

ПРОЯВЛЕНИЯ КРАЕВОГО БАРЬЕРА В НЕЛИНЕЙНОМ МИКРОВОЛНОВОМ ОТКЛИКЕ ТОНКИХ YBaCuO-ПЛЕНОК

М.Р.Трунин¹⁾, А.А.Жуков

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 1995 г.

После переработки 16 мая 1995 г.

При возбуждении перпендикулярным к поверхности пленки YBaCuO микроволновым полем H_ω величины H_ω^* в амплитудной зависимости третьей гармоники $H_{3\omega}(H_\omega)$ наблюдалась смена начального кубического режима $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$. Обнаруженные зависимости $H_\omega^* \propto R_i^{1/2}(T_c - T)$ от радиуса R , пленок и температуры T , близкой к критической T_c , а также сравнение H_ω^* с рассчитанным значением поля, при котором плотность тока на краю пленки достигает критической величины, позволяют идентифицировать H_ω^* с полем подавления краевого поверхностного барьера.

1. Эксперименты с пленками или кристаллами высокотемпературных сверхпроводников часто проводятся в так называемой перпендикулярной геометрии, когда переменное магнитное поле перпендикулярно к поверхности образца. При этом электромагнитный отклик сверхпроводника является существенно большим, чем в продольной геометрии (поле параллельно поверхности). В обоих случаях проникновению вихрей в ограниченный сверхпроводник препятствует энергетический барьер, соответствующий максимуму в зависимости гиббсовской энергии $G(X)$ вихря от его расстояния X до границы сверхпроводника и исчезающий в поле H_p , которое определяется условием $(\partial G/\partial X)_{X=0} = 0$. В продольной геометрии для полубесконечного образца величина H_p была найдена Бином и Ливингстоном [1], для тонкой пленки – Шмидтом [2]. В перпендикулярной геометрии для толстых сверхпроводящих пластинок шириной w и толщиной d ($\lambda \ll d \ll w$) существенен барьер геометрической природы [3,4]. Лихаров [5] показал, что вхождению вихрей в тонкую полосу ($d < \lambda \ll w$) препятствует краевой потенциальный барьер. Он подавляется полем H_p , приблизительно равным амплитуде перпендикулярного к поверхности пленки магнитного поля, при которой максимальная на краю пленки плотность мейснеровского тока $j_s(w)$ достигает критического значения плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау (ГЛ) $j_c = cH_c/(3 \cdot 6^{1/2} \pi \lambda)$, где c – скорость света, H_c – термодинамическое критическое поле, λ – лондоновская глубина проникновения. Из соотношения $j_s \simeq j_c$ находится правильное по порядку величины значение H_p и в продольном случае [6].

Разрушение мейснеровского состояния сопровождается нелинейными процессами. Измерения в [7] амплитуда перпендикулярного к тонкой пленке микроволнового магнитного поля, соответствующая образованию в ней динамического смешанного состояния, оказалась значительно меньше H_p . Утверждалось [5,7], что исчезновение барьера вызвано нерегулярностями краев пленки, а возникновение нелинейных эффектов связывалось с началом периодического движения в пленке вихрей, оси которых перпендикулярны плоскости пленки

¹⁾ e-mail: trunin@iss.solid

[8], но не с распаривающим действием СВЧ поля. В [9] наводимый высокочастотным полем ток достигал величины j_c , что приводило к пороговой генерации нечетных гармоник. Однако по краям пленки высокочастотные токи не текли, а в формировании нелинейного сигнала участвовали обе (параллельная и перпендикулярная пленке) компоненты переменного магнитного поля. Таким образом, для тонких сверхпроводящих пленок в перпендикулярной геометрии явных свидетельств проявления краевого барьера и связанной с ним нелинейности ГЛ до сих пор обнаружено не было.

В данной работе приведены результаты исследования генерации третьей микроволновой гармоники $H_{3\omega}$ в эпитаксиальных пленках $YBaCuO$ разных радиусов и одинаковой толщины $d < \lambda \ll R$. По мере увеличения падающего перпендикулярно к поверхности пленки СВЧ поля H_ω кубический режим $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$, отвечающий нелинейности ГЛ, нарушался в некотором поле H_ω^* . Обнаруженные зависимости H_ω^* от радиуса пленок и температуры, а также сравнение величины H_ω^* с рассчитанной из условия $j_s(R) \simeq j_c$, позволяют заключить, что H_ω^* есть поле подавления краевого поверхностного барьера H_p .

2. В экспериментах использовались $YBaCuO$ -пленки толщиной $d \simeq 1000 \text{ \AA}$, с нормалью вдоль оси C , напыленные на подложку из $NdGaO_3$ методом лазерной эпитаксии. Ширина резистивного сверхпроводящего перехода не превышала $1,5 \text{ К}$. После напыления шайба разрезалась на две половинки, каждая из которых подвергалась далее литографической обработке. В результате на подложке создавалась правильная сетка неперекрывающихся сверхпроводящих кружков – пленок, причем на одной половине шайбы радиус кружков был $R_1 \simeq \simeq 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, а над другой примерно в 10 раз меньшим: $R_2 \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Затем из первой половины тонкой алмазной пилой аккуратно вырезался образец площадью около 2 мм^2 , содержащий только одну целую пленку радиусом R_1 ; образец почти такой же площади вырезался из другой половины.

Приготовленные образцы поочередно помещались в бимодальный цилиндрический резонатор диаметром 24 мм , настроенный одновременно на две частоты $\omega/2\pi = 9,33 \text{ ГГц}$ (мода E_{010}) и 3ω (мода H_{111}). Блок-схема высокочастотных трактов и конструкция резонатора приведены в [10,11]. Здесь мы укажем лишь некоторые детали, относящиеся к описываемым ниже экспериментам. Магнитные силовые линии моды E_{010} представляют собой концентрические окружности. Поэтому образец располагался на дне резонатора около его стенки так, чтобы с учетом малости образца поле H_ω вблизи его поверхности было бы максимально однородным и направленным перпендикулярно к поверхности пленки. Амплитуда этого поля вычислялась по формуле

$$H_\omega(\mathcal{E}) \simeq 1,5 \cdot 10^4 (P_\omega Q/\omega)^{1/2} \simeq 1,13 \cdot 10^2 < P >^{1/2}, \quad (1)$$

где численный коэффициент найден из известной структуры полей резонатора, его размеров и местоположения образца, $Q \simeq 1000$ – собственная добротность резонатора, P_ω (в ваттах) – импульсная мощность СВЧ волны, поступающей в резонатор на частоте ω . Средняя мощность $< P > \simeq 0,3 \cdot 10^{-3} P_\omega$ плавно регулировалась с требуемой скоростью и одновременно измерялась ваттметром. Максимальная мощность $< P >$ не превышала нескольких милливольт. Из-за неточной установки образцов, зависимости Q от температуры и других причин ошибка в определении величины поля H_ω по формуле (1) может достигать $10 \div 20\%$. В опытах регистрировалась отраженная от пленки импульсная мощность $P_{3\omega} \propto H_{3\omega}^2$ на частоте 3ω . Заметим, что на одной и той же пленке

при заданном уровне P_ω сигнал $P_{3\omega}$ в перпендикулярной геометрии на $3 \div 4$ порядка превышал величину $P_{3\omega}$ в продольном случае.

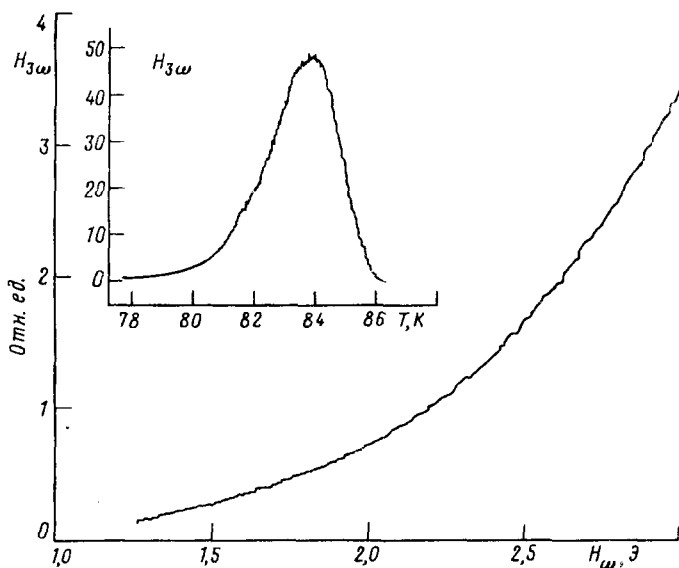


Рис.1. Пример зависимости $H_{3\omega}(H_\omega)$ при $T = 0,905T_c$ для l -пленки радиуса $R_l \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см. На вставке приведена температурная зависимость $H_{3\omega}(T)$ этой же пленки при $H_\omega \approx 1,7 \text{ Э}$

На вставке рис.1 показана температурная зависимость $H_{3\omega}(T)$ для большой (l -) пленки радиуса $R_l \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см, помещенной в перпендикулярное ее поверхности поле $H_\omega \approx 1,7 \text{ Э}$. Сигнал имеет вид асимметричного максимума шириной несколько градусов. Подобный максимум наблюдался нами ранее [12,13] при изучении генерации третьей микроволновой гармоники в высококачественных монокристаллах YBaCuO . В нормальном состоянии образца $H_{3\omega} = 0$. Генерация начинается при критической температуре $T_c \approx 86,5 \text{ K}$ и достигает максимума при $T_m \approx 84 \text{ K}$ (рис.1). На маленькой (s -) пленке ($R_s \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см) сигнал $H_{3\omega}(T)$ имел точно такой же вид и те же значения T_c и T_m , что говорит об одинаковой внутренней структуре s - и l -пленок. Как и в опытах с монокристаллами [12,13], при температурах, меньших азотной, гармоника $H_{3\omega}$ очень мала. Поэтому эксперименты проводились, в основном в интервале $77 < T < 87 \text{ K}$. При этом имелась возможность фиксировать температуру с точностью $\pm 0,02 \text{ K}$ и при заданной температуре проводить автоматизированные амплитудные измерения. Пример полученной таким образом кривой $H_{3\omega}(H_\omega)$ при $T = 78,3 \text{ K}$ для l -пленки представлен на рис.1. В конечном итоге имелся набор кривых $H_{3\omega}(H_\omega)$ для s - и l -пленок, записанных при разных температурах, который анализировался с использованием следующей процедуры. Строился график $H_{3\omega}(H_\omega^3)$ и затем оптимально сравнивался с линейной функцией, проходящей через начало координат. При отклонении этой прямой от экспериментальной зависимости $H_{3\omega}(H_\omega^3)$ (см. рис.2) на 10% определялась величина соответствующего поля H_ω^* . Как видно из рис.2, в поле H_ω^* нарушается начальный кубический режим $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$, и меняется механизм нелинейности. По мере понижения температуры при $T \approx 0,95 T_c$ в обеих s - и l -пленках при превышении полем H_ω значения H_ω^* происходит смена зависимости $H_{3\omega}(H_\omega)$ с меньшей на большую, чем куб.

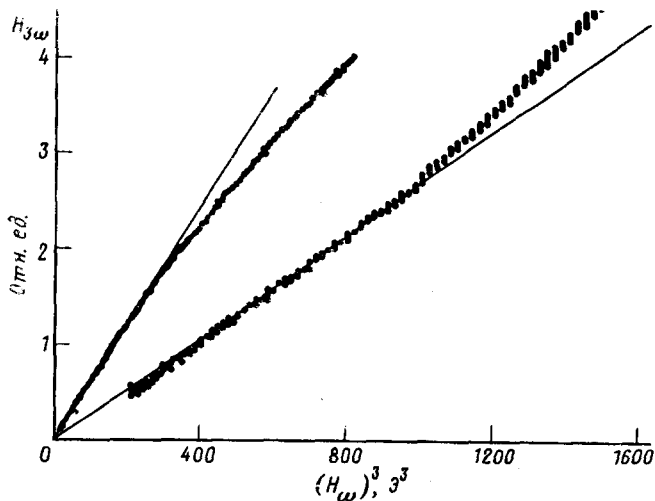


Рис.2. Зависимости $H_{3\omega}(H_{\omega}^3)$ для s -пленки ($R_s \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см) при разных температурах: верхняя кривая $T/T_c = 0,960$, нижняя $T/T_c = 0,916$

Причины такого перехода и отклонений от кубической зависимости $H_{3\omega} \propto H_{\omega}^3$ следует искать в возникающем при $H_{\omega} > H_{\omega}^*$ нелинейном процессе, связанным, скорее всего, с проникновением вихрей в пленку. Разогрев пленки мал, так как во всем диапазоне используемых нами уровней мощности СВЧ не наблюдалось изменений T_c , и кривые $H_{3\omega}(H_{\omega})$ имели обратимый характер. Согласно оценкам [14], время развития неустойчивости мейснеровского состояния, приводящей к образованию вихрей у края пленки, по порядку величины равно времени релаксации τ параметра порядка [15]. Измеренное в [12] для $YBaCuO$ время $\tau \approx 5,6 \cdot 10^{15} (1 - T/T_c)^{-1}$ с очень мало по сравнению с периодом электромагнитной волны ($\approx 10^{-10}$ с). Проведя численное интегрирование нестационарных уравнений ГЛ [15], авторы работы [16] продемонстрировали, как в отсутствие пиннинга при фиксированной температуре за время $\sim 10^{-10}$ с в тонкой квадратной ($d \leq \lambda < w$) пленке сверхпроводника 2-го рода, помещенной в перпендикулярное к ее поверхности переменное магнитное поле, происходит образование вихревой структуры: в первую половину периода СВЧ волны с увеличением H_{ω} проникающий с боковых сторон пленки магнитный поток при $H_{\omega} > H_p$ трансформируется в вихри, которые распространяются от углов к центру пленки, а при уменьшении H_{ω} выходят из нее; при изменении знака поля H_{ω} в местах выхода вихрей рождаются антивихри, которые, проникая в пленку, аннигилируют с оставшимися там вихрями. Тот факт, что отклонение кривых $H_{3\omega}(H_{\omega}^3)$ в меньшую или большую сторону от прямой $H_{3\omega} \propto H_{\omega}^3$ на рис.2 происходит для обеих l - и s -пленок при одной и той же температуре, есть следствие одинаковой внутренней структуры этих пленок. Поэтому расчеты, подобные [16] и выполненные с учетом пиннинга вихрей при разных температурах, были бы очень полезными для объяснения наблюдаемых нами зависимостей $H_{3\omega}(H_{\omega})$ в области сильных полей $H_{\omega} > H_{\omega}^*$.

Температурные зависимости измеренных величин H_{ω}^* для l - и s -пленок показаны на рис.3. Прямые линии, проведенные через экспериментальные точки, соответствуют зависимостям

$$H_{\omega s}^*(\Theta) \approx 87(1 - T/T_c), \quad H_{\omega l}^*(\Theta) \approx 26(1 - T/T_c). \quad (2)$$

В обеих пленках величины H_{ω}^* линейно уменьшаются при приближении температуры к T_c , а их отношение $H_{\omega_s}^*/H_{\omega_l}^* \simeq (R_l/R_s)^{1/2}$.

3. Кубическая зависимость $R_{3\omega} \propto H_{\omega}^3$ в малых полях H_{ω} на рис.1 и 2 обусловлена проявлением нелинейности ГЛ. В мейснеровском состоянии источником третьей гармоники является нелинейный член утроенной частоты 3ω в выражении для плотности квазистационарного тока теории ГЛ:

$$j = (-cA_{\omega}/4\pi\lambda^2)[1 - c^4A_{\omega}^2/(108 \cdot \pi^2\lambda^4j_c^2)], \quad (3)$$

где $A_{\omega} \propto \exp(i\omega t)$ – векторный потенциал на частоте ω . В YBaCuO $\lambda \simeq 1500 \text{ \AA}$, длина когерентности $\xi \simeq 15 \text{ \AA}$, $\kappa = \lambda/\xi \simeq 100$, $H_c(0) \simeq 10^4 \text{ Э}$, $j_c(0) \simeq 3 \cdot 10^8 \text{ \AA/cm}^2$, первое критическое поле $H_{c1}(0) \simeq 330 \text{ Э}$.

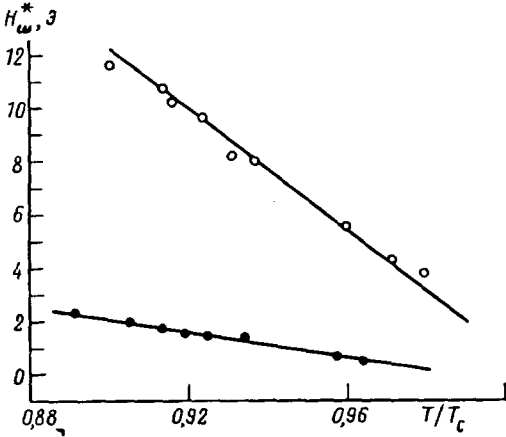


Рис.3. Поля кроссовера $H_{\omega}^*(T/T_c)$: • – l-пленок и о – s-пленок

С увеличением поля H_{ω} ток, максимальный на краю пленки, достигает величины j_c , мейснеровское состояние пленки становится неустойчивым, и наблюдаются отклонения от кубического режима $H_{3\omega} \propto H_{\omega}^3$. Мы вычислили этот краевой ток, пользуясь предложенным в [17] алгоритмом численного решения уравнения Пирла [8] для векторного потенциала круглой пленки постоянной толщины $d < \lambda$, находящейся в перпендикулярном к ее поверхности магнитном поле. Характерным расстоянием, на котором меняется поле в этой задаче, является величина $\lambda_{eff} = \lambda^2/d$. Для интересующих нас значений $\lambda_{eff}/R < 0,005$ выражение для векторного потенциала $A(R)$ на краю пленки имеет вид $A(R) = 1,1 \cdot H_{\omega}(\lambda_{eff}R)^{1/2}$. Плотность краевого мейснеровского тока $j_s(R)$ находится подстановкой этого выражения в (3). Когда величина $j_s(R)$ сравнивается с j_c , следует ожидать начала вхождения вихрей в пленку. Это происходит в поле $H_{\omega} = H_p$, равном

$$H_p = H_{c1} \cdot 4 \cdot 3^{1/2} \kappa (d/R)^{1/2} / (1,1 \cdot 9 \ln \kappa). \quad (4)$$

Величина H_p во много раз превосходит значение $H_{c1}^e = H_{c1} \cdot 3\pi d/8R$ поля образования смешанного состояния, вычисленное с учетом размагничивающего фактора в эллипсоидальной модели диска.

4. С параметрами κ и H_{c1} для YBaCuO из (4) получаем вблизи критической температуры

$$H_p(\text{Э}) \simeq 5 \cdot 10^3 (d/R)^{1/2} (1 - T/T_c). \quad (5)$$

Подставляя в (5) размеры использованных в наших экспериментах пленок и сравнивая с (2), видим, что измеренные значения H_{ω}^* примерно в 3 раза меньше H_p , то есть в поле H_{ω}^* плотность краевого мейснеровского тока достигает величины порядка критической. Обратная корневая зависимость H_{ω}^* от радиуса пленки $H_{\omega}^* \propto R^{-1/2}$ и линейная от температуры, близкой к T_c , $H_{\omega}^*(T) \propto (T_c - T)$ также подтверждают формулу (5). Это позволяет заключить, что проведенное в данной работе исследование доказывает существование краевого поверхностного барьера в тонких пленках YBaCuO, помещенных в перпендикулярное к их поверхности магнитное поле.

Авторы благодарны Г.И.Левиеву за помощь в работе, Е.Боровицкой, В.Генкину, В.Краснову и Д.Шовкуну за полезные обсуждения, Л.Мазо (ИФМ РАН, г.Нижний Новгород) за предоставленные для исследования пленки. Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (94-02-03236) и частично поддержана грантом REY000 Фонда Сороса.

-
1. C.P.Bean and J.D.Livingston, Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964).
 2. В.В.Шмидт, ЖЭТФ **57**, 2095 (1969).
 3. E.Zeldov, A.I.Larkin, V.B.Geshkenbein et al., Phys. Rev. Lett **73**, 1428 (1994).
 4. M.V.Indenbom and E.H.Brandt, Phys. Rev. Lett. **73**, 1731 (1994).
 5. К.К.Лихарев, Изв. высш. уч. зав. Радиофизика **14**, 909, 919 (1971).
 6. В.В.Шмидт, Г.С.Мкртчян, УФН **112**, 459 (1974).
 7. В.Н.Губанков, К.К.Лихарев, Н.М.Марголин, Письма в ЖЭТФ **11**, 246 (1970). В.Н.Губанков, К.К.Лихарев, ФТТ **13**, 125 (1971).
 8. J.Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
 9. В.А.Березин, С.В.Говорков, С.К.Толпыго, В.А.Тулин, ФТТ **17**, 1953 (1985); С.В.Говорков, С.К.Толпыго, В.А.Тулин, ЖЭТФ **89**, 1704 (1985).
 10. В.Ф.Гантмахер, Г.И.Левиев, М.Р.Трунин, ЖЭТФ **82**, 1607 (1982).
 11. M.R.Trunin and G.I.Leviev, J. Phys. France III **2**, 355 (1992).
 12. Г.И.Левиев, А.В.Рыляков, М.Р.Трунин, Письма в ЖЭТФ **50**, 78 (1989).
 13. I.Ciccarello, C.Fazio, M.Guccione et al., Phys. Rev. B **49**, 6280 (1994).
 14. Л.Г.Асламазов, С.В.Лемпицкий, ЖЭТФ **84**, 2216 (1983).
 15. Л.П.Горьков, Г.М.Элиашберг, ЖЭТФ **54**, 612 (1968).
 16. R.Kato, Y.Enomoto, and S.Mackawa, Phys. Rev. B **47**, 8016 (1993).
 17. E.S.Bakhanova and V.M.Genkin, J. Appl. Phys. (to be published).