

05.4;09

©1993 г.

ОБНАРУЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ММ ДИАПАЗОНА ИЗ ДВУМЕРНЫХ ЦЕПОЧЕК ВТСП ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Г.А.Овсянников, З.Г.Иванов, Е.Мюгинд#, Н.Педерсен#,
Т.Клаесон**

Интерес к двумерным цепочкам из $M \times N$ джозефсоновских переходов (ДЦДП) обусловлен возможностью их использования в качестве перестраиваемых генераторов мм- и сумм-диапазонов длин волн [1,2]. При синхронной работе джозефсоновских переходов (ДП) в цепочке происходит увеличение мощности генерации в $M \times N$ раз и соответственно сужение линии генерации по сравнению с одиночным ДП [1,2]. Первые эксперименты [2], в которых излучение из ниобиевой ДЦДП регистрировалось расположенным на той же подложке ДП, подтвердили возможность реализации синхронного режима в широком диапазоне частот. Взаимодействие ДП происходило из-за токов джозефсоновской генерации, протекающих через кольца, состоящие из соседних ДП. Возможность возникновения и ДЦДП неоднородного распределения магнитного поля (вихрей) в [2] не учитывалось.

С другой стороны, вызывающие большой интерес в настоящее время пленки ВТСП материалов также рассматривают как ДЦДП, в которых ДП образуются в результате контактов гранул [3,4]. Изучение собственной генерации таких структур показало, что их динамика во многом определяется возникновением и движением вихрей под действием силы Лоренца [3,4]. В данной работе представлены результаты обнаружения и изучения собственной генерации в ДЦДП из ВТСП переходов диффузионного типа [5], образованных в ВТСП пленке в результате диффузии нормального металла.

Основой структуры был микромостик из пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ толщиной $d = 30$ нм, которая наносилась на горячую ($600-700^\circ\text{C}$) подложку из MgO методом лазерного напыления. Поверх пленки напылялась сетка линий шириной 70 нм с шагом $a_0 = 0.8$ и 0.5 мкм из пленок серебра толщиной $d_{Ag} = 20$ нм и алюминия $d_{Al} = 20$ нм. Вся структура (см. вставку к рис. 1) формировалась методами электронной литографии и ионного травления. Высокая плотность критического тока $j_c > 10^6/\text{см}^2$ ($T = 4.2\text{K}$) в мостике свидетельствовала об отсутствии слабых связей внутри пленки. Затем производился отжиг образцов при температуре $200-300^\circ\text{C}$ в кислороде, что существенно понижало j_c до значений $10^2-10^5\text{ A}/\text{см}^2$. При этих температурах, согласно проведенному в [5] анализу, происходит диффузия алюминия в ВТСП пленку по границам гранул. Таким образом, после отжига ВТСП мостик состоял из участков исходной ВТСП пленки с высокой плотностью тока, разделенных

Таблица параметров ДЦДП

N	$L, \text{мкм}$	$W, \text{мкм}$	$a_0, \text{мкм}$	$R_N, \text{Ом}$	$I_c, \text{мкА}$	$\Lambda_J, \text{мкА}$	$R_0, \text{Ом}$	$R_1, \text{Ом}$
GZ 1.3	8.2	5.5	0.5	80	16	8	48	72
GZ 2.1	10	0.8	0.8	44	10	4	20	35
GZ 2.3	9.0	5.0	0.8	5.2	190	2.3	2	3.2
MW 2.3	9.9	1.6	0.8	35	12	5.6	17	30

Обозначения приведены в тексте статьи.

линиями шириной порядка 70 нм с подавленной сверхпроводимостью (слабыми связями).

Измерялись собственное излучение и вольтамперная характеристика (ВАХ) ДЦДП при различных температурах 4.2 – 100 К, уровнях СВЧ воздействия мм диапазона и слабого магнитного поля. Образец экранировался от помех экраном из пермаллоя, а все измерения проводились в экранированной комнате. Внешнее постоянное магнитное поле ($B < 30T$) прикладывалось перпендикулярно плоскости мостика. Для проведения измерений в мм диапазоне образец помещался в центре уплощенной части волноводного трансформатора 7.2×3.4 на $7.3 \times 0.1 \text{ мм}^2$. Мощность сигнала, возникающего на образце P , передавалась с помощью стандартного 8-мм волновода на выход теплого (физическая температура 300 К) супергетеродинного приемника, состоящего из балансного смесителя на балочных диодах, изготовленного в ИКИ РАН, последующих усилителей промежуточной частоты и спектрального анализатора. Шумовая температура приемника в частотном диапазоне $f_R = 32\text{--}35 \text{ ГГц}$ не превышала значение $T_R = 2000 \text{ К}$ при полосе 3 МГц.

Параметры нескольких исследованных нами образцов при $T = 4.2 \text{ К}$ представлены в таблице. Джозефсоновская глубина проникновения Λ_J , которая является важным параметром ДЦДП [6], оценивалась по формуле для распределенного джозефсоновского перехода типа сэндвич: $\Lambda_J = (\Phi_0/2\pi\mu_0 j_c t_{ef})^{1/2}$, где $t_{ef} = t + 2\Lambda_L$ — эффективная глубина проникновения магнитного поля вдоль тока, $\Lambda_L = 0.25 \text{ мкм}$ — лондоновская глубина проникновения для YBaCuO , j_c — плотность критического тока, $\Phi_0 = h/2e$.

ВАХ ДЦДП (рис. 1) при низких температурах состоит из участков со слабо зависящими от тока I значениями дифференциального сопротивления $R_d dV/dI = R_0$, $R_d = R_1$ и $R_d = R_N$, отделенных нестабильными и гистерезисными областями резкого изменения R_d . Известно, что резистивное состояние в сверхпроводящих мостиках с размерами $L, W \gg \xi$ (ξ — длина когерентности сверхпроводника) возникает при увеличении I за счет вхождения и движения вихрей под действием силы Лоренца даже в отсутствие внешнего магнитного поля [7–9]. Для данных ДЦДП в широком интервале температур (4–50 К) выполняется соотношение $\Lambda_J > a_0 > \Lambda_L$; согласно [6], глубина проникновения магнитного поля (размер вихря) равна Λ_J . В этом случае неоднородности самой структуры (порядка a_0) оказывают слабое влияние на движение вихрей со скоростью, пропорциональной плотности тока в

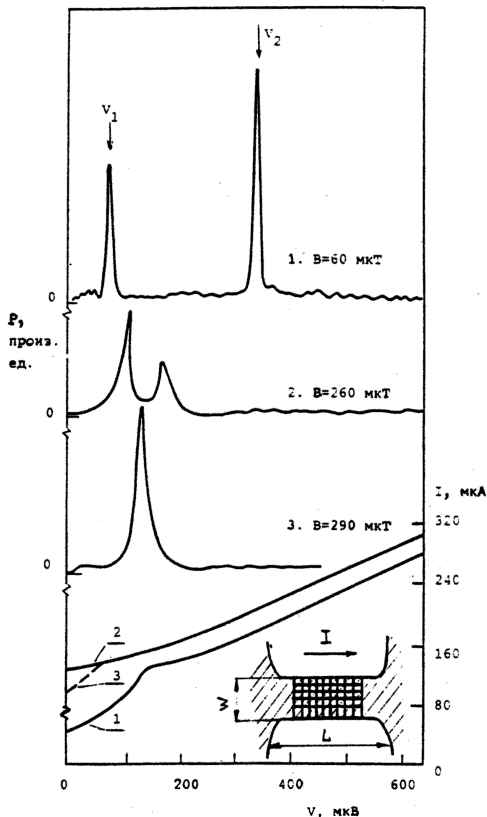


Рис. 1. Зависимости мощности излучения ДЦДП GZ 2.3 от напряжения и соответствующие ВАХ при различных значениях внешнего магнитного поля для $T = 4.2$ К ВАХ 2 и 3 сдвинуты вверх по оси токов на 25 мкА. На вставке схематически показана форма ДЦДП.

месте нахождения вихря. В результате такого вязкого движения вихрей на ВАХ наблюдается линейный участок с сопротивлением R_0 . Для ДЦДП MW 2.3 оценка по формуле $R_0^T = R_N \Lambda_J / L = 22$ Ом несколько превышает экспериментальное значение $R_0 = 17$ Ом.

С увеличением I наблюдается резкий изгиб ВАХ и переход на линейный участок $R_d = R_1 > R_0$. Согласно численным расчетам [10], для ДЦДП $L > \Lambda_J$ при увеличении тока зарождение вихрей происходит вблизи дефекта решетки или неоднородности из-за локального увеличения плотности тока. При $I \gg I_c$ (I_c — критический ток) рядом с первой появляются последующие строчки вихрей, что приводит к дискретному увеличению R_d линейного участка. Однако кратного увеличения R_d линейного участка не наблюдается в эксперименте, что, вероятно, связано с сильным взаимодействием строчек вихрей между собой, расположенных на расстоянии порядка Λ_J .

I_c и ВАХ ДЦДП при малых напряжениях $V \ll I_c R_N$ немонотонно зависят от внешнего слабого магнитного поля с несколькими пе-

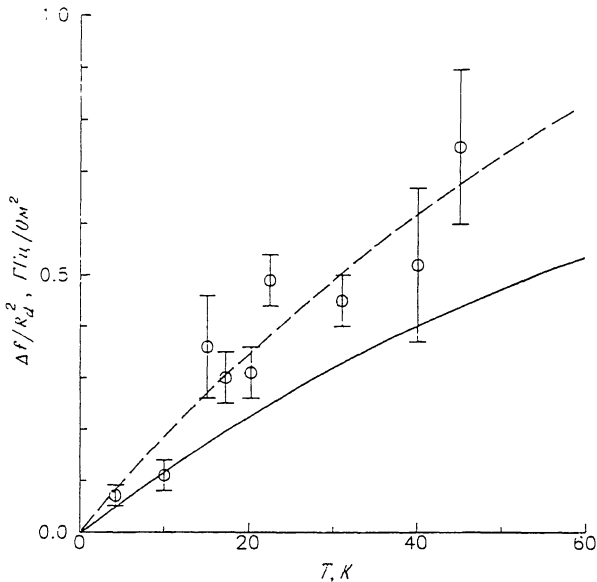


Рис. 2. Зависимость отношения ширины линии генерации к квадрату дифференциального сопротивления от температуры для ДЦДП GZ 2.3. Сплошная линия соответствует расчету в рамках резистивной модели при учете лишь тепловых шумов (в формуле (2) $R = R_N = 5.2$ Ома), пунктир — $R = 3.3$ Ома, дающему наилучшее согласие с экспериментальными данными.

риодами колебаний. Для VW 2.3 имеются три величины площадей контуров $S_1 = 2.6$ мкм², $S_2 = 29$ мкм² и $S_3 = 145$ мкм², соответствующих Φ_0/S_1 периодам изменения зависимости $I_c(B)$. При воздействии внешнего СВЧ поля на ВАХ наблюдаются гармонические и субгармонические джозефсоновские ступени тока при напряжениях $V_{m,n}$ на ДЦДП, связанных с частотой внешнего воздействия f_e соотношением Джозефсона:

$$V_{m,n} = (n/m)hf_e/2e, \quad (1)$$

где n, m — целые числа. Ход зависимости критического тока и амплитуды ступенек от мощности СВЧ поля отличается от теоретических для ДП.

Зависимость от V мощности собственной генерации (рис. 1) отличается от наблюдаемой в одиночных ДП [7]. Напряжение появления первого пика генерации $V = V_1$ связано с частотой генерации соотношением (1) с $m = 1$ и $n = 1$. Явления во многом схожие с эффектом Джозефсона наблюдаются при движении одной строчки вихрей в сверхпроводящем мостике [8,9]. Переменное напряжение, возникающее на мостике при движении вихрей, регистрируется на частоте приемника $f_R = 33$ ГГц. На участке $R_d = R_1$ при $V = V_2$ наблюдается второй пик излучения для той же частоты приемника.

Как видно на рис. 1, V_1 и V_2 зависят от магнитного поля. Для фиксированного малого ($B < 100$ мкТ) магнитного поля изменение

f_R вызывает сдвиг напряжений V_1 и V_2 в соответствии с джозефсоновским соотношением (1) ($m = n = 1$), хотя для величины V_2 соотношение (1) не выполняется. Следовательно, измеряя ширину линии пика генерации по напряжению ΔV , мы получаем ширину линии генерации $\Delta f = 2e\Delta V/h$. Минимальное значение $\Delta f = 2.2$ ГГц при мощности генерации на входе смесителя 10^{-12} Вт было получено для ДЦДП GZ 2.3 при $T = 4.2$ К. На рис. 2 показана зависимость от температуры полной ширины линии генерации GZ 2.3 для первого пика, нормированная на R_d^2 . Там же сплошной линией показана зависимость, полученная в рамках резистивной модели ДП при учете влияния шумов:

$$\Delta f = 4\pi(2e/h)^2 kTR_d^2[1 + I_c^2/(2I^2)]/R \quad (2)$$

для $R = R_N = 5.2$ Ома и экспериментальных значений остальных параметров. Пунктирная линия соответствует $R = 3.3$ Ома. Видно, что в пределах точности эксперимента имеется согласие эксперимента с формулой (2) при использовании в качестве R (источника флуктуаций) сопротивления меньшего, чем R_N , но превышающего R_0 , которое соответствует режиму вязкого течения вихрей. Предположение об определяющем влиянии тепловых флуктуаций также подтверждается пропорциональным увеличением $\Delta f/T$ при изменении R_d^2 на два порядка.

Авторы благодарны Л.В.Устинову, В.К.Каплуненко за полезные обсуждения и Н.В.Бодалевичу и И.С.Струкову за предоставленный для измерений балансный смеситель.

Список литературы

- [1] Jain A.K. et al. // Phys. Report. 1984. V. 109. N 6. P. 309-426.
- [2] Benz S.P., Burroughs C.J. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. N 19. P. 2162-2164.
- [3] Аматыни Л.Э. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. В. 8. С. 355-358.
- [4] Копорка J., Jung G. // Europhys. Lett. 1989. V. 8. N 6. P. 549-553.
- [5] Ivanov Z.G., Brorsson G., Claeson T. // IEEE Tr. Magnetics. 1991. V. 27. N 2. P. 3324-3327.
- [6] Сонин Э.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. В. 8. С. 415-418.
- [7] Губанков В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. В. 8. С. 489-494.
- [8] Литарев К.К. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 4. С. 1700-1715.
- [9] Асламазов Г.Л., Ларкин А.И. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. В. 2. С. 766-775.
- [10] Leath P.L., Xia W. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 17. С. 9619-9633.

Институт радиотехники и электроники РАН
Москва, Россия

* Чалмерский технологический университет
Гетеборг, Швеция

Технический университет Дании
Люнгби, Дания

Поступило в Редакцию
10 декабря 1992 г.

В окончательной редакции
5 мая 1993 г.