

Влияние магнитного поля на проводимость туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл

М. А. Тарасов⁺*, В. С. Эдельман⁺¹⁾

⁺Институт физических проблем им. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

*Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2015 г.

Исследовано влияние магнитного поля на проводимость туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл с алюминиевым сверхпроводящим электродом. Площадь переходов составляла 2 мкм^2 , толщина сверхпроводящего алюминия – 80 нм. Нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) наблюдалась при температуре 100–400 мК в поперечном поле до 28 мТл, примерно втрое превосходящем критическое поле для массивного чистого алюминия. При этом проводимость при нулевом напряжении смещения возрастала с ростом поля на 2–4 порядка. Эффект носит гистерезисный характер. Его причиной может быть возникновение вихревой структуры в поле выше первого критического в пленке алюминия, которая становится сверхпроводником второго рода из-за малой толщины, загрязнений и структурных дефектов.

DOI: 10.7868/S0370274X15110041

Изучение туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) при низких температурах привлекает широкое внимание в связи с перспективами создания на их основе приемников излучения, устройств электронного охлаждения и низкотемпературных термометров [1–3]. Однако нам не известны работы, в которых исследовано влияние на СИН-переходы внешнего магнитного поля. Отсутствие такого интереса, по-видимому, объясняется тем, что, как правило, сверхпроводящие электроды изготавливают из материалов, являющихся типичными сверхпроводниками первого рода, таких, как алюминий, в которые магнитное поле B не проникает. Вместе с тем обычно размеры таких структур малы и в процессе их изготовления возможно заметное загрязнение материала, что может приводить к изменению параметров – критической температуры сверхпроводящего перехода [4], глубины проникновения магнитного поля и длины когерентности. Вследствие этого сверхпроводящий электрод СИН может оказаться сверхпроводником второго рода и в нем может формироваться смешанное состояние с абрикосовскими вихрями. Определение уровня магнитного поля, не влияющего на параметры болометров, термометров и электронных охладителей на основе СИН-переходов, представляет важную задачу для выяснения границ применимости таких устройств. Обычно считают, что невосприимчи-

вость к магнитному полю наряду с невосприимчивостью к рентгеновскому и гамма-излучению является одним из важных преимуществ СИНИС-болометров по сравнению со сверхпроводящими болометрами на краю сверхпроводящего перехода [5].

Описанные ниже эксперименты показали, что в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоской СИН-структуре, происходит изменение электрических параметров СИН-перехода. Приведенная дифференциальная проводимость $G = R_n dI/dU$ (где R_n – сопротивление перехода в нормальном состоянии, т.е. при $T > T_c$ или при напряжении на переходе $U \gg \Delta_c/e$, T_c и Δ_c – критическая температура и энергетическая щель в спектре сверхпроводника) возрастает от уровня $\sim 10^{-4}$ при $B \sim 0$ до ~ 1 при $B \sim 30 \text{ мТл}$.

Мы исследовали планарные структуры на кремнии, изготовленные с использованием термического напыления по следующей технологии: подслои Fe толщиной 0.8 нм, подавляющий сверхпроводимость в нанесенном поверх него слое Al толщиной 12 нм, запорный слой окиси ~ 1 нм, сверхпроводящий электрод Al с номинальной толщиной 80 нм. Реально поверхность верхнего слоя имела мелкозернистую структуру с размерами зерен в диапазоне ~ 10 –100 нм (рис. 1).

Измерения проводились с цепочкой из 100 последовательно включенных СИН с размерами $2 \times 1 \text{ мкм}^2$ (изучены 2 образца, для них получены сходные результаты) и СИНИС-структурой $2 \times 0.8 \text{ мкм}^2$. Тем-

¹⁾e-mail: vsedelman@yandex.ru

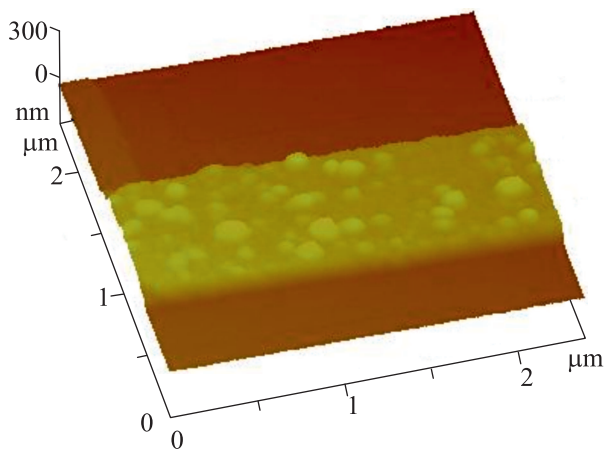


Рис. 1. Атомно-силовое изображение поверхности перехода (светлая полоса)

температура сверхпроводящего перехода для элементов цепочки $T_c = 1.2 \pm 0.05$ К совпадает с $T_c \sim 1.2$ К для чистого алюминия. Для СИНИС-структуры $T_c = 0.75 \pm 0.03$ К.

Измерения проводились с помощью портативного криостата раствора [6]. Для создания магнитного поля использовались катушки, устанавливаемые вне криостата. Они обеспечивали поле до 28 мТл, перпендикулярное пленочной структуре, и 40 мТл в ее плоскости. Внешнее поле определялось по току через катушки. Поле на самих переходах может заметно отличаться от внешнего, особенно при его величине, меньшей первого критического поля, и на несколько мТл из-за пиннинга вихрей, приводящего к гистерезисным явлениям (см. ниже).

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур с помощью автоматизированной системы сбора информации на базе USB-блока АЦП-ЦАП, управляемого компьютером. При анализе результатов проводилось численное дифференцирование. На рис. 2 приведены полученные при нескольких значениях поля, перпендикулярного поверхности, зависимости от напряжения на структуре значений приведенной проводимости $G = R_n dI/dU$, отражающие плотность возбуждений в сверхпроводнике при заданном смещении, нормированную на плотность в нормальном состоянии. Предполагается, что магнитное поле слишком мало для того, чтобы изменить состояние нормального металла. В касательном поле до 40 мТл никаких изменений ВАХ не наблюдалось.

Отметим, что нелинейность ВАХ, которая, очевидно, связана со сверхпроводимостью и приводит к экстремумам на дифференциальной характеристике, хотя и сильно подавленным, сохраняется вплоть до поля 28 мТл, почти вдвое превышающего крити-

ческое для чистого массивного образца алюминия. В поле минимальное значение $G(0)$ возрастает от $2 \cdot 10^{-4}$ до почти 1 для цепочки переходов и от 10^{-2} до 1 для одиночной СИНИС-структуры. Максимальные значения проводимости, наблюдающиеся при напряжениях вблизи $U = n \cdot \Delta_c / e$ (где n – число последовательно включенных переходов), уменьшаются, хотя и не так значительно. Если в нулевом поле для цепочки их отличие от единицы составляет 0.5, то в максимальном – 0.02, т.е. всего в 25 раз (рис. 2b). Надо отметить, что положение максимумов (соответствующих краю энергетической щели) практически не смещается, за исключением случая максимального поля, $B = 28$ мТл, где для цепочки они перемещаются к примерно вдвое меньшему напряжению. Однако это может происходить из-за того, что переходы являются не совсем идентичными и для части из них поле полностью подавляет сверхпроводимость, уменьшая число последовательно включенных СИН. Таким образом, магнитное поле, драматически изменяя проводимость туннельных переходов, не отражается на величине щели.

Результаты, полученные для СИНИС-структуры с двумя туннельными переходами, представлены на рис. 2а. Здесь имеют место следующие отличия: в нулевом поле при низких температурах проводимость при снижении температуры падает не в тысячи, а всего в 100 раз, рост проводимости на краю щели составляет всего 20 %, а измеряемые напряжения примерно в 100 раз меньше как из-за в 50 раз меньшего числа переходов, так и из-за более низкой температуры сверхпроводящего перехода, равной 0.75 К (для цепочки – 1.2 К), из-за чего возрастают шумы. Уменьшение проводимости всего в 100 раз (а не в 5000 раз, как для цепочки переходов), по-видимому, связано с более сильным влиянием внешних шумов и наводок. В цепочке воздействие этих помех эффективно ослабляется за счет их “размазывания” на много переходов [7].

Простейшая попытка описать эксперимент – предположение появления квазинормальных областей с удельной проводимостью, отвечающей туннельной паре нормальных металлов, шунтирующих переход. При этом свойства СИН участков остаются неизменными. Однако в такой модели картина должна отвечать штриховой линии на рис. 2b. Расчетная зависимость в случае примерно равного относительного содержания фаз (штриховая кривая) качественно отличается от соответствующего эксперимента (линия с кружками) как вблизи минимума, так и вблизи максимумов. Напрашивается вывод о том, что магнитное поле приводит к измене-

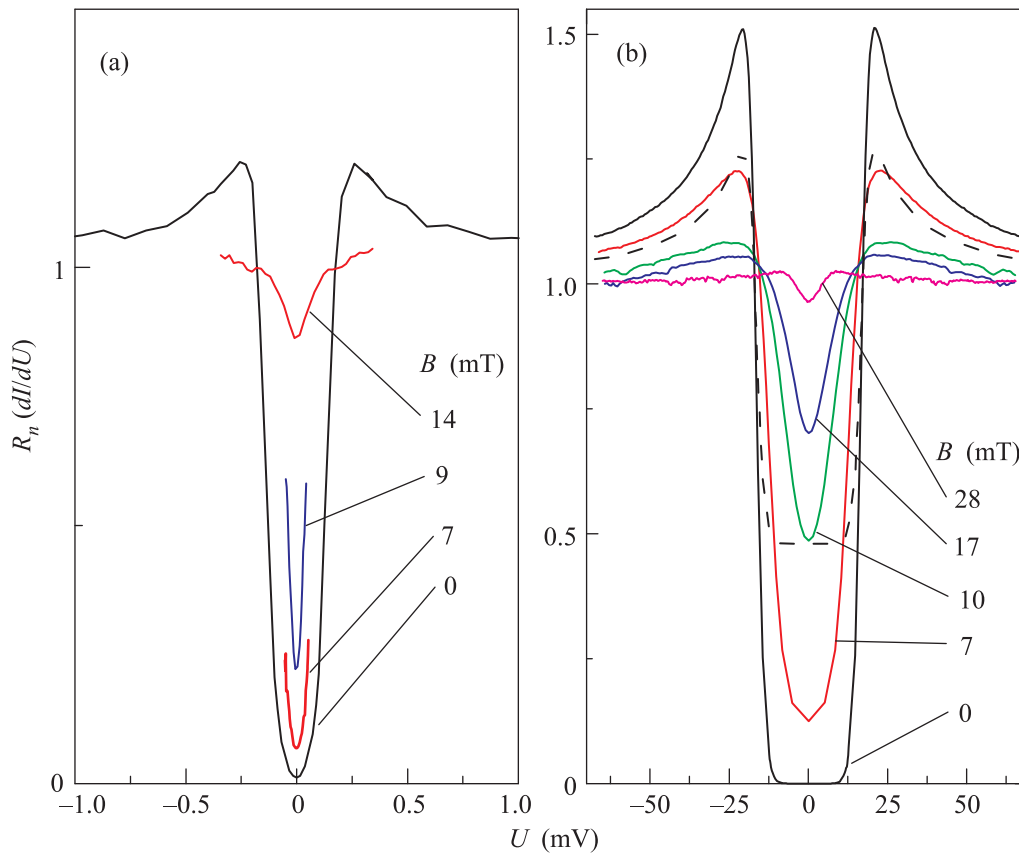


Рис. 2. Зависимости приведенной проводимости $R_n dI/dU$ от напряжения для одиночной СИНИС-структуры (а) и последовательной цепочки из 100 СИН (б) при нескольких значениях магнитного поля. Штриховая линия на панели а – расчетная проводимость параллельно включенных СИН и нормальных переходов половинной площади. Температура 0.1 ± 0.005 К

нию туннельной проводимости и сверхпроводящих участков.

Для сверхпроводников в магнитном поле характерен гистерезис. Он ярко выражен и в нашем случае (рис. 3). Гистерезис практически не зависит от температуры. Характерное значение изменения поля, при котором происходит перескок в новое состояние, составляет несколько мТл. Наблюдается и метастабильность. На вставке к рис. 3 видно, как во время записи ВАХ (время записи примерно 10 с) система переходит из состояния с большей проводимостью вблизи нулевого напряжения, отвечающей большему полю, в состояние с меньшей проводимостью. Магнитное поле сглаживает влияние температуры на проводимость. Если для цепочки переходов без поля проводимость при 88 мК в 170 раз ниже, чем при 400 мК, то при поле 18 мТл они отличаются всего в 1.4 раза.

Чистый алюминий является классическим сверхпроводником первого рода с $T_c \sim 1.2$ К, $B_c \sim 11$ мТл, длиной когерентности $\xi_0 \sim 1500$ нм и глубиной про-

никновения магнитного поля $\lambda_0 \sim 15$ нм. Однако при напылении пленки приобретают мелкозернистую структуру (см. рис. 1). К тому же благодаря высокой химической активности материала алюминий в процессе напыления может значительно загрязниться. В результате пленки могут оказаться сверхпроводником второго рода, как это наблюдалось в работе [8], и в перпендикулярном поле в них будет формироваться смешанное состояние с вихрями Абрикосова. Характерная особенность таких сверхпроводников – появление критического поля $B_{c2} > B_c$. В нашем случае для цепочки $B_{c2}/B_c > 2.7$. По порядку величины $B_{c2} \sim B_c \lambda / \xi$ [9]. Получаем оценку $\lambda / \xi > 2.7$. Используя формулу $B_{c2} = \Phi_0 / 2\pi \xi^2$ (где Φ_0 – квант магнитного потока) [10], получаем оценку $\xi \sim 110$ нм и, соответственно, $\lambda > 300$ нм. Таким образом, предположение о формировании вихревой структуры обосновано. Это тем более верно для СИНИС-перехода. В его случае температура сверхпроводящего перехода значительно меньше, что свидетельствует о более дефектной структуре.

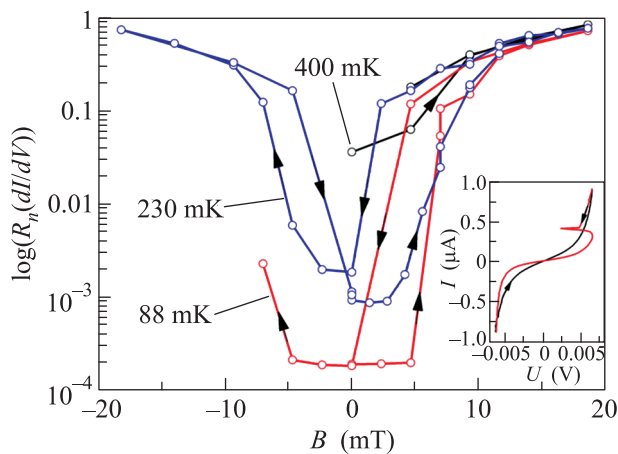


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля приведенной проводимости $R_n dI/dU$ при напряжении $U = 0$ при разных температурах. На вставке – запись ВАХ при возрастании тока и его уменьшении, демонстрирующая скачкообразный переход в состояние с меньшей проводимостью при малых напряжениях. Запись начата через несколько секунд после уменьшения магнитного поля. Время записи 10 с

Можно оценить площадь сердцевин вихря как $\sim \pi \xi^2 \sim 0.04 \text{ мкм}^2$. При поле 28 мТл плотность вихрей составляет 14 мкм^{-2} и суммарно все сердцевин, в центре которых плотность состояний соответствует нормальной фазе, занимают 0.5–0.6 от площади перехода. Остальное – сверхпроводящая фаза. Это означает, что весьма умеренное магнитное поле кардинально сказывается и на свойствах сверхпроводника. При этом оно практически не влияет на сверхпроводимость в касательном поле, хотя при $\lambda \sim 300 \text{ нм} > d = 80 \text{ нм}$ поле в пленке практически однородно и равно внешнему. Возможно, что из-за формирования неоднородного состояния в нормальном поле происходит усиление поля на границах сердцевин. Вместе с тем из приведенных оценок их площади трудно набрать усиление больше чем в 2–3 раза. Другая возможная причина – рассеяние куперовских пар на вихрях. В пользу этого говорит усиление воздействия магнитного поля при возрастании плотности вихрей.

Отметим, что известно большое количество работ по сканирующей туннельной спектроскопии с пространственным разрешением вихревой структуры, которая позволяет регистрировать туннельные спектры как в сердцевине, так и на сверхпроводящих участках между вихрями. Из свежих представительных исследований укажем на публикации [11, 12]. Конечно, возможность изучения локальных характеристик трудно переоценить. Вместе с тем и интегральные результаты несут много информации, тем более

что точность измерения на планарных структурах намного выше и на нее не влияет неопределенность состояния острия туннельного микроскопа, контролировать которое на атомном уровне невозможно. К тому же для такого материала, как алюминий, не возникает вопроса о механизме сверхпроводимости, как, например, для сверхпроводника $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_{12}$, исследовавшегося в работе [12].

Результаты представленных экспериментов интересны не только в научном плане, но и с точки зрения выявления области практического применения приборов на основе СИН туннельных переходов. Для СИН на основе алюминия магнитные поля, большие нескольких мТл радикально изменяют их характеристики. Точнее определить эту границу пока трудно из-за метастабильности вихревого состояния. Однако наши предварительные эксперименты по охлаждению в магнитном поле, включаемом при $T > T_c$, показывают, что уже поле 1 мТл может вдвое изменить проводимость перехода. Оно меньше первого критического поля $B_{c1} \sim B_{c2}/B_{c2} \sim 4 \text{ мТл}$ [9]. Таким образом, происходит вмораживание вихрей. Если это так, то для переходов с суммарной площадью в десятки квадратных микрометров уже поле Земли может оказаться существенным.

Авторы признательны А.Ф. Андрееву и И.Н. Хлостикову за обсуждение результатов данной работы, Л.С. Кузьмину за обсуждение вопросов физики и технологии СИН-структур, А.Б. Ермакову за помощь с программным обеспечением.

1. M. Nahum and J. Martinis, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3075 (1993).
2. J. Pekola, *Nature* **435**, 889 (2005).
3. J. Pekola, *J. Low Temp. Phys.* **135**(5/6), 723 (2004).
4. М. А. Тарасов, Л. С. Кузьмин, Н. С. Каурова, *ПТЭ* (6), 122 (2009).
5. M. Salatino, P. de Bernardis, L. Kuzmin, S. Mahashabde, and S. Masi, *J. Low Temp. Phys.* **176**, 323 (2014).
6. В. С. Эдельман, *ПТЭ* (2), 159 (2009).
7. D. Chouraeu, L. Kusmin, and M. Tarasov, *Sup. Sci. Technol.* **12**, 985 (1999).
8. K. Steinberg, M. Scheffler, and M. Dressel, *Phys. Rev. B* **77**, 214517 (2008).
9. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, М. (1978), с. 459 [Ch. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4-th ed., J. Wiley & Sons].
10. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦНМО (2000), с. 379.
11. M. R. Eskildsen, M. Kugler, G. Levy, S. Tanaka, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, and Ø. Fischer, *Physica C: Supercond.* **385**(1, 2), 169 (2003).
12. N. Levy, T. Zhang, J. Ha, F. Sharifi, A. A. Talin, Y. Kuk, and J. A. Stroscio, *PRL* **110**, 117001 (2013).