

КОМП'ЮТЕРНІ ЗАСОБИ, МЕРЕЖІ ТА СИСТЕМИ

Работа посвящена разработке технологии тонкопленочных туннельных структур на основе ниобия и алюминия для детекторов излучения на базе сверхпроводниковых туннельных переходов (СТП). Проведен анализ влияния сверхпроводящих и микроструктурных характеристик слоев СТП на энергетическое разрешение детектора. Приведены результаты разработки технологии сверхпроводящих пленок ниобия, свободных от напряжения, а также структур $Nb/AlO_x-Al/Nb$ и $Nb/Al-AlO_x-Al/Nb$, пригодных для детекторов излучений.

© И.Д. Войтович, Т.С. Лебедева,
П.Б. Шпилевой, Г.В. Якопов,
2004

УДК 583.945

И.Д. ВОЙТОВИЧ, Т.С. ЛЕБЕДЕВА,
П.Б. ШПИЛЕВОЙ, Г.В. ЯКОПОВ

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение. Исследования и разработки по применению сверхпроводников для создания детекторов излучения проводятся уже в течение 20 лет. Интерес исследователей в данной области связан с тем, что минимальное значение энергии, необходимой для разрыва куперовской пары в сверхпроводнике и создания свободных носителей заряда, крайне мало (единицы мэВ), меньше чем величина энергии, которую несет единичный фотон видимой области спектра. Это делает сверхпроводники идеальными кандидатами для детекторов фотонов от рентгеновского до оптического и ближнего инфракрасного диапазонов.

Основные направления в данной области на сегодняшний день – создание сверхпроводниковых болометров и разработка детекторов на сверхпроводящих туннельных переходах (СТП) [1-5]. Второе направление является, на наш взгляд, более перспективным, поскольку дает возможность не только обнаружения отдельных фотонов, но и определения их энергии с высокой разрешающей способностью, а также создания детекторов с рекордным быстродействием.

СТП находят применение в самых различных областях – от детектирования элементарных частиц в ядерной физике [1, 4–6] до детектирования излучений в рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом и близком инфракрасном диапазонах в астрономии [1, 2, 3, 7]. В последнее время ведутся разра-

ботки по их применению для рентгеновского флуоресцентного анализа биологических объектов [8].

Рассмотрим принципы функционирования СТП детекторов излучений, чтобы стали понятны сложности, с которыми приходится сталкиваться при их разработке и эксплуатации. Сверхпроводящий туннельный переход (СТП) состоит из двух сверхпроводящих электродов, разделенных туннельным барьером (рис. 1).

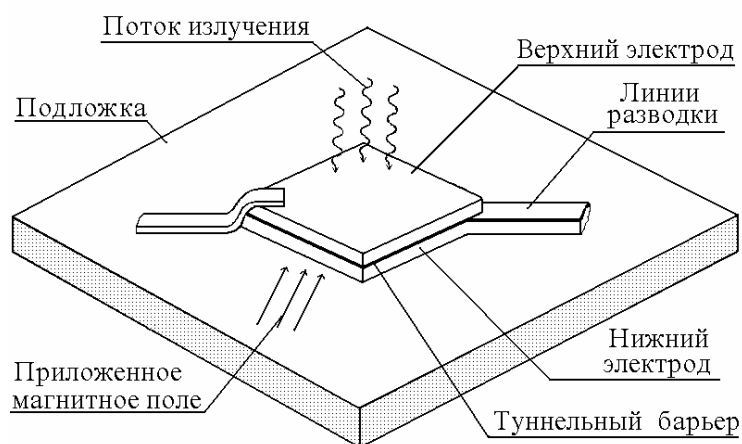


РИС. 1

Общая идея детектирования фотонов с помощью СТП очень проста. Поглощенная в одном из сверхпроводящих электродов энергия падающего на поверхность СТП фотона идет на разрушение куперовских пар. Созданные вследствие этого свободные квазичастицы туннелируют через барьер между двумя сверхпроводящими электродами. Изменение туннельного тока при приложенном к СТП напряжении смещения менее $2\Delta/e$ дает информацию о детектируемых фотонах. Следует заметить, что практическая реализация такого устройства достаточно сложна. Во-первых, для того чтобы СТП детектор мог в полной мере реализовать свои уникальные возможности и найти практическое применение, особенно для работы с фотонами низких энергий, СТП нужно охлаждать до температуры ниже $0,1T_c$ (T_c – температура перехода в сверхпроводящее состояние). Наиболее впечатляющие результаты получены при температурах ниже 100 мК. Однако при сегодняшнем уровне развития криогенной техники это не принципиальные трудности, а, скорее, финансовые сложности. Во-вторых, фактически сверхпроводящий туннельный переход и джозефсоновский контакт – это один и тот же физический объект, однако регистрируется не туннелирование куперовских пар (джозефсоновский ток), а туннелирование неспаренных квазичастиц (ток одночастичного туннелирования). Для того, чтобы устройство могло работать как детектор фотонов, джозефсоновский ток, который на несколько

порядков больше квазичастичного туннельного тока, необходимо подавить. Для этого нужно создать магнитное поле, параллельное плоскости перехода (см. рис.1). Расчеты показывают, что величина магнитного поля должна быть порядка 10 мТл, и оно может негативно влиять на сверхпроводимость электродов, тем более, что детектор, как правило, изготавливается по тонкопленочной технологии. Чтобы уменьшить величину внешнего магнитного поля, можно использовать СТП сложной формы, в котором происходит частичное самоподавление джозефсоновского тока – в виде ромба (см. рис. 1) [2], кольца и даже в форме функции нормального распределения [9]. Тогда можно прикладывать магнитное поле в несколько мТл. Однако, как показала практика, на вольт-амперных характеристиках СТП все равно присутствуют остаточные двухчастичные токи и резонансы Фиске. Для измерения на их фоне малых сигнальных токов (единицы пА) необходимо совершенствование технологии создания СТП, обеспечивающей малые подщелевые токи, и усилительного тракта, обеспечивающего регистрацию сигнала.

Важнейшей характеристикой детектора фотонов является энергетическое разрешение. Рассмотрим факторы, определяющие энергетическое разрешение СТП детектора. При температурах существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода плотность термически возбужденных квазичастиц в сверхпроводнике очень мала. Число дополнительных носителей заряда, возникших в результате поглощения энергии фотона,

$$No(\lambda) \approx 7,1 \cdot 10^5 \lambda \Delta(T), \quad (1)$$

где λ – длина волны фотона, нм; $\Delta(T)$ – ширина энергетической щели сверхпроводника, эВ, достаточно велико. Так, для сверхпроводящего Nb число свободных носителей заряда $No(\lambda)$, образовавшихся в результате поглощения фотона $\lambda = 500$ нм, порядка 10^3 . Статистические флуктуации $No(\lambda)$ являются фундаментальным ограничением (предел Фано) энергетического разрешения детектора

$$d\lambda_F \approx 2,8 \cdot 10^{-3} \lambda^{3/2} [F \Delta(T)], \quad (2)$$

где ε_0 – энергия, требуемая для создания одной квазичастицы; E – энергия поглощенного фотона; F – фактор Фано. Теоретические расчеты дают для большинства элементарных сверхпроводников $\varepsilon_0 \approx 1,7\Delta$; $F \approx 0,2$, а $d\lambda_F$ для Nb и Al – 17 нм и 4 нм, соответственно, при $\lambda = 500$ нм [2]. Наилучшие возможности по внутреннему разрешению детектора дает гафний, особенно для фотонов с малой длиной волны $d\lambda_F \approx 0,2$ нм при $\lambda \approx 100$ нм [2]. Однако для Hf $T_c = 0,13$ К, что затрудняет практическое применение. Более тщательное рассмотрение физических процессов, происходящих в СТП при детектировании излучения, приводит к следующему виду зависимости энергетического разрешения детектора:

$$E_{FWHM} = 2,35(\sigma_{Fano}^2 + \sigma_i^2 + \sigma_{sp}^2 + \sigma_{el}^2)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{Fano}^2 = 1,7 \cdot \Delta \cdot F \cdot \gamma$, где γ – энергия фотона, отражает статистические флуктуации числа квазичастиц, первоначально индуцированных в процессе фотоабсорбции; $\sigma_i^2 \propto 1,7 \cdot \Delta \cdot \gamma$ – флуктуации заряда, собранного в процессе туннелирования; $\sigma_{sp}^2 \propto \gamma^2$ – связан с пространственными неоднородностями чувствительно-

сти детектора, σ_{el}^2 – с шумами считывающей электроники, не зависящими от энергии фотона и от шумовых свойств СТП сенсора.

Энергетическая чувствительность наряду с такими факторами, как эффективность абсорбции фотонов, время жизни квазичастиц определяет направления развития технологий создания СТП. В реальном устройстве на диффузию и потери квазичастиц влияют такие характеристики пленок как кристаллическая структура, размеры зерен и их границ, наличие центров рассеяния и захвата в пленках и на их границах. В связи с этим усилия технологов направлены на выбор материалов, отработку технологии бездефектных, беспримесных, свободных от механических напряжений пленок высокой чистоты, приближающихся по своим свойствам к монокристаллическим, поэтому развиты методы осаждения эпитаксиальных пленок [2, 3, 6]. Большое значение имеют не только условия изготовления туннельной структуры, но и процессы формирования рисунка: качество фотолитографии, режимы термообработки фоторезистивных масок, режимы ионного травления пленок. На второй член выражения (3), связанный с туннелированием квазичастиц через барьер, также влияет технология изготовления СТП, поскольку свойствами барьера – его толщиной, составом, резкостью и чистотой границ раздела определяется как время туннелирования, так и число отражений при многократном туннелировании.

Для того, чтобы повысить эффективность работы детектора, необходимо предотвратить возможность утечки генерированных излучением квазичастиц из области, прилегающей к туннельному барьеру. Это обеспечивается введением с обеих сторон туннельного барьера дополнительного («улавливающего») слоя сверхпроводника с энергией щели, меньшей, чем у абсорбирующего слоя. Детекторы на СТП изготавливают на структурах Nb/Al-AlO_x-Al/Nb [2, 4, 5], Ta/Al-AlO_x-Al/Ta и др. [2, 6, 8, 9].

Учитывая вышеизложенное ясно, почему, несмотря на наличие технологий, позволяющих изготовить сложнейшие криоэлектронные микросхемы, ведется множество разработок, посвященных технологиям детекторов фотонов на СТП.

Самым важным и тонким процессом, обеспечивающим жизнеспособность устройства, является формирование «трехслойки». Выделим основные факторы, влияющие на качество вольт-амперных характеристик СТП Nb/Al-AlO_x/Nb:

- нижний Nb: кристаллическая структура, размер зерна и границ зерен, морфология поверхности, напряжения в пленке, примеси, сверхпроводящие характеристики;
- слой Al: кристаллическая структура, морфология, однородность по толщине, напряжения, резкость границы раздела с Nb, диффузия в нижний Nb, сплошность покрытия ниобия алюминием;
- барьерный слой AlO_x: состав, наличие примесей, толщина, однородность по толщине, наличие повреждений, связанных с напылением последующих слоев и с термической обработкой устройства, диффузионный слой на границе с верхним Nb;

- верхний Nb: кристаллическая структура, размер зерна, морфология поверхности, напряжения в пленке, примеси, сверхпроводящие характеристики, резкость границы раздела с AlO_x .

Заметим, что требования к качеству СТП-структур для использования в качестве детекторов фотонов более жесткие, чем для джозефсоновских применений. Первоочередным требованием является минимализация подщелевых токов утечки, на фоне которых происходит выделение полезного сигнала в СТП детекторах. СТП, как и джозефсоновские туннельные переходы, принято характеризовать параметрами качества $V_m = I_c \cdot R_j$ и R_j/R_N , где R_j/R_N – отношение сопротивлений одночастичного туннелирования при напряжениях, ниже и выше напряжения сверхпроводящей щели на реальной вольт-амперной характеристике (ВАХ). Для СТП Nb/ AlO_x -Al/Nb, имеющих величину сверхпроводящей щели, близкую к теоретическому значению, R_j принято измерять при 2 мВ, а R_N – при 4 мВ. Известно, что для высококачественных СТП при температуре функционирования приемников излучения около $0,1T_c$, где T_c – температура сверхпроводящего перехода электродов, R_j/R_N составляет около 10^4 , что соответствует V_m порядка 50 мВ при температуре 4,2 К.

В наших разработках сделаны первые шаги по созданию СТП, пригодных для применения в детекторах фотонов.

Получение сверхпроводящих пленок Nb, свободных от напряжений, с высоким T_c и R_{300}/R_{10} . Отработка технологии получения сверхпроводящих пленок ниобия проводилась при изменении давления аргона от $2,0 \cdot 10^{-2}$ Па до 1,0 Па. Как показали исследования [10], скорость напыления пленок ниобия, с одной стороны, должна быть достаточно высокой, чтобы избежать загрязнения пленок примесями, содержащимися в аргоне, но, с другой стороны, очевидна необходимость отсутствия нагрева подложек во время напыления, так как нагрев может привести к деградации барьерного окисла. Скорость напыления пленок ниобия во всем диапазоне давлений аргона составляла 3,5 – 4,0 нм/с. Температура подложек при напылении не поднималась выше 70°C . Толщина получаемых пленок составляла 200 нм. Результаты исследования зависимости механических напряжений в пленках ниобия от давления аргона при напылении, выполненные методом прогиба балки, представлены на рис. 2. Из графика видно, что осажденные магнетронным способом пленки ниобия имеют минимальные напряжения при двух значениях давлений аргона – около $3,0 \cdot 10^{-2}$ Па и 1 Па. Очевидно, что более предпочтительным с точки зрения чистоты получаемых пленок является давление, близкое к $3,0 \cdot 10^{-2}$ Па, что и было подтверждено изменениями температуры перехода в сверхпроводящее состояние (рис. 3).

Критическая температура свободных от напряжений пленок ниобия, полученных в описанном режиме, составляет 9,2 К, как и у массивного ниобия, $R_{300}/R_{10} = 7$, что является свидетельством высокого качества полученных пленок. Отметим, что сравнение вышеприведенных данных с данными анодной спектроскопии показали прямую корреляцию профилей анодирования и критической температуры ниобиевых пленок [11].

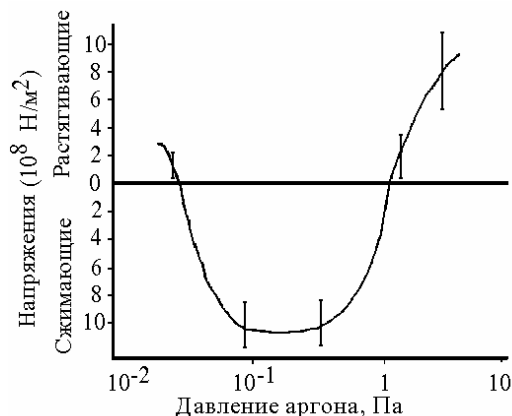


РИС. 2

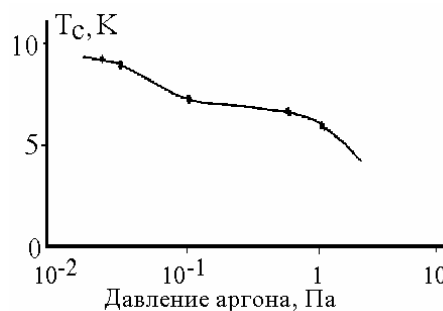


РИС. 3

Формирование туннельного барьера. Особое внимание было уделено разработке влиянию процесса окисления алюминия на вольт-амперные характеристики СТП. Исследовались СТП, сформированные при термическом окислении ($P_{O_2} = 133$ Па, время окисления $t = 45$ мин), при окислении в тлеющем разряде кислорода между алюминиевой мишенью магнетрона и подложкой ($P_{O_2} = 3,0 \cdot 10^{-2}$ Па, мощность разряда $W = 90$ Вт, $t = 15$ с), а также при окислении в два этапа – сначала в плазме магнетрона, затем – в атмосфере кислорода. Формирование тестовых образцов, каждый из которых содержит 21 СТП размерами 20×20 мкм и 20×40 мкм, осуществлялось посредством процесса с двухстадийным анодированием (“Two Anodization Process”, TAP) с одновременным экспресс-контролем структур методом «анодной спектроскопии» [11]. Вольт-амперные характеристики СТП были исследованы в жидком гелии, при температуре 4,2 К. Достигнуты следующие параметры качества СТП: $R_j/R_N > 10$, $V_m = 60$ мВ, что дает основание полагать [1], что СТП, изготовленные по данной технологии, могут быть использованы в детекторах фотонов, в том числе в светоприемных устройствах.

Сравнение структур Nb/Al-AlO_x-Al/Nb и Nb/AlO_x-Al/Nb. Структуры Nb/Al-AlO_x-Al/Nb изготавливались аналогично структурам Nb/AlO_x-Al/Nb с термическим окислением алюминия (давление кислорода - 133 Па, время окисления - 45 мин). Профили анодирования структур показаны на рис. 4.

После окисления алюминия на структуру AlO_x-Al/Nb напылялся дополнительный слой алюминия толщиной 1-10 нм. $R_N \cdot S$ (S - площадь перехода) для ТПД Nb/Al-AlO_x-Al/Nb составляла $12 \cdot 10^{-6}$ Ом·см², а для ТПД Nb/AlO_x-Al/Nb – $23 \cdot 10^{-6}$ Ом·см². По-видимому, в структурах Nb/Al-AlO_x-Al/Nb сказывается диффузия на границе Nb/Al и эффект близости, проявляющийся в ухудшении сверх-

проводящих свойств прилежащих к барьеру слоев из-за напыления дополнительного слоя алюминия.

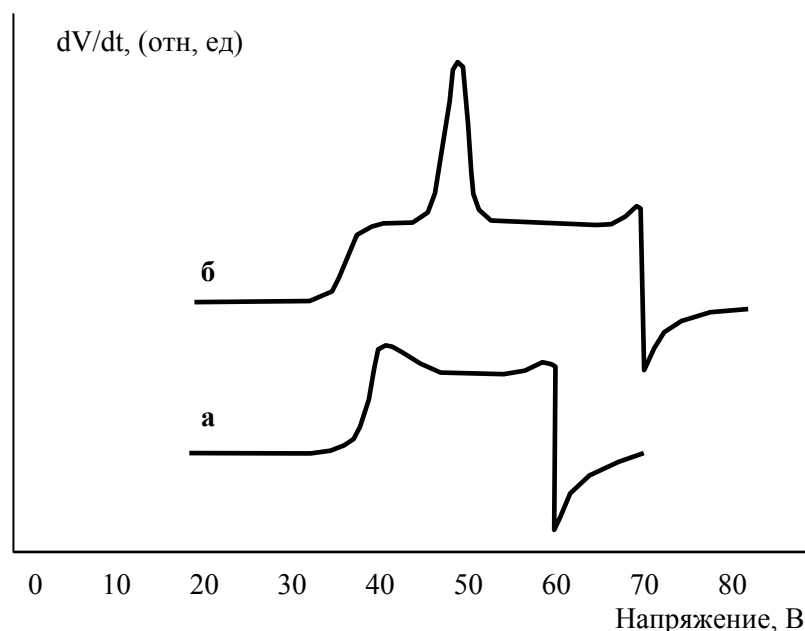


РИС. 4

На профилях анодирования структур Nb/Al-AlO_x-Al/Nb (рис. 4) ясно видно два плато алюминия - перед пиком окисла и после него, а также то, что для структуры Nb/Al-AlO_x-Al/Nb (рис. 4,б) пик окисла значительно выше, чем для Nb/AlO_x-Al/Nb (рис. 4,а). Поскольку напыление нижнего алюминия и его окисление в обоих образцах проводилось одинаково, различие в высоте пиков окисла может быть связано только с влиянием на окисный слой осаждаемого материала. Очевидно осаждение алюминия меньше повреждает окисный слой, чем осаждение ниобия. Склон кривой анодирования верхний ниобий-Al шире, чем склон верхний ниобий-AlO_x, что связано с интердиффузией на границе Nb/Al, в то время как AlO_x является хорошим диффузионным барьером.

Вольт-амперные характеристики туннельных джозефсоновских контактов Nb/Al-AlO_x-Al/Nb, измеренных при 4,2 К, показывают низкое значение сверхпроводящей щели $\Delta_{cp}=2,0$ мВ, в то время как для ТПД Nb/AlO_x-Al/Nb $\Delta_{cp} = 2,7$ мВ.

Полученные результаты позволяют ожидать, что при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода Al (1,2 К) СТП Nb/Al-AlO_x-Al/Nb будут иметь характеристики, позволяющие использовать их в качестве детекторов излучения [1].

1. *Booth N., Goldie D.* Superconducting particle detectors // *Supercond. Sci. Technol.* – 1996. – N 3. – P. 493–516.
2. *Superconducting* tunnel junction as detectors for ultraviolet, optical and near infrared astronomy / T. Peacock, P. Verhoeve, N. Rando et. al. // *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1997. – 123. – P. 581–587.
3. *Development* of a superconducting tunnel junction as optical detector / S. Shiki, C. Otani, H. Sato et. al. // *RIKEN Review.* – 2002. – 47. – P. 7–9.
4. *Futher* development of series-connected superconducting tunnel junction to radiation detection / M. Kurakado, D. Oshawa, R. Katano et. al. // *Rev. Sci. Instrum.* – 1997. – 68, N 10. – P. 3685–3696.
5. *Nb-based* Josephson junction devices for nuclear radiation detection: Design and preliminary experimental results / R. Cristiano, E. Esposito, L. Frunzio et. al. // *J. Appl. Phys.* – 1994. – 75, N 10. – P. 5210–5217.
6. *Wilson C.M., Segal K., Frunzio L.* Optical/UV single-photon imaging spectrometers using connected superconducting tunnel junction // *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A.* – 2000. – 444. – P. 449–452.
7. *Optical* STJ observations of the Crab Pulsar / M. Perryman, F. Favata, A. Peacock et. al. // *Astronomy and astrophysics.* – 1999. – 346. – P. 130–132.
8. *Criogenic* detectors and their application to X-ray fluorescence analysis / M. Frank, S. Frederich, J. Hohne et. al. // *J. X-ray Sci. And Techn.* – 2003. – 11. – P. 83–112.
9. *Magnetic* properties of annular Josephson junctions for radiation detectors: Experimental results / R. Cristiano, E. Esposito, L. Frunzio et. al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – 44, N 22. – P. 3389–3391.
10. *Imamura and S. Hasuo.* Fabrication of High Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions: I – Sputtered Nb films for junction electrodes // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1992. – 2, N 2. – P. 84–93.

Получено 18.02.2004