеризуется дискретным набором эквидистантных энергетических уровней одномерного гармонического осциллятора. В нашем случае потенциальная энергия (3) приводит к энергетическому спектру двумерного гармонического осциллятора для движения вдоль поверхности гелия:

$$\varepsilon_{l,n} = \Delta_l^{(0)} + \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right); \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Выражение (4) справедливо для состояний электрона с неотрицательным значением проекции углового момента l_z на направление z . В случае $l_z = 0$ волновая функция основного состояния ($n = 0$) определяется

выражениями (2), в которые вместо $\exp(i\mathbf{kr})$ следует подставить:

$$\varphi_0(r) = \pi^{-1/4} r_0^{-1/2} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right), \quad (5)$$

где $r_0 = (\hbar/m\omega_0)^{1/2}$ — масштаб локализации. Оценки показывают, что при $R = 5 \cdot 10^{-4}$ см для прижимающих полей $450 \text{ В/см} < E_{\perp} < 1500 \text{ В/см}$ величина r_0 изменяется в интервале от $4,0 \cdot 10^{-6}$ см до $5,4 \cdot 10^{-6}$ см. Таким образом, $r_0 \ll R$.

В то же время энергетический спектр ПЭ для движения в перпендикулярном направлении можно считать совпадающим с $(\Delta_e^{(0)})$, поскольку среднее расстояние электрона от поверхности ($\sim 10^{-6}$ см) много меньше радиуса кривизны $R \sim 10^{-4}$ см. В принципе в энергетический спектр может давать вклад в поляризационное взаимодействие электрона с кремнием, обратно пропорциональное расстоянию заряда от подложки. Отметим, однако, что глубина жидкости в заполненной ею макропоре составляет ~ 80 мкм, а характерный масштаб локализации электрона в центре поры много меньше расстояния (порядка радиуса поры ~ 1 мкм) до стенок поры из кремния. Для таких расстояний влиянием потенциала сил изображения в веществе подложки на параметры энергетического спектра электрона можно пренебречь [6].

Следует отметить, что выражение (3) сохраняет смысл и в том случае, если электрон достаточно глубоко «погружен» внутрь цилиндрической макропоры, и условия его локализации определяются потенциалом $\Phi(\mathbf{r}, z)$ электростатического поля внутри цилиндрической полости. Точное решение соответствующей электростатической задачи с учетом заполнения полости гелием, имеющим форму поверхности, определяемую капиллярными силами, и с учетом конечности диэлектрической постоянной кремния, оказывается невозможным. Поэтому рассмотрим сильно упрощенную ситуацию: будем пренебрегать отличием диэлектрической постоянной гелия от единицы, заменяя вещество стенок на металл и используя следующее выражение, справедливое для электрона, находящегося в пустом металлическом цилиндрическом стакане [25]:

$$\Phi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2V_0 \text{sh}\left(\frac{\lambda_n z}{a}\right) J_0\left(\frac{\lambda_n r}{a}\right)}{\lambda_n J_1(\lambda_n) \text{sh}\left(\frac{\lambda_n z_0}{a}\right)}. \quad (6)$$

Выражение (6) удовлетворяет граничным условиям: $\Phi = 0$ при $r = a$ и $z = 0$, а также $\Phi = V_0$ при $z = z_0$ и $r = 0$ (в данном случае координата z отсчитывается от дна поры, см. рис. 3). Здесь $J_n(x)$ — функция Бесселя, λ_n — n -й корень функций Бесселя $J_0(x)$: $J_0(\lambda_n) = 0$. Заметим, что, в отличие от реальной ситуации электрона в полости с жидким гелием, когда координата z зависит от r (электрон движется над

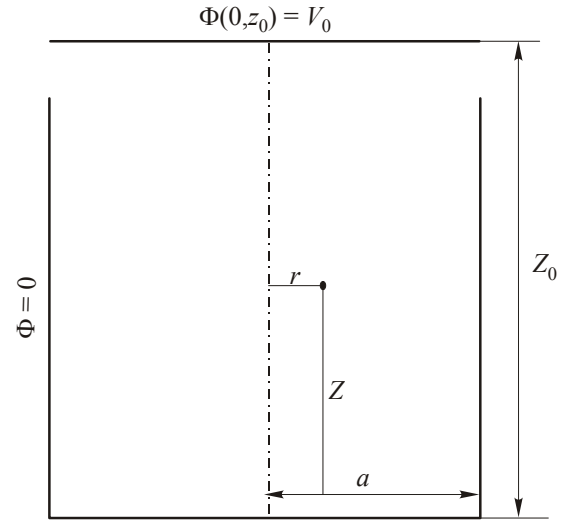


Рис. 3. Схематическое изображение цилиндрической макропоры.

искривленной поверхностью жидкости), для пустого стакана эти координаты независимы.

Ряд (6) сходится быстро. Это позволяет ограничиться первым членом в разложении в ряд функции Бесселя в числителе (6) при $r/a \ll 1$. В результате для потенциальной энергии электрона, отсчитываемой от $-e\Phi(0, z)$, для заданного z получаем выражение, совпадающее с (3), в которое в качестве ω_0 следует подставить

$$\omega_0^2 = \frac{eV_0}{ma^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda_n \text{sh}\left(\frac{\lambda_n z}{a}\right)}{J_1(\lambda_n) \text{sh}\left(\frac{\lambda_n z_0}{a}\right)}. \quad (7)$$

На рис. 4 показана зависимость потенциальной энергии электрона (3) с ω_0 из (7) вместе с точной энергией $-e\Phi(r, z)$ для $z/a = 1$. Видно, что параболическое приближение (3) неплохо совпадает с точной энергией, особенно в центре макропоры. Зависимость потенциала $\Phi(r, z)$ энергии от z для $r = 0$ приведена на рис. 5.

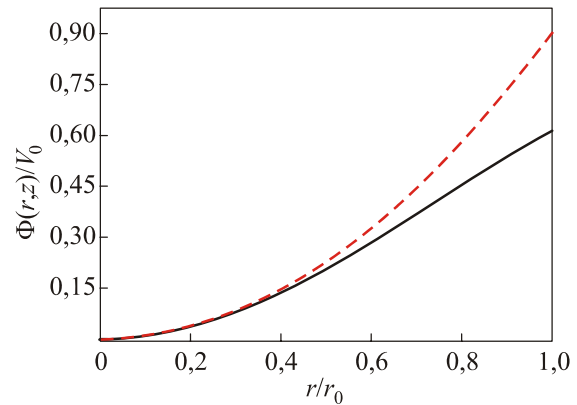


Рис. 4. Зависимость от r потенциальной энергии электрона (3) с ω_0 из (7) (пунктирная линия) и точная энергия $-e\Phi(r, z)$ (сплошная линия) для $z/a = 1$.

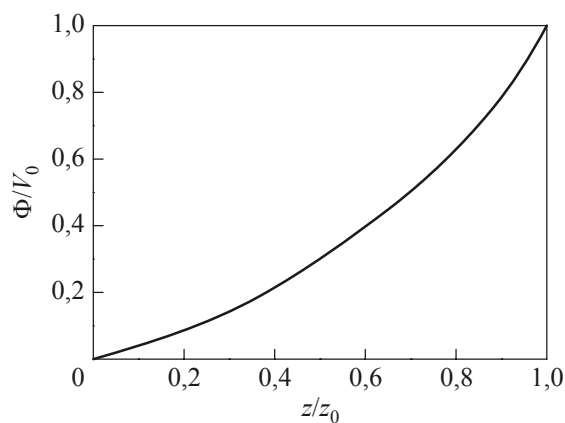


Рис. 5. Зависимость потенциальной энергии электронов от координаты вдоль оси цилиндра.

Из данных на рисунке следует, что потенциальная энергия электрона внутри поры сильно зависит от положения электрона относительно дна поры.

Таким образом, «параболическое» выражение для потенциальной энергии электрона (3) оказывается весьма общим. Это приближение приводит к выражениям (4), (5) для энергетического спектра и волновой функции электрона.

Следует отметить, что способ реализации квази-нульмерной системы электронов, локализованных над цилиндрическими порами, имеет существенные преимущества по сравнению со способом создания подобных систем над слоем гелия толщины h , покрывающим плоскую подложку в [8–10]. В этих работах предлагалось создать квантовые точки над выступами дна подложки. Однако при этом на свойствах электронной системы должны сильно сказываться как разброс в высоте выступов, так и неравномерность величины H вдоль подложки (неравномерность уровня поверхности подложки относительно горизонтальной плоскости). В результате имеется разброс параметров отдельных электронных КТ. В настоящей работе КТ возникают над вогнутой поверхностью гелия в макропоре, причем электроны локализируются вблизи центра поры с потенциальной энергией (3), которую можно считать одинаковой для разных КТ, поскольку радиусы кривизны R для практически идентичных по своему поперечному сечению пор совпадают. Параметры КТ в предлагаемой системе можно изменять в широких пределах, варьируя внешнее прижимающее поле и радиус кривизны. В то же время электроны между порами для использованных в настоящей работе H находятся над пленкой гелия толщиной $\leq 10^{-5}$ см. В этом случае электрон локализуется над гелием в основном благодаря силам изображения в твердотельной подложке, влияние сил изображения в самом гелии пренебрежимо мало. Из-за этого проблема горизонтальности положения границы раздела пар–жидкость перестает быть существенной.

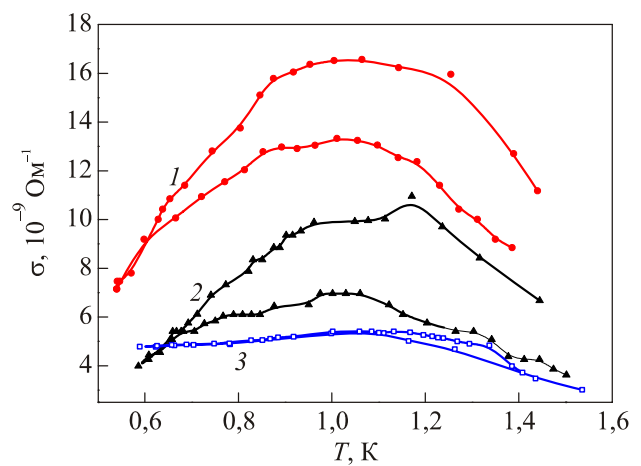


Рис. 6. Зависимость проводимости поверхностных электронов от температуры для различной величины H , мм: 5 (1), 7,3 (2), 8,5 (3).

4. Экспериментальные результаты

В настоящем разделе мы приводим экспериментальные данные по измерению проводимости ПЭ над гелием, покрывающим структурированную подложку. Представлены зависимости проводимости от температуры (при различных толщинах гелиевой пленки, прижимающего потенциала и концентрации поверхностных электронов).

На рис. 6 представлена температурная зависимость проводимости ПЭ с концентрацией $\sim 10^7$ см $^{-2}$ для различных расстояний от объемного гелия до поверхности подложки, соответственно, для различных толщин гелиевой пленки, покрывающей подложку. Рассмотрены три возможные ситуации.

Если толщина пленки гелия достаточно велика, т.е. радиус кривизны жидкости в поре велик (качественно этот случай показан на рис. 7(а)), то кинетические свойства электронов близки к свойства ПЭ над плоской поверхностью гелия. Можно ожидать, что проводимость электронов в этом случае определяется в основном их взаимодействием с шероховатостями поверхности под-

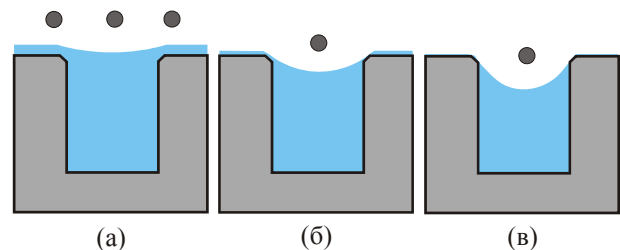


Рис. 7. Схематическое изображение локализации электрона относительно лунки при различных толщинах пленки, покрывающей подложку, и радиусах кривизны поверхности гелия в поре (радиус кривизны уменьшается от 7(а) к 7(в), соответственно, уменьшается толщина пленки гелия вне области пор).

ложки вне пор. Действительно, на температурной зависимости проводимости (кривая 1 на рис. 6) наблюдается падение по мере понижения температуры ниже 0,8 К. Движение электронов носит термоактивационный характер, обусловленный их локализацией на потенциале [11], вызываемом шероховатостями, причем зависимость проводимости от температуры выражается законом Аррениуса, $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-\Delta_a/k_B T)$, где Δ_a — энергия термоактивации, равная 1,3 К. Следует отметить, что при обратном ходе (повышении) температуры соответствующие данные для проводимости оказываются ниже значений, полученных при понижении температуры. Это изменение можно связать с тем, что часть носителей при низких температурах локализуется на шероховатостях подложки и выбывает из процесса переноса заряда при повышении температуры.

Если уменьшить радиус кривизны жидкости в микропоре (рис. 7(б)), то можно ожидать, что значительная часть электронов окажется «захваченной» лунками — прогибами поверхности гелия в макропорах. В этих условиях проводимость должна уменьшиться по сравнению с предыдущим случаем, поскольку число «подвижных» электронов вне области пор меньше. Действительно, экспериментальные данные подтверждают сделанный вывод (кривая 2 на рис. 5).

Наконец, если еще больше уменьшить толщину пленки и радиус кривизны жидкости в поре, то ситуация становится качественно похожей на показанную на рис. 7(в) (для $H = 5$ мм имеем $R = 35$ мкм). По мере уменьшения радиуса кривизны все большее количество электронов оказывается локализованным в области пор, в результате чего проводимость вдоль подложки становится меньше, при этом ее температурная зависимость становится слабо выраженной при $T < 1$ К (кривая 3 на рис. 5). Обращает на себя внимание сильное изменение характера температурной зависимости подвижности при изменении H , менее чем в два раза, при переходе от кривой 1 к кривой 3.

В работе также измерены зависимости проводимости от прижимающего поля и температуры для разных концентраций ПЭ. Прижимающее поле способствует локализации электронов вблизи дна прогиба жидкости в макропоре. Поэтому проводимость системы должна уменьшаться не только в связи с уменьшением подвижности зарядов с ростом поля, но и с падением плотности «подвижных» электронов. Пример экспериментально измеренной зависимости проводимости от поля показан на рис. 8. Оказалось, что наблюдается не только уменьшение подвижности с увеличением прижимающего поля, но и локальный провал проводимости при определенном значении прижимающего потенциала — так называемый «dip»-эффект. Похожее поведение проводимости от прижимающего поля наблюдались в квазиодномерной системе ПЭ [21] (вставка на рис. 8(а)). «Dip»-эффект пока не нашел

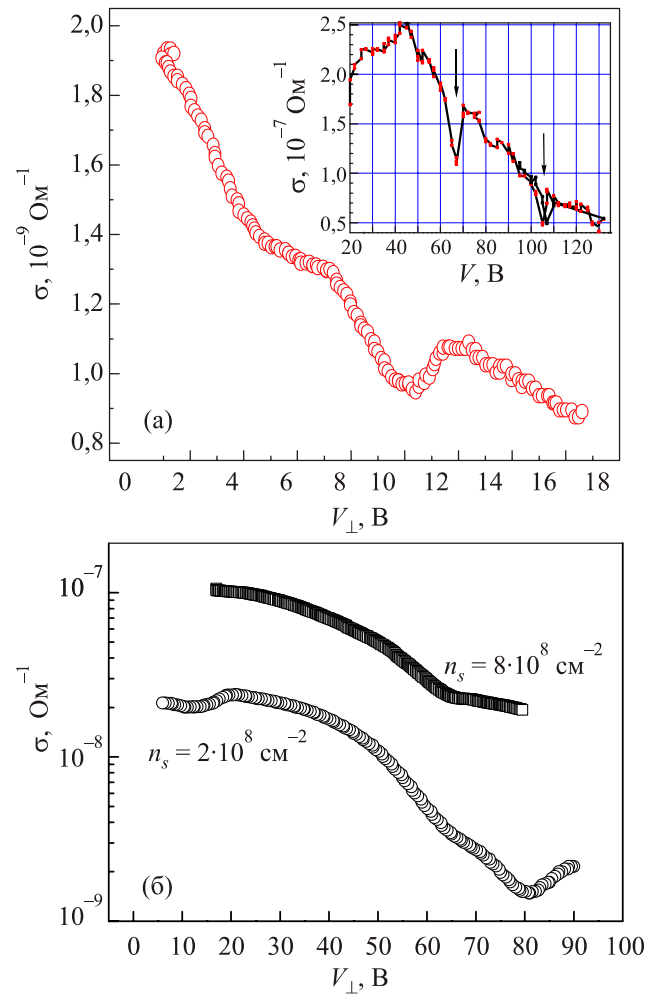


Рис. 8. Зависимость проводимости поверхностных электронов от прижимающего потенциала при $T = 1,4$ К для $H = 7,5$ мм, $n_s = 6,7 \cdot 10^7$ см⁻² (а), $n_s = 2 \cdot 10^8$ см⁻² и $n_s = 8 \cdot 10^8$ см⁻² (б). На вставке — зависимость, полученная ранее для квазиодномерной системы в работе [16].

удовлетворительного объяснения. Наиболее вероятной причиной является дробление проводящего канала на кластеры под действием потенциала, обусловленного локализацией носителей тока на случайных неоднородностях подложки при достижении некоторого критического значения прижимающего поля. Не исключено, что качественно сходным является происхождение провала на зависимости $\sigma(V_{\perp})$ в настоящей работе, хотя геометрия системы и двумерный характер проводимости сильно усложняют ситуацию по сравнению с квазиодномерным проводящим каналом в [16].

Следует отметить, что «dip»-эффект наблюдался не при всех толщинах гелиевой пленки. Кривая на рис. 8(а) получена для толщины пленки той же, для которой снята зависимость, соответствующая кривой 2 на рис. 6. Для больших и меньших толщин «dip»-эффект не наблюдается. К сожалению, подробные данные о зависимости положения провала от толщины гелиевой плен-

ки пока не получены. Если причиной «dip»-эффекта является, аналогично случаю квазиодномерного канала, дробление слоя электронов, то причиной отсутствия «dip»-эффекта может быть малая величина потенциального барьера между электронными кластерами для относительно толстых пленок (минимальная H) или же, напротив, большая величина этого барьера для максимальных H — здесь можно ожидать, что с самого начала проводящий слой разделен на отдельные кластеры, туннелирование между которыми маловероятно.

Увеличение концентрации ПЭ приводит к изменению положения провала на зависимости проводимости от прижимающего потенциала. На рис. 8(б) приведены две зависимости $\sigma(V_{\perp})$ для концентраций, значительно выше, чем та, для которой получена зависимость, приведенная на рис. 8(а). Видно, что значение V_{\perp} , для которого наблюдается провал проводимости, существенно больше, чем на рис. 8(а) (для максимальной концентрации в приведенном интервале V_{\perp} провал не наблюдается). Заметим также, что «dip»-эффект не наблюдался и при $n_s < 6,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$.

На рис. 9 приведена зависимость $\sigma(T)$ для различной плотности ПЭ над подложкой. Так как плотность пор на подложке составляет $6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, можно рассмотреть случаи, когда плотность ПЭ меньше, близка или больше плотности пор на подложке. Измерения проведены для $H = 7 \text{ нм}$, что очень близко к соответствующей величине, для которой получена кривая 2 на рис. 6.

Видно, что при относительно высокой T во всех случаях зависимость проводимости имеет экспоненциальный характер вследствие уменьшения плотности рассеивателей — атомов гелия в поре. При T ниже 1 К проводимость уменьшается по экспоненциальному закону вследствие термоактивационного характера переноса. Причем, для случая относительно малой плотно-

сти электронов (кривая 1), когда можно ожидать, что значительная часть зарядов локализована в потенциальных ямах над порами подложки, зависимость от T слабо выражена. При увеличении плотности носителей (кривые 2 и 3) характер переноса определяется в основном электронами, находящимися между порами. При достаточно высоких температурах $\sigma(T)$ определяется электрон-газовым рассеянием, а при более низких температурах сказывается прыжковый механизм проводимости, ведущий к падению $\sigma(T)$ по экспоненциальному закону (ср. с кривыми 1 и 2 на рис. 6).

Следует отметить, что объяснения поведения проводимости ПЭ над структурированной подложкой носят качественный характер и не учитывают ряд важных факторов. В частности, мы не анализировали роль кулоновского взаимодействия между электронами, величина которого для рассмотренных плотностей зарядов превышает температуру. В этих условиях кулоновское взаимодействие должно сильно влиять на условия как локализации, так и переноса зарядов. Данный вопрос нуждается в дальнейших исследованиях.

Заключение

В работе предложена и реализована электронная система над сверхтекучим гелием, покрывающим структурированную подложку, содержащую цилиндрические макропоры. Подложка изготовлена из кремния, находящегося в диэлектрическом состоянии при температурах экспериментов. Анализируются особенности и преимущества данного способа создания квазиодномерных электронных систем. Рассчитана потенциальная энергия электрона над цилиндрической макропорой.

Проведены предварительные экспериментальные исследования транспорта электронов над жидким гелием над кремниевой подложкой с регулярной структурой макропор. Показано, что при относительно большом радиусе кривизны и большой электронной концентрации (больше концентрации пор) характер переноса заряда подобен прыжковому в области низких температур, где проводимость приблизительно экспоненциально зависит от T . При определенных условиях на зависимости проводимости от прижимающего потенциала имеется «dip»-эффект (провал проводимости), который имеет сходство с «dip»-эффектом, ранее наблюдавшимся в квазиодномерной электронной системе, где он, вероятно, обусловлен дроблением проводящего канала при наличии неоднородного потенциала. Исследования будут продолжены.

Работа частично поддержана грантом УНТЦ, проект № 5211.

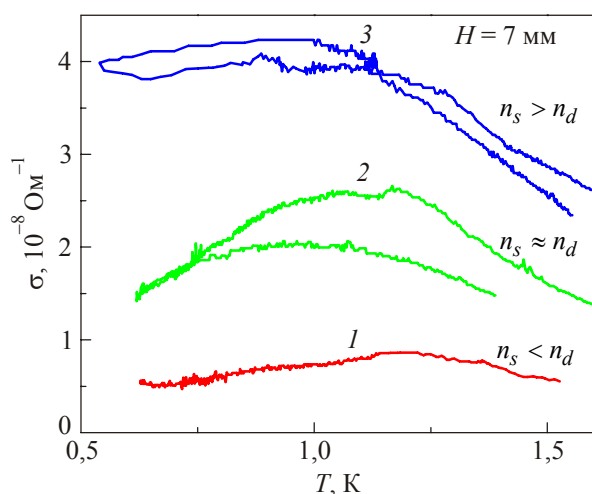


Рис. 9. Температурная зависимость проводимости электронов над гелием при различных плотностях электронов, 10^7 см^{-2} : 2,6 (1), 6,1 (2), 40 (3).

1. Ж.И. Алферов, *Физ. техн. полупр.* **32**, 3 (1998).
2. V. Bedanov and F.M. Peeters, *Phys. Rev. B* **49**, 2667 (1994).
3. M. Saint Jean, C. Even, and C. Guthmann, *Europhys. Lett.* **55**, 45 (2001).
4. Ю.З. Ковдря, *ФНТ* **29**, 107 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 77 (2003)].
5. A. Dahm, in: *Electrons on Helium and Other Cryogenic Substrates*, E.Y. Andrei (ed.), Kluwer Academic Publ., Dordrecht (1997), p. 281.
6. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin (2004).
7. D. Coimbra, S.S. Sokolov, J.-P. Rino, and N. Studart, *Phys. Rev. B* **74**, 035411 (2006).
8. P.M. Platzman and M.I. Dykman, *Science* **284**, 1967 (1999).
9. A.J. Dahm, J.M. Goodkind, I. Kararurt, and S. Pilla, *J. Low Temp. Phys.* **126**, 709 (2002).
10. M.I. Dykman, P.M. Platzman, and P. Seddighrad, *Phys. Rev. B* **67**, 155402 (2003).
11. Ю.З. Ковдря, Ю.П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 571 (1986)].
12. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992) [*Low Temp. Phys.* **18**, 894 (1992)].
13. О.И. Киричек, Ю.П. Монарха, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 323 (1993)].
14. S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev. B* **51**, 5977 (1995).
15. V.V. Shikin, *J. Low Temp. Phys.* **139**, 503 (2005).
16. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, *ФНТ* **35**, 978 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 766 (2009)].
17. В.А. Николаенко, А.В. Смородин, С.С. Соколов, *ФНТ* **37**, 119 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 95 (2011)].
18. Л.А. Карачевцева, О.А. Литвиненко, Е.И. Стронская, *Теор. экп. хим.* **39**, 373 (2003).
19. L.A. Karachevtseva, V.I. Ivanov, O.O. Lytvynenko, K.A. Parshin, and O.J. Stronska, *Appl. Surf. Sci.* **255**, 3328 (2008).
20. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, *ФНТ* **34**, 751 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 593 (2008)].
21. W.I. Sommer and D.J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
22. С.П. Гладченко, В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 1 (2001)].
23. E.Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1449 (1984).
24. Т.И. Зуева, С.С. Соколов, *ФНТ* **38**, 235 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 185 (2012)].
25. W.R. Smythe, *Static and Dynamic Electricity*, McGraw-Hill, New York (1950).

Transport properties of surface electrons over structurized substrate

A.V. Smorodin, V.A. Nikolaenko,
S.S. Sokolov, L.A. Karachevtseva,
and O.O. Lytvynenko

A zero-dimensional electronic system is proposed and realized above superfluid helium in cylindrical macropores of a structurized silicon substrate that passes to a dielectric state at helium temperatures. It is shown that in the presence of holding electric field the depth of potential well for an electron above the spherical concave helium surface substantially depends on the curvature radius of liquid surface, that allows to vary the system parameters within wide range. Conductivity of superficial electrons is measured above the structurized substrate. The experiments are carried out in the temperature range $T = 0.5 - 1.6$ K for electron densities from $2.6 \cdot 10^6$ to 10^8 cm^{-2} at holding electric fields up to 10^3 V/cm. It is found that the character of charge transport above helium strongly depends on both the carrier concentration and the curvature radius of liquid, filling the substrate macropores. At a large radius of curvature and, accordingly, at a relatively large thickness of helium film on the substrate, the electron conductivity at low temperature is thermoactivated. With reducing of the liquid curvature radius the temperature dependence of conductivity weakens and, at some values of radius, a local “failure” (“dip”-effect) appears in the dependence of conductivity on holding potential. For small curvature radii of helium surface the temperature dependence of electron becomes poor and the “dip”-effect is not observed. An interpretation of the observed dependences is proposed, which is based on the assumption that there appear localized electron states about the macropores.

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: superfluid helium, structurized silicon substrate, transport properties.