

Электрические свойства металлических нанопроволок, полученных в квантованных вихрях сверхтекучего гелия

Е.Б. Гордон

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Московская область, 142432, Россия
E-mail: gordon@icp.ac.ru

А.В. Карабулин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, 115409, Россия

В.И. Матюшенко, В.Д. Сизов

*Филиал Института энергетических проблем химической физики РАН
Черноголовка, Московская область, 142432, Россия*

И.И. Ходос

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
Черноголовка, Московская область, 142432, Россия*

Статья поступила в редакцию 5 марта 2010 г.

Методом лазерной абляции металлов в сверхтекучем гелии получены пучки нанопроволок из никеля, индия и свинца. Проволоки диаметром 5–8 нм демонстрируют металлическую проводимость и связаны между собой точечными контактами. Показано, что пучки проволок прикрепляются к введенным в область конденсации остриям и имеют длину до 1 см. Высокая интенсивность полевой эмиссии электронов и ее низкий порог объясняются малостью радиуса индивидуальных проволок и большой длиной пучка. Температура перехода в сверхпроводящее состояние в свинцовых нанопроволоках сдвинута вниз на 2,9 К, а в индиевых — вверх более чем на 1 К.

Методом лазерної абляції металів у надплинному гелії отримані пучки нанодротів з нікелю, індію й свинцю. Дроти діаметром 5–8 нм демонструють металеву провідність і зв'язані між собою точковими контактами. Показано, що пучки дротів прикріплюються до вістер, що введені в область конденсації, і мають довжину до 1 см. Висока інтенсивність польової емісії електронів і її низький поріг пояснюються малістю радіуса індивідуальних дротів і великою довжиною пучка. Температура переходу в надпровідний стан у свинцевих нанодротах зрушена вниз на 2,9 К, а в індієвих — вверх більш ніж на 1 К.

PACS: 73.63.Nm Квантовые проволоки;

74.78.-w Сверхпроводящие пленки и низкоразмерные структуры.

Ключевые слова: нанопроволоки, сверхтекучий гелий, сверхпроводимость, полевая эмиссия электронов.

Введение

В работе [1] обнаружено, что при впрыскивании газообразного молекулярного водорода в сверхтекучий гелий образуются длинные нити, ведущие себя подобно квантованным вихрям, в то время как в нормальном

жидком гелии формируются исключительно сферические крупинки твердого водорода. Это наблюдение объяснено [1,2] самоускорением процесса конденсации примесей внутри вихрей за счет концентрирования в них примесных частиц и сделан вывод, что из-за чрезвычайно малых поперечных размеров вихря [3] пер-

вичным продуктом коалесценции любых примесей в He II должны являться нанопроволоки. Весьма привлекательным было экспериментально подтвердить это общее утверждение на примере металлов, поскольку металлические нанопроволоки представляют наибольший научный и практический интерес. Для металлов, особенно стойких к окислению, можно, кроме того, сохранить продукты конденсации при переходе к нормальным условиям, чтобы затем исследовать их методами электронной микроскопии. Но не менее интересна в случае металлов и уникальная возможность проведения электрических измерений непосредственно в жидком гелии. В недавно проведенной в Швейцарии совместной работе [4] было показано, что продукты конденсации атомов и малых кластеров золота и меди, полученных методом лазерной абляции погруженной в сверхтекучий гелий металлической мишени, представляют собой пучки длинных нанопроволок диаметром 1,5–4 нм. Также обнаружено, что эти проволоки проводят электрический ток, т.е. сразу после образования в них имеется металлическая связь.

В данной работе изучена электропроводность нанопроволок из индия, свинца и никеля, полученных, как и в [4], методом лазерной абляции с поверхности металлической мишени, погруженной в He II.

Экспериментальная методика

Рост нанопроволок и их исследование осуществлялись внутри откачного оптического криостата производства ИФТТ РАН с окнами из сапфира диаметром 30 мм и диаметром внутренней шахты 60 мм. Мишени, представлявшие собой фольгу толщиной 0,2–0,3 мм, размещались внутри жидкого гелия вблизи оси шахты. Для образования нанопроволок достаточно очень небольших количеств материала, поэтому использован маломощный импульсный волоконный иттербиевый лазер (длина волны 1,06 мкм, длительность импульса 25 нс, энергия в импульсе около 0,1 мДж, частота следования импульсов до 2 кГц). Облучение производилось через окно, лазерный луч фокусировался линзой на поверхности мишени, настройка на фокус производилась визуально по яркому голубоватому свечению поверхности мишени под действием инфракрасного лазерного света. Авторы [2] предположили, что нанопроволока может быть выращена на металлическом острие, погруженном в He II. Данное предположение основано на том, что квантованный вихрь предпочитает прикрепляться ко всякого рода неоднородностям [3], а растущая внутри вихря проволока может свободно перемещаться вдоль его оси вплоть до места его крепления. Это бы сильно облегчало исследование и решало бы важную прикладную задачу манипулирования нанообъектом. Для проверки этого предположения вблизи мишени были размещены две

вертикальные линейки металлических электродов: 10 золоченых игл и две стальные иголки, намагниченные противоположно; межэлектродные расстояния во всех случаях 3 мм (см. рис. 1).

Откачка паров гелия форвакуумным насосом АВЗ-20Д понижала давление гелия до 6 торр и температуру жидкости соответственно до 1,55 К. Облучение мишени лазером обычно проводили при этой температуре. Для регистрации зависимостей проводимости от температуры прекращалась откачка паров, температура жидкости при этом определялась по давлению насыщенного пара гелия, измеряемого образцовым вакуумметром класса 0,25. Медленным отогревом удавалось избежать образования пузырьков пара у электродов при температурах выше 2,2 К, т.е. в нормальном жидком гелии. Абляция всех исследованных металлов — никеля, индия и свинца — не требовала высоких мощностей лазерного импульса. Никель был выбран из-за своего ферромагнетизма, позволяющего, в принципе, управлять проволочкой с помощью магнита. Исследование сверхпроводников — индия (температура перехода массивного образца в сверхпроводящее состояние $T_c = 3,4$ К) и свинца ($T_c = 7,2$ К) — представляло особый интерес в связи с эффектом сдвига температуры сверхпроводящего перехода в нанопроволоках.

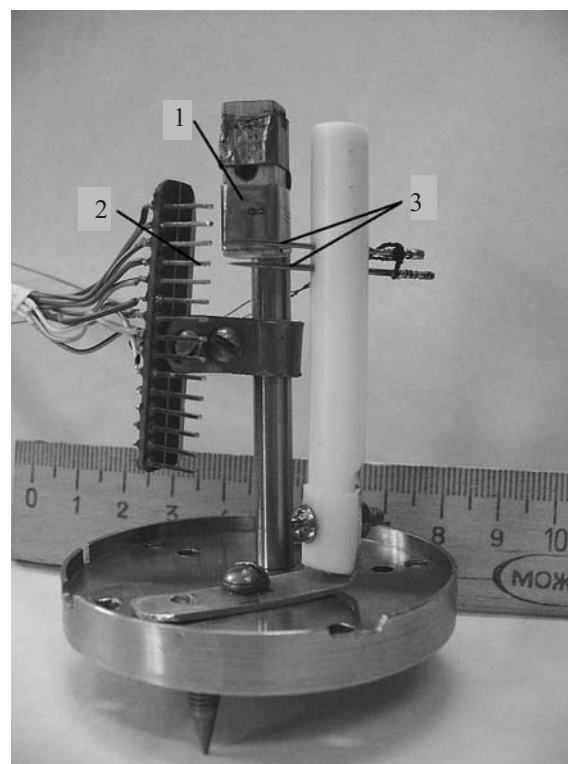


Рис. 1. Устройство низкотемпературной ячейки: 1 — металлические мишени из фольги (видны кратеры в местах фокусировки лазера), 2 — вертикальный ряд золоченых электродов, 3 — разноименно намагниченные стальные швейные иглы.

При этом, как известно, для свинца T_c в нанопроволоках существенно меньше, чем в массивном образце, в то время как в индии — намного больше, но этот эффект проявляется лишь в очень тонких (2–3 нм) проволоках [5,6]. Помимо прочего, величины размерных эффектов дают возможность оценки диаметра нанопроволок непосредственно в жидком гелии, вне зависимости от того, являются ли образцы индивидуальными проволоками или сложно переплетенным пучком.

Результаты экспериментов и их обсуждение

До начала абляции электрическое сопротивление между любыми электродами было выше верхнего предела измерений, который в нашем случае составлял 100 МОм. При наложении между парами соседних электродов постоянного электрического напряжения $U = 50$ В утечка отсутствовала. Однако уже через несколько минут облучения мишени лазером скачком возникал заметный электрический ток между какими-нибудь двумя электродами. Само существование утечки под влиянием небольшой разности потенциалов внутри жидкого гелия являлось прямым свидетельством образования на электродах металлических объектов малого радиуса [2], поскольку электрическое поле, достаточно большое для возникновения полевой эмиссии электронов, может существовать лишь вблизи нанообъектов. Наблюдалось два различных типа вольт-амперных характеристик: нелинейная, имеющая типичный для автоэлектронной эмиссии с тонкой иглы характер, и строго омическая, возникающая после более длительной абляции. Во всех случаях ток возникал либо между соседними электродами, либо через один или даже через два (что соответствовало длине пучка нанопроволок около 3, 6 или 9 мм соответственно).

Омическая проводимость, безусловно, отвечала замыканию электрической цепи вертикально висящим образцом, который являлся пучком переплетенных нанопроволок. На рис. 2 представлена фотография фрагмента пучка нанопроволок из свинца, полученная при комнатной температуре в просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100 при ускоряющем напряжении 200 кВ. Образец представляет собой сетку из нанопроволок диаметром около 7 нм, соединенных между собой точечными контактами. Эти контакты и электрическое соединение образца с электродами были стабильными, в том числе к переходу жидким гелием λ -точки и в ряде случаев к испарению жидкого гелия. Тем не менее мы производили температурные измерения исключительно в закрытом криостате внутри жидкости — до 4,4 К. Верхняя температура отвечала давлению насыщенного пара над жидким гелием, равному 1,2 бар; более высокие давления могли повредить уплотнения окон. Поскольку образец прочно висел на верхнем электроде, его контакт с ним не мог быть точечным. В наших условиях (см. рис. 1) невозможно использовать четырехпроводный метод измерений. Однако сопротивление цепи при замкнутых накоротко электродах составляло не более 10 Ом, а сопротивление нанопроволок всегда превышало 30 кОм, так что измеряемое сопротивление с хорошей точностью являлось суммой сопротивлений точечных контактов при замкнутых образцах электродах и сопротивления самих нанопроволок.

Известные из литературы способы выращивания, как правило, не позволяют иметь достаточно тонкие проволоки длиной более 1–2 мкм. Выращенные нами пучки нанопроволок более чем на 3 порядка длиннее, поэтому и относительный вклад сопротивления контактов между

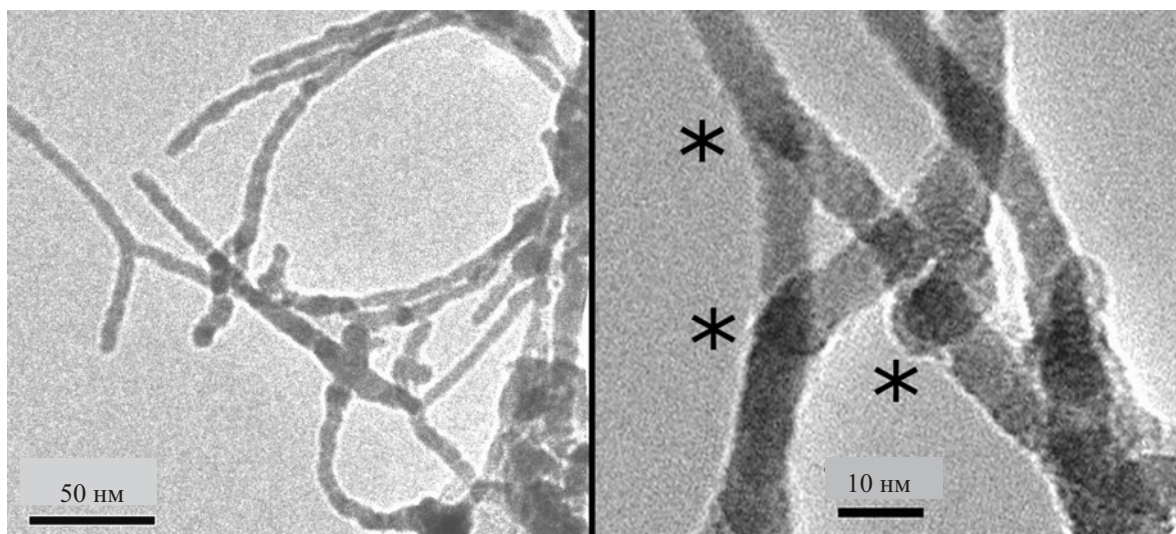


Рис. 2. Фрагмент пучка нанопроволок свинца, перенесенный на подложку (слева), и его детали при большем увеличении, демонстрирующие участки, похожие на точечные контакты, — отмечены звездочками (справа). Электронный микроскоп JEM-2100.

образцом и электродами в полное сопротивление был намного меньше, чем в других работах.

Сопротивление измеряли мультиметром при токе 10 мкА, напряжение между электродами составляло при этом не более 0,2 В, что намного ниже работы выхода из металла в жидкий гелий. Сохранение омического характера проводимости при таких напряжениях означает, что вся электрическая цепь состоит из металла, но не исключает присутствия в цепи точечных контактов, каждый из которых вносит вклад, равный кванту сопротивления $R_q^0 = h^2 / e = 25,8$ кОм.

Легко показать, что сопротивление пучка металлических нанопроволок, соединенных точечными контактами, с хорошей точностью может быть представлено как

$$R \cong \frac{R_q^0 m + R_r(T)}{n}, \quad (1)$$

где n — число параллельных проводов, m — среднее число точечных контактов в одном проводе, $R_r(T)$ — омическое сопротивление провода

$$R_r = \rho(d, T) \frac{4l_0}{\pi d^2}, \quad (2)$$

где ρ — удельное сопротивление проволоки, l_0 — расстояние между электродами (длина пучка проволоки), d — диаметр индивидуальной проволоки.

В случае никеля не было замечено никаких преимуществ для образования нанопроволок на магнитных иглах — они с той же вероятностью образовывались и на золоченых электродах. Это говорит о том, что проволоки сразу вырастают на электродах, а не высаживаются на них из объема жидкости; в последнем случае магнитные иглы эффективно собирали бы на себе уже сформированные ферромагнитные никелевые проволоки из объема жидкости.

Приготовление образца для измерения сопротивления осуществляли следующим образом. После обнаружения тока утечки между какими-либо электродами напряжение на них уменьшали с 50 до 0,2 В и продолжали процесс лазерной абляции до появления заметного падения напряжения на резисторе 1 МОм, включенном последовательно с электродным промежутком. После этого лазер выключали, проверяли пропорциональность тока через образец приложенному напряжению вплоть до $U = 50$ В, а затем начинали нагрев жидкого гелия выключением его откачки.

Результаты измерений сопротивления пучков нанопроволок из свинца, индия и никеля суммированы на рис. 3, 4 и 5 соответственно. Величина сопротивления при низких температурах $T = 1,6-2,1$ К для всех образцов не зависела от температуры, но вблизи $T_\lambda = 2,2$ К иногда имели место небольшие, невоспроизводимые и частично необратимые изменения его величины. Мы связывали их с трансформацией структуры пучка нано-

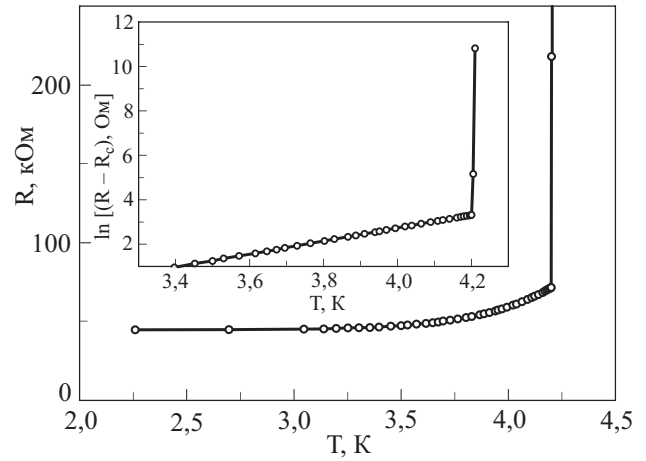


Рис. 3. Температурная зависимость электрического сопротивления пучков свинцовых нанопроволок, замыкающих электроды. За суммарное сопротивление точечных контактов R_c принято значение сопротивления пучка при $T = 2,2$ К, равное 42,9 кОм.

проволок под действием интенсивных потоков жидкости, развивающихся при переходе жидкого гелия из сверхтекучего в нормальное состояние, и не принимали их во внимание. Для простоты на рисунках все зависимости показаны начиная с $T = 2,2$ К.

В сверхпроводящем состоянии конечное сопротивление собственно проволоки, которое, в принципе, может иметь место в тонких проводниках, вряд ли превышает несколько Ом [6], поэтому вторым членом в (1) можно пренебречь и наблюдаемое для свинца и индия при низких температурах сопротивление может быть уверенно приписано точечным контактам:

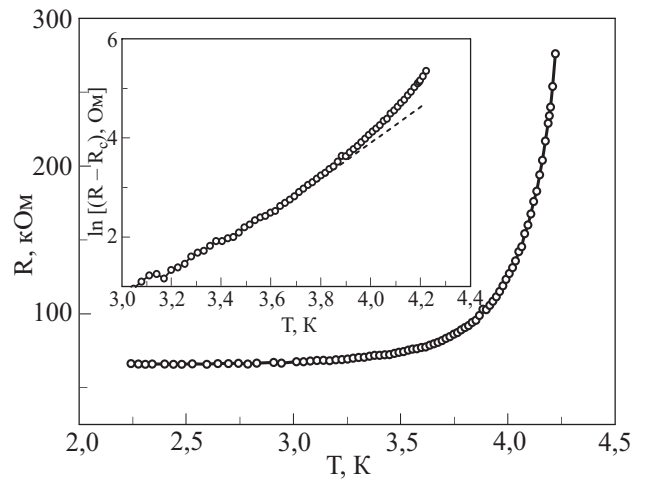


Рис. 4. Температурная зависимость электрического сопротивления пучков индиевых нанопроволок, замыкающих электроды. За суммарное сопротивление точечных контактов R_c принято значение сопротивления пучка при $T = 2,2$ К, равное 58,6 кОм. Штриховая линия на врезке отвечает зависимости $R(T) \sim \exp(T/T_0)$, $T_0 = 2,7$ К.

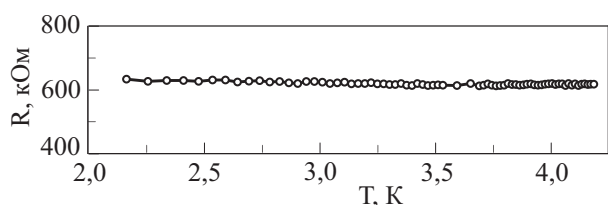


Рис. 5. Температурная зависимость электрического сопротивления пучков никелевых нанопроволок, замыкающих электроды.

$$R \cong R_q^0 \frac{m}{n}. \quad (3)$$

Из данных рис. 3 и 4 следует, что и для индия, и для свинца $m \approx 1,5 n$. К сожалению, сопротивление свинцового пучка после его перехода в нормальное состояние выше верхнего предела наших измерений, к тому же в литературе нет надежных данных об удельном сопротивлении проволок диаметром около 7 нм (эти данные необходимы, поскольку удельное сопротивление тонких нанопроволок на многие порядки больше, чем для массивного образца [7]). Для индиевых проволок удельное сопротивление пучка в нормальном состоянии также не было измерено, поскольку переход из сверхпроводящего состояния завершался при температурах, гораздо более высоких, чем $T = 4,4$ К. Поэтому для определения структуры пучка мы воспользовались другим приемом. Близкие значения сопротивлений сверхпроводящих пучков свинца и индия свидетельствуют о близости их структур и позволяют надеяться на то, что подобную же структуру имеют приготовленные таким же способом пучки из никеля. Обоснованием для такого утверждения являются, с одной стороны, нечувствительность каталитического процесса коагуляции в квантованных вихрях сверхтекучего гелия к природе примесных частиц, а с другой — данные электронной спектроскопии, подтверждающие близость структуры для пучков различных металлов. При похожей структуре и близких временах лазерной экспозиции сопротивление пучка никелевых проволок, как видно на рис. 5, практически не зависело от температуры и составляло 630 кОм. Это сопротивление в 16 раз выше, чем для свинца в сверхпроводящем состоянии, в то время как сопротивление точечных контактов должно быть приблизительно таким же, как и для свинца, и составлять около 40 кОм. Поэтому измеренное сопротивление практически полностью должно быть отнесено к сопротивлению самих никелевых нанопроволок. Их удельное сопротивление много выше, чем для массивного образца из никеля, но начиная с диаметра $d = 10$ нм оно уже слабо зависит от d и T и составляет $\rho = 2 \cdot 10^{-5}$ Ом·см [7]. Отсюда, пренебрегая малым вкладом сопротивления точечных контактов и пользуясь (1) и (2), можно вычислить эффективное число параллельных каналов в образце. Для никелевого пучка из данных эксперимента

$n \approx 20$. Таким образом, в предположении одинакового строения образцов для всех металлов, эффективное число параллельных каналов в пучке нанопроволок равно приблизительно 20, а среднее количество точечных контактов в одном канале — около 30. Вариациями энергии и длительности импульса лазера, а также межэлектродного расстояния можно сильно уменьшить число контактов и параллельных токопроводов, возможно, вплоть до достижения замыкания электродов одной нанопроволокой.

Однако, как уже упоминалось, характеристики фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние не могут заметно зависеть от степени разветвленности образца, определяемые главным образом толщиной и формой индивидуальных проволок. В то же время кристаллическое строение и наличие дефектов в материале могут оказать сильное влияние на особенности перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние металла. Именно поэтому в качестве объектов мы выбрали наиболее характерные и изученные сверхпроводники. Свинец в виде нанопроволок, судя по литературным данным, демонстрирует сильный сдвиг перехода в область более низких температур при сохранении узости переходной области. К сожалению, нам не удалось детально исследовать всю область перехода. И дело тут, главным образом, не в том, что переход оказался расположенным вблизи верхней границы доступного нам температурного диапазона, а в том, что сопротивление пучка в нормальном состоянии было намного выше верхнего предела сопротивлений, измеряемых в нашей методике. Тем не менее в полулогарифмических координатах видно, что конечное сопротивление, как это характерно для нанопроволок [6], возникает уже при температурах гораздо ниже T_c и экспоненциально зависит от температуры $R \propto \exp(T/T_0)$, причем для свинца $T_0 = 2,7$ К. Вблизи T_c , величина которой сильно сдвинута по сравнению с массивным образцом (с 7,2 до 4,2 К), зависимость $R(T)$ становится, в качественном согласии с теорией Асламазова–Ларкина [8], гораздо более крутой.

Измеренный в [9] переход в сверхпроводящее состояние для свинцовых нанопроволок также происходил в достаточно узкой области температур, но носил несколько более плавный характер, а величина T_c для проволок диаметром менее 10 нм, согласно их данным, должна быть существенно ниже 4,2 К. Эти отличия могут быть отнесены на счет эффекта формы — в [9] исследовались, собственно, не нанопроволоки, а напыленные на подложку полоски металла.

Как и для свинца, рост сопротивления в индиевых нанопроволоках начинается уже при $T \ll T_c$, при этом его рост подчиняется практически тому же закону, что и для свинца, $R \propto \exp(T/T_0)$, для индия $T_0 = 2,6$ К. При приближении к T_c рост становится быстрее, но в

общем, как и в [5], где исследовались индиевые нанопроволоки диаметром 2–3 нм, фазовый переход в сверхпроводящее состояние сильно уширен и сильно сдвинут в область более высоких температур. Удельное сопротивление индиевых нанопроволок в нормальном состоянии неизвестно, но можно ожидать, что сопротивление нашего пучка в нормальном состоянии должно быть по крайней мере более 1 МОм, так что величина T_c должна быть существенно выше $T = 4,4$ К.

Конечно, мы не знаем, какую кристаллическую структуру имели нанопроволоки сразу после их образования внутри сверхтекучего гелия, но, судя по тому, что наблюдаемые нами размерные эффекты в пучках сверхпроводящих нанопроволок из свинца и индия близки к известным из литературы, эта структура не сильно отличается от кристаллической. И по крайней мере после нагрева до комнатной температуры нанопроволоки состоят, как видно на рис. 6, из сочлененных между собой монокристаллов регулярного строения. О кристалличности свидетельствуют как четко наблюдаемые плоскости кристаллической структуры (рис. 6,а), так и яркие точки на электронограмме пучка (рис. 6,б).

На рис. 7 представлена типичная вольт-амперная характеристика для случая, когда на электродах уже образовались нанопроволоки, но электрическое замыкание электродов проволочками еще отсутствует. В этих экспериментах для того, чтобы иметь минимальное число проволок в пучке, лазерную абляцию прекращали сразу после регистрации конечной проводимости на каком-либо промежутке. Ток эмиссии электронов с электрода, с которого существовала утечка, на другой электрод измерялся по падению напряжения на калиброванном сопротивлении, включенном последовательно с этим электродным промежутком. Величина этого сопротивления выбиралась таким образом, чтобы

падение напряжения на нем не превышало 1% от напряжения батареи. Как видно на рис. 7, зависимость тока I от напряжения U типична для так называемого холодного катода: резкий рост тока I при малых напряжениях сменяется при больших U зависимостью $I \sim U^2$. Не наблюдалось никакой разницы при абляции различных металлов и никакой заметной зависимости эмиссионного тока от температуры, в том числе и тогда, когда должен был происходить переход из сверхпроводящего состояния в нормальное.

Нетипичной была большая величина электронного тока: для всех трех металлов этот ток, составляющий десятки микроампер, на три порядка величины превышал ток туннельного контакта «острие–плоскость» [10] и токи катодов из нанотрубок [11], причем он реализовался при напряжениях, гораздо меньших, чем для катодов из металлических нанопроволок [12].

Такое поведение вполне объяснимо и связано с большой длиной нанопроволочек в пучке. Малый радиус индивидуальной проволоочки r обеспечивает высокий ток индуцированной полем эмиссии электронов I , который, как следует из формулы Фаулера–Нордгейма

$$I = 1,5 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\phi} \exp\left(\frac{10,4}{\phi^{1/2}} - \frac{6,44 \cdot 10^7 \phi^{3/2}}{E}\right), \quad (4)$$

пропорционален r^{-2} [13]. Здесь r измеряется в см, плотность тока I — в $\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$, работа выхода ϕ — в В, а E — напряженность электрического поля на поверхности, которая может быть представлена как $E = V/5r$, где V — приложенное напряжение в В. Однако и оценка тока по формуле (4), и измеренное нами значение тока эмиссии недостаточны, чтобы привести к падению напряжения вдоль пучка нанопроволок. Действительно, характеристическое сопротивление автоэмиссии $R_{je} = (\partial I / \partial V)^{-1}$ составляет, как

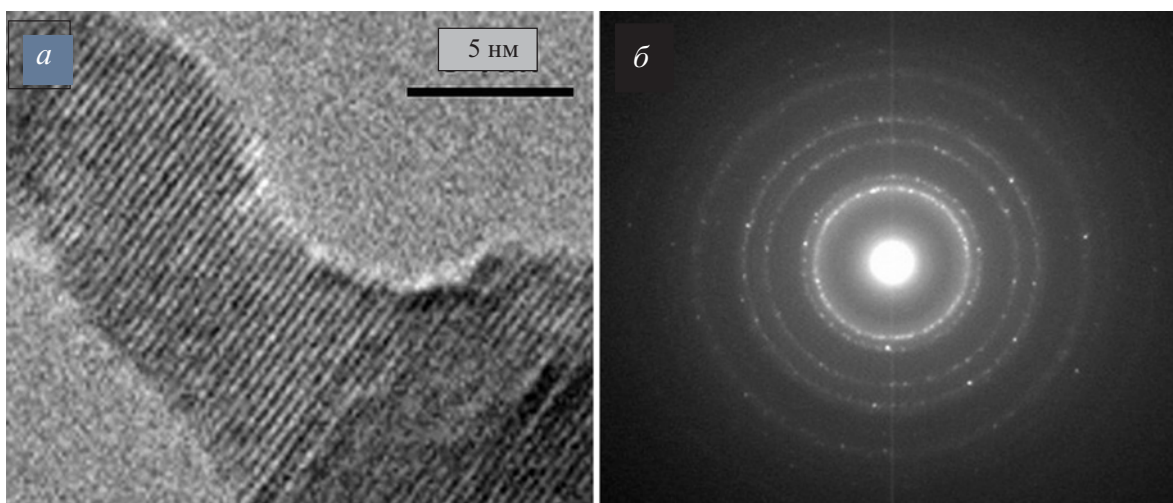


Рис. 6. Изображения прямого разрешения нанопроволок из свинца (а) и электронограмма пучка нанопроволок (б) — электронный микроскоп JEM-2100.

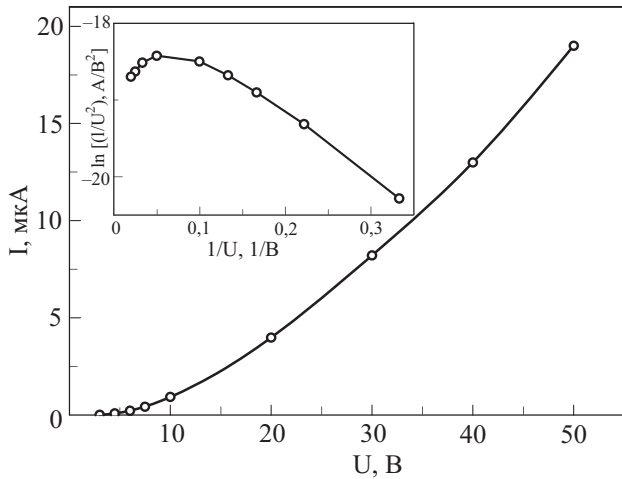


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика для свинца в случае отсутствия замыкания, $T = 1,6$ К. На врезке представлена зависимость $\ln(I/U^2)$ от $1/U$. Видно сильное отклонение от линейной зависимости, диктуемой формулой (4).

следует из зависимостей на рис. 7, около 10^8 Ом, и на этом фоне сопротивление току в самой проволочке не может быть заметным. Поэтому даже на сантиметровых длинах проволоки потенциал постоянен вдоль всей ее длины и электронный ток пропорционален полной длине. В результате холодный катод из проволочек длиной 3–10 мм дает поток электронов гораздо более высокий, чем катод из нанопроволок микронной длины. Как видно из приведенной на врезке к рис. 7 кривой в координатах Фаулера–Нордгейма, вольт-амперная характеристика электронной эмиссии только при малых напряжениях хорошо описывается формулой (4); при больших U она лучше описывается простой зависимостью $I \sim U^2$. Высокие значения тока при низком электрическом напряжении наблюдаются лишь при выборе в качестве противокатода только одного определенного электрода, по-видимому, наиболее близкого к концу пучка нанопроволок. При использовании в качестве противокатода металлической поверхности шахты криостата, отстоящей от электродов на несколько сантиметров, вольт-амперная характеристика имела тот же вид, но необходимые напряжения были примерно в 20 раз выше.

Заключение

Нами показано, что длинные металлические проволоки, вырастающие в сверхтекучем гелии, металлическим образом прикрепляются к остриям, на которых стабилизируются порождающие их квантованные вихри. Полученные пучки нанопроволок, сохраняя металлический тип проводимости, демонстрируют характерные размерные эффекты: сильный рост удельного сопротивления, а для сверхпроводников — трансфор-

мацию и температурный сдвиг фазового перехода в нормальное состояние. Фиксация нанопроволок с одной или двух сторон на концах металлических игл может быть использована для электрических измерений, а в дальнейшем и для манипуляций нанообъектами, как при низкой температуре, так и после отогрева. В перспективе пучки нанопроволок являются прообразом мощных холодных катодов.

Как утверждается в последнем обзоре по сверхпроводимости «в одном измерении» [6], «после многих лет интенсивных экспериментальных и теоретических исследований происхождение размерного эффекта в T_c не вполне понятно и во многих случаях он, возможно, определяется совокупностью различных факторов». Такое же положение имеет место в практически и теоретически важном вопросе о ненулевом сопротивлении сверхпроводящих нанопроволок и их возможном превращении в диэлектрик при $T \rightarrow 0$. Большинство специалистов сходятся к мысли о необходимости систематических измерений для многих материалов в рамках одного подхода и одного метода производства нанопроволок. Универсальный метод, предложенный в данной работе, мог бы быть основой для выполнения этой задачи. Особый интерес представляет принципиальная возможность выращивания нанопроволок из высокотемпературных сверхпроводников при лазерной абляции соответствующих керамик в условиях, когда ее продуктами являются малые (10–30 нм) кластеры. Размерные эффекты в ВТСП, с одной стороны, помогут понять природу высокотемпературной сверхпроводимости, а с другой, практической — создать прообраз не выделяющей тепло электропроводки, соединяющей логические элементы в наноразмерных компьютерах будущего.

Авторы благодарны проф. Б. Гальперину и проф. И. Сильвера (оба Гарвардский университет) за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 07-03-00393.

1. E.B. Gordon, R. Nishida, R. Nomura, and Y. Okuda, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 710 (2007).
2. E.B. Gordon and Y. Okuda, *Fiz. Nizk. Temp.* **35**, 278 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 209 (2009)].
3. G.E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet*, Oxford (2003).
4. P. Moroshkin, V. Lebedev, B. Groberty, G. Neururer, E.B. Gordon, and A. Weis (послано в *Europhys. Lett.* 2010).
5. В.Н. Богомолов, Н.А. Клушин, Ю.А. Кумзеров, *Письма в ЖЭТФ* **26**, 79 (1977).
6. K.Yu. Arutyunov, D.S. Golubev, and A.D. Zaikin, *Phys. Rep.* **464**, 1 (2008).
7. M.V. Kamalakar and A.K. Rayuchadhuri, *Phys. Rev.* **B79**, 205417 (2009).
8. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Fiz. Nizk. Temp.* **10**, 1140 (1968) [*J. Low Temp. Phys.* **10**, 875 (1968)].

9. F. Sharifi, A.V. Herzog, and R.C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 428 (1993).
10. Э. Бурштейн, С. Лундквист, *Туннельные явления в твердых телах*, Мир, Москва (1973) [*Tunneling Phenomena in Solids*, E. Burstein and S. Lundqvist (eds.), N.Y., Plenum Press (1969)].
11. N.S. Xu and S.E. Huq, *Mater. Sci. Eng.* **R48**, 47 (2005)
12. L. Vila, P. Vincent, L. Dauginet-De Pra, G. Pirio, E. Minoux, L. Gangloff, S. Demoustier-Champagne, N. Sarazin, E. Ferain, R. Legras, L. Piraux, and P. Legagneux, *Nano Lett.* **4**, 521 (2004).
13. M.M.J. Treacy, T.W. Ebbesen, and J.M. Gibson, *Nature* **381**, 678 (1996).

Electrical properties of metallic nanowires grown in quantized vortices of superfluid helium

E.B. Gordon, A.V. Karabulin, V.I. Matyushenko, V.D. Sizov, and I.I. Khodos

The bundles of nanowires made of nickel, indium and lead have been grown by using the laser ablation

of metal targets submersed into superfluid helium. The nanowires of diameter 5–8 nm demonstrate the electrical conductivity of metallic type and are interconnected by point contacts. The bundles of nanowires are shown to pin to the tips intentionally introduced into the condensation area and to have the length of about 1 cm. The high intensity of field-induced electron emission and its low threshold are the consequences of small individual wire radius and long bundle length. The temperatures of transition to the superconductive state are found to be shifted downward by 2.9 K for Pb nanowires and upward by more than 1 K for In nanowires.

PACS: 73.63.Nm Quantum wires;
74.78.-w Superconducting films and low-dimensional structures.

Keywords: nanowires, superfluid helium, superconductivity, field-induced electron emission.