

УДК 538.945

## КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ НА ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

С.Л. ПРИЩЕПА

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь*

*Поступила в редакцию 18 февраля 2019*

**Аннотация.** Рассматривается применение подложек из пористого кремния для целей сверхпроводниковой наноэлектроники. Особое внимание уделяется влиянию морфологии пор (пористость, средний диаметр пор) на сверхпроводящие свойства ультратонких пленок на пористых подложках. Продемонстрировано, что подобным образом можно получить связанную сеть одномерных сверхпроводящих нанопроводов для разработки и использования нового класса высокочувствительных радиационных детекторов, магнетометров, кубитов и транзисторов на основе эффекта проскальзывания фазы, а также квантовых стандартов тока.

*Ключевые слова:* пористые кремниевые подложки, ультратонкие пленки сверхпроводника, сеть нанопроводов, термические флуктуации, квантовое туннелирование.

**Abstract.** The use of porous silicon in the field of superconducting nanoelectronics is considered. The attention focuses on the influence of the morphology of the pores (porosity, average pore diameter) on the superconducting properties of ultrathin films deposited on these templates. It's shown that within this fabrication procedure we can obtain networks of one-dimensional superconducting nanowires, which exhibit features typical of Quantum Phase Slip (QPS) phenomena. This creates preconditions for the development and implementation of new highly-sensitive radiation detectors, magnetometers, QPS qubits, QPS transistors and quantum current standards.

*Keywords:* Porous silicon templates, ultrathin superconducting film, nanowire network, thermal fluctuations, quantum tunneling.

**Doklady BGUIR. 2019, Vol. 120, No. 2, pp. 28-38**

**Quasi one-dimensional superconductors on porous silicon templates**

**S.L. Prischepa**

### Введение

Ряд интересных явлений наблюдалось в пленках сверхпроводников II рода, выращенных на подложках с упорядоченными центрами пиннинга, обладающими размерами порядка длины когерентности. Исторически первыми пористыми подложками, на которых были реализованы подобного рода наноструктурированные сверхпроводники (т. е. когда пленка сверхпроводника осаждалась на пористую подложку), были пористые анодные оксиды алюминия [1]. В них диаметр пор варьировался в диапазоне от 25 до 200 нм при пористости порядка 50 %. На таких системах были получены доказательства возможности реализации наноперфорированных систем на самоорганизующихся подложках [2].

Подложки на основе пористого кремния (ПК) представляются более перспективными самоорганизующимися подложками для сверхпроводников, поскольку кремний является стандартной подложкой для осаждения Nb и NbN, наиболее распространенных материалов сверхпроводниковой наноэлектроники. ПК представляет собой развитую сеть пор в нанокристаллической кремниевой матрице и является материалом, представляющим значительный интерес в различных областях науки и техники. Возможность изменения

пористости ПК до значений, гораздо больших 50 %, приводит к уникальной возможности – использованию подложек из ПК для создания одномерных (1D) сверхпроводников и/или связанных сетей 1D сверхпроводящих каналов или нанопроводов (СНП). 1D сверхпроводимость осуществляется, когда ширина сверхпроводящей полоски между порами становится сравнимой или менее, чем длина когерентности сверхпроводника  $\xi$ . Морфология такой наноструктурированной пленки схематически показана на рис. 1.

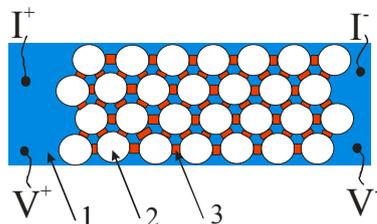


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии сверхпроводящих нанопроводов, сформированных на основе пленки, осажденной на пористую подложку: 1 – пленка сверхпроводника, 2 – пора, 3 – нанопровод (сужение). Показано также расположение токовых и потенциальных контактов

Поведение 1D сверхпроводников во многом определяется эффектами проскальзывания фазы за счет как термических (TAPS), так и квантовых (QPS) флуктуаций [3, 4]. Это диссипативные процессы, которые препятствуют полному переходу 1D сверхпроводника в состояние с нулевым сопротивлением даже при температурах, много меньших  $T_c$ . Многосвязанная область нанопроводов может являться основой таких сверхпроводящих устройств, как магнетометры и радиационные детекторы [5]. Недавно был продемонстрирован дуализм между Джозефсоновскими переходами и QPS эффектами [6], что значительно усилило интерес к подобным малоразмерным наноструктурам. Конечной целью подобных исследований является создание кубитов на основе QPS [7], QPS транзисторов [8] и квантовых стандартов тока [9].

В силу вышесказанного подход к формированию нанопроводов стал сам по себе самостоятельной исследовательской областью, включающей ионно-лучевой дизайн, молекулярные шаблоны, осаждение внутри или на поверхности нанопористых самоорганизованных подложек [10–12]. Последнее является особенно привлекательным, поскольку это позволяет формировать наноструктурированную пленку в одном цикле, быстро, дешево, с высокой воспроизводимостью и на больших площадях. Поэтому для применений в сверхпроводниковой наноэлектронике важно рассмотреть следующие параметры: средний диаметр пор  $\varnothing$ , пористость  $P$  (определяет среднее расстояние между порами  $\Lambda$ ) и качество кремниевой поверхности в межпоровом пространстве, которое влияет на качество сверхпроводящей пленки. Если материал подложки загрязняет сверхпроводник, то такая подложка не может использоваться в производстве устройств. Диаметр пор ПК легко меняется от микронных до нанометровых, используя соответствующий уровень легирования кремния и режимы анодирования. Пористость зависит от параметров электрохимического процесса и варьируется от 20 до 95 %.

### Сеть связанных 1D нанопроводов из Nb

Подложки из ПК формировались на основе пластин КЭС 001 по стандартной методике [13]. Номинальные морфологические параметры составляли:  $\varnothing = 10\text{--}15$  нм,  $\Lambda = 40\text{--}50$  нм. После чего на подложку осаждалась пленка Nb методом магнетронного распыления на постоянном токе толщиной не более 15 нм, что позволяло получить наноперфорированную пленку (рис. 2).

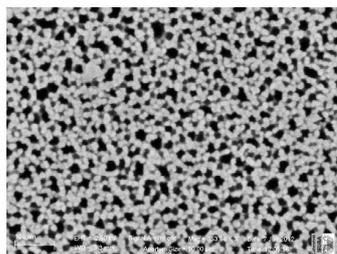


Рис. 2. Морфология тонкой пленки Nb ( $d_{Nb} = 3,5$  нм) на ПК с  $\varnothing = 15$  нм и  $\Lambda = 50$  нм

Малые толщины пленки Nb приводят к тому, что материал осаждается только в межпоровом пространстве и сеть связанных нанопроводов формируется сразу после осаждения. При этом средняя ширина нанопровода  $w$  определяется диаметром поры (рис. 2). Для усиления роли квантовых флуктуаций образцы подвергались фотолитографии или электронной литографии (ЭЛЛ) для формирования полосок с ограниченным количеством нанопроводов. После фотолитографии размеры полосок составляли: 10 мкм – ширина, 100 мкм – длина [14]. После ЭЛЛ ширина составляла 1,67 мкм и длина 30 мкм [15]. В результате количество связанных нанопроводов было оценено как  $N \approx 250$  после фотолитографии и  $N \approx 30$  после ЭЛЛ. Резистивные переходы  $R(T)$  для этих образцов показаны на рис. 3. Отметим, что сопротивление в нормальном состоянии  $R_n$ , толщина пленки  $d_{Nb}$ , ширина нанопровода  $w_b$  были одинаковы для этих образцов,  $R_n \approx 10$  Ом,  $d_{Nb} = 12$  нм,  $w_b \approx 20\text{--}30$  нм.

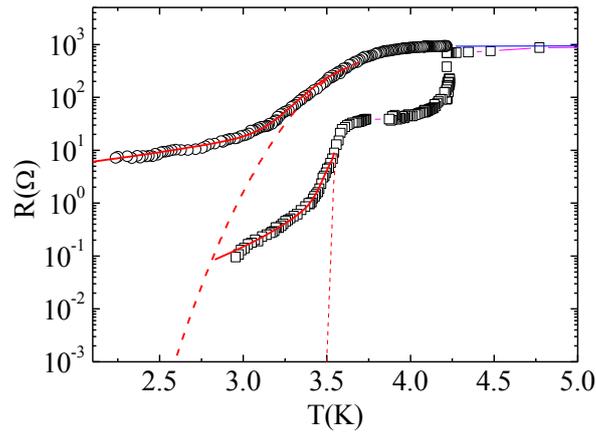


Рис. 3. Зависимость сопротивления от температуры для сети наносвязанных нанопроводов после фото (□) и электронной литографии (○)

Экспериментальные данные описывались выражением

$$R(T) = \left[ R_n^{-1} + (R_{TAPS} + R_{QPS})^{-1} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $R_{TAPS}$  и  $R_{QPS}$  определяют вклады термических и квантовых флуктуаций соответственно.

$$R_{TAPS} \sim \sqrt{F(T)/k_B T} \exp[-F(T)/k_B T], R_{QPS}(T) \approx A \frac{R_Q^2}{R_N} / \frac{L^2}{\xi^2(0)} \exp\left[-A \frac{R_Q}{R_N} \frac{L}{\xi(T)}\right] [15].$$

Подгонка экспериментальных данных по формуле (1) показана на рис. 3. Пунктирные линии построены с учетом только вклада термических флуктуаций. Сплошные линии учитывают и вклад квантовых флуктуаций. Хорошее согласие теории и эксперимента в последнем случае указывает на определяющую роль квантовых флуктуаций.

Роль квантовых флуктуаций сказывается и на виде вольт-амперных характеристик (ВАХ), измеренных при разных значениях магнитного поля. Такие ВАХ для образца после ЭЛЛ показаны на рис. 4. Диапазон магнитных полей менялся от 0,01 до 0,12 Тл. Экспериментальные данные подгонялись с учетом обоих активационных вкладов:

$$V_{TAPS} = \frac{2\pi\hbar}{e} \gamma_{TAPS} \sinh\left(\frac{\hbar I}{4ek_B T}\right), \quad (2)$$

где  $\gamma_{TAPS} \sim (R_{TAPS}/R_Q)(k_B T/\hbar)$ .

Вклад  $QPS$  при низких температурах записывается как

$$V_{QPS} \sim I^{2\mu-1}, \quad (3)$$

где  $\mu = R_Q/R_{qp}$ ,  $R_{qp}$  – сопротивление порядка  $R_n$ . Наилучшее согласие с экспериментом было получено с использованием уравнения (3), линии на рис. 4.

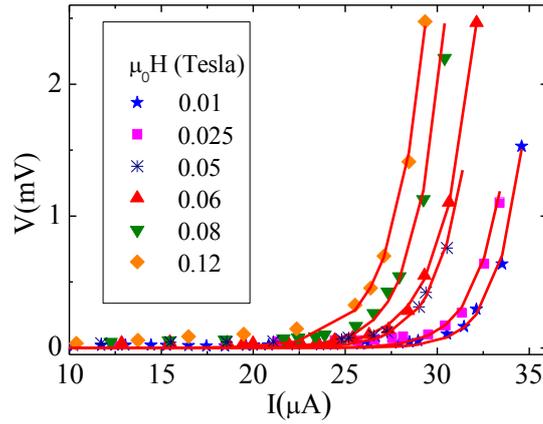


Рис. 4. Измеренные ВАХ при  $T = 2,2$  К образца после электронной литографии

При уменьшении диаметра пор растет когерентность взаимодействия нанопроводов. В результате были обнаружены осцилляции зависимостей  $R(H)$  [16]. На рис. 5 показан этот результат для пленки Nb толщиной 8,5 нм на ПК с  $\varnothing \approx 10$  нм,  $\Lambda \approx 40$  нм и  $w \approx 30$  нм. Эффект лучше проявляется на первой производной  $dR/dH$ , из которой видно, что осцилляции присущи всему температурному диапазону перехода в сверхпроводящее состояние [17]. В то время как резистивный переход указывает на присутствие флуктуаций параметра порядка, магнеторезистивный переход указывает на наличие когерентных эффектов и свидетельствует о многосвязности нанопроводов. На рис. 6 приведены абсолютные значения осцилляций  $\Delta R$  при двух температурах: 2,88 К (нижняя панель) и 2,91 К (верхняя панель). Из рис. 6 следует, что осцилляции сопротивления носят периодический или квазипериодический характер, что свидетельствует о множественности замкнутых токовых контуров. Самый большой период,  $\Delta H = 300$  Э, который соответствует самой маленькой площади токового контура, наблюдается вплоть до  $H = 4$  кЭ. Наличие магнитных примесей в порах могут усилить этот эффект [18, 19].

Наиболее вероятное объяснение наблюдаемой периодичности кривых  $R(H)$  – нанопроводной квантовый интерференционный детектор. Это понятие было введено в 2005 году при рассмотрении поведения двух параллельных нанопроводов [5]. Каждый из них ведет себя как нанопровод, а в паре с другим наблюдается фазовая когерентность параметра порядка. В результате магнетосопротивление устройства определяется не только магнитным потоком, замкнутым на площади  $2cb$ , но и эффективной площадью  $4cl$ .

$$H = \left[ \left( \frac{\Phi_0}{4cl} \right)^{-1} + \left( \frac{\Phi_0}{2cb} \right)^{-1} \right]^{-1}. \quad (4)$$

В формуле (4)  $b$  – длина нанопровода,  $2c$  – расстояние между ними и  $2l$  – ширина сверхпроводящих мезоскопических контактов.

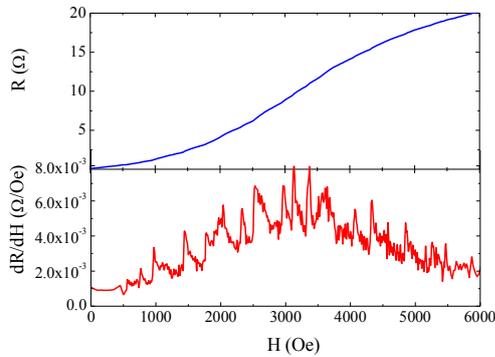


Рис. 5. Зависимость  $R(H)$  и  $dR/dH(H)$  для пленки Nb на ПК при  $T = 2,91$  К

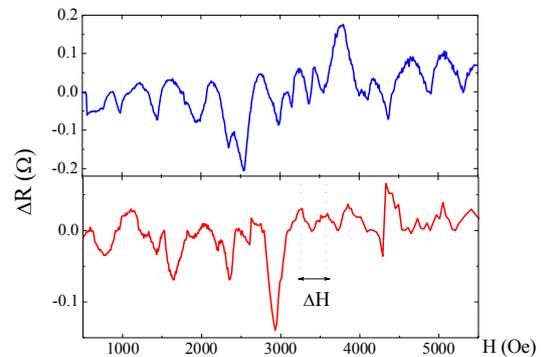


Рис. 6. Зависимость  $\Delta R(H)$  для пленки Nb на ПК при  $T = 2,91$  К и 2,88 К

## Сеть связанных 1D нанопроводов из NbN

Для осаждения пленок NbN использовались образцы монокристаллического кремния *p*-типа. Толщина слоя анодного оксида составляла 1,5 мкм, среднее расстояние между центрами пор  $a = 2\varnothing$ , так что  $w = \varnothing$ . В работе использовались три разные подложки ПК со средним диаметром пор  $\varnothing = 5, 7,5$  и 10 нм, так что во всех случаях  $w \approx \xi$ . В дальнейшем они будут обозначены как образцы ПК5, ПК7 и ПК10. На рис.7, *a* приведены изображения сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) поверхности образца ПК10. Средний диаметр пор, измеренный статистически на различных участках образца, согласуется с номинальным значением  $\varnothing = 10$  нм [14].

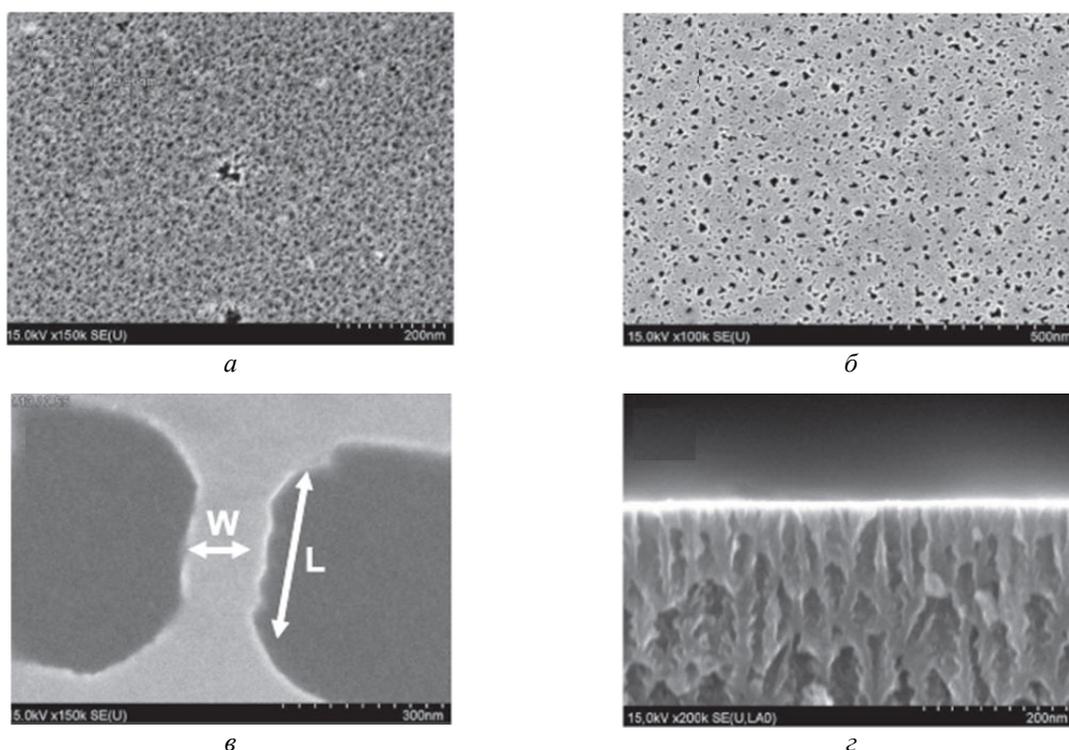


Рис. 7. Изображения СЭМ подложки ПК10 (*a*), образца ПК10-3.7 (*б*), нанополоски NbN шириной  $W = 65$  нм и длиной  $L = 270$  нм на ПК10-3.7 (*в*), поперечного сечения образца ПК10-3.7 после ЭЛЛ (*г*)

Ультратонкие пленки NbN осаждались методом магнетронного распыления на постоянном токе в потоке Ar скоростью  $60 \text{ см}^3/\text{мин}$  и  $\text{N}_2 - 6,5 \text{ см}^3/\text{мин}$ . Исходное давление в вакуумной камере составляло  $10^{-8}$  Тор, давление в камере в процессе распыления –  $3,2 \times 10^{-3}$  Тор. Скорость осаждения определялась измерением толщины пленки  $d_{\text{NbN}}$  на подложку Si/SiO<sub>2</sub> частично закрытой механической маской и выдерживаемой при фиксированной температуре  $T_s$ . Полученные значения составляли  $0,41 \text{ нм/с}$  при  $T_s = 300^\circ \text{C}$  и  $0,27 \text{ нм/с}$  при  $T_s = 500^\circ \text{C}$ . Исследовались образцы с различной толщиной  $d_{\text{NbN}} \sim \xi$ . Образцы ПК/NbN обозначались номером подложки с последующим указанием толщины  $d_{\text{NbN}}$  в нанометрах. Так, ПК5-5.6 означает, что толщина пленки NbN 5,6 нм и она осаждена на подложку ПК5. На рис. 7, *б* показано СЭМ изображение образца ПК10-3.7, полученного при  $T_s = 300^\circ \text{C}$ . Присутствие пор очевидно, что подтверждает пористую морфологию пленки NbN на ПК.

Затем пленки NbN подвергались ЭЛЛ с тем, чтобы сформировать полоски шириной  $W$  в диапазоне от 60 до 320 нм и длиной  $L = 270-1370$  нм. Для этого негативный резист ma-N 2403 наносился на поверхность образца при скорости вращения 6000 об/мин в течение 1 мин, что соответствовало приблизительно толщине 180 нм. Затем он нагревался до  $95^\circ \text{C}$  и выдерживался в течение 1 мин. Использовалась ЭЛЛ с прямым лучом в системе JEOL JBX-9300FS. Резист подвергался экспозиции при использовании электронного тока в 1 нА с дозой  $220 \text{ мкС/см}^2$ , затем он обрабатывался проявителем MF-CD-26 в течение 45 с и промывался деионизованной водой и высушивался под струей азота. Незакрытый NbN

травился реактивным ионным травлением в  $NF_3$  в течение 16 с. Для остановки процесса травления использовался лазерный интерферометр. После этого резист удалялся полностью. Различные значения  $W$  требовались, чтобы получить сетку из СНП с различным  $N$  вдоль направления тока ( $N \sim W/2\varnothing$ ), см. рис. 7, б. Например, полоска с  $W = 60$  нм, полученная на образце ПК5-3.7, состоит из  $N \sim 6$  СНП. На рис. 7, в показано СЭМ изображение полоски  $W = 65$  нм и  $L = 270$  нм. Присутствие пор в пленке NbN было подтверждено изображением поперечного сечения образца ПК10-3.7, полученное после ЭЛЛ, рис. 7, г. Из этого рисунка следует, что пористая структура сохраняется вплоть до поверхности образца [20].

Для того чтобы получить сетку СНП на пористой подложке, необходимо заполнить сверхпроводником межпоровое пространство подложки, но при этом поры должны оставаться свободными от осаждаемого материала. Это требование определяет толщину материала относительно диаметра пор, а также температуру подложки. В частности, толстый слой NbN будет неизбежно заполнять поры, покрывая сплошным слоем всю подложку. Более того, для больших значений  $d_{NbN}$  поры могут играть роль дефектов в подслое NbN, в которых сверхпроводимость будет подавлена. С другой стороны, малые значения  $d_{NbN}$  приводят к формированию несплошной пленки и нарушению путей для протекания тока. Высокие  $T_s$  увеличивают диффузию по поверхности, что также может привести к тому, что тонкая пленка будет несплошной. Следовательно, для экспериментального подбора приемлемых параметров образцов, изготавливались несколько образцов с разными  $d_{NbN}$ , осажденными на разные подложки при разных условиях. Для самого толстого образца,  $d_{NbN} = 7,2$  нм, осажденного при  $T_s = 300$  °С на ПК5, ПК7 и ПК10, значение  $T_c$  (определенное при  $R = 0,5R_N$ , где  $R_N$  – сопротивление в нормальном состоянии перед началом перехода в сверхпроводящее состояние) росло с ростом  $\varnothing$ . Этот результат говорит о том, что пленка NbN покрывает всю поверхность подложки, включая поры, которые в этом случае ведут себя как дефекты. Когда размер дефектов становится меньше (что происходит, когда  $\varnothing$  снижается), регистрируется рост критической температуры  $T_c$  на 0,4 К.

Для самого тонкого образца было получено, что только ПК10-2.7 имел полный сверхпроводящий переход. Образец ПК7-2.7 не достигал состояния с  $R = 0$ , а образец ПК5-2.7 имел диэлектрический характер зависимости  $R(T)$ . Эти результаты могут быть интерпретированы следующим образом: для ультратонких пленок NbN полный перколяционный путь для тока создается только на подложке ПК10, которая характеризуется максимальным  $w$ . В отличие от предыдущего случая,  $T_c$  уменьшается как функция  $w$ , что и должно происходить, когда размер сверхпроводящего образца уменьшается [20]. В промежуточном случае,  $d_{NbN} = 3,7$  нм, опять  $T_c$  уменьшается с уменьшением  $w$ . Для этой толщины NbN поры еще не заполнены, и пленка растет на границах между порами, формируются перколяционные участки между потенциальными контактами. Как результат, формируется сетка СНП по всей подложке.

Эффект влияния температуры исследовался при осаждении пленки NbN толщиной 3,7 нм при  $T_s = 500$  °С. В этом случае не было обнаружено существенного изменения критической температуры при осаждении на ПК5, ПК7 и ПК10. Более того, значения  $T_c$  остаются неизменными по сравнению с образцами на Si/SiO<sub>2</sub> подложке. Возможно, что высокая подвижность NbN при высокой температуре подложки вызывает коротки через поры, так что сетка СНП больше не формируется. Таким образом, было установлено, что наилучшие условия роста наносеток их СНП были реализованы для толщины нитрида ниобия 3,7 нм при температуре подложки 300°С. В силу этого представлены результаты для образца ПК5-3.7, в котором реализовался 1D случай ( $d_{NbN} \sim w \sim \xi$ ). Примеры описанных выше зависимостей  $R(T)$  для разных образцов приведены на рис. 8–10.

Оценка удельного сопротивления  $\rho$  сетки СНП представляет собой самостоятельную нетривиальную задачу. Без знания этой величины невозможно рассчитать и оценить параметры наносеток и механизмы проскальзывания фазы. Измеряя зависимость верхнего критического поля от температуры  $H_{c2}(T)$ , оценим коэффициент диффузии  $D = -\frac{1,097}{\mu_0 dH_{c2} / dT} \Big|_{T=T_c}$  и длину когерентности при  $T = 0$ ,  $\xi(0)$ . Зависимость  $H_{c2}(T)$  определяли из измерения резистивных переходов при разных значениях перпендикулярного магнитного поля. Зависимости  $H_{c2}(T)$  для образца ПК5-3.7 при магнитных полях 0; 1; 2,5; 4; 5; 6 и 8 Тл показаны на рис. 11.

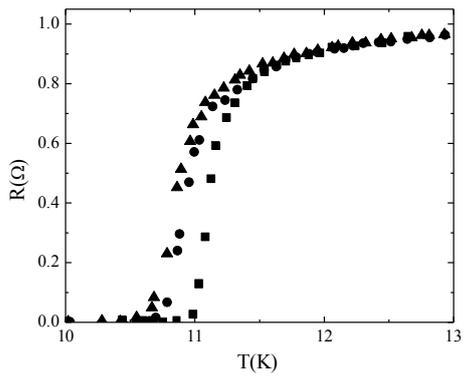


Рис. 8. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние для трех образцов сеток СНП толщиной 7,2 нм на разных подложках: ПК5-7.2 ( $\blacktriangle$ ), ПК7-7.2 ( $\bullet$ ) и ПК10-7.2 ( $\blacksquare$ )

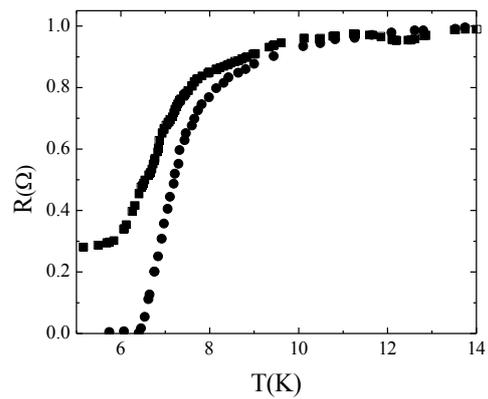


Рис. 9. Переходы в сверхпроводящее состояние двух образцов сеток СНП одинаковой толщины 2,7 нм на разных подложках: ПК 7-2.7 ( $\blacksquare$ ) и ПК10-2.7 ( $\bullet$ )

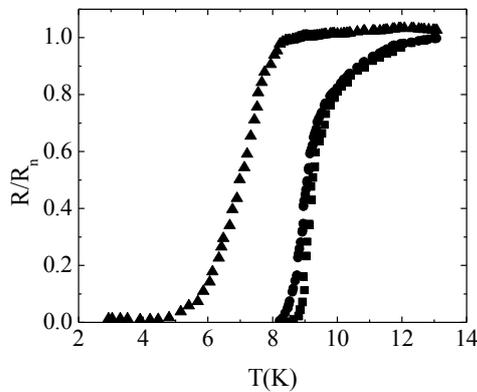


Рис. 10. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние для трех образцов сеток СНП одинаковой толщины 5,0 нм на разных подложках: ПК5-5 ( $\blacktriangle$ ), ПК7-5 ( $\bullet$ ) и ПК10-5 ( $\blacksquare$ )

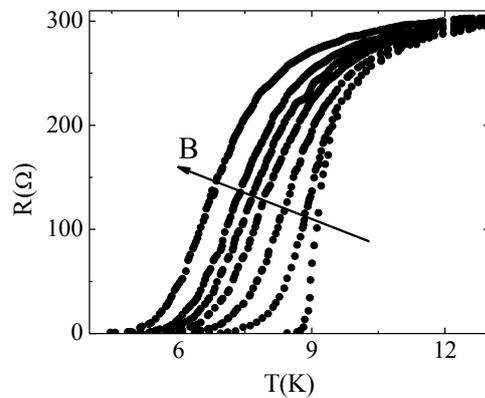


Рис. 11. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние образца ПК5-3.7, измеренные при разных значениях перпендикулярного магнитного поля

На рис. 12 показана зависимость перпендикулярного критического поля  $H_{c2}$  от приведенной температуры  $T/T_c$  для сетки СНП толщиной 3,7 нм на подложках ПК5, ПК7 и ПК10. Данные получены из анализа кривых  $R(T, B)$ , аналогичных тем, которые приведены на рис. 11.

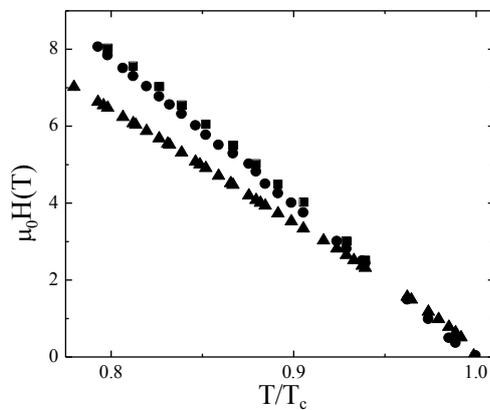


Рис. 12. Верхнее перпендикулярное критическое поле  $H_{c2}$  как функция температуры для сеток СНП толщиной 3,7 нм на подложках ПК5 ( $\blacksquare$ ), ПК7 ( $\bullet$ ) и ПК10 ( $\blacktriangle$ )

Для образца ПК5-3.7 было получено  $D = 0,19 \text{ см}^2/\text{с}$ . Учитывая время рассеяния электронов в нанопроводах из NbN, известное из литературы,  $\tau \approx 3 \times 10^{-15} \text{ с}$  [20], получаем длину свободного пробега  $l = \sqrt{3D\tau} \approx 0,5 \text{ нм}$ . Зная, что для нитрида ниобия  $\rho l \approx 10^{-5} \text{ мкОм} \times \text{см}^2$  [20], получаем для низкотемпературного удельного сопротивления нитрида ниобия величину  $\rho \approx 200 \text{ мкОм} \times \text{см}$ . В предположении линейной зависимости верхнего критического магнитного поля от температуры возможно также оценить длину когерентности сверхпроводника, поскольку  $\mu_0 H_{c2} = \frac{\Phi}{2\pi\xi^2(0)}$ , где  $\Phi$  – квант магнитного потока. В результате получаем  $\xi(0) = 2,91 \text{ нм}$ . Это означает, что исследуемый образец находится в «грязном» пределе,  $l < \xi(0)$ .

### Эволюция сверхпроводящего состояния в 1D наноразмерных образцах

Рассмотрим подробнее эволюцию сверхпроводящего состояния в образце ПК5-3.7 после того, как методом ЭЛЛ из него сформированы нанополоски разной ширины. На рис. 13 приведены измеренные кривые переходов в сверхпроводящее состояние  $R(T)$  для трех значений ширины полосок:  $W = 65, 130$  и  $320 \text{ нм}$ . Количество нанопроводов, соответствующее этим значениям ширины, составляет соответственно  $N = 6, 13$  и  $32$ . Все наноструктуры имели хорошо выраженное начало сверхпроводящего перехода при  $T_c^{\text{onset}} \approx 9 \text{ К}$ , измеренное согласно критерию  $R = 0,9R_n$ . Это значение  $T_c^{\text{onset}}$  было лишь незначительно меньше, чем аналогичное для образца без литографии на сплошной подложке. Этот экспериментальный факт подтверждает формирование перколяционного пути вдоль всей полоски нитрида ниобия, а также то, что сверхпроводящее состояние сформировано. Зависимости  $R(T)$  на рис. 13 имеют разную форму, что указывает на различные механизмы при низких температурах. Для  $N = 32$  сопротивление меняется на семь порядков ниже  $T_c^{\text{onset}}$ , достигая  $0 (< 10^{-3} \text{ Ом})$  в пределах погрешности измерительной аппаратуры. С другой стороны, для меньших значений  $N$  было измерено конечное значение сопротивления при низких температурах ( $T = 2 \text{ К}$ ). В случае  $N = 6$  сопротивление при  $2 \text{ К}$  в  $10^3$  раз больше, чем для образца с  $N = 13$ .

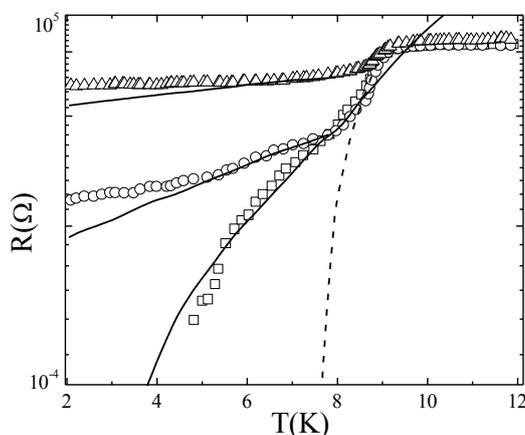


Рис. 13. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние нанополосок из ПК5-3.7 с различным количеством СНП:  $N = 32$  ( $\square$ ),  $13$  ( $\circ$ ),  $6$  ( $\Delta$ ). Линии – результат расчетов с использованием подгоночных параметров, указанных в таблице. Пунктирная линия – модель TAPS, сплошные линии – квантовая природа QPS

Результаты были проанализированы в рамках теоретической модели, предложенной для 1D сверхпроводников длиной  $\Lambda$  в присутствии как TAPS, так и QPS. Так, в случае тепловых флуктуаций данные фитировались согласно выражению

$$R_{TAPS} \sim R_Q \frac{\Lambda}{\xi(T)} \frac{T_c}{T} \sqrt{\frac{U(T)}{k_B T}} \exp\left(-\frac{U(T)}{k_B T}\right), \quad (5)$$

где  $U(T) = U(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$  – это энергия активации ЦПФ, а  $\xi(T) = \xi(0)\sqrt{1 - T/T_c}$  – температурно-зависимая длина когерентности. Энергия активации при нулевой температуре выражается как

$$U(0) \approx 0,83 \frac{S}{\xi(0)} \frac{R_Q}{\rho} k_B T_c, \quad (6)$$

где  $S = tw$ , а  $R_Q = h/4e^2 = 6,45$  кОм – квант сопротивления.

В случае доминирования квантовых флуктуаций имеем [20]

$$R_{QPS}(T) = \frac{\hbar \Gamma_{QPS}}{2el}, \quad (7)$$

где

$$\Gamma_{QPS} = \frac{S_{QPS}}{\tau_0} \frac{\Lambda}{\xi(T)} \exp(-S_{QPS}). \quad (8)$$

Здесь  $\Gamma_{QPS}$  – активационная скорость квантовых ЦПФ,  $\tau_0 = \hbar/\Lambda$  – характеристическое время сверхпроводящего состояния, а

$$S_{QPS} = A \left( \frac{R_0}{R_N} \right) \left( \frac{\Lambda}{\xi(T)} \right) \quad (9)$$

есть действие квантового центра проскальзывания фазы с численной константой  $A$  порядка единицы [20].

В рамках обозначенного теоретического подхода остается лишь малое число подгоночных параметров. Так, для термически активированного процесса имеем два подгоночных параметра: длина одномерного сверхпроводящего канала  $\Lambda$  и энергия активации при нулевой температуре  $U(0)$ . Для квантовых флуктуаций подгоночными параметрами являются  $\Lambda$  и численный коэффициент  $A$ . Наилучшее согласие между экспериментом и теорией для образцов с  $N = 32$  и  $N = 13$  было получено при рассмотрении возможностей обоих типов флуктуаций: тепловых (пунктирная линия на рис. 13, построенная по уравнению (5)) и квантовых (сплошные линии на рис. 13, построенные по уравнению (7)). Однако если тепловые флуктуации доминируют при высоких температурах (начало сверхпроводящего перехода), то квантовые проявляются при низких, на конце сверхпроводящего перехода.

Для образца с меньшим количеством СНП ( $N = 6$ ), уменьшение количества нанопроводов приводит к существенному «затягиванию» сверхпроводящего перехода, который может быть профиттирован лишь с учетом квантовых флуктуаций, описываемых уравнением (7).

В целом следует отметить, что согласие между экспериментом и теорией очень неплохое, особенно если учесть тот факт, что уравнения (5) и (7) были получены всего лишь для одного СНП. В нашем же эксперименте мы имеем дело с сеткой нанопроводов неоднозначной длины, конечной ширины и с распределением активационных энергий. Полученные в результате подгоночной процедуры значения параметров приведены в таблице.

**Параметры образцов ПК5-3.7, полученные при воспроизведении зависимостей  $R(T)$  с разным количеством СНП  $N$**

Образец ( $N$ )	$\Lambda$ , нм (из уравнений (5) и (7))	$U(0)$ , мэВ	$A$
32	34	3,6	11
13	34	3,4	3,5
6	66	–	4

Из таблицы следует, что для образцов с  $N = 32$  и  $N = 13$  было получено одно и то же значение длины нанопровода  $\Lambda = 34$  нм как из уравнения (5), так и из уравнения (7). Полученные результаты свидетельствуют о взаимном влиянии как тепловых, так и квантовых флуктуаций в образцах с характерными размерами порядка сверхпроводящей длины когерентности. Это подтверждает одномерный характер соединений в сетке из нанопроводов. Эволюция от тепловых флуктуаций к квантовым при уменьшении количества СНП  $N$  однозначно указывает на одномерный характер сверхпроводимости в нанопроводах

и на то, что изолированный СНП, который может получиться в результате дальнейшего уменьшения ширины нанополоски  $W$ , будет однозначно подвержен только квантовым флуктуациям.

С другой стороны, при росте  $N$ , даже с сохранением квантового вклада в сверхпроводящий переход, происходит увеличение вклада тепловых флуктуаций, которые становятся доминирующими при большом количестве СНП, объединенных в сетку. Для каждого из СНП ширина  $w$  представляет собой некое усредненное значение, которое на длине образца, а также на его ширине может существенно варьироваться. Когда ширина полоски  $W$ , сформированной методом ЭЛЛ, растет, вероятность получить перколяционный путь с большими значениями ширины нанопровода  $w$  также увеличивается. А это, в свою очередь, приводит к подавлению квантового вклада в сопротивление и усилению роли тепловых флуктуаций.

Из результатов подгоночной процедуры следует, что полученные величины длины нанопроводов  $\Lambda$  хорошо коррелируют с данным сценарием. Действительно, как следует из таблицы, значение  $\Lambda$  равно 34 нм для образцов с большим количеством СНП, а для более узких полосок оно равно 66 нм. Снижение  $\Lambda$  с ростом числа СНП в полоске связано со снижением распределения их по  $w$  [Cir].

Аналогично значения  $A$  хорошо коррелируют с количеством нанопроводов  $N$  в полоске, что указывает на то, что вклад квантовых флуктуаций растет с уменьшением  $N$ . В заключение следует отметить, что полученные значения активационной энергии  $U$  хорошо согласуются с данными для сетки СНП из Nb на пористом кремнии, известными из литературы.

### Заключение

Исследование транспортных свойств наносеток из СНП на основе Nb и NbN показало, что комбинирование технологии снизу-вверх (нанесение пленки сверхпроводника на пористую кремниевую подложку) с технологией сверху-вниз (ЭЛЛ высокого разрешения для формирования полосок с шириной менее 400 нм) позволяет формировать сверхпроводящую сетку из очень малого количества сверхпроводящих нанопроводов. Полученная система характеризуется подавлением сверхпроводимости при низких температурах вследствие флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка. Установлено, что в общем случае флуктуации параметра порядка обуславливаются как термическим, так и квантовым вкладами. При этом со снижением количества нанопроводов в образце доминирующая роль принадлежит квантовым флуктуациям. Необходимо отметить, что аналогичные перспективные результаты были получены на пористых пленках из углеродных нанотрубок [21].

Исследованная система обладает существенным преимуществом перед одномерными сверхпроводниками, заключающимся в том, что сетка из небольшого количества СНП ( $N < 10$ ), сформированных подобным самоорганизующимся методом с последующей ЭЛЛ высокого разрешения, обладает всеми свойствами одного одномерного СНП. Это весьма перспективно для сверхпроводниковой нанотехнологии.

### Список литературы / References

1. Porous anodic  $\text{Al}_2\text{O}_3$  layers for superconducting films / S.L. Prischepa [et al.] // Cryogenics. 1994. Vol. 34 ICEC Suppl. P. 851–853.
2. Vortex matching effects in Nb thin films due to Ni nanopillars embedded in anodic aluminum oxide substrates / A.I. Vorobjeva, E.A. Outkina, S.L. Prischepa [et al.] // Supercond. Sci. Technol. 2013. Vol. 26, No. 3. P. 035001(1–5).
3. Giordano N. Dissipation in a one-dimensional superconductor: Evidence for macroscopic quantum tunneling // Phys Rev B. 1990. Vol. 41, No. 10. P. 6350–6356.
4. Прищепа С.Л. Новые элементы сверхпроводниковой электроники и спинтроники // Докл. БГУИР. 2014. № 2 (80). С. 54–59.
5. Quantum interference device made by DNA templating of superconducting nanowires / D. Hopkins [et al.] // Science. 2005. Vol. 308, No. 5729. P.1762–1765.
6. Mooij J.E., Nazarov Y.V. Superconducting nanowires as quantum phase-slip junctions // Nature Phys. 2006. Vol. 2, No. 3. P. 169–172.

7. Mooij J.E., Harmans C.J.P.M. Phase-slip flux qubits // *New J. Phys.* 2005. Vol. 7. P. 219–224.
8. Hongisto T.T., Zorin A.B. Single-charge transistor based on the charge-phase duality of a superconducting nanowire circuit // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108, No. 9. P. 097001(1–5).
9. NbSi nanowire quantum phase-slip circuits: dc supercurrent blockage, microwave measurements and thermal analysis / C.H. Webster [et al.] // *Phys. Rev. B.* 2013. Vol. 87, No. 14. P. 144510(1–12).
10. Superconducting transition Nb nanowires fabricated using focused ion beam / G.C. Tettamanzi [et al.] // *Nanotechnology.* 2009. Vol. 20, No. 46. P. 465302.
11. Remeika M., Bezryadin A. Sub-10 nanometer fabrication: molecular templating, electron-beam sculpting and crystallization of metallic nanowires // *Nanotechnology.* 2005. Vol. 16, No. 8. P. 1172–1176.
12. Phase slippage driven dissipation and high-field Little-Parks effect in superconducting MoGe nanowire networks formed on nanoporous substrates / Q. Luo [et al.] // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 85, No. 17. P. 174513(1–7).
13. Electrochemical deposition and characterization of Ni in mesoporous silicon / S.L. Prischepa [et al.] // *J. Electrochem Soc.* 2012. Vol. 159, No. 10. P. D623 – D627.
14. Quantum phase slips in superconducting Nb nanowire networks deposited on self-assembled Si templates / S.L. Prischepa [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101, No. 17. P. 172601(1–5).
15. Non-linear current-voltage characteristics due to quantum tunneling of phase slips in superconducting Nb nanowire networks / S.L. Prischepa [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103, No. 25. P. 252601(1–4).
16. Superconducting nanowire quantum interference device based on Nb ultrathin films deposited on self-assembled porous silicon templates / S.L. Prischepa [et al.] // *Nanotechnology.* 2014. Vol. 25, No. 42. P. 425205(1–9).
17. Attanasio C., Prischepa S.L. Porous silicon templates for superconducting devices // *Handbook of porous silicon.* Ed. L. Canham. Springer International Publishing AG. 2017. P. 1133–1147.
18. Synthesis and properties of Ni nanowires in porous silicon templates / S.L. Prischepa [et al.] // In: *Nanowires: synthesis, electrical properties and uses in biological systems.* Ed. L.J. Wilson. Nova Sci. Publisher. New York. 2014. P. 89–128.
19. Change of the topology of a superconducting thin film electromagnetically coupled with an array of ferromagnetic nanowires / S.L. Prischepa [et al.] // *Supercond. Sci. Technol.* 2016. Vol. 29, No. 1. P. 015011(1–9).
20. NbN superconducting nanonetwork fabricated using porous silicon templates and high-resolution electron beam lithography / S.L. Prischepa [et al.] // *Nanotechnology.* 2017. Vol. 28, No. 46. P. 465301(1–6).
21. Transport properties in aggregates of Nb nanowires templated by carbon nanotube films / S.L. Prischepa [et al.] // *Carbon.* 2016. Vol. 105. P. 544–550.

#### Сведения об авторе

Прищепа С.Л., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры защиты информации Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

#### Information about the author

Prischepa S.L., D.Sci, professor, professor of information security department of Belarussian state university of informatics and radioelectronics.

#### Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,  
г. Минск, ул. П. Бровки, 6  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники  
тел. +375-17-293-23-17;  
e-mail: prischepa@bsuir.by  
Прищепа Сергей Леонидович

#### Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,  
Minsk, P. Brovka st., 6  
Belarusian state university  
of informatics and Radioelectronics  
tel. +375-17-293-23-17;  
e-mail: prischepa@bsuir.by  
Prischepa Serghej Leonidovich