

01;05;06;09

Исследование процесса распространения поверхностной магнитостатической волны в структуре феррит / сверхпроводник

© А.А. Семенов,¹ С.Ф. Карманенко,¹ А.А. Мелков,¹ А.В. Бобыль,²
Р.А. Сурис,² Ю.М. Гальперин,³ Т.Х. Иохансен³

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ University of Oslo, P.O. Box 1048 Blindern,
0316 Oslo, Norway

(Поступило в Редакцию 31 января 2001 г.)

Предложена электродинамическая модель, описывающая дисперсионные свойства поверхностной магнитостатической волны в структуре феррит / сверхпроводник. На основе модели разработана новая методика определения сверхвысокочастотного поверхностного сопротивления R_S сверхпроводниковых пленок в магнитном поле. Вычисленные значения согласуются с результатами, полученными методом Таубера, и составляют $R_S = 0.20 - 1.96 \text{ m}\Omega$. На структурах YIG/YBCO получен регулируемый набег фазы волны, составивший около 1.5π при изменении глубины проникновения $2.0 - 0.8 \mu\text{m}$ для пленки YBCO.

Введение

Изучение особенностей распространения электромагнитных волн в пленочных структурах феррит / сверхпроводник в последние годы становится весьма актуальным как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для практических применений в качестве СВЧ устройств, управляющих фазой и скоростью распространения сигнала [1,2]. В качестве ферромагнитных материалов обычно используются эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (YIG)– $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в которых возбуждаются и распространяются поверхностные магнитостатические волны (МСВ) с малыми СВЧ потерями [3]. Сочетание пленок YIG и высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в радиоэлектронных устройствах позволяет существенно улучшить параметры СВЧ приборов и обеспечить дополнительные способы управления распространением СВЧ сигналов [4].

Целью данной работы являются исследование влияния глубины проникновения поля МСВ в сверхпроводящую пленку на величину фазового набег МСВ в структуре YIG/YBCO, определение взаимосвязи глубины проникновения и критической плотности тока ВТСП образца, сравнение результатов СВЧ эксперимента магнитооптической (МО) визуализации профиля поля сверхпроводящего образца.

Для исследования особенностей распространения МСВ в структурах феррит / сверхпроводник требуется решить следующие задачи: провести аналитическое описание процессов взаимодействия электромагнитных волн со слоистой системой YIG/YBCO; получить выражения, необходимые для описания экспериментальных результатов; детально проанализировать свойства ВТСП пленок с помощью локальных средств контроля структуры пленок

и пространственного распределения сверхпроводящих параметров.

В данной работе реализован комплексный подход к исследованию ВТСП пленок в магнитном поле, включающий электродинамическое моделирование и экспериментальное наблюдение дисперсионных характеристик МСВ в слоистой структуре феррит / сверхпроводник и измерение параметров исходных пленок на основе МО диагностики. В работе показано, что сопоставление теоретических и экспериментальных дисперсионных характеристик представляет возможность определения СВЧ поверхностного сопротивления YBCO пленок во внешнем магнитном поле.

Физическая модель процесса распространения МСВ на границе феррит / сверхпроводник

Рассмотрим процесс распространения магнитостатической волны в слоистой структуре сверхпроводник–диэлектрик–ферромагнетик (СДФ). На рис. 1 приведена исследуемая слоистая структура, показана ориентация вектора постоянного магнитного поля относительно структуры и волнового вектора поверхностной МСВ.

Примем следующую ориентацию кристаллографических и координатных осей: ось c кристаллической решетки YBCO совпадает с осью x , а оси a и b — с координатными осями y и z соответственно. Таким образом, ось c решетки YBCO перпендикулярна поверхности подложки.

При рассмотрении волновых процессов в сверхпроводниковой среде следует учитывать, что лондоновская глубина проникновения магнитного поля λ_L является тензорной величиной. Соответствующий тензор был по-

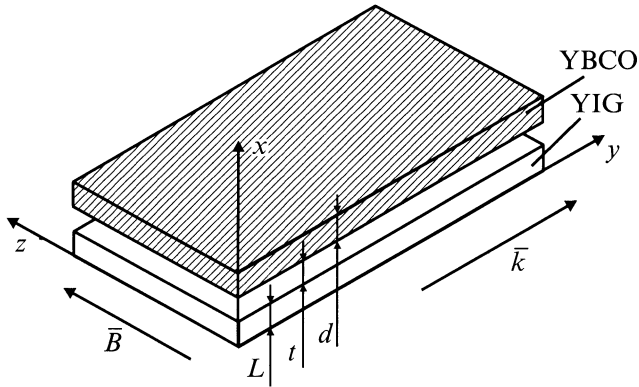


Рис. 1. Слоистая структура СДФ.

дробно проанализирован в работе [5]. Он имеет вид

$$\lambda_L = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_c & \lambda_c \\ \lambda_{ab} & 0 & \lambda_c \\ \lambda_{ab} & \lambda_c & 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Величина глубины проникновения обладает сильной анизотропией и зависит от большого числа факторов, таких как катионный и кислородный состав пленки, структурная упорядоченность, наличие слабых связей и других факторов. В ряде работ, например [5,6], исследовалось влияние состава пленки YBCO на глубину проникновения поля λ_c и λ_{ab} . Разброс данных по разным работам для указанных величин достаточно велик, однако наиболее достоверный диапазон отношения λ_{ab}/λ_c для качественных образцов YBCO составляет от 4 до 6.6. В связи с этим при переходе к тензору проводимости

$$\sigma_S = \frac{1}{\lambda_T^2 i \omega \mu_0} \quad (2)$$

(где ω — циклическая частота, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума) оказывается, что его диагональные компоненты почти на шесть порядков больше по сравнению с недиагональными. В дальнейшем положим их равными нулю.

Для описания ферромагнитной среды используем тензор магнитной проницаемости вида [7]

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M_0,$$

γ — гиромагнитное отношение, H_0 — внутреннее магнитное поле, M_0 — намагниченность насыщения.

Решение задачи, описывающей волновой процесс на границе раздела сверхпроводящей и ферромагнитной

сред, может быть получено из первых двух уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}, \quad \text{rot } \mathbf{H} = i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{J}. \quad (4)$$

В сверхпроводнике суммарная плотность тока для двухжидкостной модели определяется как $\mathbf{J} = \mathbf{J}_S + \mathbf{J}_N$. Плотности тока в сверхпроводящей и нормальной фазах представим в следующем виде:

$$\mathbf{J}_S = \sigma_S\mathbf{E}, \quad \mathbf{J}_N = \sigma_N\mathbf{E}, \quad (5)$$

где σ_S — проводимость сверхпроводящей фазы, σ_N — проводимость нормальной фазы.

При рассматриваемой взаимной ориентации подмагничивающего поля и волнового вектора в структуре распространяется так называемая поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ) [7]. Для случая ПМСВ в приведенной системе координат выполняется условие $\partial/\partial z = 0$. При этом решение системы уравнений может быть получено в виде двух независимых мод: TE -моды (E_z, H_x, H_y) и TM -моды (H_z, E_x, E_y).

Рассмотрим поперечную электрическую TE -волну, так как именно она соответствует поверхностной МСВ. Выразив компоненты магнитного поля H_x и H_y через компоненты электрического поля E_z , получаем следующее уравнение для сверхпроводящей среды:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} - (-\omega^2\varepsilon_0 - \mu_0 + i\omega\mu_0\sigma_n + i\omega\mu_0\sigma_{33})E_z = 0. \quad (6)$$

Выполняя аналогичную операцию для ферромагнитной пленки и свободного пространства, получаем соответственно уравнения

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \omega^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu E_z = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \omega^2\varepsilon_0\mu_0 E_z = 0. \quad (8)$$

Частные решения для каждой из сред могут быть записаны в следующем виде: 1) ферромагнитная пленка ($0 < x < L$)

$$E_z = (A \exp(k_f(x-L)) + B \exp(-k_f x)) \exp(-iky), \quad (9)$$

$$k_f = \sqrt{k^2 - \omega^2\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu};$$

2) воздушный зазор $L < x < (L+t)$

$$E_z = (C \exp(k_x(x-L-t)) + D \exp(-k_x(x-L))) \exp(-iky), \quad (10)$$

$$k_x = \sqrt{k^2 - \omega^2\varepsilon_0\mu_0};$$

3) сверхпроводящая пленка ($(L+t) < x < (L+t+d)$)

$$E_z = (E \exp(k_s(x-L-t-d)) + F \exp(-k_s(x-L-t))) \exp(-iky), \quad (11)$$

$$k_s = \sqrt{k^2 - \omega^2\varepsilon_0\mu + i\omega\mu_0\sigma_n + i\omega\mu_0\sigma_{33}};$$

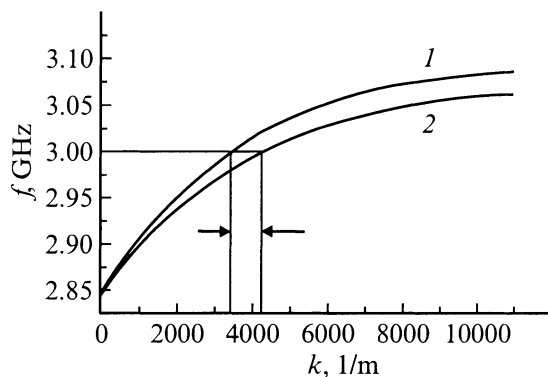


Рис. 2. Теоретические дисперсионные характеристики ПМСВ в слоистой структуре ВТСП/ЖИГ. $j_c = 10^9 \text{ A/m}^2$: 1 — 3, 2 — 7.

4) свободное пространство $x > (L + t + d)$

$$E_z = G \exp(-k_x(x - L - t - d)) \exp(-iky); \quad (12)$$

5) свободное пространство $x < 0$

$$E_z = H \exp(k_x x) \exp(-iky). \quad (13)$$

Использование обычных электромагнитных граничных условий — равенства тангенциальных компонент векторов E и H на границах раздела фаз позволяет получить дисперсионное уравнение. Полученное уравнение является трансцендентным и имеет довольно сложную структуру, что не позволяет в явном виде представить зависимость ω от k

$$\exp(-2kL) = \frac{\left(s\mu_e + 1 + s\frac{\mu}{\mu_a}\right) \left(s\mu_e - \frac{k}{k_s} \left(1 - s\frac{\mu}{\mu_a}\right)\right)}{\left(s\mu_e + 1 - s\frac{\mu}{\mu_a}\right) \left(s\mu_e - \frac{k}{k_s} \left(1 + s\frac{\mu}{\mu_a}\right)\right)}, \quad (14)$$

где

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu_a},$$

а $s = \pm 1$ определяет направление распространения волны.

Данная формула (14) описывает дисперсионную зависимость для частного случая $t = 0, d \rightarrow \infty$ (см. рис. 1). Можно видеть, что при переходе к предельным случаям свободной ферромагнитной пленки ($\sigma_s = 0, \sigma_n = 0$) и пленки, экранированной идеальным металлом ($\sigma_s = 0, \sigma_n \rightarrow \infty$), уравнение преобразуется в уравнение Деймона-Эшбоха [8] и уравнение Сешадри [9] соответственно.

Решение уравнения выполнялось с применением численных методов. Графические зависимости, описывающие спектр ПМСВ, приведены на рис. 2. Они построены для двух значений глубины проникновения, взятых из диапазона наиболее вероятного изменения этой величины. Как следует из рис. 2, изменение глубины проникновения от 2.0 до $0.8 \mu\text{m}$ (что соответствует изменению критической плотности тока j_c от $3 \cdot 10^9$ до $7 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$

во внешнем магнитном поле 570 Oe) обеспечивает сдвиг фазы МСВ на частоте 3 GHz, равный 20%. Отметим, что чувствительность дисперсионных характеристик ПМСВ к глубине проникновения поля в пленку сверхпроводника позволяет по величине фазового набега измерять такие параметры сверхпроводящих пленок, как глубина проникновения в пленку и поверхностное сопротивление в условиях внешнего магнитного поля. Кроме того, данный эффект является весьма перспективным с точки зрения возможного практического применения в СВЧ устройствах, управляющих фазовым набегом и скоростью распространения сигнала.

Экспериментальное исследование дисперсионных характеристик магнитоэлектрических волн

Для подтверждения правильности модельных представлений процесса распространения ПМСВ в слоистой структуре СДФ была проведена серия экспериментов по измерению дисперсионных характеристик. Исследование проводилось с помощью специального макета, волноводная часть которого схематически показана на рис. 3. Макет состоял из входного и выходного микрополосковых преобразователей СВЧ сигнала, эпитаксиальной пленки железо-иттриевого граната, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната (так называемого волновода спиновых волн), и пленки ВТСП. Пленочный волновод YIG помещался на преобразователи и ВТСП пленку. В макете пленка YIG намагничивалась постоянным однородным магнитным полем, направленным по касательной к поверхности ферромагнитной пленки и перпендикулярно направлению распространения МСВ. Для проведения измерений при криогенной температуре измерительный макет устанавливался в резервуар с жидким азотом. В ходе измерений использовались две ВТСП пленки. Их параметры приведены в таблице. Измерения проводились в три этапа следующим образом: 1) с помощью криогенного измерительного макета исследо-

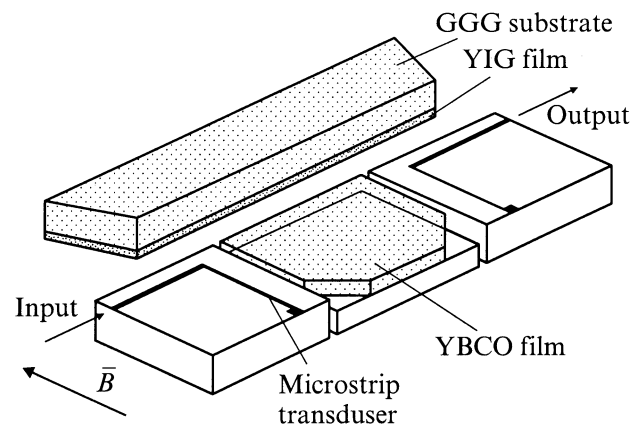


Рис. 3. Измерительный макет для исследования дисперсионных характеристик МСВ.

Параметры исследованных YBCO пленок

Номер пленки	$j_c, \text{A/m}^2$		T_C, K	d, nm	σ_N, Ω^{-1}	λ_L, nm	$R_S, \text{m}\Omega$
	$T = 15 \text{ K}$	$T = 77 \text{ K}$					
1	$2.7 \cdot 10^{10}$	$7.2 \cdot 10^9$	89	500	$6.5 \cdot 10^6$	670	1.26
2	$1.2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^9$	89	500	$6.5 \cdot 10^6$	930	2.95
3	$9.8 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^{10}$	94	500	$6.5 \cdot 10^6$	370	0.20

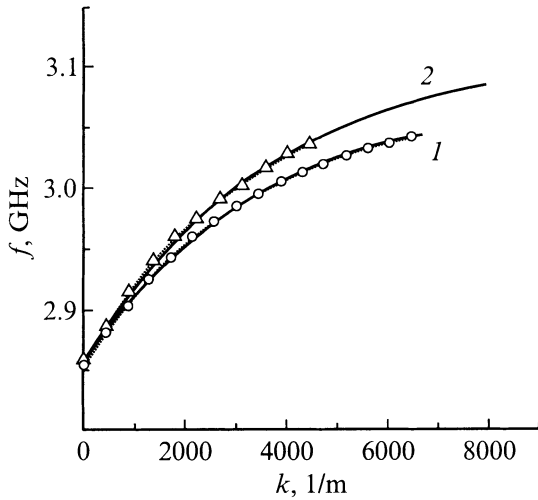


Рис. 4. Экспериментальные дисперсионные характеристики. Номер кривой соответствует номеру образца.

вались дисперсионные характеристики ПМСВ в ряде слоистых структур $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, (YIG/YBCO); 2) на основе пленок YBCO методом фотолитографии изготавливались микромосты, которые детально изучались с помощью магнитооптической (МО) диагностики; численная обработка МО изображений позволила получить профиль распределения плотности тока и величину критической плотности тока j_c микромостиков; 3) полученные значения использовались для определения лондоновской глубины независимым методом.

В результате СВЧ измерений были построены дисперсионные характеристики ПМСВ, распространяющейся в структуре YBCO/YIG (рис. 4). На рис. 4 сплошной кривой обозначены соответствующие теоретические зависимости $\omega(k)$. Для расчета теоретических дисперсионных характеристик используется несколько параметров ВТСП пленок, а именно λ_L , σ_N и толщина пленки. Одна из этих величин может играть роль подгоночного параметра. Нами в качестве подгоночного параметра использовалась глубина проникновения поля в сверхпроводящую пленку. Значение проводимости нормальной фазы σ_N было взято равным $6.5 \cdot 10^6 \Omega^{-1}$, что соответствует обычным литературным данным. Заметим также, что взятые значения характерны для сверхпроводниковых пленок, обладающих неодинаковыми сверхпроводниковыми свойствами. Используя значение λ_L , по-

лученное подгоночным путем, нами вычислялись другие параметры сверхпроводящих пленок, которые приведены в таблице. Для расчета поверхностного сопротивления сверхпроводящих пленок была использована формула, которая справедлива при $d \leq 2\lambda_L$ [10],

$$R_S(d) = (\omega\mu_0)^2 \frac{\lambda_L^4}{d} \sigma_N. \quad (15)$$

На частоте 3 GHz в касательном магнитном поле величиной $H = 570 \text{ Oe}$ поверхностное сопротивление R_S различных пленок YBCO составило 0.2–1.6 mΩ.

Таким образом, приведенные исследования позволили определить параметры ВТСП пленок в магнитном поле (см. таблицу). Найденные параметры имеют значения, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными другим способом [11,12].

Магнитооптические исследования электрофизических характеристик YBCO пленок

В данной работе был предложен следующий метод определения глубины проникновения магнитного поля. Основными измеряемыми параметрами сверхпроводящей пленки, на основе которых определяется значение глубины проникновения, являются критическая плотность тока и распределение плотности тока в поперечном сечении образца. Распределение плотности тока в микромостике исследовалось с помощью магнитооптической методики, которая была подробно описана в работах [13–15]. Для моделирования пространственного распределения плотности тока в сверхпроводящем образце применялась модель Бина [16,17]. На рис. 5 приведены распределения плотности тока. Кривой 1 показано модельное распределение Бина. Реальное распределение плотности тока (кривая 2 на рис. 5), соответствующее одному из исследованных YBCO мостиков, было получе-

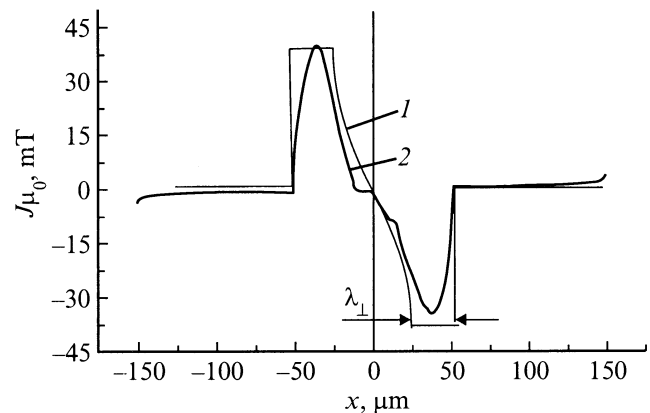


Рис. 5. Теоретическое и экспериментальное распределение плотности тока в поперечном сечении сверхпроводящего мостика.

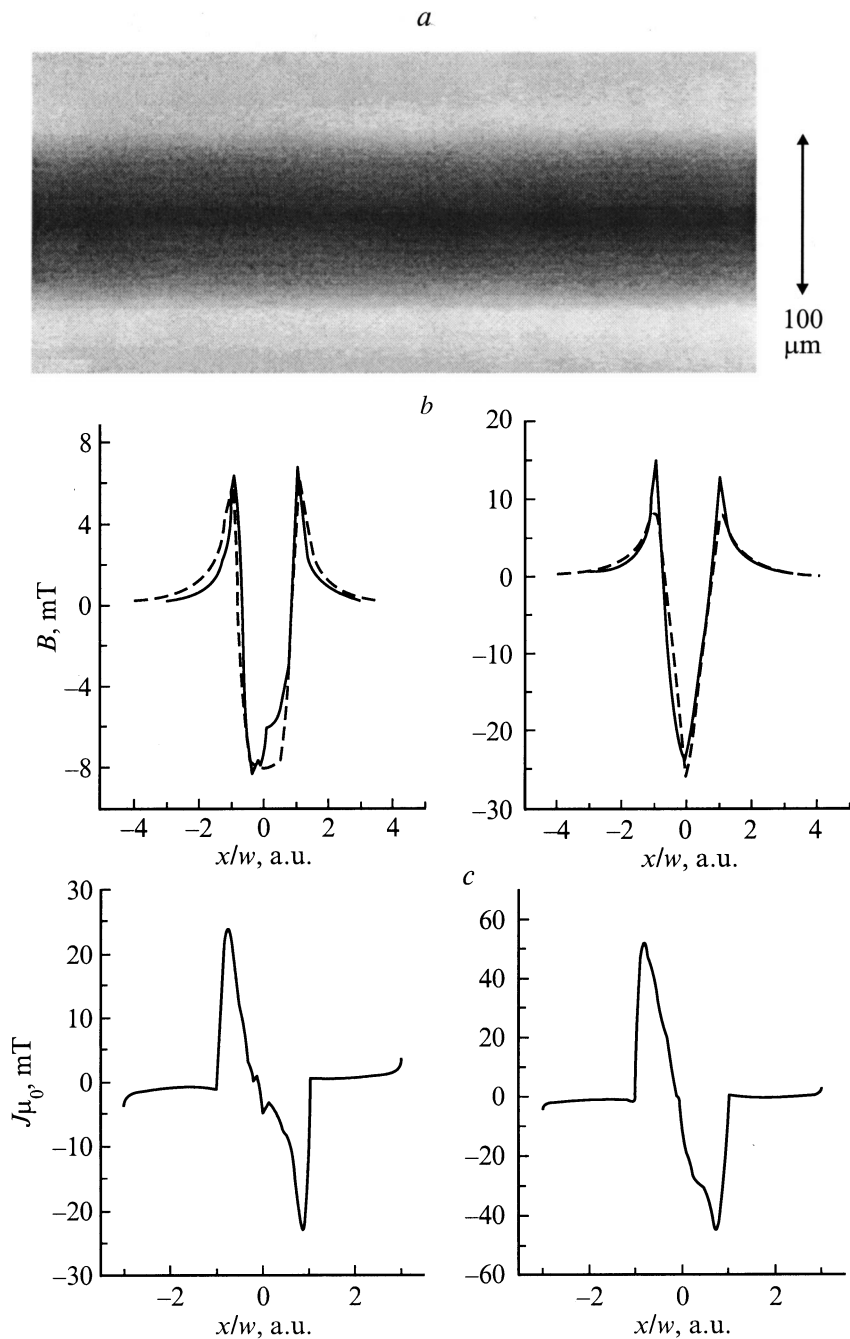


Рис. 6. Результаты магнитооптической диагностики ВТСП мостиков.

но с помощью численной обработки магнитооптических изображений микромостика при протекании через него тока, наводимого внешним магнитным полем. На рисунке отмечена область микромостика, соответствующая глубине проникновения вихревой решетки в направлении центра мостика, которая определяется следующей формулой:

$$\lambda_{\perp} = \frac{B_0}{\mu_0 j_c}, \quad (16)$$

где B_0 — внешняя магнитная индукция.

Наряду с уравнением (16) из лондоновского уравнения при $d < 2\lambda_L$ можно получить следующее выражение:

$$\lambda_{\perp} = \frac{2\lambda_L^2}{d}. \quad (17)$$

Выражение (17) было представлено в работе [18]. Таким образом, критическая плотность тока и лондоновская глубина проникновения магнитного поля оказываются связанными. Значения критической плотности тока и распределение плотности тока в образце позволяют получить глубину проникновения магнитного поля.

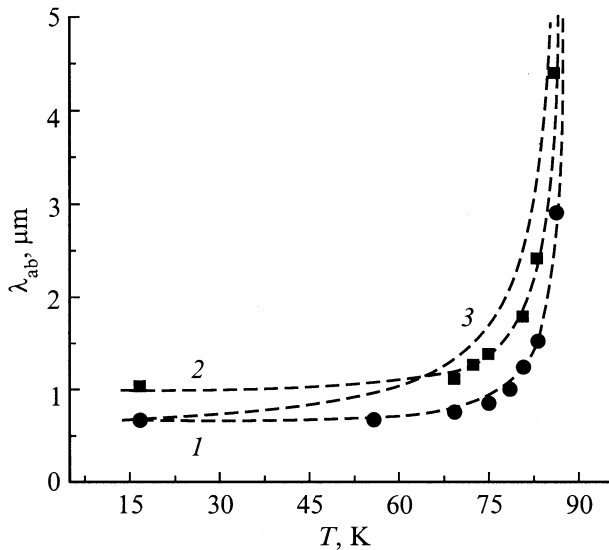


Рис. 7. Теоретические и экспериментальные температурные зависимости лондоновской глубины проникновения для исследованных микромостиков 1 и 2. Штриховая кривая 3 соответствует формуле (18) при $\gamma = 2$.

Совместное использование выражений (16) и (17) не противоречит физической природе вихревой структуры сверхпроводника, и способы получения указанных выражений вполне согласуются.

С помощью вышеизложенной методики была исследована серия образцов, которые предварительно использовались в составе слоистой структуры СДФ при измерении ее дисперсионных характеристик.

На рис. 6, *a* приведено магнитооптическое изображение части микромостика 1. Видно, что данный образец является довольно однородным и не содержит видимых макродефектов. На основе анализа МО изображений и калибровочных измерений были получены пространственные распределения магнитного поля и плотности тока в мостике, которые приведены на рис. 6, *b* и *c* (графики справа соответствуют микрополоску во внешнем магнитном поле 20 Ое, левые — 60 Ое), а также температурные зависимости критической плотности тока исследованных образцов. Штриховыми кривыми показаны теоретические зависимости j_c , построенные с использованием модели Бина. Сплошные кривые соответствуют экспериментальным зависимостям, полученным в результате численного анализа магнитооптических изображений. В результате экспериментальных исследований и численного моделирования распределения плотности тока в микромостиках были получены значения глубины проникновения для исследованных сверхпроводящих образцов и построены ее температурные зависимости.

Теоретические и экспериментальные температурные зависимости глубины проникновения для исследованных микромостиков представлены на рис. 7. Эти зависимости

могут быть описаны следующим соотношением [10]

$$\lambda_L(T) \sim \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^\gamma \right]^{3/4}, \quad (18)$$

где параметр γ , обычно приводимый в литературе, составляет 1.5–2; T_c — критическая температура; величина параметра γ , определяющая ход температурной зависимости, обычно объясняется наличием в сверхпроводнике слабых связей (SNS, SIS и т.п.) [19,20].

Аппроксимации результатов наших экспериментов более всего удовлетворяет значение $\gamma = 6$. Столь существенное различие в ходе температурных зависимостей, приводимых в литературе и полученных в данной работе, можно объяснить тем, что исследованные пленки обладают более упорядоченной структурой и существенно меньшей концентрацией слабых связей, которые идентифицировались ранее в упомянутых здесь работах [5,19,20]. Такие высокоориентированные, бездефектные эпитаксиальные пленки имеют слабую температурную зависимость в области низких температур и резкий скачок в области критической температуры. Температурная зависимость глубины проникновения для этих пленок соответствует большим значениям параметра γ .

Обсуждение результатов и выводы

Как уже отмечалось, в таблице приведены некоторые физические параметры исследованных пленок, полученные на основе МО диагностики и измерений дисперсии ПМСВ в структуре СФ. На основании сопоставления полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Температурные зависимости плотности критического тока YBCO пленок и аналитическая диагностика их структуры свидетельствуют об эпитаксиальной или высокоориентированной структуре исследованных нами пленок YBCO/LAO. Вместе с этим пленки, отличающиеся весьма высокими сверхпроводящими характеристиками (пленка 3 в таблице), обладают достаточно большим значением глубины проникновения магнитного поля (~ 930 nm). Вероятная причина отмеченного факта связана с тем, что YBCO пленки имеют блоки, обладающие альтернативной кристаллографической ориентацией (наряду с основной (001) фазой содержатся (100)-ориентированные блоки YBCO), либо в YBCO пленках присутствуют включения сверхпроводящей фазы другого катионного состава, приводящие к увеличению эффективной глубины проникновения.

2. Различие параметров сверхпроводящего состояния в ВТСП пленках является причиной существенного изменения дисперсионных характеристик МСВ, распространяющихся на интерфейсе феррит/сверхпроводниковая пленка. Понижение критической плотности тока в ВТСП

пленке от $7 \cdot 10^9$ до $3 \cdot 10^9$ А/м², что соответствует диапазону глубин проникновения 0.8–2.0 μm во внешнем поле 570 Ое, обеспечивает изменение набега фазы магнитостатической волны на интерфейсе YIG/YBCO примерно на 20%. Для измерительного макета, применявшегося в данной работе (рис. 3), набег фазы при расстоянии между микрополосковыми преобразователями 7.25 mm составил примерно 1.5 π .

3. Из пленок YBCO, исследованных в данной работе (см. таблицу), следует отметить образец 3, который отличается высокими значениями свехпроводящих параметров. Катионный состав данного образца обладал отклонением от стехиометрии «1–2–3» и был близок к соотношению «2–3–5». О более высоких параметрах свехпроводящего состояния в ВТСП образцах, обладающих фазой $\text{Y}_2\text{BaO}_3\text{Cu}_5\text{O}_z$, нами сообщалось ранее (см., например, [12]). Результаты данной работы подтверждают предположения о том, что наличие катионных дефектов замещения Y_{Ba} в кристаллической решетке способствует стабилизации ВТСП фазы и приводит к возрастанию параметров свехпроводящего состояния в пленках YBCO.

Заключение

В данной работе приведены результаты магнитооптического и СВЧ исследования электрофизических и структурных свойств ВТСП пленок. Показано хорошее соответствие между результатами, полученными обеими методиками. Кроме того, показана возможность комбинированного (электрического и магнитного) управления распространением МСВ на интерфейсе структуры YIG/YBCO. Применение пленок ВТСП и термостатирование при криогенной температуре снижают СВЧ потери при распространении ПМСВ, повышают стабильность характеристик и открывают реальные перспективы для конкурентоспособных радиоэлектронных МСВ приборов, обладающих уникальными параметрами.

Авторы выражают большую благодарность Б.А. Калиникосу за участие в физическом моделировании и поддержку работы.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-16370); Государственной программой "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" по направлению "Свехпроводимость" (проекты "Интерфейс-2" и "Порог-3").

Список литературы

- [1] *Lutsev L.V., Yakovlev S.V.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 11. P. 7330–7332.
- [2] *Dionne G.F., Oates D.E., Temme D.H., Weiss J.A.* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn. 1996. Vol. 44. N 7. P. 1361–1368.
- [3] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е.* Спинволновая электроника. Радиоэлектроника и связь. М.: Знание, 1988. № 6. 24 с.

- [4] *Карманенко С.Ф., Семенов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 3. С. 12–17.
- [5] *Гуфан Ю.М., Левченко И.Г., Рудашевский Е.Г.* // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 9. С. 1552–1555.
- [6] *Panagopoulos C., Cooper J.R., Athanassopoulou N. et al.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. N 18. P. 12721–12724.
- [7] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [8] *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. and Chem. Solids. 1961. Vol. 19. N 3–4. P. 104–109.
- [9] *Sashadri S.R.* // Proc. IEEE. 1970. Vol. 58. N 3. P. 508–516.
- [10] *Vendik I.B., Vendik O.G.* High-Temperature Superconductor Devices for Microwave Signal Processing. Pt 1. 110 p.
- [11] *Jiang H., Yuan T., How H. et al.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 14. P. 9924–9932.
- [12] *Карманенко С.Ф., Семенов А.А., Свищев А.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 15. С. 79–88.
- [13] *Gaevski M.E., Bobyl A.V., Galperin Y.M. et al.* // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 14. P. 9655–9664.
- [14] *Gaevski M.E., Johansen T.H., Bobyl A.V. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 21. P. 3147–3149.
- [15] *Johansen T.H., Bazilevich M., Gaevski M.E. et al.* // High-Temperature Superconductors. The Minerals, Metals & Materials Society. 1997. P. 99–108.
- [16] *Been C.P.* // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. N 6. P. 250–253.
- [17] *Zeldov E., Clem J.R., McElfresh M. et al.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 14. P. 9802–9822.
- [18] *Pearl J.* // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. N 4. P. 65–66.
- [19] *Гапонов С.В., Каминский Г.Г., Клоенков Е.Б. и др.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 6. С. 2191–2199.
- [20] *Немошкаленко В.В., Васильев М.А., Филиппов А.С.* // Металлофизика. 1991. Т. 13. № 2. С. 3–23.