

Влияние второй гармоники в ток-фазовом соотношении на вольтамперную характеристику высокотемпературного ПТ СКВИДа

Я. С. Гринберг, И. Л. Новиков

Новосибирский государственный технический университет, 630092, Новосибирск, Россия

Построена теория вольтамперной характеристики высокотемпературного СКВИДа постоянного тока, учитывающая наличие второй гармоники в ток-фазовом соотношении джозефсоновских переходов. Теория позволяет объяснить существующее расхождение между экспериментальными результатами и теоретическими и компьютерными расчетами, основанными на учете только первой гармоники.

В настоящее время экспериментально установлено, что ток-фазовое соотношение (ТФС) в высокотемпературных (ВТСП) джозефсоновских переходах, выполненных на межзеренных границах между кристаллитами, является несинусоидальным и содержит вторую гармонику, относительный вклад которой зависит от взаимной ориентации подложек [1,2,3]:

$$I_S = I_1 \sin \varphi + I_2 \sin 2\varphi, \quad (1)$$

где I_S -сверхпроводящий ток через переход, φ -разность фаз параметра порядка через переход. Амплитуда первой гармоники I_1 зависит от относительной ориентации двух d-волновых сверхпроводников. В частности при угле между кристаллическими осями зерен в 45° амплитуда первой гармоники, I_1 обращается в нуль, при этом динамика перехода полностью определяется второй гармоникой.

В настоящем докладе сообщается о результатах теоретического исследования влияния второй гармоники на вольтамперную характеристику (ВАХ) ВТСП ПТ СКВИДа [4] Рассмотрен симметричный интерферометр с одинаковыми шунтирующими сопротивлениями $R_1=R_2=R$, и одинаковыми амплитудами каждой гармоники: $I_1^{(1)} = I_1^{(2)} \equiv I_1$, $I_2^{(1)} = I_2^{(2)} \equiv I_2$, где верхние индексы относятся к номеру перехода.

Как известно, динамическое поведение ВТСП ПТ СКВИДов существенным образом определяется тепловыми флуктуациями. Учет влияния второй гармоники на ВАХ проводился в рамках подхода, разработанного для случая высокого уровня тепловых шумов [5]. Было получено следующее выражение для выходного напряжения на СКВИДе:

$$\frac{V}{RI_1} = J - \exp(-\alpha/2) \cos(2\varphi_X) f(i, \Gamma, \gamma) \quad (2)$$

где $\alpha=L/L_F$, L - геометрическая индуктивность интерферометра, $L_F=(\Phi_0/2\pi)^2/k_B T$ его флуктуационная индуктивность, $\Gamma=2\pi k_B T/I_C \Phi_0$ -шумовой параметр, $i=I/I_1$, I -ток смещения, $\gamma=I_2/I_1$ -относительная доля второй гармоники, $\Phi_0=h/2e$ -квант магнитного потока; $\varphi_X=\pi\Phi_X/\Phi_0$, Φ_X -внешний поток,

$$J^{-1} = 2i \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n G_n^+ G_n^-}{i^2 + 4n^2 \Gamma^2},$$

$$f(i, \Gamma, \gamma) = 8J^3 \left[i^2 A(A+C) - 4\Gamma^2 B(D-B) \right],$$

$$A = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n G_{n+1}^+ G_n^-}{i^2 + 4n^2 \Gamma^2}, \quad C = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n G_n^+ G_{n+1}^-}{i^2 + 4n^2 \Gamma^2}$$

$$B = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n n G_{n+1}^+ G_n^-}{i^2 + 4n^2 \Gamma^2}, \quad D = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{(-1)^n n G_n^+ G_{n+1}^-}{i^2 + 4n^2 \Gamma^2}$$

$$G_n^\pm = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} (\pm 1)^m I_{n-2m}(1/\Gamma) I_m(\gamma/\Gamma),$$

I_m -модифицированные функции Бесселя.

Для сигнала модуляции $\Delta V = V(\varphi_X=\pi/2) - V(\varphi_X=0)$ из (2) получим:

$$\frac{\Delta V}{RI_1} = 2 \exp(-\alpha/2) f(i, \Gamma, \gamma) \quad (3)$$

Выражение (2) справедливо для $\alpha \geq 1$ и любых значениях Γ , совместных с условием $\alpha = \pi \beta \Gamma$, где $\beta = 2LI_1/\Phi_0$ - приведенная индуктивность. Однако, необходимо иметь в виду, что (2) является приближенным выражением, учитывающим только первый порядок разложения напряжения по малому параметру $\varepsilon = \exp(-\alpha/2)$ (см. [5]).

Если вторая гармоника отсутствует ($\gamma=0$), то $G_n^\pm = I_n(1/\Gamma)$, $C=A$, $D=B$, и мы приходим к результату, полученному ранее для симметричного ПТ СКВИДа с обычным ТФС [5]. Если же, наоборот, отсутствует первая гармоника ($I_1=0$), то сигнал модуляции, в рамках рассматриваемого приближения, обращается в нуль. Это следует из того, что при $I_1=0$ величина $G_n^\pm = 0$ для нечетных значений n , что приводит к обращению в нуль величин A , B , C и D . Из этого свойства мы можем ожидать существенного уменьшения сигнала модуляции, если имеется значительная доля второй гармоники в ТФС.

Влияние второй гармоники на ВАХ показано на Рис. 1. Видно, что вторая гармоника повышает критический ток СКВИДа тем сильнее, чем выше относительная доля второй гармоники.

Как следует из (3), влияние индуктивности на сигнал модуляции факторизуется, так что далее мы введем приведенный сигнал модуляции $\exp(\alpha/2)\Delta V/R$, зависящий от тока смещения i и амплитуд первой и второй гармоник, I_1 , I_2 .

Вычисления по приведенным выше формулам, показывают, что примесь второй гармоники независимо от ее знака уменьшает сигнал модуляции. Значительное уменьшение достигается только в

случае существенного превышения амплитуды второй гармоники по сравнению с первой, что проиллюстрировано на Рис. 2.

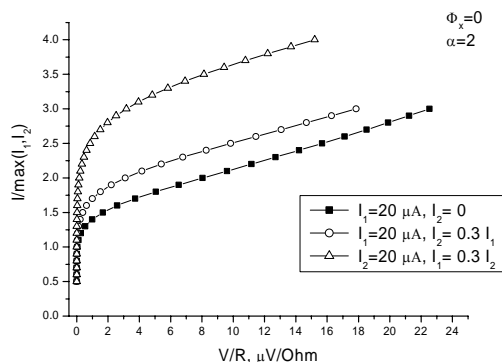


Рис. 1. Влияние второй гармоники на ВАХ ВТСП ПТ СКВИДа

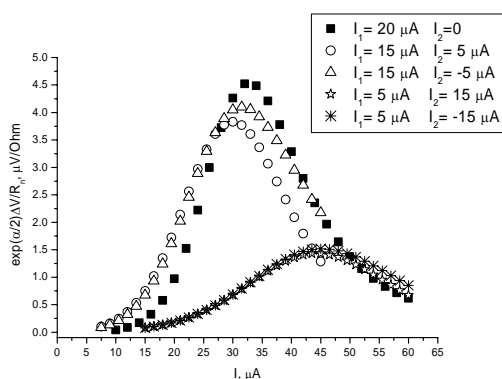


Рис. 2. Зависимость приведенного сигнала модуляции от тока смещения

Для сравнения теории с экспериментом мы взяли данные по 70-ти СКВИДам с $\alpha > 1$ и $\Gamma > 0.05$, которые были изготовлены в Институте Физики Высших Технологий (Йена) и ранее уже были использованы для этой цели [6]. Эти СКВИДы были выполнены с помощью лазерной абляции на основе пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ толщиной от 100 до 200 нм на бикристаллических подложках SrTiO_3 с углами разориентации 24° и 30° . Все данные по этим СКВИДам были получены при 77 К. Максимальный сигнал модуляции, ΔV_{MAX} и соответствующий ему ток смещения, I_{MAX} измерялись непосредственно, геометрическая индуктивность L определялась численно из геометрических размеров, сопротивление, R , определялось из ВАХ ПТ СКВИДа в нулевом магнитном поле.

На Рис. 3 приведены экспериментальные данные (показаны крестами) и теоретические значения максимального сигнала модуляции при соответствующем токе смещения. Видно, что большая часть экспериментальных точек лежит значительно ниже теоретической кривой для СКВИДа с обычным ТФС. Примесь второй гармоники приводит к пони-

жению сигнала модуляции, причем, значительное понижение наблюдается, если амплитуда второй гармоники существенно превышает амплитуду первой.

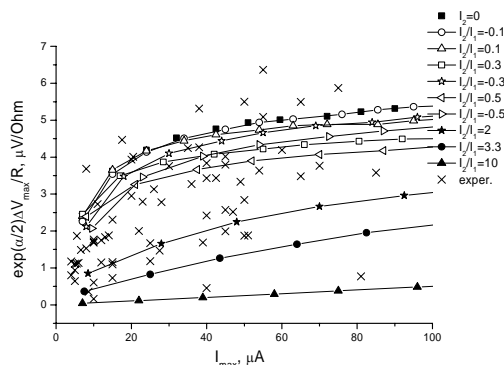


Рис. 3. Сравнение теории с экспериментом

Таким образом, значительное уменьшение сигнала модуляции, которое наблюдается экспериментально, можно объяснить преобладающим влиянием второй гармоники в ТФС. Необходимо, правда, отметить, что до сих пор существование значительного вклада второй гармоники установлено только для переходов с углом разориентации 45° и 30° [7, 8, 9, 10]. Поэтому нельзя исключить того, что существуют и другие механизмы, приводящие к значительному уменьшению выходного сигнала ВТСП ПТ СКВИДов.

Авторы благодарят Е. Ильичева и М. Грайцара за полезные обсуждения, а также В. Шульце за предоставление экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке ЕС в рамках гранта INTAS 2001-0809.

1. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, A. D. Zaikin, Phys. Rev. Ser. B **52**, 665 (1995).
2. W. Zhang, Phys. Rev. B **52**, 3772 (1995).
3. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53**, R11957 (1996).
4. Ya. S. Greenberg, I. L. Novikov, V. Schultze, H.-G. Meyer, cond-mat/0406555 (2004).
5. Ya. S. Greenberg, Physica C **371**, 156 (2002).
6. Ya. S. Greenberg, H.-G. Meyer, V. Schultze, Physica C **368**, 236 (2002)
7. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R. Jsselsteijn, et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 894 (1998)
8. C. W. Schneider, G. Hammer, G. Logvenov, et al., cond-mat/0403595.
9. C. H. Gardiner, R. A. M. Lee, J. C. Gallop, et al., cond-mat/0403539.
10. T. Lindstrom, S. A. Charlebois, A. Ya. Tzalenchuk, et. Al., Rev. Lett. **90**, 117002 (2003).