

## НАБЛЮДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ АЛЮМИНИЯ МАЛОЙ ПЛОЩАДИ

*И.Н.Жилыев<sup>1)</sup>, И.А.Соснин, С.В.Дубонос, С.Г.Боронин, В.В.Рязанов\**

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

*\*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 4 сентября 1996 г.

После переработки 26 сентября 1996 г.

В тонкопленочных алюминиевых односвязных структурах микронных размеров в перпендикулярном магнитном поле наблюдаются осцилляции сопротивления с периодом, близким к кванту магнитного потока через площадь структуры. Полученные результаты свидетельствуют, что при проникновении вихрей Абрикосова в сверхпроводящую пленку малой площади (мезоскопическую сверхпроводящую пленку) ее поведение аналогично поведению тонкопленочного интерферометра Литтла-Паркса.

PACS: 74.40.+k; 74.76.-w

Для сверхпроводящих структур достаточно малых размеров  $l \times l$ , приготавливаемых методами электронной литографии, при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$ , глубина проникновения магнитного поля в пленку и длина когерентности пар, определяющие размеры вихря и его кора, становятся сравнимы с планарными размерами структуры:  $\xi(T) < \lambda_{\perp}(T) < l$ . Выполнение этого "мезоскопического" условия определяет возможность регистрации проникновения в пленочную структуру отдельных вихрей, чему и посвящена данная работа.

Эксперименты проводились на чистых пленках алюминия толщиной 50 нм. Нам удалось получить структуры с  $R = 0.1$  Ом, что соответствует длине пробега носителей в наших пленках, сравнимой с толщиной. Структуры изготавливались на кремниевых подложках с использованием электронной литографии. Измерения проводились стандартным четырехточечным методом в гелиевом криостате с откачкой паров  $He^4$ . Земное (фоновое) магнитное поле компенсировалось до величины не более 0.01 Э. Геометрия одной из измеренных структур приведена на вставке к рис.1: это квадрат с токоподводами и потенциальными контактами. На том же рисунке показано семейство зависимостей напряжения от поля  $U(H)$ , измеренное при  $T = 1.18$  К для нескольких значений тока  $I$ , а на рис.2 – для нескольких температур при фиксированном значении тока. Приведены результаты для одного знака  $H$ , поскольку при изменении знака поля значения  $U$  не менялись. При изменении знака  $I$  знак  $U$  менялся на противоположный, при этом величина напряжения оставалась неизменной. Конечное напряжение в нулевом магнитном поле определяется, фактически, сопротивлением узких алюминиевых токоподводов. На обоих рисунках видны отчетливые осцилляции  $U(H)$ , наблюдаемые в представленных интервалах  $T$

<sup>1)</sup> e-mail: zhilyev@iptm-hpm.ac.ru

и  $I$ . Период осцилляций с точностью до нескольких процентов соответствует кванту магнитного потока  $\Phi_0 = hc/2e$  через площадь квадрата. Форма осцилляций качественно аналогична форме осцилляций Литтла-Паркса (ОЛП) [1]: острые максимумы при значениях магнитного поля, соответствующих полудельным значениям квантов магнитного потока через образец, и сглаженные минимумы между ними. В отличие от ОЛП на полученных зависимостях  $U(H)$  отсутствует первый максимум при  $\Phi = 0.5\Phi_0$ . Второй максимум при  $\Phi = 1.5\Phi_0$ , наоборот, наблюдается, фактически, на всех кривых. Измерения на структурах несколько других размеров дали качественно сходные результаты, при этом осцилляции были тем больше, чем меньше была площадь структуры.

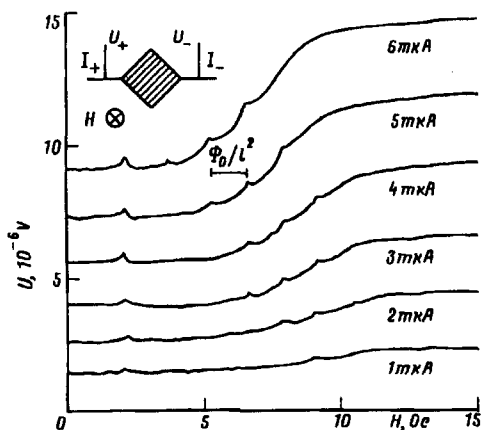


Рис.1. Зависимость напряжения  $U$  от магнитного поля  $H$  при температуре 1.18 K для различных токов через структуру, обозначенных на рисунке. Приведен масштаб кванта потока  $\Phi_0$  для соответствующей площади квадрата. На вставке показана геометрия измеренной структуры

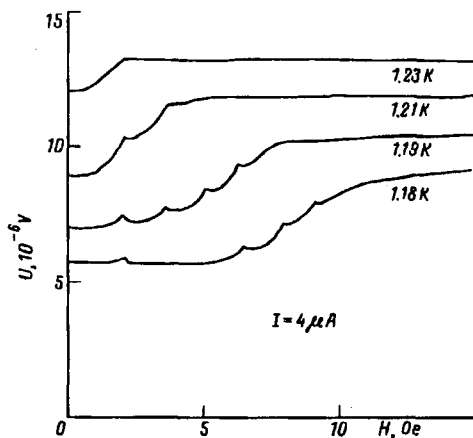


Рис.2. Зависимость напряжения  $U$  от магнитного поля  $H$  при фиксированном токе  $I = 4 \mu A$  через структуру для различных температур

Окончание перехода в полях  $2 \div 10 \text{ Э}$  при температурах  $1.8 \div 1.23 \text{ K}$  (рис.2) можно связать со вторым критическим полем структуры, на что указывает его температурная зависимость, близкая к  $1 - T/T_c$ . Оценки длины когерентности Гинзбурга-Ландау, выполненные на основании значений  $H_{c2}(T)$ , составляют для приведенных четырех кривых соответственно 0.7; 0.9; 1.3 и 1.7 мкм, что хорошо согласуется с оценками длины когерентности в алюминии с длиной пробега 50 нм. Максимальное количество вихрей, помещающихся в структуре при  $H_{c2}$ , соответствует количеству осцилляций на кривых. Таким образом, наблюдаемые осцилляции и резистивные переходы в магнитном поле, представленные на рис.1,2, естественно связать с последовательным проникновением в квадрат абрикосовских вихрей, индуцированных внешним полем и токами в образце [2]. Стабильный максимум при  $\Phi = 1.5\Phi_0$ , возникающий первым при увеличении поля, связан, по-видимому, с достижением поля проникновения  $H_p$  у краев образца в присутствии внешнего поля, транспортного и экранирующего токов только вблизи этого значения внешнего поля. Отсутствие максимума при  $\Phi = 0.5\Phi_0$  свидетельствует о том, что при этом значении внешнего поля

в квадрате все еще поддерживается мейсснеровский режим без проникновения "полевых" и "токовых" вихрей в образец. Предполагая, что экранирующие токи оказывают заметное влияние только в области максимумов, можно извлечь зависимость  $H_p$  от  $T$  и  $I$  из кривых, представленных на рис.1 и 2, если принять за  $H_p$  начало перехода  $U(H)$ . Следующий за этим резистивный подъем определяется сопротивлением течения потока, которое примерно пропорционально  $H$ . Увеличение резистивности в области максимумов связано с дополнительной диссипацией за счет проникновения избыточных краевых вихрей и антивихрей, инжектируемых транспортным током. Поле проникновения, связанное, видимо, с поверхностным барьером [2], заметно превышает оцененные значения первого критического поля  $H_{c1}$ , которое, например, при  $T = 1.18$  К близко к  $1\Phi_0$ . Ненаблюдаемый максимум ( $\Phi = 0.5\Phi_0$ ) находится в области ниже  $H_{c1}$ . Наши оценки показывают, что "первый критический ток"  $I_{c1}$ , то есть ток инжекции краевых вихрей в переход в отсутствие внешнего поля [2], имеет порядок 100 мкА.

Периодическая зависимость критических токов и напряжения подробно исследована в случае двухконтактных сверхпроводящих интерферометров, представляющих собой кольцо с двумя джозефсоновскими переходами [3]. Осцилляции сопротивления в таких интерферометрах, как и в тонкопленочном кольце Литтла-Паркса, проявляются наиболее отчетливо в случае, когда максимально возможные кольцевые токи,  $I_c$ , не способны полностью экранировать наложенный магнитный поток порядка  $\Phi_0$ , то есть коэффициент экранирования кольца  $\beta_L = LI_c \ll \Phi_0$ , где  $L$  - индуктивность кольца, а  $I_c$  - критический ток слабых звеньев. При выполнении этого условия внешний магнитный поток, равный полувещному числу квантов, вызывает кольцевой экранирующий ток, близкий к критическому значению, и для сколь угодно малого транспортного тока система становится резистивной. Аналогичный эффект, в принципе, может наблюдаться и в односвязных сверхпроводящих пленках за счет взаимодействия транспортного и мейсснеровского токов при проникновении абрикосовских вихрей. Вместе с тем, регистрировать проникновение вихрей в сверхпроводящих пленках большой площади, где  $LI_{c1} \gg \Phi_0$ , практически невозможно, поскольку мейсснеровский ток, необходимый для экранирования потока  $\Phi_0$ , мал по сравнению с  $I_{c1}$ . Качественно другая ситуация имеет место в исследуемой в этой работе мезоскопической квадратной структуре с размерами  $4.4 \times 4.4$  мкм<sup>2</sup>, которая при  $T = 1.18$  К имеет сверхпроводящие длины  $\lambda_{\perp}$  и  $\xi$ , близкие соответственно к 2 и 1 мкм. Если бы экранирующие токи протекали только вблизи краев образца, индуктивность, связанная с экранирующим токовым контуром, составляла бы  $\sim 5 \times 10^{-12}$  Гн. Поскольку экранирующие токи распределены достаточно равномерно в структуре с размерами, сравнимыми с  $\lambda_{\perp}(T)$ , индуктивность  $L$  заметно меньше этого значения и коэффициент экранирования  $\beta_L = LI_{c1} < 5 \cdot 10^{-16}$  Вб  $\ll \Phi_0$ .

Таким образом, обнаруженный эффект осцилляций сопротивления при проникновении вихрей Абрикосова в сверхпроводящую пленку микронных размеров непосредственно связан с мезоскопичностью образца, которая обеспечивает малость индуктивности структуры  $L$  и небольшой интервал между полями  $H_p$  и  $H_{c2}$ , в котором в структуру входит конечное число единичных вихрей, что обеспечивает хорошее разрешение наблюдаемого явления.

Авторы благодарны В.Т.Петрашову и сотрудникам его лаборатории за всестороннюю поддержку, В.Т.Волкову за напыление части структур.

И.Н.Ж. благодарен Норвежскому Исследовательскому Совету за поддержку, А.В.Никулову и В.А.Тулину за обсуждение. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-02-05495а), INTAS (проект 94-3862), Российской программой твердотельных наноструктур (грант 1-020 и 5-064), ГНТП "Перспективные информационные технологии" (проект 104Д 57 I), ГНТП "Физика квантовых и волновых процессов".

- 
1. W.A.Little and R.D.Parks, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 9 (1962).
  2. К.К.Лихарев, *Известия ВУЗов, Радиофизика* **14**, 919 (1971).
  3. J.Clarke, In: *Superconductors Applications: SQUIDs and Machines*, Eds. B.B.Schwartz and S.Foner, Plenum Press, NY, 1977, p.67 (Дж.Кларк, В сб. *Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение*, М.: Мир, 1980).