

02.07.13

Предельные параметры СИС-переходов в теории и технологические возможности их достижения

© М.А. Тарасов¹, А.А. Ломов², А.М. Чекушкин¹, А.А. Гунбина³, М.Ю. Фоминский¹, С.В. Краевский⁴, Р.К. Козулин¹, А.В. Шадрин⁵

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Москва, Россия

³ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

⁴ Институт биомедицинской химии им. В.Н. Ореховича, Москва, Россия

⁵ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московск. обл., Россия

E-mail: tarasov@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Туннельные джозефсоновские переходы типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) имеют более чем пятидесятилетнюю историю и теоретические оценки предельных параметров устройств для приема и обработки сигналов на их основе выглядят очень перспективно. На практике во многих случаях реально достигнутые параметры оказываются значительно хуже теоретических, так для ниобиевых сквидов характерное напряжение $V_c = I_c R_n$ в лучшем случае достигает $200 \mu\text{V}$, а по теории должно быть до 2 mV . Для терагерцовых СИС смесителей и генераторов главные проблемы — это большая удельная емкость, гистерезис и появление токов утечки. Эти проблемы могут быть связаны с морфологией и кристаллической структурой пленок сверхпроводников. На практике пленки получают гранулированные, туннельные барьеры оказываются неравномерными, эффективная площадь на уровне 10%, возникают токи утечки, паразитные емкости.

Кристаллическая структура определяет принципиально разные свойства одних и тех же элементов, например, для углерода это алмаз, графит, фуллерены, нанотрубки. Важными элементами перспективной сверхпроводниковой технологии является: применение монокристаллических подложек, согласованных по постоянной решетки и ориентации с выращиваемыми пленками, оптимизация температурных режимов роста, контролируемое формирование оксидного или нитридного туннельного барьера. Одной из опций является применение барьера Шоттки для полупроводниковой прослойки вместо диэлектрической или нормальной металлической. В данном обзоре приведены результаты исследования пленок методами рентгеноструктурной диагностики, атомно-силовой микроскопии, электронной микроскопии, показывающие основные узкие места существующей технологии с напылением пленок ниобия, нитрида ниобия, алюминия на оксидированные стандартные кремниевые подложки, а также результаты квазиэпитаксиального роста пленок на монокристаллических подложках при различных температурных режимах. Воспроизводимое изготовление высококачественных туннельных переходов может быть достигнуто в случае реализации атомарно гладких поверхностей туннельных контактов, что позволит улучшить сигнальные и шумовые характеристики сверхпроводниковых устройств для приема и обработки информации.

Ключевые слова: джозефсоновские переходы, туннельные контакты, кристаллическая структура, эпитаксиальные пленки, шероховатость поверхности, кристаллические подложки.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55835.29H

1. Ожидаемые параметры структур

Параметры туннельных СИС-переходов в значительной степени определяются структурой области барьера из оксида или нитрида алюминия. Для практических туннельных переходов с асимптотическим сопротивлением $R_n S = (1 \dots 2) \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, измеренным по LC-резонансам, удельная емкость составляет от 70 до $50 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. По формуле для плоского конденсатора $C = \epsilon \epsilon_0 S/d$, где

$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ и $\epsilon = 3$, это соответствует толщине оксидного барьера $d = \epsilon \epsilon_0 S/C = 0.38\text{--}0.5 \text{ nm}$. Для туннельного перехода при таких асимптотических сопротивлениях оценка толщины барьера составляет приблизительно 1.8 nm , для идеального плоского конденсатора это соответствовало бы удельной емкости $15 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$, т.е. разница в оценке толщины в теории составляет 4.7–3.6 раз, т.е. емкость сформирована на большей площади, чем эффективная площадь туннельного барьера.

Таблица 1. Теоретические оценки параметров туннельных переходов на основе NbN/I/NbN и Al/I/Al с толщиной барьера 1 nm, 2 nm и $\varepsilon = 3$

Structure, oxide thickness	J_c ($\mu\text{A}/\mu\text{m}^2$)	R_n ($\Omega/\mu\text{m}^2$)	V_c (μV)	C (fF/ μm^2)	β_c	$\tau = RC$ (ps)	$f_{RC} = 1/2\pi\tau$ (THz)
NbN/I/NbN, oxide 1 nm	250	5.6	1400	24	0.2	0.13	1
NbN/I/NbN, oxide 2 nm	0.022	63000	1380	13	1200	813	0.012
Al/I/Al, oxide 1 nm	36	5.6	196	24	0.014	0.13	1
Al/I/Al, oxide 2 nm	0.003	6300	19	13	166	813	0.012

В реальности относительная диэлектрическая проницаемость даже идеального аморфного барьера оказывается меньше трех, эффективная толщина емкостного барьера будет на уровне 0.25 nm. Можно предположить, что шероховатая поверхность имеет значительно большую площадь при меньшей прозрачности. По литературным данным [1] эффективная площадь туннелирования составляет и вовсе 0.13. Это значит, что лишь малая (более тонкая) часть геометрической площади перехода отвечает за туннельную проводимость, а остальная (более толстая часть) и определяет эффективную паразитную емкость. Однако, рассчитывать на идеальный туннельный барьер достаточно сложно, поскольку для монокристаллической Al_2O_3 реальная измеренная по рентгеновской дифракции постоянная решетки a – b составляет 0.47 nm и вдоль оси c , по нашим оценкам, составляет 1.3 nm [2], т.е. идеальный переход будет представлять собой туннельный барьер толщиной, примерно равной постоянной решетки диэлектрика. Для этого требуется сформировать атомарно гладкую кристаллическую поверхность без дефектов и двойников. При этом площадь переходов будет на порядок меньше стандартных переходов на гранулированных пленках при тех же значениях туннельной прозрачности.

Прозрачность туннельного барьера [3] можно описать отношением выходной и входной амплитуд волновых функций

$$\frac{F}{A} = 4 \sqrt{\frac{U}{E}} \exp\left(-\frac{\sqrt{2mU}}{h} w\right),$$

где U — высота барьера, E — энергия электрона, m — масса электрона, w — ширина барьера. Проводимость пропорциональна квадрату этих амплитуд. Для высоты барьера 1 eV, ширины 1 nm получим $(F/A)^2 = 4 \cdot 10^{-4}$ и для 2 nm $(F/A)^2 = 10^{-8}$. Это значит, что отношение сопротивлений $R_{2\text{nm}}/R_{1\text{nm}}$ составит $4 \cdot 10^4$. Для разных диэлектриков эти соотношения будут немного отличаться, поскольку высота барьера может варьироваться в пределах нескольких вольт.

Плотность критического тока NbN/AlN/NbN перехода можно описать простой эмпирической формулой $J_c = A \exp(-10d_{\text{AlN}}(\text{nm}))$, что соответствует толщине барьера 1.1 nm для $250 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$ и 2 nm для $22 \text{nA}/\mu\text{m}^2$. Плотность критического тока для этих двух случаев отличается почти на 4 порядка, а емкость отличается меньше чем вдвое.

Емкостной гистерезис (не путать с тепловым!) можно описать параметром Мак-Камбера $\beta_c = I_c R^2 C \cdot 4\pi e/h = (V_\Delta^2 C)/(I_c \Phi_0)$, при $\beta_c > 1$ на ВАХ наблюдается гистерезис. Считая для ниобия $I_c R = 0.5V_\Delta = 1.4 \text{ mV}$ получим $R_{250} = 5.6 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ для $250 \mu\text{A}$ и $R_{0.022} = 63 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ для 22 nA. Соответствующие емкости $C_{250} = 24 \text{ fF}$ и $C_{0.022} = 13 \text{ fF}$. В результате расчетный параметр Мак-Камбера $\beta_{250} = 0.2$ и $\beta_{0.022} = 1200$. Это и понятно, постоянная времени $\tau = RC$ составит $\tau_{250} = 0.13 \text{ ps}$ и $\tau_{0.022} = 813 \text{ ps}$, т.е. отличается, как и критический ток, на 4 порядка. Малое значение параметра Мак-Камбера меньше единицы означает безгистерезисную ВАХ и не требует резистивного шунтирования, т.е. позволяет полностью реализовать теоретические оценки для ниобиевых переходов. Для нитрида ниобия отличие от ниобия примерно в полтора раза.

Для алюминиевых переходов нужно заменить значение энергетической щели на величину $I_c R = 0.5V_\Delta = 0.2 \text{ mV}$. При таких же параметрах туннельного барьера для сопротивления 5.6Ω плотность критического тока на квадратный микрон составит $36 \mu\text{A}$, а для $63 \text{ k}\Omega$ составит 3 nA. Результирующий параметр Мак-Камбера будет $\beta_{36} = 0.014$ и $\beta_{0.003} = 166$.

В сводной табл. 1 приведены теоретические оценки для туннельных переходов площадью $1 \mu\text{m}^2$ с толщиной диэлектрика 1 и 2 nm в СИС-переходах на основе пленок нитрида ниобия и алюминия.

Таким образом в случае успешного решения задачи создания эпитаксиальных атомарногладких сверхпроводниковых туннельных переходов можно избавиться от гистерезиса и необходимости резистивного шунтирования переходов, что означает существенное улучшение всех предельных характеристик для устройств сверхпроводниковой аналоговой и цифровой электроники.

Методы рентгеновской дифракции, электронной и атомносиловой микроскопии дают информацию о элементном составе, кристаллической структуре и шероховатости поверхности пленок. Они позволяют определять микроскопические дефекты, способные значительно ухудшить сигнальные и шумовые характеристики сверхпроводниковых квантовых устройств.

2. Пленки и туннельные структуры на основе нитрида ниобия

Наши исследования СИС-переходов Nb–AlN–NbN показали, что результирующие пленки оказываются до-

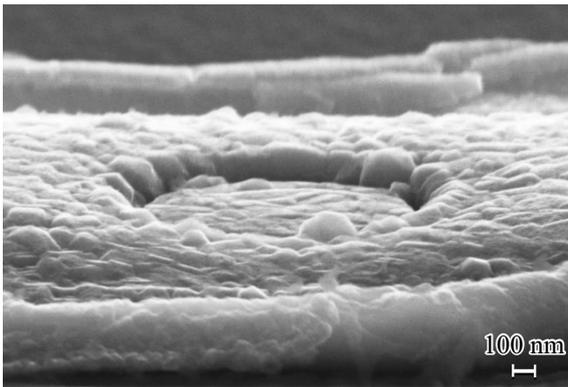


Рис. 1. Изображение Nb–AlN–NbN-перехода с верхним NbN.

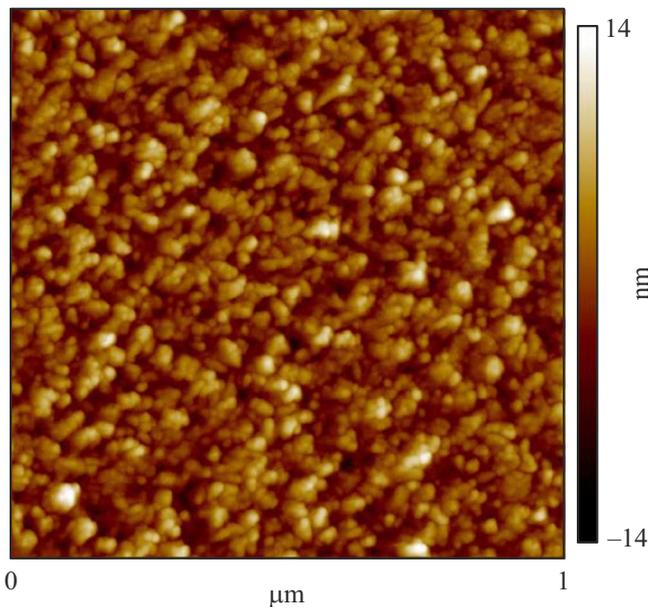


Рис. 2. АСМ-изображение поверхности пленки нитрида ниобия.

статочны шероховатыми, см. рис. 1. Размеры зерен превышают 100 nm.

Наглядную картину поверхности пленки нитрида ниобия дает изображение в атомносиловом микроскопе (АСМ), на рис. 2. видна зернистая шероховатая структура.

Сверхпроводящие свойства и кристаллическая структура эпитаксиальных монокристаллических пленок нитрида ниобия, полученных ВЧ магнетронным распылением при комнатной температуре на (100) MgO подложке [4] измерены в туннельных переходах NbN/AlN/Nb. Электронная и рентгеновская дифракция показали хорошие кристаллические свойства и постоянную решетку 0.445 nm. Параметр сильной связи составил $\alpha = 2\Delta_{\text{NbN}}(0)/kT_c = 4.16$, где k — постоянная Больцмана, T_c — критическая температура. Лондоновская глубина проникновения магнитного поля $\lambda = 176$ nm.

Эпитаксиальные пленки NbN/AlN/NbN [5] выращивали реактивным магнетронным распылением на постоянном токе при температуре 830 и 450°C на плоскостях А и С сафира и плоскостях (001), (110), (111) MgO. Выросты в виде колонн приводят к высокой шероховатости поверхности и препятствуют равномерному росту следующих слоев. В случае поликристаллической кварцевой подложки пленки NbN получают поликристаллическими нетекстурированными, пленки AlN преимущественно аморфные. Шероховатость поверхности и размер зерен возрастают с ростом толщины пленок. Монокристаллические пленки NbN имеют кубическую структуру с постоянной решетки $a = 0.439$ nm, а AlN обычно гексагональные с $a = 0.311$ nm и $c = 0.498$ nm. Методами просвечивающей электронной микроскопии (transmission electron microscopy TEM), спектроскопии потерь энергии электронами (electron energy loss spectroscopy EELS) исследованы возможности эпитаксиального роста многослойных структур. Оказалось, что по отдельности можно получить монокристаллические пленки, но не удается вырастить монокристаллическую многослойную структуру. Подложки, позволяющие выращивать первый слой NbN в ориентации (111) оказываются предпочтительными, поскольку на них растет (0001) AlN, что обеспечивает возможность последующего роста NbN (111). Может оказаться, что напыление на поликристаллические кварцевые подложки мелкокристаллических пленок будет более гладким за счет усреднения в многослойной структуре, а первый слой NbN следует делать по возможности более тонким, поскольку его шероховатость растет с ростом толщины.

Метод магнетронного распыления NbN на постоянном токе с участием пучка ионов азота (ion beam assisted IBAS) при комнатной температуре на кремниевые подложки был исследован в [6]. Размер зерен составил приблизительно 25 nm по измерениям XRD и AFM.

Наиболее близко к задаче создания эпитаксиальных NbN/AlN/NbN туннельных переходов высокого качества подошли в [7]. Трехслойная структура выращивалась на MgO (100) подложках при температуре не выше 100°C. Характерной чертой процесса была очень низкая скорость нанесения AlN барьера 0.05 nm/s. Плотность критического тока составила $250 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$, $I_c R_n = 3.5$ mV. Поперечное сечение в просвечивающем растровом электронном микроскопе (scanning transmission electron microscopy STEM) таких переходов показывает почти идеальный эпитаксиальный рост по поверхности (100). Барьер из AlN толщиной менее 2 nm эпитаксиально растет в кубической фазе поверх NbN, несмотря на их отличие в объемных кристаллических структурах.

3. Пленки ниобия и туннельные структуры на его основе

Туннельные переходы Nb–AlO_x–Nb являются основными элементами большинства устройств современной

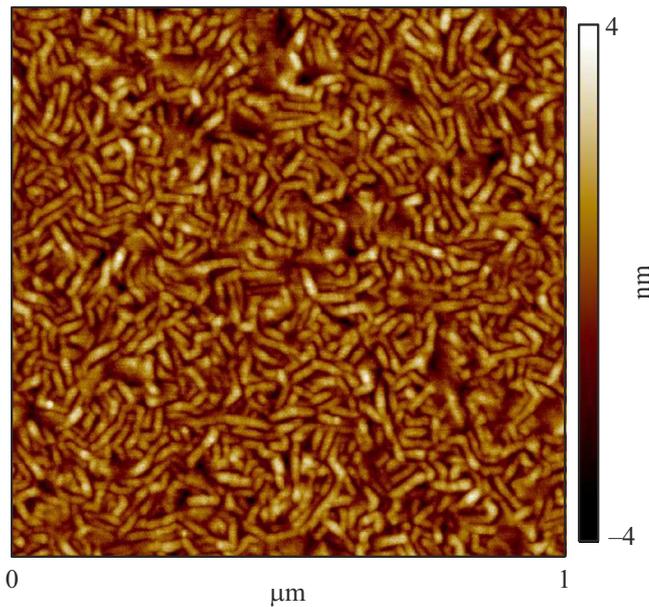


Рис. 3. АСМ-изображение пленки ниобия.

сверхпроводниковой электроники. Трехслойная структура изготавливалась в одном вакуумном цикле. Толщина нижнего слоя ниобия 200 nm, затем происходило напыление 7 nm алюминия, который затем окислялся при давлении 1 mbar в течение 20 min, после этого напылялся верхний ниобий толщиной 80 nm. СИС-переход требуемой площади формируется при помощи резистивной маски, по которой происходит реактивно-ионное травление в газе CF_4 верхнего слоя (Nb). Затем в растворе электролита происходит анодизация торцов СИС-перехода для избегания микрозакоротов. В следующем вакуумном цикле напыления по новой резистивной маске формируется слой замыкателя (верхнего электрода) выполненного из алюминия, толщиной 350 nm.

Исследование пленок ниобия в микроскопе атомных сил показывает большую зернистость обычных пленок (см. рис. 3), причем зерна имеют вытянутую форму, в отличие от круглой для нитрида ниобия (рис. 2).

Существует большое количество публикаций по технологии нанесения тонких пленок ниобия и туннельных СИС-переходов на их основе. Обычно плотность критического тока не превышает $10 \mu A/\mu m^2$. Наиболее развитая классическая технология была ранее создана на фирме HYPRES Inc. [8]. Туннельные переходы Nb/AlOx/Nb с плотностью критического тока $200 \mu A/\mu m^2$ позволяют реализовать логические ключи с частотой переключения до 400 GHz. В более поздней работе [9] сообщается о достижении плотности критического тока $600 \mu A/\mu m^2$ в переходах с оксидом алюминия толщиной менее 1.1 nm. Это позволяет избавиться от резистивного шунтирования СИС-переходов и повысить характерную частоту перехода $f_c = V_c/\Phi_0$. Еще более высокие значения плотности тока до $1.4 mA/\mu m^2$ были получены в переходах

с прослойкой из аморфного кремния, легированного ниобием. Эти результаты явились логическим продолжением ранних экспериментальных работ по прослойке из аморфного кремния, легированного вольфрамом [10]. Такие переходы авторы называют самошунтированными и в них в принципе возможно достижение предельного значения $V_c = I_c R_n = \pi \Delta_{Nb}/2 = 2 mV$. На практике пока V_c безгистерезисных высококачественных переходов не превышает 0.3 mV.

Другим важным аспектом исследования сверхпроводящих ниобиевых пленок является анизотропия энергетической щели. В одной из первых работ [11] была измерена анизотропия энергетической щели на разных поверхностях ниобиевого монокристалла в определенных ориентациях. Туннельные переходы, сформированные на разных гранях такого кристалла с отношением сопротивлений на разных гранях $R_{300}/R_4 = 178$ и больше, продемонстрировали минимальное значение щели 2.84 meV в направлении $\langle 100 \rangle$, а максимальное значение 3.19 meV наблюдалось в направлениях $\langle 311 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. В кристаллах с отношением сопротивлений меньше 65, анизотропия не наблюдалась, что может быть связано с рассеянием на примесях. Анизотропия щели ранее наблюдалась Н. Заварицким на монокристаллах олова [12]. Максимальная анизотропия щели достигает 8.4%. В более поздней работе того же автора [13] не удалось наблюдать такую анизотропию, однако измеренная энергетическая щель составила 3.12 meV. При этом на ВАХ одновременно наблюдались асимметрия, коленообразная особенность и аномалия при нулевом смещении. Предполагается, что эти аномалии связаны с некомпенсированным кислородом на границе между ниобием и оксидным барьером.

Здесь еще можно отметить, что для ниобия работа выхода, т.е. энергия, которая требуется для выхода электрона с поверхности металла в вакуум, является сильно анизотропной и зависит от кристаллографической ориентации поверхности [14]. Для поверхности (100) $\Phi_{100} = 3.55 eV$, для (111) $\Phi_{111} = 3.78 eV$, для (110) $\Phi_{110} = 4.49 eV$. Для поликристаллического ниобия $\Phi_n = 4.3 eV$ [15]. Средняя высота барьера на границе AlOx/Nb определяется работами выхода зерен ниобия с разными ориентациями и усредненной работой выхода, поэтому в поликристаллических пленках наблюдается наклонная щель и коленообразная особенность как проявление более высокой щели. Для повышения плотности тока и снижения сопротивления в 1.2 раза желательно ориентировать пленки плоскостями (100) или (111), так что реализуется наименьшая работа выхода и более высокая прозрачность барьера.

Создание туннельного барьера в Nb/Al₂O₃/Nb и Al/Al₂O₃/Al переходах осложняется фундаментальным отличием гексагональной кристаллической решетки пленки Al₂O₃ и кубической структурой пленок Nb и Al. Попытки изготовления ультратонких (порядка 1 nm) туннельных барьеров с малой плотностью дефектов методом послойного атомно-лучевого нанесения [16]

оказываются не очень успешными, критический ток и характерное напряжение $V_c = 0.3$ mV оказываются меньше, чем по теории Амбегаокара-Баратова (1.4 mV), что может быть связано с дефектами на границе.

Изготовление эпитаксиальных переходов Nb/AlN/Nb на сапфировых подложках [17] заключалось в нанесении первого слоя при 480°C, причем добавление буферного слоя 0.5 nm алюминия между AlN и верхним Nb улучшало Nb (200) ориентацию и кристаллические свойства. Буферный слой предотвращает диффузию ниобия в барьерный слой.

4. Алюминиевые пленки и переходы

Приведенные на рис. 4 изображения стандартных полукристаллических пленок алюминия, напыленных магнетроном, демонстрируют сильную шероховатость. Эти пленки напыляли на окисированные кремниевые подложки, у которых на плоскости (001) нанесен слой оксида алюминия, который добавляет шероховатости и не способствует гладкому эпитаксиальному росту. Детали для разных методов приведены в табл. 1.

По нашим измерениям (табл. 2) для пленок тоньше 20 nm шероховатость составляет примерно половину толщины, размер зерна в плане примерно вдвое больше. Для толщин 60–124 nm шероховатость 10 nm, размер зерна примерно равен толщине. Пленки толще 150 nm более гладкие, шероховатость около 5 nm, размер зерна в плане 500 nm.

Вопросы эпитаксиального роста пленок алюминия на сапфире подробно исследован в [18]. Пленки напыляли эпитаксиально на грань (0001) сапфира. Основная ориентация полученных пленок с плоскостью (111)Al параллельно поверхности (0001)Al₂O₃ и направление [110]Al параллельно направлению [1010]Al₂O₃. Это означает, что плотно упакованные плоскости и направления металлической пленки совпадают с субрешеткой ионов кислорода, что приводит к росту двух симметричных вариантов ориентации. В основном варианте плотно упакованные алюминиевые плоскости остаются параллельными плоскости сапфира, но эти ориентации вращаются относительно [110]Al оси так, что [1010]Al₂O₃ ось параллельна либо направлению [121]Al (поворот на 30°) или [541]Al (поворот на 11°). Образование двойников связано с двумя эквивалентными ориентациями алюминия, отличающимися разворотом на 180° относительно оси [111]Al. Идеальной атомарно гладкой монокристаллической пленки получить таким методом невозможно.

В настоящей работе пленки алюминия выращены методом магнетронного распыления на подложке Si(111) с эпитаксиальным слоем-зародышем. Пленки осаждались в две стадии. Вначале в течение 100 s на подложке формировался островковый слой 10–20 nm монокристаллических зародышей при температуре 400°C, скорости осаждения частиц Al не более 0.2 nm/s, давле-

Таблица 2. Толщина и структура пленок алюминия

Method	Thickness, nm	Roughness p/p, nm	Grain Width, nm
Hot boat	3	1.8	8
Hot boat	6	3.4	18
Hot boat	20	6.7	40
El. beam	3	2.5	10
El. beam	60	7.6	70
El. beam	124	10	100
Magnetron	150	5	400

нии в камере $1.5 \cdot 10^{-3}$ mbar и мощности магнетрона 300 W. Процесс остывания образца до 19°C проходил в условиях остаточного вакуума в течение 12 h. Осаждение пленки на второй стадии выполнялось в условиях стационарной температуры образца. Процесс осаждения пленки проходил в атмосфере аргона (давление $4 \cdot 10^{-3}$ mbar) со скоростью 1.45 nm/s за время 138 s. Температура кремниевой подложки фиксировалась при 19°C за счет контролируемого охлаждения столика подложки от chillera. Этот процесс аналогичен ранее отработанному на пленках серебра. В работе [19] было показано, что переход от стационарного процесса роста к двух-стадийному позволил получить атомарно гладкие монокристаллические пленки Ag/Si(111). Прогресс был достигнут за счет формирования на границе с подложкой на первой стадии при повышенной температуре роста островкового эпитаксиального слоя-зародыша.

Полезно также сравнить твердость этих двух типов пленок (рис. 5). Видно, что на горячем слое зародыша большая часть зерен имеют твердость 10000–15000 МПа, тогда как на холодной подложке большая часть зерен имеет твердость менее 5000 МПа. Более высокая твердость пленки, напыленной на горячий зародыш, может означать меньшую пористость и более высокую длину когерентности.

5. Дискуссия

Разрыв между теоретическими значениями предельных параметров и реально достижимыми значениями плотности критического тока, характерного напряжения, емкостного параметра Мак-Камбера, низкочастотных шумов можно существенно сократить если реализовать процесс эпитаксиального выращивания монокристаллических пленок с минимальным количеством дефектов. Важно придерживаться одинаковой кубической структуры кристаллов подложки, сверхпроводника и туннельного барьера, а также близость периода решетки.

Проблема подбора комбинации подложки, сверхпроводников и диэлектрика оказывается нетривиальной, большинство подложек и диэлектрических барьеров являются гексагональными, а сверхпроводящие пленки кубической сингонии, причем постоянные решетки

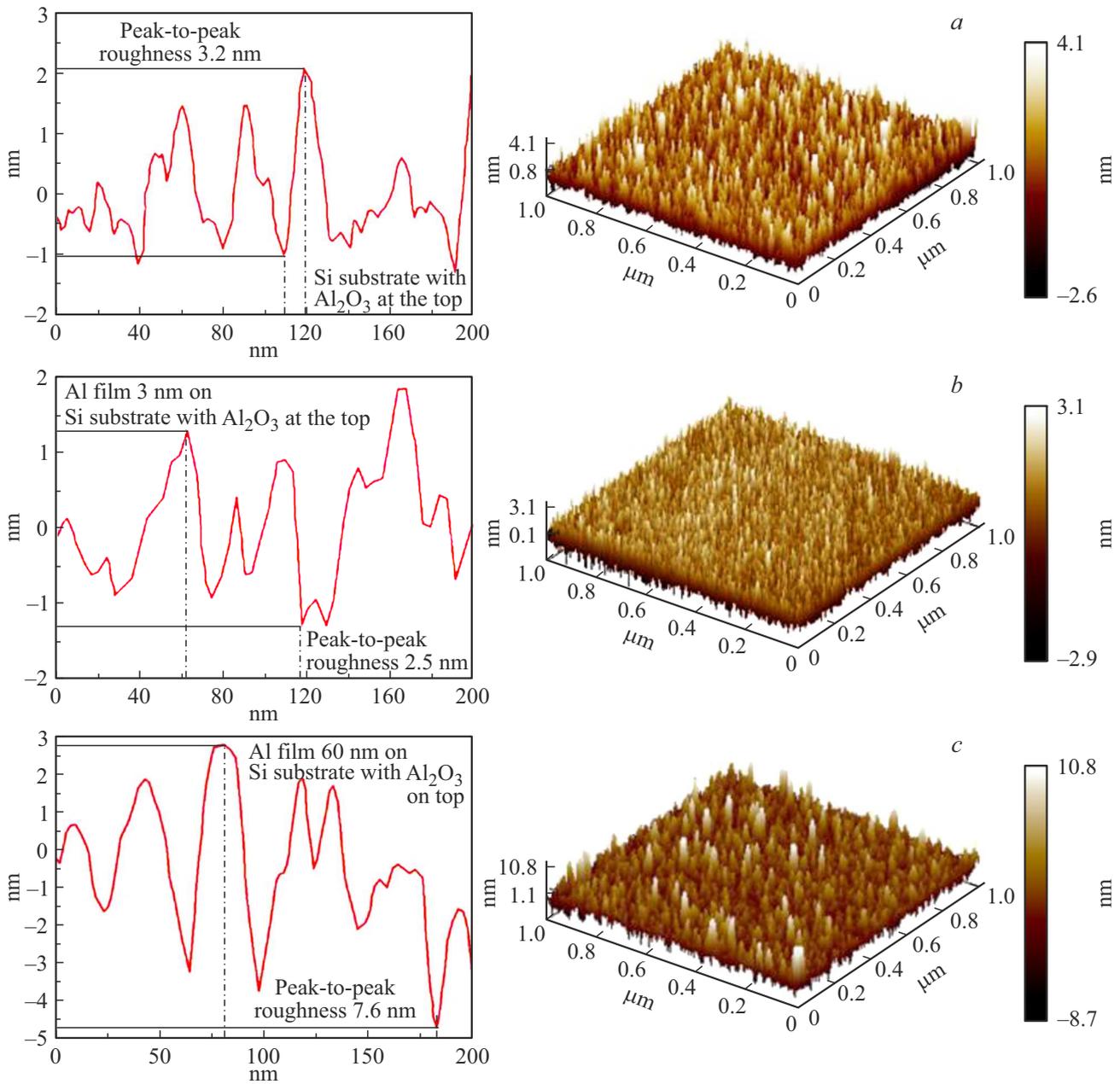


Рис. 4. (a) Профиль Si подложки с напыленным изолятором Al_2O_3 . Максимальная шероховатость (Peak-to-peak roughness) 3.2 nm; (b) Пленка Al толщиной 3 nm поверх этого изолятора. Шероховатость 2.5 nm (меньше, чем (a)); (c) Пленка Al толщиной 60 nm на такой же подложке. Шероховатость 7.6 nm.

Таблица 3. Параметры некоторых кристаллических материалов

Material	Syngony	Lattice constant, nm	T melting, °C	Density, g/cm ³
Nb	cubic	0.33	2468	8.6
Al	cubic	0.4	660	2.7
NbN	cubic (hg)	0.44 (0.3; 0.57)	2300	8.4
NbTiN ₂	cubic (th)	0.44 (0.44; 0.87)		
Al ₂ O ₃	hexagonal (trig)	0.47; 0.47 1.3	2050	4
SiO ₂	trigonal	0.31	1713	2.6
AlN	hexagonal (cub)	0.31; 0.5	2200	3.2
MgO	cubic	0.42	2825	3.6
Si	cubic	0.54	1414	2.3

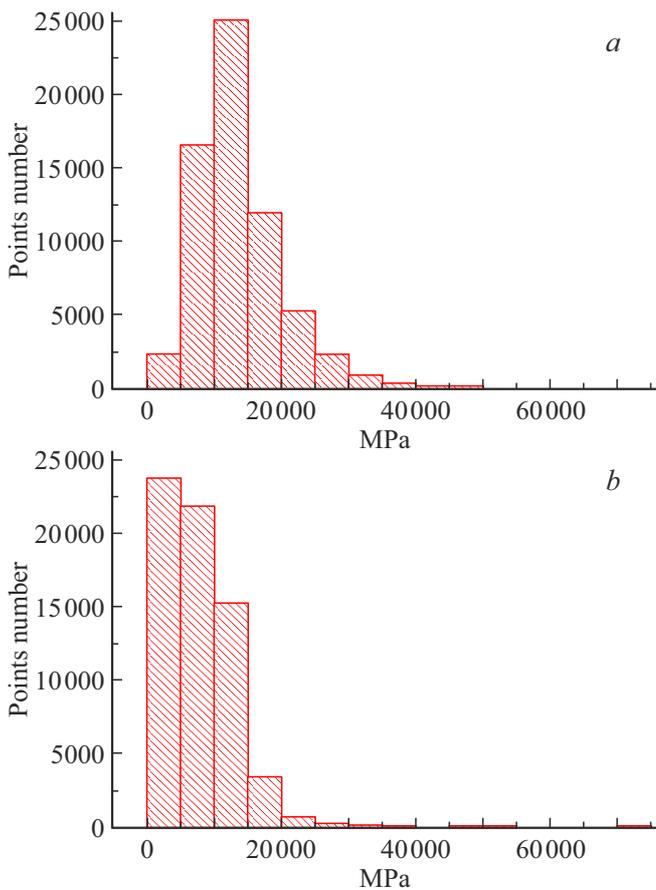


Рис. 5. Для пленок на горячей подложке наибольшее количество зерен имеет твердость 10000–15000 МПа, а для холодных 0–5000 МПа.

сильно отличаются. В табл. 3 приведены кристаллические параметры некоторых из используемых материалов.

Для NbN/AlN/NbN весьма эффективным оказывается эпитаксиальное выращивание на MgO(100) подложках при температуре не выше 100°C. Характерной чертой процесса является очень низкая скорость нанесения AlN барьера 0.05 nm/s и малая толщина этого слоя. Барьер из AlN толщиной менее 2 nm эпитаксиально растет в кубической фазе поверх NbN, несмотря на их отличие в объемных кристаллических структурах. Плотность критического тока составляет $250 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$, $I_c R_n = 3.5 \text{ mV}$ [7]. Поперечное сечение STEM таких переходов показывает почти идеальный эпитаксиальный рост по поверхности (100).

Оптимальное изготовление эпитаксиальных переходов Nb/AlN/Nb на сапфировых (Al_2O_3) подложках заключается в нанесении первого слоя при 480°C, причем добавление буферного слоя 0.5 nm алюминия между AlN и верхним Nb улучшает Nb(200) ориентацию и кристаллические свойства. Буферный слой предотвращает диффузию ниобия в барьерный слой.

Оптимальный процесс формирования структур Al/AlO_x/Al и Al/AlN/Al заключается в эпитаксиальном выращивании пленки алюминия в два этапа методом магнетронного распыления на подложке Si(111) с эпитаксиальным слоем-зародышем. Вначале в течение 100 s на подложке формировался островковый слой 10–20 nm монокристаллических зародышей при температуре 400°C, скорости осаждения частиц Al не более 0.2 nm/s. Процесс остывания образца до 19°C проходил в условиях остаточного вакуума в течение 12 h. Осаждение пленки на второй стадии выполнялось в условиях стационарной температуры образца. Процесс осаждения основной пленки 150 nm проходит в атмосфере аргона со скоростью 1.45 nm/s за время 138 s при температуре подложки 19°C. Формирование тонкого барьерного слоя происходит с малой скоростью для образования кубической фазы (а не гексагональной при увеличении толщины).

Во всех перечисленных случаях принципиальный подход заключается в формировании эпитаксиальной структуры кубической сингонии для всех слоев: подложки, первого сверхпроводника, туннельного барьера, второго сверхпроводника. В таком случае возможно достижение как предельно высоких значений плотности тока, так и минимальной удельной емкости туннельного перехода.

Финансирование работы

Разработка и исследование образцов выполнена в ИРЭ РАН за счет гранта Российского научного фонда РФ № 21-42-04421, <https://rscf.ru/project/21-42-04421/>. Изготовление экспериментальных образцов было выполнено за счет государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Работа по анализу многослойных структур выполнена в рамках Государственного задания ФТИ-АН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0019. При изготовлении образцов использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529 „Криоинтеграл“, поддерживаемого грантом Министерства науки и высшего образования РФ по соглашению 075-15-2021-667. Измерения АСМ выполнены в ИМБХ им. В.Н. Ореховича с использованием оборудования уникальной научной установки „Авогадро“ ЦКП „Протеом человека“, которая поддерживается Министерством науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2021-993).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Greibe, M. Stenberg, C. Wilson, T. Bauch, V. Shumeiko, P. Delsing. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097001 (2011).
- [2] М. Тарасов, А. Чекушкин, М. Фоминский, Д. Захаров, А. Ломов, О. Девицкий, А. Гунбина, Е. Сохина, В. Эдельман. *ФТТ* **64**, 10, 1369 (2022). DOI: 10.21883/0000

- [3] L. Solymar. Superconductive tunneling and applications. C.&H Ltd, London. 406 p., SBN 412 10210 2 (1972).
- [4] Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzava, B. Komiyama. J. Appl. Phys. **79**, 10, 78377842 (1996).
- [5] S. Lloyd, D. Tricker, Z. Barber, M. Blamire. Phil. Mag. A **81**, 10, 2317 (2001).
- [6] T. Polakovic, S. Lendinez, J. Pearson, A. Hoffmann, V. Yefremenko, C. Chang, W. Armstrong. APL Mater. **6**, 076107 (2018). DOI: 10.1063/1.5031904
- [7] Z. Wang, H. Terai, W. Qiu, K. Makise, Y. Uzawa, K. Kimoto, Y. Nakamura. Appl. Phys. Lett. **102**, 14, 142604 (2013).
- [8] S. Tolpygo, D. Yohannes, R. Hunt, J. Vivalda, D. Donnelly, D. Amparo, A. Kirichenko. IEEE TAS **17**, 2, 946 (2007).
- [9] S. Tolpygo, V. Bolkhovsky, D. Oates, R. Rastogi, S. Zarr, A. Day, T. Weir, A. Wynn, L. Johnson. IEEE TAS **28**, 4, 1100212 (2018).
- [10] A. Gudkov, M. Kupriyanov, K. Likharev. Sov. Phys. JETP **68**, 1, 1478 (1988).
- [11] M. MacVicar, R. Rose. J. Appl. Phys. **39**, 3, 1721 (1968).
- [12] N.V. Zavaritskii. Soviet Phys. JETP **18**, 1260 (1965). Soviet Phys. JETP **21**, 557 (1964).
- [13] J. Bostock, K. Agyeman, M. Frommer, M. MacVicar. J. Appl. Phys. **44**, 12, 5567 (1973).
- [14] J. Wang, S.-Q. Wang. Surf. Sci. **630**, 216 (2014).
- [15] H. B. Michaelson. J. Appl. Phys. **48**, 11, 4729 (1977).
- [16] R. Lu, A. Elliot, L. Wille, Bo Mao, S. Han, J. Wu, J. Talvacchio, H. Schulze, R. Lewis, D. Ewing, H. Xue, S. Zhao. IEEE TAS **23**, 3, 1100705 (2013).
- [17] Y. Tanaka, D. Sato, F. Shimada, Y. Nakada, A. Saito. Fabrication and evaluation of epitaxial Nb/AlN/Nb junctions with Al buffer layers. EUCAS2021, Sept. 5–9, Moscow, (2021).
- [18] D. Medlin, K. McCarty, R. Hwang, S. Guthrie, M. Baskes. Thin Solid Films **299**, 110 (1997).
- [19] I.A. Rodionov, A.S. Baburin, A.R. Gabidullin, S.S. Maklakov, S. Peters, I.A. Ryzhikov, A.A. Andriyash. Sci. Rep. **9**, 12232 (2019).

Редактор Д.В. Жуманов