

03;05.4;12

Влияние давления рабочего газа на свойства тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников, полученных магнетронным распылением

© А.К. Воробьев, С.В. Гапонов, С.А. Гусев,
Ю.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков, В.И. Лучин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород

Поступило в Редакцию 18 августа 1997 г.

Приводятся результаты исследований поверхностной морфологии, состава, микроструктуры и электрических свойств тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученных инвертированным магнетронным распылением, в зависимости от давления рабочей газовой смеси. На основе анализа характеристик зондов Ленгмюра определены основные параметры плазмы магнетронного разряда в области подложки. Изменение свойств пленок рассматривается как результат бомбардировки растущей пленки ионами плазмы, ускоренными в поле плавающего потенциала подложки. При давлении 28 Па и температуре подложки 630°C получены пленки с температурой конца сверхпроводящего перехода $T_{c\text{off}} = 89$ К и плотностью критического тока $j_c = 2$ МА/см² (при 77 К), свободные от частиц вторичных фаз с размерами больше 10 nm.

Для дальнейшего совершенствования устройств на основе тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников необходимо решить проблему получения монофазных пленок. В результате отклонений состава от стехиометрии при одностадийном (*in situ*) росте пленок высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO), как правило, формируется гетерогенная система, состоящая из фазы 1–2–3 и фаз, обогащенных отдельными компонентами. Частицы вторичных фаз могут иметь высокую поверхностную плотность и размеры, намного превышающие характерные размеры приборов, формируемых на основе YBCO пленок [1,2]. Понимание важности проблемы вызвало интенсивный поиск технологий получения YBCO пленок с высокой однородностью фазового состава и гладкой поверхностью [3–6].

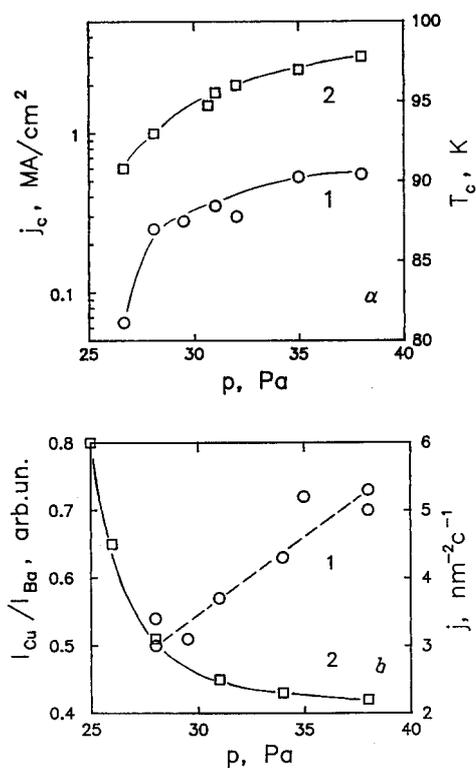


Рис. 1. a — температура конца сверхпроводящего перехода $T_{c\,off}$ (1) и плотность критического тока j_c (при 77 К) (2); b — отношение интенсивностей характеристического рентгеновского излучения атомов меди и бария I_{Cu}/I_{Ba} (1) и плотность потока ионов на подложку, находящуюся на расстоянии 50 мм от мишени, j (2); в зависимости от давления газа p .

Известно, что свойства YBCO конденсата в значительной мере определяются методом и условиями осаждения. В частности, при магнетронном напылении сильное влияние на свойства может оказывать давление рабочего газа [7].

В настоящей работе исследовались поверхностная морфология, состав, микроструктура и электрические свойства тонких пленок высо-

котемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученных инвертированным магнетронным распылением, в зависимости от давления рабочей газовой смеси (Ar/O_2 в соотношении 1/1). Конструкция и особенности работы магнетронной распылительной системы подробно описаны в [8]. Исследовались свойства YBCO пленок на фианитовых подложках. Критические параметры YBCO пленок определялись по методикам, описанным в [9]. Совершенство кристаллической структуры контролировалось по рентгенодифракционным измерениям на дифрактометре ДРОН-4. Морфология поверхности YBCO пленок и их химический состав изучались с помощью электронного микроскопа JEM-2000 EX II, оснащенного энергодисперсионным спектрометром.

На рис. 1, *a* представлены значения температуры конца сверхпроводящего перехода $T_{c\text{off}}$ и плотности критического тока j_c (при 77 К) YBCO пленок, полученных при температуре подложки $T_d = 660^\circ\text{C}$, в зависимости от давления рабочей газовой смеси p . На рис. 2 представлены изображения, полученные во вторичных электронах, поверхности пленок при различных значениях p . Из рис. 1 и 2 видно, что пленки с наиболее высокими транспортными свойствами содержат частицы вторичных фаз. Химический состав, возможные причины и особенности формирования этих частиц подробно описаны нами в [9,10]. Видимые на рис. 2 частицы состоят в основном из меди. Из рис. 2 видно, что с уменьшением p происходит улучшение гладкости поверхности пленок. При давлениях 28 Па формируются пленки, свободные от видимых частиц вторичных фаз с размерами больше 10 нм. На рис. 1, *b* представлены отношения интенсивностей линий характеристического рентгеновского излучения атомов меди и бария $I_{\text{Cu}}/I_{\text{Ba}}$, характеризующие изменение содержания этих компонентов в YBCO пленках, в зависимости от давления p . С уменьшением p относительное содержание меди в пленке уменьшается. Для "гладких" пленок $I_{\text{Cu}}/I_{\text{Ba}} = 0.54$. Для нашего эталона — монокристалла YBCO $I_{\text{Cu}}/I_{\text{Ba}} = 0.46$. Рентгенодифракционные данные показывают, что микроструктура пленок остается примерно постоянной в исследуемом диапазоне давлений. Параметр решетки $c = 1.167-1.169$ нм и полуширина кривой качания $\text{FWHM}(005)\text{YBCO} = 0.4-0.6^\circ$ для всех пленок. Оптимизация температуры подложки ($T_d = 630^\circ\text{C}$) при давлении 28 Па позволила получить YBCO пленки с параметрами $T_{c\text{off}} = 89$ К, $j_c = 2$ МА/см² (при 77 К), свободные от частиц вторичных фаз с размерами больше 10 нм.

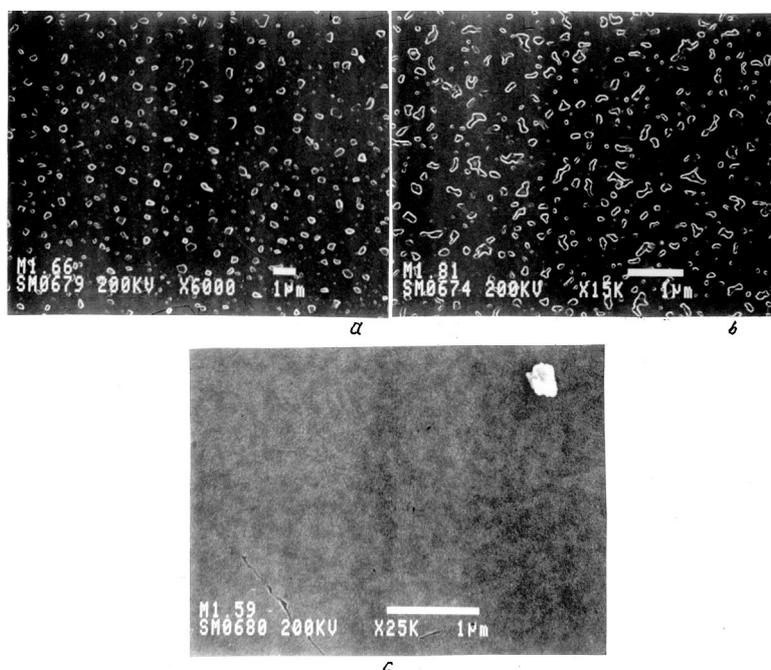


Рис. 2. Изображение во вторичных электронах поверхности YBCO пленок, полученных при различных значениях давления газа p : a — 38 Па; b — 30 Па; c — 28 Па.

В работах [7,11,12] наблюдаемые изменения поверхностной морфологии, состава и свойств YBCO пленок объясняются бомбардировкой растущей пленки отрицательными ионами кислорода, ускоренными в поле мишени. Однако расчет средней длины пробега ионов до термализации в наших условиях дает величину порядка 1 мм, что много меньше расстояния мишень–подложка (50 мм). Влияние давления на свойства YBCO конденсата мы связываем с эффектами бомбардировки растущей пленки ионами плазмы, ускоренными в поле плавающего потенциала подложки [13,14].

С целью подтверждения этого предположения на основе анализа характеристик зондов Ленгмюра (обычного и двойного цилиндрических

диаметром 0.1 mm и длиной 14 mm и плоского с размерами 10×10 mm) были определены основные параметры плазмы магнетронного разряда в области подложки. Установлено, что концентрация заряженных частиц в плазме изменяется от $7.6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ до $2.2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ в диапазоне давлений 25–47 Pa. Температура электронов и плавающий потенциал подложки не зависят от давления и составляют 0.22 eV и -1.8 V относительно потенциала плазмы (плавающий потенциал подложки определяется из характеристики плоского зонда с расположением и размерами, соответствующими расположению и размерам подложки). Следует заметить, что значения электронной температуры и плавающего потенциала определены более корректно по сравнению с предварительными данными, приведенными в [13]. На рис. 1, а представлены значения плотности потока ионов на подложку, находящуюся под плавающим потенциалом, полученные из значений ионного тока на плоский зонд, в зависимости от давления. Очевидно, что существуют ионы, ускоряющиеся в поле плавающего потенциала подложки и бомбардирующие поверхность конденсации с энергиями до 1.8 eV. Это превышает значение энергии активации десорбции компонентов YBCO 1.3 eV [15,16]. В результате, в частности, может иметь место селективная десорбция адатомов, приводящая к изменению состава конденсата (рис. 1, б).

Таким образом, приведенные выше результаты исследований показывают, что при *in situ* росте в инвертированной магнетронной распылительной системе существенное влияние на свойства YBCO пленок могут оказывать процессы бомбардировки поверхности конденсации ионами плазмы, ускоренными в поле плавающего потенциала подложки.

Работа выполнена в рамках программы КГНТ "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (направление "Сверхпроводимость", проект 95043), при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16993) и INTAS (Project 94-3912).

Список литературы

- [1] *Waffenschmidt E., Waffenschmidt K.H., Arndt F. et al. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75 (8). P. 4092–4096.*
- [2] *Hudner J., Thomas O., Mossang E. et al. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74 (7). P. 4631–4641.*
- [3] *Rauch W., Behner H., Gieres G. et al. // Physica C. 1992. V. 198. P. 389–395.*

- [4] *Kuhle A., Skov J.L., Hjorth S.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64 (23). P. 3178–3180.
- [5] *Auge J., Jansen M., Roskos H.G.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 64. (23). P. 3166–3168.
- [6] *Johnson C.N.L., Helmersson U., Madsen L.D.* et al. // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 77. (12). P. 6388–6393.
- [7] *Sakuta K., Iyori M., Katayama Y.* et al. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1990. V. 29. N 4. P. L611–L613.
- [8] *Воробьев А.К., Клюенков Е.Б., Таланов В.В.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 19. В. 17. С. 12–17.
- [9] *Белов Р.К., Володин Б.А., Воробьев А.К.* и др. // *ФТТ.* 1995. Т. 37. № 3. С. 785–798.
- [10] *Drozdov Yu.N., Garonov S.V., Gusev S.A.* et al. // *Supercond. Sci. Technol.* 1996. V. 9. P. A166–A169.
- [11] *Xi X.X., Venkatesan T., Li Q.* et al. // *IEEE Trans. Magn.* 1991. V. 27. P. 982–989.
- [12] *Geerk J., Xi X.X., Li H.C.* et al. // *Intern. J. of Modern Phys. B.* 1989. V. 3. N 6. P. 923–932.
- [13] *Drozdov Yu.N., Garonov S.V., Gusev S.A.* et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1997. V. 7 (in press.)
- [14] *Drozdov Yu.N., Garonov S.V., Gusev S.A.* et al. // Presented at ISEC'97. Berlin. Juny 25–28, 1997. Extended Abstract Book. V. 2. P. 49–51.
- [15] *Мамутин В.В.* // *Письма в ЖТФ.* 1992. Т. 20. В. 15. С. 13–16.
- [16] *Marmorcos I.K., Das Sarma S.* // *Surface Sci. Lett.* 1990. V. 237. P. L411–L416.