

О ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА В МОНОКРИСТАЛЛЕ $YBaCuO$

Г.И.Левиев, А.В.Рыляков, М.Р.Трунин

Экспериментально исследована температурная зависимость мощности излучения на утроенной частоте, возникающего при отражении СВЧ волны от монокристалла $YBaCuO$. Сравнение этой зависимости с расчетом, основанным на теории Горькова и Элиашберга^{1, 2}, позволяет оценить время релаксации параметра порядка.

В последнее время появились работы, посвященные исследованию нелинейных свойств высокотемпературных сверхпроводников. Сразу возникает важный вопрос об инерционных свойствах параметра порядка Δ и характерной для Δ частоте релаксации Ω_0 . Ответ на него нельзя получить в рамках линейной электродинамики, где Ω_0 не проявляется и существенна другая частота Ω_1 , отделяющая область, где проникновение поля в сверхпроводник определяется скин-эффектом, от области эффекта Мейсснера. Нелинейный же отклик сверхпроводника на высокочастотное поле зависит от обеих частот Ω_0 и Ω_1 . Горьков и Элиашберг показали, что в сверхпроводниках с большой концентрацией парамагнитных примесей $\Omega_0 = \Omega_1$ ¹. Экспериментально эта ситуация изучалась в работе Амато и Маклина³, где по форме линии нелинейного отклика сплава $La_{1-x}Gd_xSn_3$ было найдено время релаксации Ω_0^{-1} вблизи критической температуры T_c . В монокристаллах $YBaCuO$, как будет показано ниже, $\Omega_1 < \Omega_0$.

Удобным способом исследования нестационарных динамических процессов является измерение интенсивности высших гармоник, возникающих при отражении СВЧ волны от поверхности сверхпроводника. На керамических образцах $YBaCuO$ зависимость сигнала второй^{4, 5} или третьей⁴ гармоники от температуры имела две особенности: максимум вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c и значительный, почти постоянный уровень сигнала при $T \ll T_c$. Сигнал вдали от T_c подавлялся слабым внешним полем и немонотонно зависел от мощности падающей на образец волны, что указывало на джозефсоновский механизм генерации этого сигнала.

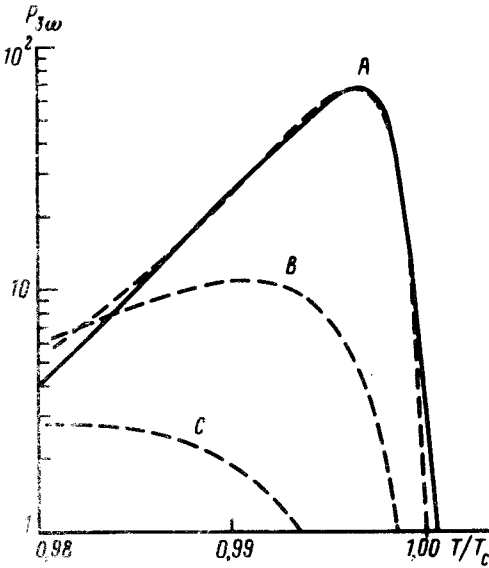
В настоящей работе изучалась температурная зависимость микроволнового отклика монокристалла $YBa_2Cu_3O_{6,9}$ на утроенной частоте.

Образец, имеющий размеры приблизительно $4 \times 4 \times 0,1$ мм и удельное сопротивление $\rho \approx 50$ мкОм·см при $T \approx T_c$, помещался в бимодальный резонатор, настроенный на частоты ω и 3ω . На частоте $\omega/2\pi = 9,4$ ГГц монокристалл облучался электромагнитной волной от магнетрона, работающего в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 50 Гц и длительностью 2 мкс. Максимальную амплитуду переменного магнитного поля H_{\sim}^{ω} на поверхности образца можно было менять от 4 до 20 Э. Для подавления гармоник магнетрона использовалась система поглощающих фильтров. С помощью супергетеродинного приемника измерялась импульсная мощность $P_{3\omega}$ сигнала на частоте 3ω . Сигнал $P_{3\omega}(T)$, в отличие от керамических образцов $YBaCuO$, наблюдался только вблизи T_c , то есть вклад в нелинейность от джозефсоновских переходов в монокристалле отсутствует. Температурная зависимость $P_{3\omega}$ изображена сплошной линией на рисунке. Обратим внимание на явно несимметричную форму сигнала $P_{3\omega}(T)$. Такая же форма линии $P_{3\omega}(T)$ вблизи T_c наблюдалась нами и на других монокристаллах $YBaCuO$. Сигнал $P_{3\omega}(T)$ не менялся при включении постоянного параллельного поверхности образца магнитного поля вплоть до 7 кЭ. Экспериментально установлено, что амплитуда переменного поля, соответствующая записи на рисунке ($H_{\sim}^{\omega} = 5$ Э), находится в интервале, для которого амплитуда поля

третьей гармоники $H_{\sim}^{3\omega}$ пропорциональна кубу поля основной частоты:

$$H_{\sim}^{3\omega} \sim (H_{\sim}^{\omega})^3, \quad (1)$$

Это соответствует применимости теории возмущений для описания взаимодействия сильного электромагнитного поля со сверхпроводником.



Зависимость сигнала третьей гармоники $P_{3\omega}$ от температуры T/T_c . Сплошная кривая – эксперимент, пунктирные – расчет при разных значениях $\omega\tau$. Линия A соответствует $\omega\tau = 0,003$, B – 0,008, C – 0,015

Экспериментальную кривую $P_{3\omega}(T)$ не удастся описать в рамках теории, развитой, например, в работах ^{1,6}, использующих модель БКШ.

Для высокотемпературных сверхпроводников более адекватным представляется подход, основанный на уравнениях Элиашберга ², которые после разложения по Δ/T_c и ω/T_c ($(T_c - T)/T_c \ll 1$) приобретают следующий вид:

$$\Delta_n Z_n = -\pi T \sum_{n'} \lambda(n - n') \left[-\frac{\Delta_{n'}}{|\epsilon_{n'}|} + \frac{\partial \Delta_{n'}/\partial t}{2Z_{n'} \epsilon_{n'}^2} + \left[\frac{E_F}{m^* c^2} \right] \frac{e^2 A^2 \Delta_{n'}}{Z_{n'}^2 |\epsilon_{n'}|^3} + \frac{\Delta_{n'}^3}{2|\epsilon_{n'}|^3} \right] \quad (2)$$

$$Z_n = 1 + \frac{\pi T}{\epsilon_n} \sum_{n'} \lambda(n - n') \frac{\epsilon_{n'}}{|\epsilon_{n'}|} \left[1 - \frac{\Delta_{n'}^2}{2\epsilon_{n'}^2} \right].$$

Здесь $\Delta_n(t)$ – щель, $\lambda(n - n') = 2 \int_0^\infty d\omega \frac{\omega \alpha^2(\omega) F(\omega)}{\omega^2 + \omega_{n-n'}^2}$, $\alpha^2 F$ – функция Элиашберга,

$\epsilon_n = (2n + 1)\pi T$, $\omega_n = 2n\pi T$. Необходимо еще уравнение, описывающее изменение векторного потенциала A внутри сверхпроводника:

$$\text{rot rot } A = \frac{4\pi}{c^2} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{ne^2}{m^*(\pi T)^2} \sum_n \frac{\Delta_n^2 A}{Z_n |2n + 1|^3} \right\}, \quad (3)$$

где ρ – удельное сопротивление, n – концентрация дырок, m^* – их зонная масса. Учет внешнего магнитного поля $H \ll H_{c2}$ в уравнениях (2), (3) никак не влияет на расчет отклика на утроенной частоте. Из (2) и (3) с хорошей точностью в окрестности T_c находим

частоты:

$$\Omega_0 \approx 6T_c(1+\lambda)\left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad \Omega_1 \approx \frac{2}{\tau(1+\lambda)}\left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad (4)$$

где $\lambda = \lambda(0)$ — константа связи, $\tau = m^*/\rho n e^2$. Для численного анализа уравнений (2), (3) была выбрана модель фононного спектра в виде трех эйнштейновских кислородных мод⁷ с частотами 200, 600 и 1000 К. В результате было получено как правильное значение T_c (при $\lambda = 1,4$), так и зависимость $P_{3\omega}(T)$, показанная на рис. 1 штриховой линией *A*, наилучшим образом совпадающая с экспериментальной кривой. Линии *A* соответствует значение параметра $\omega\tau = 0,003$. При $\omega/2\pi = 9,4$ ГГц, $\rho = 50$ мкОм·см находим отношение $m^*/nm_0 = 0,8 \cdot 10^{-21}$ см⁻³ (при $\lambda = 1,4$). Из (4) получим: $\Omega_0 \approx 1,8 \cdot 10^{14}(1 - T/T_c)$, $\Omega_1 \approx 1,6 \cdot 10^{13}(1 - T/T_c)$. Линиям *B* и *C* на рисунке соответствуют значения $\omega\tau$, равные 0,008 и 0,015.

Альтернативным рассмотренному выше механизму генерации мог бы быть механизм, основанный на сильной зависимости импеданса образца от величины внешнего магнитного поля $Z(H)$. Наиболее понятно его проявление в сверхпроводниках первого рода⁸, когда суммарное приложенное поле $H + H^\omega$ сравнивается с величиной критического поля H_c и в течение периода падающей волны образец находится либо в нормальном, либо в сверхпроводящем состоянии. Если зависимость $Z(H)$ носит пороговый характер, то отраженный сигнал должен иметь негармонический вид и, следовательно, должен возникнуть отклик на всех кратных частотах, амплитуда которого будет пропорциональна H^ω . Это не соответствует экспериментальному результату (1). Кроме того, если бы наблюдаемый нелинейный эффект был связан только с зависимостью $Z(H)$, то и амплитуда сигнала $P_{3\omega}$ изменялась бы в зависимости от величины внешнего поля, что противоречит эксперименту.

Таким образом, нам представляется, что нелинейный отклик монокристалла YBaCuO вблизи T_c обусловлен нестационарным поведением параметра порядка Δ под действием высокочастотного поля. Измеренное время релаксации Δ составляет $\Omega_0^{-1} \approx 5,6 \cdot 10^{-15}(1 - T/T_c)^{-1}$ с. Критерием однозначности рассмотренного механизма нелинейности могло быть измерение $P_{3\omega}(T)$ на другой частоте ω .

Авторы благодарны Г.М.Элиашбергу за полезные обсуждения.

Литература

1. Горьков Л.П., Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1968, **54**, 612.
2. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1971, **61**, 1254.
3. Amato J.C., McLean W.L. Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 930.
4. Абрамов О.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 433.
5. Ciccarello I. et al. Europhis. Lett., 1988, **7**, 185.
6. Entin-Wohlman O. Phys. Rev. B, 1978, **18**, 4762.
7. Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 275.
8. Nethercot A.H., Gutfeld R.J. Phys. Rev., 1963, **131**, 576.