

05.4; 06; 09

© 1991

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ТУННЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ
С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА
НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ
НИТРИДА НИОБИЯ

Ю.Я. Д и в и н, Р.Л. З е л е н к е в и ч,
В.А. К о м а ш к о, В.Л. Н о с к о в,
В.В. П а в л о в с к и й

Одним из перспективных материалов для сверхпроводниковой электроники является нитрид ниобия [1]. Он отличается высокой механической прочностью и химической устойчивостью. По сравнению с традиционными сверхпроводящими материалами NbN обладает более высокой критической температурой $T_c \sim 17$ К, что может обеспечить как лучшие параметры электронных элементов на его основе, так и их работоспособность при температурах ~ 10 К, легко достижимых с помощью достаточно простых рефрижераторов замкнутого цикла. С другой стороны, длина когерентности ξ в NbN , будучи меньше длины когерентности и в большинстве традиционных сверхпроводников, все же превышает аналогичную величину для металлооксидных соединений с высокими $T_c \sim 100$ К, и это обстоятельство существенно облегчает реализацию джозефсоновских туннельных переходов на основе нитрида ниобия.

В имеющихся публикациях сообщается о приготовлении джозефсоновских переходов преимущественно на основе поликристаллических пленок NbN (см., например, [2, 3]). В то же время для ряда применений, связанных с регистрацией электромагнитного излучения различных диапазонов, качество таких переходов недостаточно высоко. Существенный прогресс в этой области связывают с использованием совершенных монокристаллических пленок и высокоупорядоченных барьерных слоев на их поверхности [4]. В настоящей работе описывается приготовление и характеристики джозефсоновских туннельных переходов на основе гетероэпитаксиальных слоев NbN , предназначенных для реализации метода измерения пространственного распределения интенсивности электромагнитного излучения [5]. Особенность переходов, необходимых для таких применений, являются весьма малые токи утечек, малые плотности критического тока (менее единиц A/cm^2) и, соответственно, большие джозефсоновские глубины проникновения.

Пленки NbN были получены методом гетерогенного магнетронного распыления в среде Ar/N_2 при соотношении давлений аргона и азота $P_{Ar} : P_{N_2} = 3:1$. Суммарное давление составляло 1 Па [6]. Осаждение проводилось на подложки из сапфира с ориентацией $(\bar{1}012$

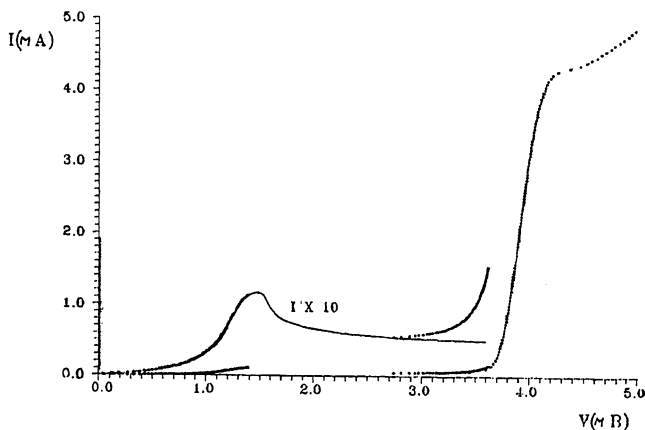


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика $I(V)$ джозефсоновского туннельного перехода NbN-оксид-Pb с размером 270 мкм при температуре $T=4.5$ К. Точки - экспериментальная зависимость, сплошная линия - теоретическая.

при температуре 800°C . При указанных условиях формировались гетероэпитаксиальные слои нитрида ниобия с ориентацией $\{(135)\} \langle 211 \rangle \text{NbN} \parallel (\bar{1}012) [10\bar{1}1] \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, аналогично ориентации нитрида титана на той же плоскости сапфира [7]. Толщина пленок составляла 0.2 мкм. Нитрид ниобия имел следующие параметры: удельное сопротивление при комнатной температуре $\rho(300\text{ K}) \approx 60$ мОм·см, $\rho(300\text{ K})/\rho(20\text{ K}) \approx 1$, критическая температура $T_c \approx 16$ К, ширина резистивного перехода $\Delta T_c = 0.2$ К. Необходимую топологию базового электрода формировали стандартными методами фотолитографии. Перед формированием оксидного туннельного барьера проводилась очистка поверхности базового электрода методом ВЧ травления в среде Ar при напряжении на разрядном промежутке 350 В. Давление Ar при этом составляло 0.4 Па. Окисление проводилось при давлениях 1.33 Па в аргоне с 5% кислорода при напряжении на разрядном промежутке 100 В. Время окисления варьировалось в пределах 5-10 мин. Осаждение верхнего электрода осуществлялось термическим испарением свинца. Толщина пленки свинца не превышала 0.5 мкм. В результате на одной пластине получалось 15 туннельных переходов квадратной формы с размерами от 50 мкм до 1.2 мм.

Как правило, наилучшие характеристики имели переходы, расположенные в центре подложки. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) типичного перехода с размерами $L=270$ мкм представлена на рис. 1. Сверхпроводящий участок на ВАХ этого образца имеет величину джозефсоновского критического тока $I_c = 1.8$ мА. Ему соответствует плотность тока $j_c = 2.5$ А/см². Малые величины

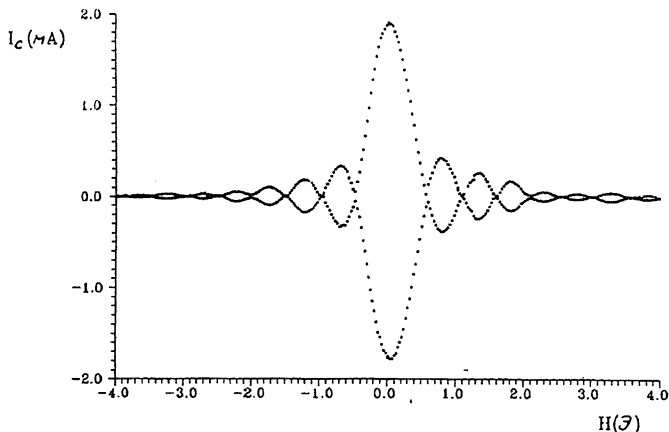


Рис. 2. Зависимость джозефсоновского критического тока I_c от напряженности магнитного поля H для джозефсоновского туннельного перехода NbN -оксид- Pb с размером 270 мкм при температуре $T=4.5$ К.

токов утечек $(1.3 \text{ мВ})/I_c = (2 \div 4) \cdot 10^{-2}$, $V_m = I_c \cdot R$ ($V=3 \text{ мВ}$) \cong $\cong 100 \text{ мВ}$) в приготовленных переходах позволяют провести сравнение полученных ВАХ с ВАХ, рассчитанными на основе теории БКШ. При этом необходимо учитывать пространственные флуктуации в величинах энергетических щелей Δ_{NbN} и Δ_{Pb} , поскольку на экспериментальных ВАХ особенность при напряжении $V = (\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb})/e$ имеет конечную ширину. Длина когерентности ξ в NbN значительно меньше соответствующей величины в Pb ($\xi_{NbN} \approx 4-7 \text{ нм}$, $\xi_{Pb} \approx 83 \text{ нм}$ [8]), поэтому наиболее вероятными являются флуктуации в величине энергетической щели в электроде из NbN . Теоретическая ВАХ при $\Delta_{Pb} = 1.3 \text{ мэВ}$, усредненная по распределению Δ_{NbN} со средним значением $\bar{\Delta} = 2.6 \text{ мэВ}$ и шириной $\delta\Delta = 0.4 \text{ мэВ}$ изображена на рис. 1 сплошной линией. Хорошее согласие теоретической и экспериментальной кривых позволяет считать, что в изготовленных переходах NbN -оксид- Pb токи при $V < (\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb})/e$ обусловлены туннелированием термически активированных квазичастиц через оксидный барьер, а не утечками в барьере.

В области $V > (\Delta_{Pb} + \Delta_{NbN})/e$ экспериментальная ВАХ имеет особенность, свидетельствующую о наличии слоя нормального металла на поверхности сверхпроводящего электрода. Этим обстоятельством можно также объяснить отличие критического тока Джозефсона I_c от теоретического I_{c0} ($I_c/I_{c0} \approx 0.6$). Существование слоя нормального металла связано, по-видимому, со слишком высокой энергией ионов Ar при очистке поверхности NbN перед окислением [9].

Зависимость джозефсоновского критического тока перехода с размером $L = 270$ мкм от магнитного поля приведена на рис. 2. Из этой зависимости можно определить величину $d = \lambda_{NbN} + \lambda_{Pb} + t =$

$=1400 \text{ \AA}$, где λ_{NbN} , λ_{Pb} — лондоновские глубины проникновения для нитрида ниобия и свинца, а t — толщина оксидного слоя. По различным данным $\lambda_{Pb} = 400-500 \text{ \AA}$ [10], и тогда для наших эпитаксиальных пленок NbN $\lambda_{NbN} < 1000 \text{ \AA}$. Отметим, что этот результат значительно меньше полученных ранее величин для поликристаллических образцов ($\lambda_{NbN} = 1950 \text{ \AA}$ в [3]). Экспериментальные зависимости $I_c(H)$ для исследовавшихся переходов близки к теоретическим кривым, рассчитанным для однородного распределения плотности тока $j_c(x, y) = const$ при учете малой ($\sim 10^\circ$) разориентации магнитного поля и оси контакта. Некогерентная часть зависимости $I_c(H)$ (постоянный фон) не превышает 4 мкА, что соответствует уровню шумов измерительной аппаратуры. Джозефсоновская глубина проникновения λ_j для исследовавшихся переходов с учетом полученных значений d составляла ~ 300 мкм.

Удельная емкость перехода определялась по напряжению, соответствующему геометрическому резонансу (ступенькам Фиске), и составила $C/S = 8 \text{ мкФ/см}^2$. Для других переходов величина удельной емкости лежала в пределах (4–8) мкФ/см².

Таким образом, на основе гетероэпитаксиальных пленок NbN изготовлены джозефсоновские туннельные переходы NbN -оксид- Pb , у которых ток в области напряжений $V < (\Delta_{NbN} + \Delta_{Pb})/e$ определяется туннелированием термически возбужденных квазичастиц, а размеры достигают сотен микрометров, но не превосходят джозефсоновские глубины проникновения. Полученные характеристики контактов позволяют использовать их в устройствах, требующих низкого значения плотности критического тока Джозефсона, большой джозефсоновской глубины проникновения и низкого уровня токов утечки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H a y o k a w a H. In: Superconducting Electronics / Ed. by H. Weinstock, M. Nisenoff. Berlin: Springer, 1989. P. 331-383.
- [2] I g a r a s h i M., H i k i t a M., T a k e i K. In: Advances in Cryogenic Engineering-Materials Ed. by A.F. Clark, R.P. Reed. N.Y.: Plenum Press, 1984. P. 535-546.
- [3] C u k a u s k a s E.J., C a r t e r W.L. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. MAG-23. No 2. P. 669-672.
- [4] T a l v a c c h i o J., B r a g i n s k i A.I. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. MAG-23. N 2. P. 859-862.
- [5] D i v i n Yu.Ya. Extended Abstracts of 1989 Internat. Superconductivity Electron. Conf. (ISEC' 89). Osaka, JSAP, 1989. P. 278-279.
- [6] Н о с к о в В.Л., К о м а ш к о В.А. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1981. В. 4 (153). С. 33-36.

- [7] Комашко В.А., Носков В.Л., Статкевич В.Н., Титенко Ю.В. // Электронная техника. Сер. Материалы, 1981. В. 2 (151). С. 3-8.
- [8] Donaldson G.B. In: Superconducting Electronics / Ed. by H. Weinstock, M. Nisenoff. Berlin: Springer, 1989. P. 57-86.
- [9] Hikita M., Takei K., Igaraishi M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 12. P. 7066-7072.
- [10] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 640 с.

Поступило в Редакцию
16 мая 1991 г.