

УДК 538.945.975

©1995

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА ТОНКИХ ВТСП ПЛЕНОК СИСТЕМЫ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{ZrO}_2:\text{Y}/\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ПРИ МАГНЕТРОННОМ МЕТОДЕ НАПЫЛЕНИЯ

*Р.К.Белов, Б.А.Володин, А.К.Воробьев, П.П.Вышеславцев, С.А.Гусев,
Ю.Н.Дроздов, Е.Б.Клюенков, Ю.Н.Ноздрин, В.В.Таланов*

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
(Поступила в Редакцию 27 июля 1994 г.)

Исследованы критическая температура, плотность критического тока, поверхностное СВЧ-сопротивление, рентгенодифракционные и морфологические характеристики тонких ВТСП пленок системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на подложках Al_2O_3 с буферным слоем $\text{ZrO}_2:\text{Y}$ в зависимости от температуры осаждения при магнетронном методе распыления. Обнаружено, что с ростом температуры осаждения происходит улучшение структурных параметров слоев $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при одновременном усилении нарушений их фазового состава. Конкуренция этих двух процессов определяет вид полученных зависимостей сверхпроводящих свойств пленок от температуры осаждения. Показано, что критическая температура может быть неоднозначно связана с величиной поверхностного СВЧ-сопротивления и плотностью критического тока.

За последнее время появилось значительное количество работ, посвященных исследованию свойств тонких пленок высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) на подложках из сапфира $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (AlO) с различными буферными подслоями [1-7]. Интерес к пленкам ВТСП на сапфире обусловлен рядом преимуществ данного материала по сравнению с другими диэлектрическими подложками. Во-первых, при азотно-гелиевых температурах монокристаллический сапфир обладает на СВЧ исключительно низким тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta \approx 10^{-8}$ [8,9]. Во-вторых, при таких температурах сапфир имеет высокую теплопроводность. В-третьих, сапфир является наиболее технологичным материалом из всех диэлектриков, применяемых для изготовления подложек пленок ВТСП. Кроме того, сапфир имеет приемлемую для использования в полосковой СВЧ-технике диэлектрическую проницаемость $\epsilon \approx 10$ [10]. Эти свойства сапфира делают ВТСП пленки на его основе перспективным объектом для исследований и применений главным образом в области СВЧ.

Одной из актуальных задач изготовления высококачественных тонких пленок ВТСП, вообще, является исследование влияния параметров процесса эпитаксии пленок на их транспортные характеристики и структуру. Это необходимо, во-первых, с точки зрения оптимизации процесса эпитаксии по какой-либо характеристике образца, например поверхностному СВЧ-сопротивлению и плотности критического тока. Во-вторых, получение пленок ВТСП с заранее заданными свойствами важно для развития фундаментальных представлений, в частности для изучения связи различных транспортных характеристик образцов со структурой слоев ВТСП. Так, в [11] изучалась корреляция между остаточным поверхностным сопротивлением (4.2 К, 10 GHz) и рентгенодифракционными характеристиками пленок YBCO/MgO, но безотносительно к условиям приготовления образцов. Влияние температуры осаждения на электрофизические свойства и кристаллическую структуру пленок YBCO исследовалось в ряде работ [2, 12-14], однако комплексного изучения данного вопроса, по-видимому, проведено не было.

В настоящей работе исследованы критическая температура, плотность критического тока, поверхностное СВЧ-сопротивление, рентгенодифракционные и морфологические характеристики тонких пленок YBCO на подложках AlO с буферным слоем ZrO₂:Y (YSZ) в зависимости от температуры осаждения при магнетронном распылении на постоянном токе.

Все исследованные образцы имели толщину слоя YBCO 140 нм и размеры 12.5×12.5 мм. При оптимальных режимах напыления образцы имели следующие характеристики: критическая температура сверхпроводящего (СП) перехода — 89±91 К, ширина СП перехода ≈ 2 К, разориентация оси *c* ≈ 0.6°, величина эффективного (измеренного) поверхностного сопротивления меньше 1 мΩ при температуре 77 К на частоте 10 GHz, плотность критического тока ≈ 2·10⁶ А/см² при температуре 77 К.

1. Получение буферных слоев и YBCO пленок

Сложность получения совершенных с точки зрения СВЧ свойств слоев ВТСП на подложках из сапфира связана с диффузией алюминия в растущую пленку [2]. Одним из способов уменьшения влияния материала подложки на качество образца является применение антидиффузионного барьерного слоя диэлектрика, эпитаксиально выращенного на сапфире. В настоящей работе в качестве такого барьерного слоя применялась кубическая окись циркония, стабилизированная иттрием (YSZ). Напыление YSZ на подложки из сапфира осуществлялось методом электронно-лучевого испарения, подробно описанным в [15]. Технология получения эпитаксиальных подслоев оптимизировалась по данным рентгеновской дифрактометрии о ширине кривой качания отражения (002) YSZ на половине высоты. Анализ образцов, полученных в оптимальном режиме, показал высокую монокристалличность буферных подслоев. Эпитаксиальные соотношения с подложкой следующие: (001) [100]YSZ || (10 $\bar{1}$ 2)[0100] AlO.

В настоящей работе были использованы подложки с подслоями, которые имели ширину кривой качания отражения (002) YSZ от 0.4

до 0.6° . Это позволило минимизировать влияние различий в качестве подложек на результаты исследований.

Пленки $YBaCuO$ выращивались в низкотемпературном одностадийном процессе *in situ* методом обратного магнетронного распыления. Конструкция и особенности работы распылительной системы описаны в [16]. Данная установка обеспечивает высокую воспроизводимость условий напыления, что позволяет изучать зависимость различных свойств пленок от температуры осаждения. В настоящей работе кольцевая стехиометрическая мишень $YBCO$ диаметром 85 mm распылялась в смеси аргона и кислорода в соотношении $Ar:O_2 = 1:1$ при оптимальном давлении 50 Pa. При напряжении на разрядном промежутке 140 V и разрядном токе 1.2 A скорость осаждения пленок составила 0.8 nm/min. Температура в зоне нагрева подложки измерялась и поддерживалась с точностью $\pm 4^\circ C$ в диапазоне $600 \div 750^\circ C$.

2. Методы измерений

Измерения критической температуры и сопротивления в нормальном состоянии производились на постоянном токе компенсационным методом. Подробно данная методика описана в [16].

Плотность критического тока определялась методом лазерно-магнитной томографии, предложенным в [17]. Этот метод основан на исследовании экранирующих свойств сверхпроводящей пленки в зависимости от величины приложенного постоянного магнитного поля. В эксперименте измеряется сигнал, пропорциональный изменению магнитного потока через некоторую область пленки при освещении этой области импульсом света. При фиксированной мощности импульса амплитуда сигнала зависит от жесткости сверхпроводника, величины внешнего магнитного поля и места облучения. Исследования величины сигнала при локальном облучении различных мест пленок, использованных в данной работе, показали, что процесс проникновения магнитного поля в образцы соответствует в общих чертах модели Бина для жестких сверхпроводников второго рода [18]. Согласно этой модели, вихри, создаваемые внешним магнитным полем в сверхпроводнике, захватываются центрами пиннинга и проникают в него под действием экранирующего тока на глубину, до которой плотность тока постоянна и равна критической. Теоретический расчет распределения магнитного поля и экранирующего тока для тонких пленок приведен в [19].

Для оценки плотности критического тока исследовалась зависимость сигнала, пропорционального изменению магнитного потока через всю площадь пленки, от величины внешнего магнитного поля при облучении всей поверхности образца. Из данной зависимости можно определить поле, при котором вихри начинают проникать в пленку (H_1), и поле, при котором вихри проникнут до центра пленки (H_c). По известным значениям H_1 и H_c можно оценить плотность критического тока j_c . В нашем случае такие оценки дают для внешнего поля величиной 50 Gs, проникшего до центра пленки толщиной 140 nm и размерами 12.5×12.5 mm, величину $j_c = 2.2 \cdot 10^6$ A/cm².

Для некоторых образцов были проведены непосредственные измерения плотности критического тока. С этой целью на подложках методом фотолитографии и ионно-лучевого травления были сформированы

модули, представляющие собой набор сверхпроводящих дорожек шириной от 1 до 40 μm с коэффициентом формы, равным 5. Плотность критического тока измерялась на постоянном токе компенсационным методом. Полученные значения совпали с результатами магнитных измерений с точностью 50÷100%.

Эффективное поверхностное СВЧ-сопротивление пленок R_s измерялось методом резонатора с параллельными пластинами [20] с модифицированной системой связи подводящих линий с резонатором [21]. Измерения проводились при температуре жидкого азота 77 К. В процессе измерений одной из пластин резонатора служила исследуемая пленка на сапфире, а другой — тестовая пленка YBCO на подложке LaAlO_3 с величиной эффективного поверхностного сопротивления менее 0.6 $\text{m}\Omega$ (77 К, 10 GHz). Это позволило получить высокую относительную точность измерений. В качестве диэлектрической прокладки резонатора в зависимости от величины измеряемого R_s использовался тефлон толщиной 10 и 25 μm . Эффективное поверхностное сопротивление рассчитывалось по измеренному значению добротности резонатора в пренебрежении радиационными потерями. R_s каждого образца измерялось при протекании СВЧ-тока по нему в двух взаимно перпендикулярных направлениях и в качестве конечного результата бралось среднее значение. Резонансные частоты в процессе измерений имели некоторый разброс около величины 9 GHz, и полученные значения поверхностного сопротивления пересчитывались по ω^2 -закону на частоту 10 GHz.

Рентгенодифракционные данные получены на дифрактометре ДРОН-4 (CuK_α -излучение, гониометрическая приставка ГП-13, модифицированная для работы с монокристаллическими слоями). Проводилось $\theta/2\theta$ -сканирование с одновременным вращением детектора (угол 2θ) и образца (угол ω) при $\omega = \theta$. Эти спектры служили тестом на присутствие побочных фаз. Интегральной оценкой кристаллического совершенства орторомбической YBCO-фазы с ориентацией оси c по нормали к поверхности служила полуширина кривой качания симметричного отражения (005) YBCO, которая регистрировалась при ω -сканировании в максимуме по 2θ (005). Разориентация блоков мозаики YBCO в плоскости (001) и наличие блоков с нарушенными эпитаксиальными соотношениями анализировалось по кривой φ -сканирования поворотом образца вокруг оси [001] YBCO между максимумами типа (108) и (018). Соотношение количества двойников с перестановкой осей a' и b оценивалось по дублету (309), (039).

Исследования морфологии пленок производились на электронном микроскопе JEM 2000EX II. Изучалось изображение микрорельефа поверхности образцов во вторичных электронах. Определение химического состава частиц, присутствовавших на поверхности пленок YBCO, проводилось с помощью энергодисперсионного спектрометра AN 1095 S фирмы Link Analytical по характеристическому рентгеновскому излучению. Данная методика позволяет анализировать легкие элементы, начиная с бора. Для микроанализа химического состава частиц, наблюдавшихся на поверхности образцов, проводилось их экстрагирование с помощью углеродных реплик.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 приведены характеристики образцов на постоянном токе в зависимости от температуры осаждения T_d : температуры начала T_1 и конца T_0 СП перехода (рис. 1, *a*), отношение сопротивлений пленки в нормальном состоянии $\gamma = R(300\text{ K})/R(100\text{ K})$ (рис. 1, *b*). Заметим, что аналогичное поведение критической температуры в зависимости от температуры осаждения наблюдалось, например, в [2,14] для пленок YBCO/AlO, YBCO/PrBa₂Cu₃O_x/AlO и YBCO/SrTiO₃, YBCO/LaAlO₃, полученных методами магнетронного напыления различного типа.

На рис. 2 показаны плотность критического тока j_c по данным магнитных измерений (рис. 2, *a*) и эффективное поверхностное СВЧ-сопротивление R_s (рис. 2, *b*) (R - j -характеристики) в зависимости от T_d . Измерения проводились при температуре жидкого азота 77 К, поверхностное сопротивление приведено на частоте 10 GHz.

Анализ данных (рис. 1, 2) позволяет выделить три характерные области изменения транспортных свойств образцов в зависимости от T_d : I — ниже температуры $T_d = 670^\circ\text{C}$; II — T_d от 670 до 730°C ; III — выше температуры $T_d = 730^\circ\text{C}$. Ранее нами было сделано предположение о наличии двух механизмов, определяющих зависимость R_s от T_d при лазерном и магнетронном напылении: улучшения структурных параметров слоев YBCO и нарушения их фазового состава, происходящие с ростом температуры осаждения [15]. Результаты более подробных исследований, проведенных в настоящей работе, подтверждают это предположение.

На рис. 3 приведены в зависимости от T_d некоторые структурные параметры слоев YBCO, полученные в рентгенодифракционном эксперименте: полуширина кривой качания (005)YBCO-FWHM (рис. 3, *a*); отношение интенсивности спектра при $\varphi = 45^\circ$ к интенсивности в максимуме (108) ($\varphi = 0$), т.е. на середине интервала между двумя пиками этого типа (I_{45}/I_0) (рис. 3, *b*); отношение интенсивности спектра при $2\theta = 47.5^\circ$, где появляется пик (200) при наличии α -ориентированных доменов YBCO, к интенсивности в максимуме (006) при $2\theta = 46.6^\circ$ (рис. 3, *c*), величина оси c (рис. 3, *d*). Видно, что с ростом T_d уменьшается различного типа разориентация блоков мозаики. Во всем интервале температур осаждения по рентгенодифракционным спектрам не наблюдалось дополнительных кристаллических фаз. Количество c -ориентированной фазы YBCO, оцененной по интегральной интенсивности (005) YBCO, заметно не уменьшалось, дефицита кислорода в фазе YBCO, судя по сохранению параметра c , t не возникало. Пленки YBCO представляли собой четырехдоменную микродвойниковую структуру, хорошо исследованную до монокристаллических слитков [22]. Количество доменов с однонаправленными осями a и b было одинаковым при некотором различии (30–40%) «мощности» двойникующих плоскостей (110)_T и ($\bar{1}\bar{1}0$)_T исходной высокотемпературной тетрагональной фазы YBCO. Это проявилось в равенстве интенсивности пиков в дублете (309), (039) при $\theta/2\theta$ -сканировании, симметричности триплетов (225), ($\bar{2}\bar{2}5$) при φ -сканировании и неравенстве интенсивности центрального пика триплета сумме боковых.

На рис. 4,5 представлены результаты исследования морфологии пленок. Фотографии изображения во вторичных электронах микро-

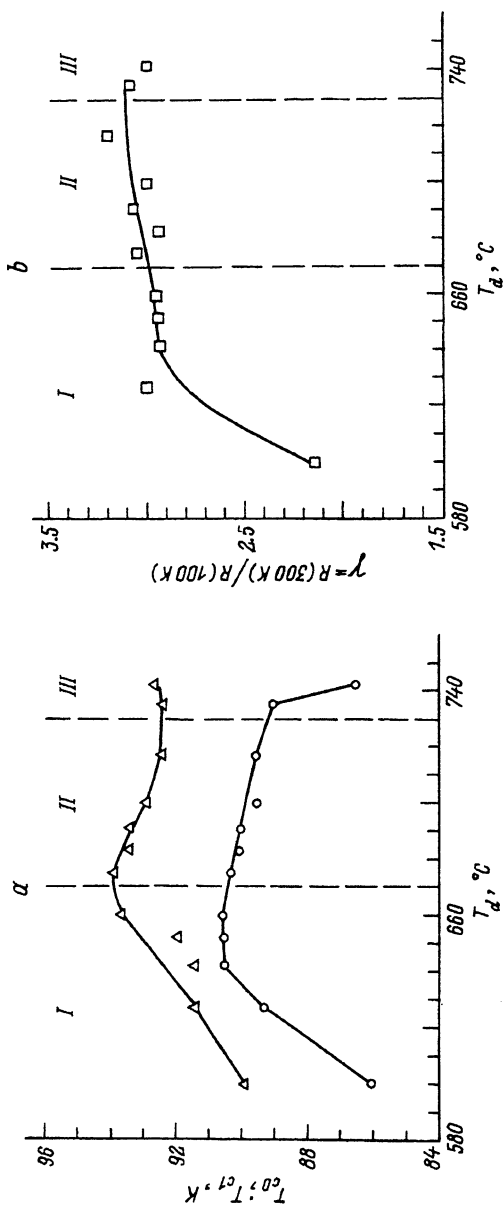


Рис. 1. а — Температуры начала T_1 и конца T_0 СП перехода, б — отношение сопротивлений пленки в нормальном состоянии при 300 и 100 К.

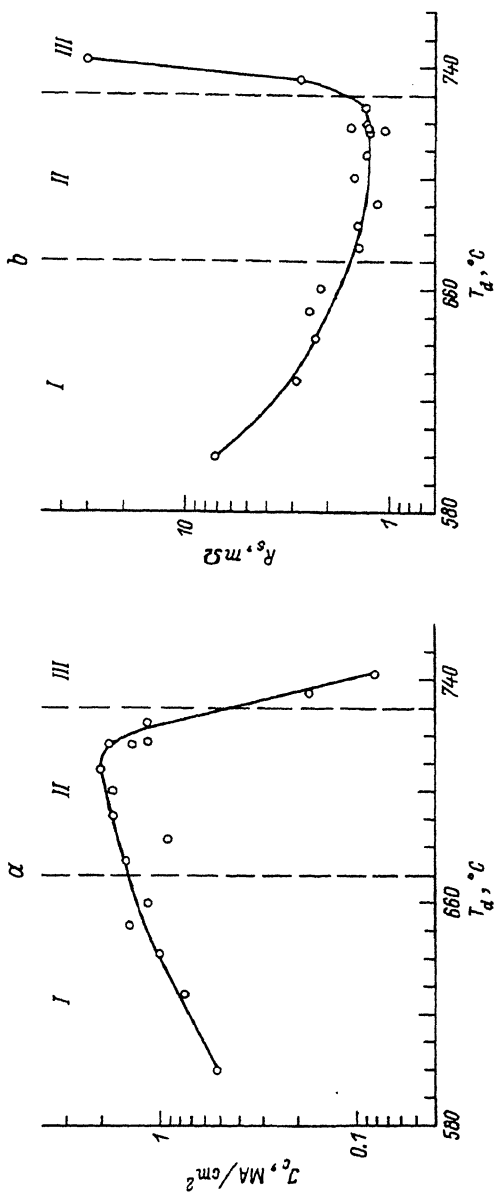


Рис. 2. *a* — Плотность критического тока J_c по данным магнитных измерений при 77 К. *b* — эффективное (измеренное) поверхностное СВЧ-сопротивление R_s при 77 К, 10 GHz.

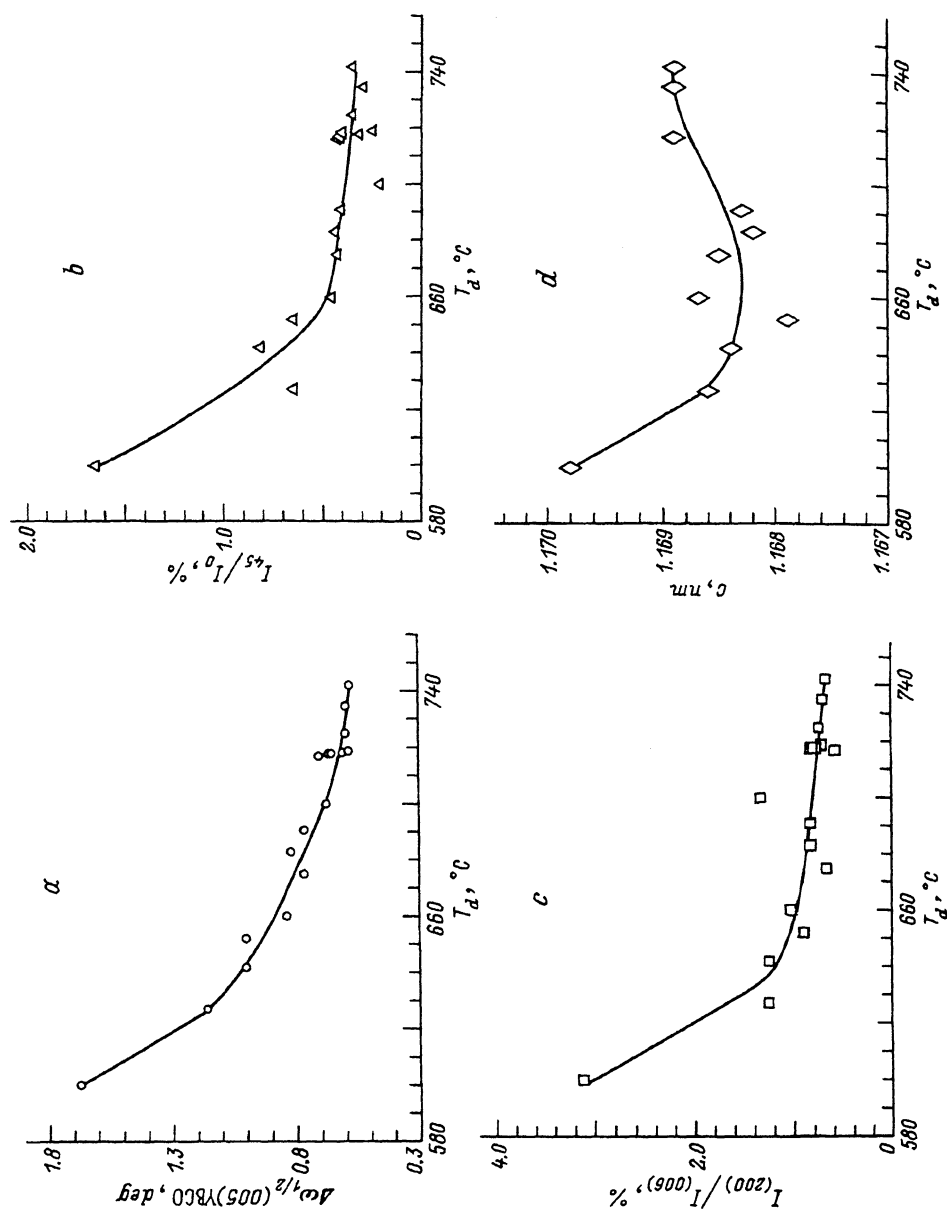


Рис. 3. Некоторые структурные параметры слоев YBCO по данным рентгенодифракционного эксперимента.

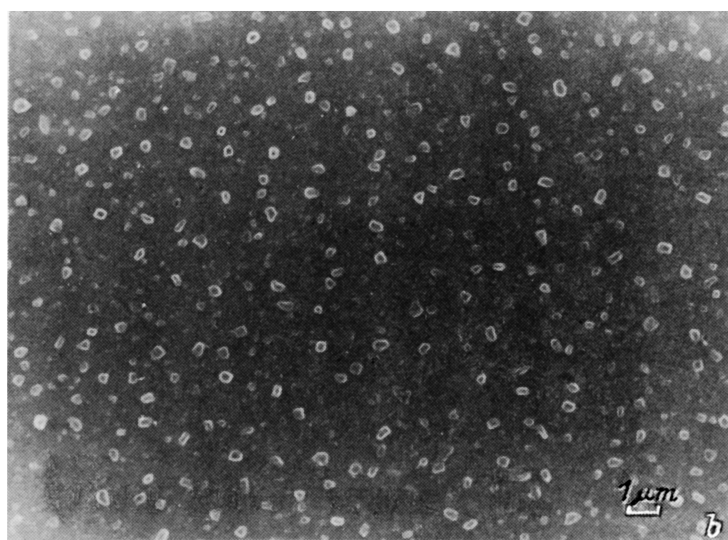
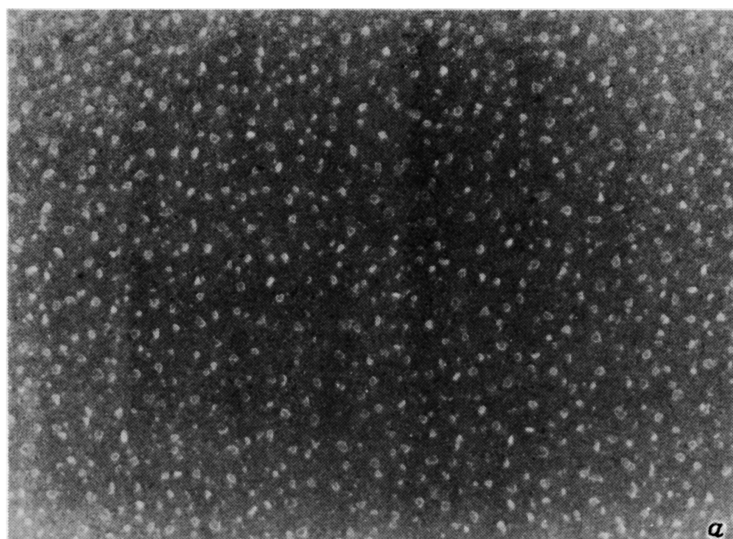


Рис. 4. Изображение во вторичных электронах микрорельефа поверхности образцов, полученных при температурах осаждения 600 (а), 718 (b) и 742 °С (с).

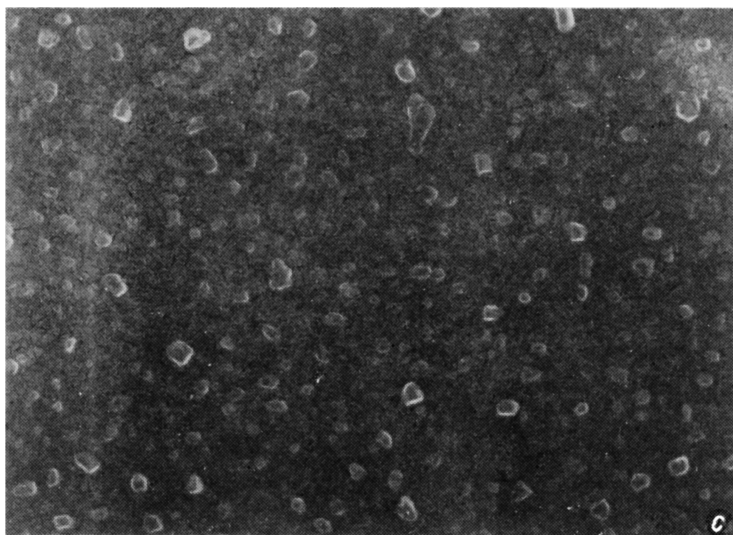


Рис. 4 (продолжение).

рельефа поверхности образцов, полученных при $T_d = 600, 718$ и 742°C , приведены на рис. 4. Для всех пленок характерно присутствие на поверхности частиц (судя по огранке — кристаллов), размерами от сотых долей μm до $2\div 3\mu\text{m}$. Средний размер кристаллов растет, а общее количество (поверхностная плотность) падает с увеличением T_d . Гистограммы распределения частиц по размерам для этих образцов приведены на рис. 5. Анализ показывает, что относительная площадь, занимаемая частицами на поверхности пленок, слабо растет с увеличением T_d (9,7, 10,6 и 11,3% для данных образцов соответственно).

На рис. 6 представлены результаты анализа химического состава частиц, наблюдавшихся на поверхности пленок, который показал повышенное содержание в них меди (по сравнению с основной пленкой). Это хорошо видно из сравнения частей *a* и *b* рис. 6, на которых приведено изображение во вторичных электронах участка пленки, полу-

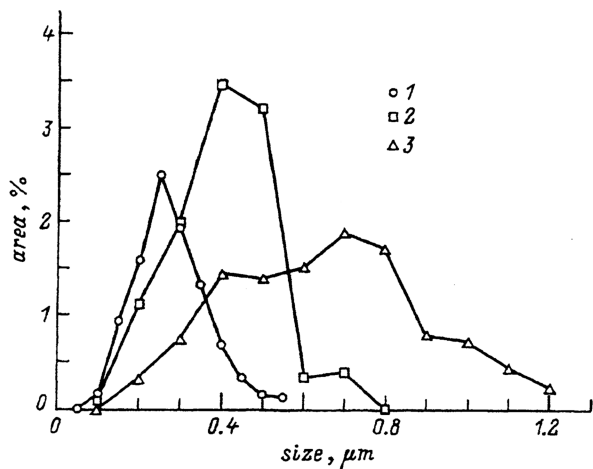
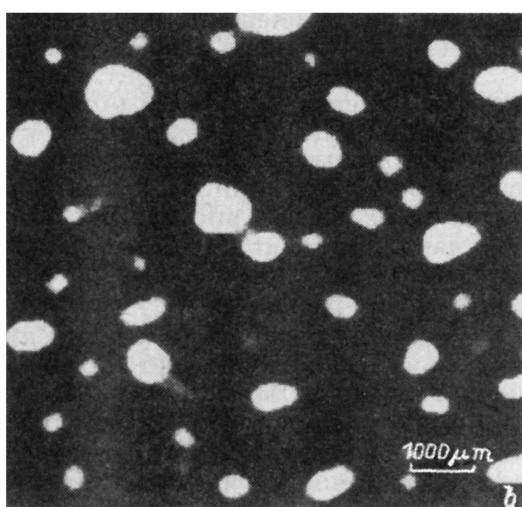
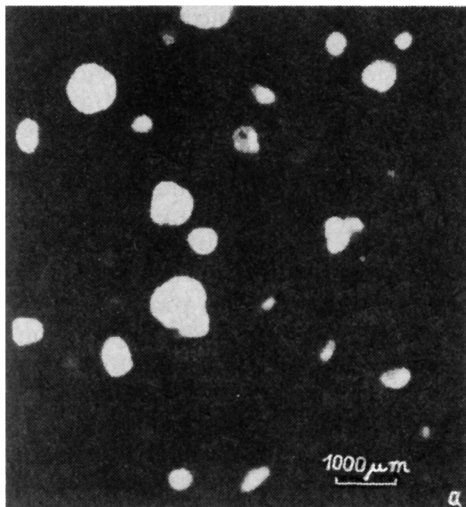


Рис. 5. Гистограммы распределения частиц на поверхности образцов по размерам. Образцы те же, что и на рис. 4. Температура осаждения ($^\circ$): 1 — 600, 2 — 718, 3 — 742. По горизонтальной оси отложен видимый поперечный размер частиц. По вертикальной — площадь, занимаемая частицами данного сорта, в процентах от общей площади образца.



X-RAY · 0 - 20 keV
 Live · 100s Preset · 100s Remaining · 0s

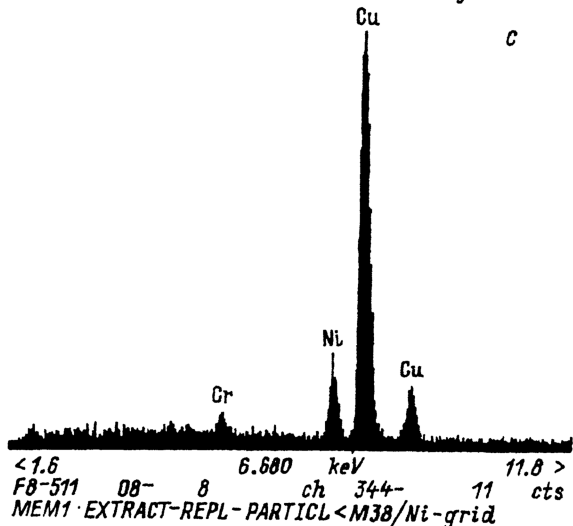


Рис. 6. Результаты анализа химического состава частиц на поверхности пленок.

a — Изображение во вторичных электронах участка пленки, полученной при температуре осаждения 742 °C; *b* — изображение того же участка в рентгеновском излучении, линия $\text{CuK}\alpha$, *c* — рентгеновский спектр частиц, экстрагированных в углеродной реплике.

ченной при $T_d = 742^\circ\text{C}$ (рис. 6,*a*), и изображение того же участка в рентгеновском излучении, линия $\text{CuK}\alpha$ (рис. 6,*b*). Последнее отображает распределение меди в образце. Какие-либо особенности на изображениях, построенных в характеристическом излучении Y или Ba, отсутствуют. Микроанализ этих частиц, экстрагированных в углеродной реплике, также показывает, что они состоят в основном из меди (рис. 6,*c*), иногда с небольшим количеством посторонних элементов (Fe, Ni, Ca), которые практически не обнаружены в самой пленке из-за их малой концентрации. Отсутствие в рентгеновском спектре частиц кислородной линии свидетельствует о том, что они находятся в неокисленном состоянии. Полученные данные по изучению микрорельефа поверхности пленок и состава частиц, наблюдаемых на поверхности, согласуются, в частности, с аналогичными исследованиями, проведен-

ными в [12] для пленок YBCO/SrTiO₃ и YBCO/LaAlO₃, полученных методом магнетронного распыления в диапазоне температур 540÷780 °С.

На основе полученных результатов можно предложить следующую модель изменения свойств образцов в зависимости от температуры осаждения. Пленка представляет собой мозаичный монокристалл. С одной стороны, с ростом температуры осаждения происходит уменьшение разориентации блоков мозаики YBCO, т.е. улучшение структуры слоев YBCO (рис. 3). Это влечет за собой повышение температур начала и конца СП перехода, возрастание γ до величины ≈ 3 , т.е. усиление металлического поведения образцов (область I на рис. 1) и плавное улучшение их $R-j$ -характеристик (область I на рис. 2).

С другой стороны, с увеличением температуры осаждения, по-видимому, происходит ряд процессов, приводящих к изменению и отклонению от фазы YBCO (1-2-3) стехиометрии получаемых пленок. Первый процесс — это образование на поверхности пленки кристаллов, состоящих в основном из меди. Он связан с поверхностной миграцией атомов Cu (а также примесей Fe, Ni, Ca) и может идти за счет обеднения этим элементом близлежащих к кристаллам областей. Изменение плотности и размера кристаллов в результате увеличения температуры осаждения, вероятно, связано с увеличением энергии мигрирующих атомов. Второй процесс, приводящий к нарушению 1-2-3 стехиометрии получаемых пленок, — это, по-видимому, уменьшение содержания в них меди вследствие усиления реиспарения данного элемента по мере роста температуры осаждения, что наблюдалось в [23,24]. В [24] исследовалось в зависимости от температуры осаждения изменение состава пленок YBCO/MgO/AlO, выращенных методом магнетронного распыления нестехиометрической (с избытком меди) керамической мишени. При температурах осаждения 600÷720 °С отношение Ba/Cu в образцах оставалось почти постоянным (0.55÷0.6) и начинало резко возрастать за счет реиспарения меди при температурах осаждения выше 720 °С. При температурах около 800 °С отношение Ba/Cu изменялось до 0.75÷0.9. В то же время известно, что высокое качество транспортных свойств пленок YBCO на постоянном токе (резкие СП переходы и высокие плотности j_c) достигается при условии точного соблюдения стехиометрии 1-2-3 (с допустимыми отклонениями отношения Ba/Cu в пределах 2%) [25]. По-видимому, в нашем эксперименте обусловленные описанными выше процессами отклонение по содержанию меди от стехиометрии 1-2-3 достигает критического значения при $T_d \approx 730$ °С (заметим, что данная величина хорошо коррелирует с полученными в [23] температурами осаждения, при которых начинается сильное реиспарение Cu). В результате происходит уширение СП перехода за счет понижения T_0 (область III на рис. 1) (которая определяется фазой с наихудшими СП свойствами), и резкое ухудшение $R-j$ -характеристик (область III на рис. 2) образцов. Очевидно что влияние высоких температур осаждения на свойства YBCO пленок требует дальнейших исследований.

При T_d в области II описанные выше механизмы влияния температуры осаждения на транспортные свойства пленок YBCO компенсируют друг друга, и значения T_1 , T_0 (область II на рис. 1) и $R-j$ -характеристики (область II на рис. 2) образцов остаются почти постоянными.

Заметим, что корреляция между R_s и j_c при всех температурах осаждения говорит о том, что изменение данных величин обусловлено свойствами собственно слоев YBCO, а не наблюдаемых на поверхности пленок кристаллов, хотя изменения размеров и поверхностной плотности последних могут служить индикатором процессов, происходящих в самой пленке.

На основе полученных результатов можно сделать вывод о том, что малые отклонения стехиометрии пленок от фазы 1-2-3 влияют на ухудшение их $R-j$ -характеристик в значительно большей степени, чем неидеальность структурных параметров слоев ВТСП. Это подтверждают и результаты исследования пленок YBCO (толщина 500 нм, r -сапфир без буферного слоя), полученных методом лазерного напыления [26], которые имели эффективное поверхностное сопротивление менее 1 мΩ (10 GHz 77 K) при полуширине кривой качания (005) YBCO около 1.5°, что в 2.5 раза больше, чем у образцов с таким же R_s , описанных в данной работе. Определяющим влиянием стехиометрии на поверхностное сопротивление можно, во-видимому, объяснить и отсутствие корреляции между остаточным поверхностным СВЧ-сопротивлением и величиной разориентации оси с блоков мозаики пленок YBCO в [11].

Как видно из рис. 1, а, 2, при температурах осаждения около 610 и 740 °С образцы имеют близкие значения $T_0 \approx 86.5$ K, однако значения R_s и j_c отличаются при этом почти на порядок. Таким образом, критическая температура СП перехода является величиной, неоднозначно связанной с $R-j$ -характеристиками пленок. Отсюда следует, что оптимизация процесса эпитаксии пленок ВТСП по величине температуры СП перехода может быть неадекватна задаче получения образцов с интегральными наименьшим R_s и наибольшим j_c .

Таким образом, в настоящей работе изучены в зависимости от температуры осаждения критические параметры, поверхностное СВЧ-сопротивление, рентгенодифракционные и морфологические характеристики тонких пленок YBCO/YSZ/AlO, полученных методом магнетронного распыления. Оказалось, что ширина оптимального интервала температур осаждения с точки зрения получения пленок с наименьшим R_s и максимальным j_c имеет величину около 50 °С. Обнаружено, что с ростом температуры осаждения происходит улучшение структурных параметров слоев YBCO при одновременном усилении нарушений их фазового состава. Конкуренция этих двух процессов определяет вид полученных зависимостей сверхпроводящих свойств пленок от температуры осаждения. Высказано предположение, что нарушения стехиометрии пленок влияют на ухудшение их $R-j$ -характеристик в значительно большей степени, чем отклонения от идеальной кристаллической структуры фазы YBCO. Показано, что температура СП перехода по постоянному току может быть неоднозначно связана с величинами R_s и j_c : одинаковым значениям T_c могут соответствовать значения R_s и j_c , отличающиеся на порядок.

Авторы выражают благодарность С.А. Павлову и А.В. Варганову за плодотворные обсуждения и предоставление тестовой пленки, В.Ф. Вращки (г. Новосибирск) за предоставление образца, А.А. Андронову за прочтение статьи в рукописи и ряд полезных замечаний, А.Ю. Климову за плодотворные дискуссии в процессе написания статьи, а также К.В. Морозову за помощь при проведении СВЧ-измерений.

Список литературы

- [1] Char K., Newman N., Garrison S.M., Barton R.W., Taber R.C., Laderman S.S., Jacowitz R.D. // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V 57. N 4. P. 409.
- [2] Gao J., Klopman B.B.G., Aarnink W.A.M., Reitsma A.E., Gerritsma G.J., Rogalla H // *J. Appl. Phys.* 1992. V. 71. N 5. P. 2333.
- [3] Hensen S., Lenkens M., Orbach S., Muller G., Piel H. // *Proc. of 5th German-CIS Bilateral Seminar on High-Temperature Superconductivity.* Kloster Banz, Oktober 5-9 1992. P. 133.
- [4] Cole B.F., Liang G.-C., Newman N., Char K., Zaharchuk G. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61. N 14. P. 1727.
- [5] Copetti C.A., Soltner H., Schubert J., Zander W., Hollricher O., Buchal Ch., Schulz H., Tellman N., Klein N. // *Appl. Phys. Lett.* 1993. V. 63. N 10. P. 1429.
- [6] Maul M., Schulte B., Hassler P., Frank G., Steinborn T., Fuess A., Adrian H. // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. N 4. P. 2942.
- [7] Liang G.C., Withers R.S., Cole B.F., Garrison S.M., Johansson M.E., Ruby W.S., Lyons W.G. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 1993. V. 3. N 3. P. 3037.
- [8] Брагинский В.Б., Багдасаров Х.С., Булыгин Ф.В., Ильченко В.С. // *Письма в ЖТФ.* 1985. Т. 11. № 7. С. 427.
- [9] Brown R., Pendrick V., Kalokitis D. // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 57. N 13. P. 1351.
- [10] Jiang G.O., Wong W.H., Raskovich E.Y., Clark W.G., Hines W.A., Sanny J. // *Rev. Sci. Instrum.* 1993. V. 64. N 6. P. 1614.
- [11] Laderman S.S., Taber R.C., Jacowitz R.D., Moll J.K., Eom C.B., Hylton T.L., Marshall A.F., Geballe T.H., Beasley M.R. // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. N 4. P. 2922.
- [12] Selinder T.I., Han Z., Helmersson U., Rudner S., Wernlund L.-D., Wallenberg L.R. // *Proc. of ICAM-91, E-MRS Meeting, May 27-31, Strassburg, 1991.*
- [13] Xi X.X., Venkatesan T., Li Q., Wu X.D., Inam A., Chang C.C., Ramesh R., Hwang D.M., Ravi T.S., Findikoglu A., Hemmick D., Etemad S., Martinez J.A., Wilkens B. // *IEEE Trans. Magn.* 1991. V. 27. N 2. P. 982.
- [14] Rauch W., Behner H., Gieres G., Solkner G., Fox F., Valenzuela A.A., Gornik E. // *Physica C.* 1992. V. 198. P. 389.
- [15] Белов Р.К., Варганов А.В., Володин Б.А., Воробьев А.К., Гапонов С.В., Дроздов Ю.Н., Клюенков Е.Б., Морозов К.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Таланов В.В. // *Письма в ЖТФ.* 1994. Т. 20. В. 11. С. 1.
- [16] Воробьев А.К., Клюенков Е.Б., Таланов В.В., Ботин Э.Н. // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 19. В. 5. С. 12.
- [17] Nozdrin Yu.N., Visheslavitsev P.P. // *EUCAS'93 Proc. of Europ. Conf. on Applied Superconductivity, October 4-8. Gettingen. Germany. 1993. P. 142.*
- [18] Bean C.P. // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 8. P. 250.
- [19] Micheenko P.N., Kuzovlev Yu.E. // *Physica C.* 1993. V. 204. P. 229.
- [20] Taber R.C. // *Rev. Sci. Instrum.* 1991. V. 61. P. 2200.
- [21] Basovich A.Ya., Belov R.K., Markelov V.A., Mazo L.A., Pavlov S.A., Talanov V.V., Varganov A.V. // *J. Supercond.* 1992. V. 5. N 6. P. 497.
- [22] Осипьян Ю.А., Афоникова Н.С., Емельченко Г.А., Парсемян Т.К., Шмытько И.М., Шехтман В.Ш. // *Письма в ЖЭТФ.* 1987. Т. 46. № 5. С. 189.
- [23] Michikami O., Asano H., Katoh Y. // *Rev. Electr. Commun. Labs.* 1988. V. 36. N 6. P. 579.
- [24] Tomlinson E.J., Barber Z.H., Morris G.W., Somekh R.E., Evetts G.E. // *IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. N 2. P. 2530.
- [25] Гришин А.М., Никонец И.В., Хохлов В.А. // *Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости.* М.: МПНТИВ, 1991. В. 1(5). С. 44.
- [26] Врацких В.Ф. Частное сообщение.