

МИКРОВОЛНОВЫЙ ОТКЛИК СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-x}$

О.В. Абрамов, Г.И. Левиев, В.Г. Погосов, М.Р. Трунин

Экспериментально изучалось взаимодействие керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-x}$ с микроволновым полем частоты $\omega/(2\pi) = 9,3$ ГГц в широком интервале температур. Сверхпроводящий переход регистрировался по изменению СВЧ проводимости образца. При увеличении амплитуды переменного поля наблюдалось излучение удвоенной 2ω и утроенной 3ω частот. Исследованы зависимости гармоник от температуры, интенсивности падающей на образец волны и внешнего магнитного поля. Предложено качественное объяснение экспериментальных результатов.

В настоящей работе изучались свойства керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-x}$ в микроволновом поле. Образец, имевший форму диска диаметром 4,5 мм и удельное сопротивление 500 мкОм/см, помещался в бимодальный резонатор, который мог быть настроен на частоты ω и 2ω или ω и 3ω . Излучение основной частоты подавалось на вход резонатора по волноводу сечением 23×10 мм², по малому волноводу сечением $11 \times 5,5$ мм² осуществлялся вывод гармоник.

На рис. 1 приведен пример записи перехода образца в сверхпроводящее состояние, регистрируемый по изменению добротности резонатора Q на частоте 20 ГГц. Амплитуда переменного магнитного поля H_{\sim} на образце при такой записи составляла 0,05 Э.

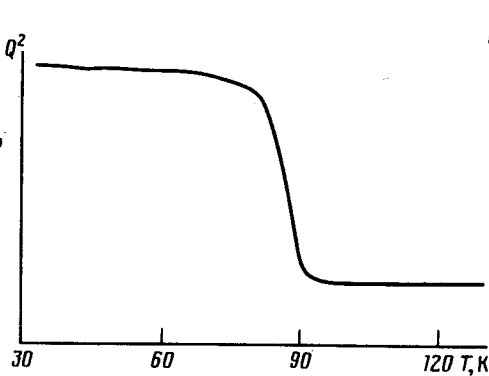


Рис. 1

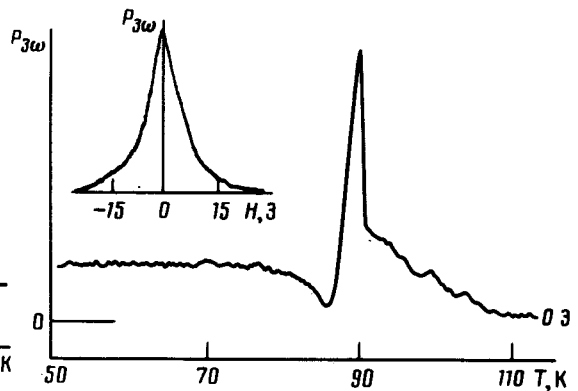


Рис. 2

Рис. 1. Регистрация сверхпроводящего перехода в керамике по изменению добротности Q резонатора на частоте 20 ГГц

Рис. 2. Пример записи мощности третьей гармоники $P_{3\omega}$ в функции от температуры. На вставке приведена зависимость $P_{3\omega}(H)$ при $T = 60$ К

Эксперименты по нелинейному отражению проводились при больших амплитудах H_{\sim} с использованием импульсного магнетрона, работающего в импульсном режиме с длительностью импульса 2 мкс при частоте повторения 50 Гц. Мощность, поступающая в резонатор, на частоте ω , варьировалась от 10 Вт до 4 кВт, что соответствует изменению амплитуды H_{\sim} в интервале $4 \text{ Э} < H_{\sim} < 100 \text{ Э}$. Сигнал гармоники от образца направлялся в супергетеродинальный приемник, а затем регистрировался стробоскопическим преобразователем. При этом измерялась импульсная мощность $P_{2\omega}$ или $P_{3\omega}$ излучаемой волны частоты 2ω или 3ω . В экспериментах использовалось внешнее постоянное магнитное поле $H < 300$ Э, которое можно было вращать в плоскости, параллельной облучаемой поверхности образца.

На рис. 2 представлена зависимость мощности $P_{3\omega}$ от температуры в отсутствие магнитного поля H . Указан нулевой уровень сигнала $P_{3\omega} = 0$. Амплитуда переменного поля в этом эксперименте $H = 10$ Э. Пик вблизи T_c , имеющий вполне понятное происхождение¹, отсутствует на образцах с размытым переходом, и не зависит от постоянного магнитного поля H . Сигнал $P_{3\omega}$, наблюдаемый в керамике при $T \ll T_c$ и практически не зависящий от температуры, исчезает в слабом поле H (см. вставку на рис. 2). Этот сигнал, скорее всего, связан с генерацией в джозефсоновских переходах, существующих на границах кристаллитов. Если к джозефсоновскому элементу приложена разность потенциалов $V = v_0 + v \cos \omega t$, то сверхпроводящий туннельный ток $I(t)$ через переход можно представить в виде²

$$I(t) = I_c \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n \left(\frac{2ev}{\hbar\omega} \right) \sin \left[\left(\frac{2ev_0}{\hbar} - \hbar\omega \right) t + \varphi_0 \right], \quad (1)$$

где I_c — критический ток перехода, J_n — функция Бесселя, φ_0 — скачок фазы на слабой связи. Из (1) видно, что даже в отсутствие постоянного напряжения $v_0 = 0$ и $\varphi_0 = 0$, в токе $I(t)$ имеется составляющая на частоте 3ω . Поведение сложной системы джозефсоновских переходов в сильном высокочастотном поле требует специального изучения, но наиболее общие свойства одиночного элемента должны сохраниться. В частности, включение слабого внешнего поля приводит к уменьшению критического тока через переход и спрямлению его вольт-амперной характеристики. При этом амплитуда третьей гармоники должна уменьшаться, что и наблюдается в эксперименте.

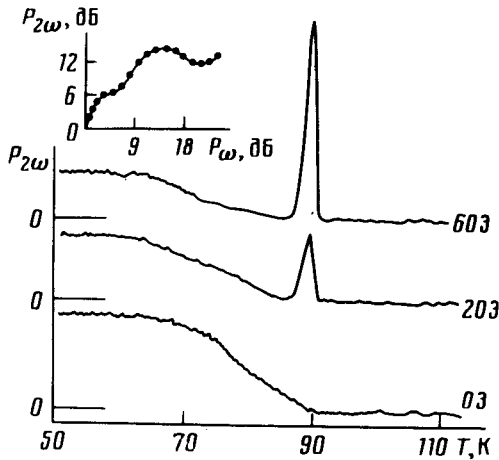


Рис. 3. Зависимости сигнала второй гармоники $P_{2\omega}$ от температуры в разных магнитных полях H (числа справа от кривых). На вставке изображен график $P_{2\omega}(P_{\omega})$, полученный при $T = 55$ К

На рис. 3 приведены результаты исследований нелинейного сигнала $P_{2\omega}$. Справа от кривых указаны значения внешнего поля H , амплитуда $H_{\sim} = 18$ Э. Мы не будем обсуждать генерацию вблизи T_c ввиду очевидности ее механизма. Сигнал вдали от T_c подавляется полем $H > 100$ Э. Из (1) следует, что ток $I(t)$ при $v_0 = 0$ имеет компоненту частоты 2ω , если $\varphi_0 \neq 0$, т. е. при наличии сверхтока. Этому условию легко удовлетворить, если учесть процессы выпрямления на неоднородностях в образце. Немонотонная зависимость мощности $P_{2\omega}$ от падающей мощности служит еще одним аргументом в пользу джозефсоновского механизма генерации при $T \ll T_c$.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру, Л.П.Горькову, Б.И.Ивлеву, А.И.Ларкину, Д.Е.Хмельницкому, И.Ф.Щеголеву, Г.М.Элиашбергу за полезные обсуждения.

Литература

1. Горьков Л.П., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1968, 54, 612.
2. Shapiro S. J. Appl. Phys., 1967, 38, 1879.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 августа 1987 г.
После переработки
10 сентября 1987 г.