

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ
СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕА.В. Приходько, С.В. Козырев,
В.Ф. Мастеров, С.Э. Хабаров

Показано, что облучение высокотемпературного керамического сверхпроводника электромагнитным полем СВЧ при $T=77$ К приводит к генерации излучения на частоте 3ω . В зависимости мощности излучения $P_{3\omega}$ от мощности падающего излучения имеется порог по P_{ω} . Рассмотрены возможные модели нелинейных свойств керамических ВТСП, ответственных за наблюдаемый эффект.

Известно, что керамические высокотемпературные сверхпроводники являются нелинейными средами, свойства которых определяются наличием большого числа внутренних джозефсоновских переходов (см., например, [1]). Одним из проявлений существования нелинейности в сверхпроводниках при гелиевых температурах является образование комбинационных частот при помещении образца в электромагнитное поле, в частности, генерация гармоник в области СВЧ [2-7]. Не рассматривая одиночного джозефсоновского контакта, основной причиной возникновения нелинейных эффектов в сверхпроводниках является структура вихрей, возникающая в магнитных полях выше первого критического H_{c1} , которая в тонких сверхпроводящих пленках оказывается много ниже, чем у монолитных образцов [6].

Недавно наблюдалось излучение удвоенной и утроенной частоты при облучении керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ СВЧ-полем в широком интервале температур ниже T_c [8]. Авторы [8] объяснили полученные результаты на основании представлений о существовании в образце внутренних джозефсоновских переходов.

В настоящей работе приводятся новые результаты исследования процесса генерации третьей гармоники в керамических ВТСП, указывающие на существование пороговой мощности падающего излучения, выше которого начинается процесс генерации.

Для выделения излучения с частотой 3ω использовался бимодальный резонатор, в 3-см камеру которого помещался исследуемый образец в форме параллелепипеда размерами $1 \times 1 \times 10$ мм³ (см. вставку на рис. 1). Во избежание пробоя образец помещался в изолирующую втулку. В качестве генератора СВЧ-мощности использовался клистрон, работающий на частоте 6.8 ГГц в импульсном режиме с длительностью импульсов 2 мкс и частотой следования 10 Гц. Максимальная падающая мощность в импульсе равнялась 1.3 кВт. Регистрация $P_{3\omega}$ осуществлялась через волновод сечением 11×5.5 мм², связанный с перестраиваемой камерой бимодального резонатора. Длина волны генерируемого излучения определялась с помощью измерительной линии РЗ-31, а падающего - РЗ-28.

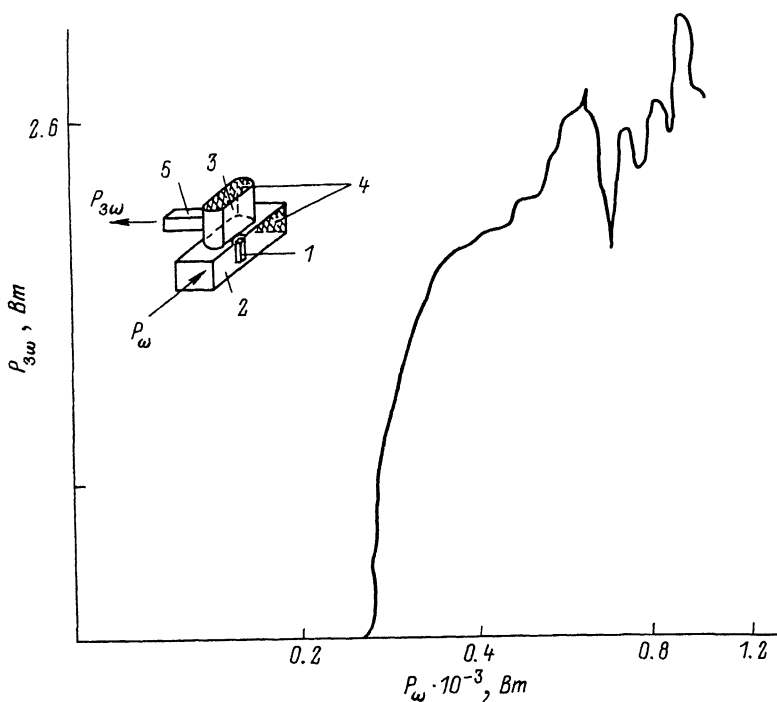


Рис. 1. Зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}$ от падающей мощности P_{ω} . На вставке — схема опыта: 1 — образец, 2 — 3-см волновод, 3 — резонатор 2Ω , 4 Гц, 4 — подвижные стенки волновода и резонатора, 5 — измерительный волновод.

Эксперимент проводился при $T=77$ К в нулевом магнитном поле. На рис. 1 приведена зависимость импульсной мощности с частотой 3ω в зависимости от падающей мощности P_{ω} . Как видно из рисунка генерация третьей гармоники для данного образца возникает при значениях $P_{\omega} \approx 300$ Вт. На рис. 2 приведен вид импульса излучения с частотой 3ω при разных уровнях падающей мощности. Характерна нестабильность вершины импульса излучения во времени.

Одним из предположений, объясняющих нелинейность керамических ВТСП, является существование в них множества внутренних джозефсоновских переходов. При приложении к одиночному джозефсоновскому переходу разности потенциалов $V(t) = V_0 + v \cos \omega t$ ток через переход имеет вид [9]:

$$j = j_c \sin \left[\frac{2e}{\hbar} (V_0 t + \theta_0) \right] \left[J_0 \left(\frac{2e v}{\hbar \omega} \right) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k} \left(\frac{2e v}{\hbar \omega} \right) \cos 2k \omega t \right] + j_c \cos \left[\frac{2e}{\hbar} (V_0 t + \theta_0) \right] \cdot 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1} \left(\frac{2e v}{\hbar \omega} \right) \sin [(2k-1) \omega t], \quad (1)$$

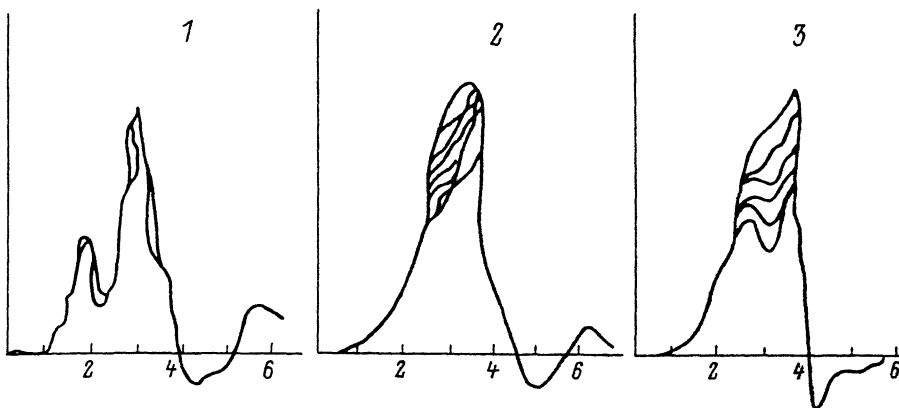


Рис. 2. Форма импульсов $P_{3\omega}$ при различных уровнях падающей мощности: 1 - $P_{\omega} = 400$ Вт, 2 - 0.8 кВт, 3 - 1.3 кВт.

где J_k - функция Бесселя; θ - начальная фаза. Из приведенного выражения видно, что выполнение условий $V_0 = 0$ и $\theta_0 = 0$ в токе через переход существуют нечетные гармоники с немонотонной зависимостью амплитуды от падающей мощности. В частности, для третьей гармоники имеем:

$$j_3 = j_c \cdot 2J_3\left(\frac{2eV}{\hbar\omega}\right) \sin 3\omega t, \quad (2)$$

где зависимость амплитуды тока от падающей мощности определяется функцией $J_3\left(\frac{2eV}{\hbar\omega}\right)$. Однако, зависимость $P_{3\omega}(P_{\omega})$, приведенная на рис. 1, имеет явно пороговый характер. Одной из возможных причин появления порога является возбуждение вынужденных колебаний в системе связанных джозефсоновских переходов, синхронизация которых осуществляется полем излучения. В таком подходе ставится понятным и неустойчивости, проявляющиеся в „дрожании“ вершины импульса $P_{3\omega}$.

Другой возможной причиной возникновения колебаний на частотах, кратных частоте возбуждения, могут быть нелинейные явления в множественной джозефсоновской среде, связанные с возникновением в ней структуры вихрей (см., например, [6]). В этом случае порог возбуждения колебаний с частотой 3ω определяется просто полем H_{c1} , характерным для такой джозефсоновской среды. Очевидно, что значение его много меньше значения критического поля для отдельного кристаллита.

Для однозначного определения механизма генерации третьей гармоники в керамических ВТСП необходимо провести дополнительные

эксперименты с возбуждением образца различными компонентами электромагнитного поля с частотой ω .

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.Г. Аронову за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мастеров В.Ф., Егоров А.И., Перасимов Н.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, т. 46, в. 7, с. 289-292.
- [2] Shapiro S. - J. Appl. Phys., 1967, v. 38, N 4, p. 1879-1884.
- [3] Nethercot A.H., von Gutfield R.J. - Phys. Rev., 1963, 131, N 2, p. 576-588.
- [4] Rose K., Sherrill M.D. - Phys. Rev., 1966, v. 145, N 1, p. 145-188.
- [5] Песковацкий С.А., Бру И.И., Бариллов О.И. - Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, в. 7, с. 759-762.
- [6] Губанков В.Н., Дихарев К.К., Марголин Н.М. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, в. 5, с. 246-250.
- [7] Seraphim G.R.S., Mc Dermott R.C. - Phys. Lett., 1970, 32A, N 1, p. 35-36.
- [8] Абрамов О.В., Левиев Г.И., Погосов В.Г., Трушин М.Р. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, в. 11, с. 433-435.
- [9] Абрикосов А.А. Основы теории металлов, М.: Наука, 1987, 520 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
6 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

ПОЛЕВАЯ ИОННАЯ МИКРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДНИКА $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Г.А. Месяц, Н.Н. Сюткин,
В.А. Ивченко, Е.Ф. Таланцев

Методом полевой ионной микроскопии получено изображение поверхности сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с атомным разрешением. Показано, что микрокартину чистой поверхности создают преимущественно атомы иттрия.

1. Атомная структура сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ изучалась в полевом ионном микроскопе. Возможности полевой ион-