

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ,  
ЭЛЕМЕНТЫ И СИСТЕМЫ

УДК 537.312.62

Э. Г. Косцов, В. Е. Истомина

*(Новосибирск)*УПРАВЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЕМ МИКРОВОЛНОВОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЕ  
СВЕРХПРОВОДНИК–СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК\*

Проведено исследование эффекта поля в сверхпроводящей пленке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  – компоненте тонкопленочной структуры сегнетоэлектрик (PZT) – сверхпроводник, когда изменение величины поля в приповерхностном слое этой пленки осуществлялось переключением состояния поляризации в PZT, а регистрация изменений ее микроволнового поглощения – измерением электронно-парамагнитного резонансного (ЭПР) сигнала от пленки, находящейся в сверхпроводящем состоянии. Обнаружен аномально высокий уровень модуляции в структуре ЭПР-сигнала (свыше 15 раз) переключением направления поляризации в пленке PZT. Это дает основание полагать, что эффект определяется перераспределением под действием электрического поля в приповерхностном слое сверхпроводника подсистемы сверхпроводящих носителей заряда и их концентрации, которые и изменяют характер резонансного поглощения СВЧ-энергии.

**Введение.** Возможность изменения физических свойств сверхпроводящих материалов с помощью электрического поля обсуждается уже давно [1–3].

Впервые проявление полевого эффекта для низкотемпературных сверхпроводников продемонстрировано в 1960 г. в работе [1].

Наиболее заметные полевые эффекты наблюдаются в сверхпроводниках с относительно низкой концентрацией свободных носителей заряда  $n$ , когда длина экранирования поля  $L$  достаточно велика. К таким сверхпроводникам относятся, например,  $\text{InO}_x$  [2], высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), в частности  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , в которых величина  $n$  невысока ( $\sim (2-5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) и  $L$  сравнительно велика (до 2–5 нм) [4–16].

---

\* Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН (№ 116).

Основным объектом исследований являлись ультратонкие пленки сверхпроводников, поскольку для более толстой пленки модуляция ее сопротивления за счет эффекта поля в тонком приповерхностном слое относительно мала.

Впервые полевой эффект в тонкой пленке толщиной  $d = 5$  нм наблюдался в 1987 г. [2]. Использовалась транзисторная структура с подслоем диэлектрика  $d_d$  на поверхности сверхпроводника  $\text{In}/\text{InO}_x$ . Этот эффект проявлялся в небольшом сдвиге  $\Delta T_{\text{кр}}$  ( $\sim 0,5$  К) температуры перехода  $T_{\text{кр}}$  образца в сверхпроводящее состояние.

Суммируя результаты проведенных исследований эффекта поля в ультратонких пленках сверхпроводников [4–16], можно отметить следующее:

– при температурах  $T > T_{\text{кр}}$  в ВТСП-материалах имеет место заметный эффект модуляции проводимости (1–3 %);

– в области температур  $T < T_{\text{кр}}$  для ультратонких пленок, например  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , полученных ВЧ-распылением, установлено влияние полевого эффекта на критическую плотность тока  $J_{\text{кр}}$  ( $\sim 25$ –50 %), а также на сдвиг  $\Delta T_{\text{кр}} \sim 1$ –2 К.

В работах [5, 6] впервые измерена модуляция концентрации носителей заряда (дырок) в супертонкой ВТСП-пленке за счет эффекта поля в транзисторной структуре, установлена линейная зависимость  $T_{\text{кр}}$  от концентрации  $n$  дырок и отмечается, что глубина этой модуляции ограничивается параметрами диэлектрической пленки и напряжением ее пробоя, а насыщение амплитуды модуляции  $\Delta n$  только в 20 % определяется ограниченностью протяженности области экранирования поля  $L$ , соизмеримой с величиной  $d$ .

Существенным фактором наблюдения эффекта поля в тонкопленочных сверхпроводниках является величина заряда, накапливаемого в приповерхностном слое образца, от которого и зависит эффективность модуляции. Реально достигаемое значение этого заряда не превышает  $(1-2) \cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>, дальнейшее его увеличение ограничивается напряженностью поля пробоя пленки диэлектрика  $d_d$  в транзисторных структурах.

Одним из путей увеличения эффективности модуляции параметров сверхпроводника за счет эффекта поля может быть использование поляризованного заряда в сегнетоэлектрике. Величина этого заряда существенно больше, чем величина заряда геометрической емкости образца. Достаточно отметить, что поляризация в сегнетоэлектрике достигает величины  $(1-5) \cdot 10^{-5}$  Кл/см<sup>2</sup>. Этим объясняются многочисленные исследования влияния поля поляризации сегнетоэлектрика на характеристики супертонких пленок сверхпроводников в таких материалах, как  $\text{SrTiO}_3$ , PZT,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiTiO}_3$  [17–37]. В частности, установлено, что под действием поля поляризации в сегнетоэлектрической пленке в супертонкой пленке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  наблюдался сдвиг  $T_{\text{кр}}$  на 1–2 К, величины  $I_{\text{кр}}$  на 10–20 %.

При воздействии поля сверхпроводящая пленка становится фактически двухслойным проводником, состоящим из тонкого обогащенного носителями заряда слоя и очень тонкого слоя с пониженной из-за эффекта поля концентрацией носителей (дырок)  $n$ . Однако к настоящему времени зависимость  $T_{\text{кр}}$  от  $n$  для сверхтонких пленок не достаточно ясна, так как сверхпроводимость в тонких (до одного монослоя) пленках вообще не достигнута [5]. Даже для более толстых пленок (в несколько монослоев) величина  $T_{\text{кр}}$  определяется путем аппроксимации к точке  $R = 0$  (до уровня шумовых сигналов). Поэтому указанные незначительные изменения  $\Delta T_{\text{кр}}$  лежат в пределах мето-

дических ошибок экспериментов и их достоверность в общезначимом плане не представляется убедительной.

Надо отметить, что при проведении вышеуказанных исследований характерно проявление размерного эффекта в сверхпроводимости, который носит принципиальный характер, поскольку известно, что при переходе от массивного кристалла к пленочному объекту происходят изменения сверхпроводящих характеристик вещества ( $T_{кр}$ ,  $I_{кр}$ , критического магнитного поля), возрастание роли поверхностных явлений [38].

Кроме того, при использовании сверхтонких пленок имеет место совокупность неконтролируемых факторов, существенно влияющих на достоверность получаемых результатов: шероховатость поверхности подложки, переходные слои на границах пленка – подложка и пленка – электрод, несплошность самой тонкой пленки, влияние механических деформаций, возникающих из-за различия коэффициентов термического расширения пленки и подложки и т. п. Поэтому наблюдаемые в большинстве работ изменения под действием поля  $\Delta T_{кр} \sim 2$  К можно считать достаточно грубой оценкой, характерной только для супертонких ВТСП-пленок.

Часть указанных проблем при исследовании полевого эффекта в сверхпроводнике можно решить, используя методику электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Установлено [39–41], что в керамических и монокристаллических сверхпроводниках  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  и  $EuBa_2Cu_3O_{7-x}$  при температурах 77–93 К в области малых магнитных полей ( $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$  Тл) в ЭПР-спектре наблюдается линия поглощения, интенсивность которой при изменении  $T$  коррелирует с температурной зависимостью сопротивления образца. Показано также, что метод ЭПР достаточно информативен относительно основных параметров, характеризующих сверхпроводящие свойства образца: температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние  $T_{кр}$ , протяженности области перехода  $\delta T_{кр}$ .

Целью предлагаемой работы является исследование влияния поля поляризации в сегнетоэлектрической пленке на изменения спектра парамагнитного резонанса в ВТСП-пленках и определение степени влияния электрического поля на свойства приповерхностных слоев относительно толстых сверхпроводящих пленок, свободных от проявления размерных эффектов.

**Методика эксперимента.** Объектом исследований служила трехслойная тонкопленочная структура: ВТСП (Y–Ba–Cu–O) – (Y–Ba–O) – PZT ( $Zr_{0,46}Ti_{0,54}$ ) с толщиной пленок ВТСП и PZT 0,1–0,5 мкм и диэлектрической прослойки Y–Ba–O 5–20 нм. Данная структура синтезировалась *in situ* на поверхности сапфировых подложек методом ВЧ-распыления в кислороде при температуре подложки 600–650 °С и скорости осаждения 0,05–0,1 мкм/ч. Площадь структуры составляла 2 см<sup>2</sup>. Каждая из пленок отличалась ярко выраженной текстурой (001) с размерами зерен 0,3–0,5 мкм. Температура перехода ( $T_{кр}$ ) ВТСП-пленок в сверхпроводящее состояние, определяемое как четырехзондовым методом, так и ЭПР-методикой, 85–86 К, протяженность перехода  $\delta T_{кр} = 2$  К.

Величина переключаемого заряда при смене направления поляризации в PZT-пленках при напряжении 5–15 В составляла 10–30 мкКл/см<sup>2</sup>. Особенности переключения направления поляризации в таких пленках и их характеристики описаны в работах [42, 43].

Измерение величины заряда, переключаемого в сегнетоэлектрической пленке при изменении направления поляризации, проводилось с применением известной методики интегрирования тока, прошедшего через образец за время действия импульса напряжения. Исследования состояния сверхпроводимости в ВТСП-пленке осуществлялись при помощи ЭПР-спектрометра с цилиндрическим резонатором (колебаниями типа  $H_{011}$ ) и частотой клистро-на 9,4 ГГц при частотах модуляции магнитного поля 975 кГц и 50 Гц. Образец размещался по центру резонатора в пучности магнитной составляющей СВЧ-поля, перпендикулярного внешнему магнитному полю.

Измеряемые параметры:

- 1) относительное изменение интенсивности линии поглощения СВЧ-энергии, зависящей от магнитного поля  $H$ ;
- 2) различия в спектре поглощения при прямом и обратном ходе низкочастотной развертки магнитного поля (гистерезис);
- 3) изменения характеристик 1 и 2 при вариации величины и направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке.

Для исключения влияния на ЭПР-сигнал внешнего электрода, обеспечивающего переключение направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке, и устранения возможных локальных процессов в переходном слое электрод–сегнетоэлектрик использовался жидкий электрод, другим контактом служила сама ВТСП-пленка.

Перед исследованием ЭПР-спектров образец помещался в электролит (дистиллированную воду) и на него подавался импульс напряжения с амплитудой 0–15 В и длительностью 0,1–1,0 с. Новое направление поляризации в сегнетоэлектрической пленке сохранялось в течение длительного времени: более  $10^6$  с.

#### **Результаты исследования структуры сегнетоэлектрик–проводник.**

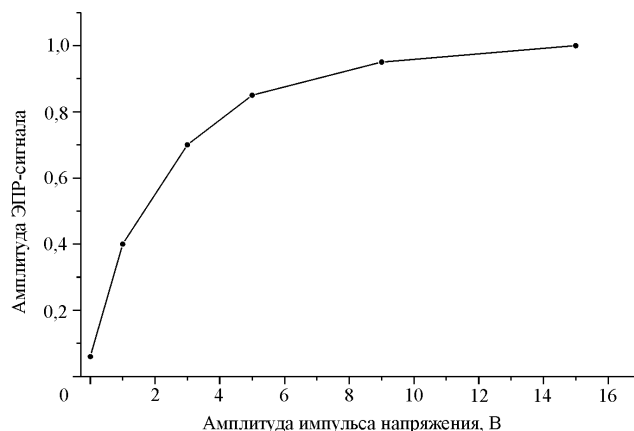
Использование трех методических факторов:

- бесконтактной методики определения параметров тонкого приповерхностного слоя ВТСП-материала;
- методики, исключающей влияние переходного приэлектродного слоя на величину измеряемого сигнала;
- тонкопленочной структуры ВТСП–сегнетоэлектрик с высоким качеством ВТСП-пленки по всему объему образца, в том числе и в приповерхностном слое, когда не проявляется толщинная зависимость параметров ВТСП-пленки, позволило установить следующее.

1. При температуре выше  $T_{кр}$  как для исходных ВТСП-пленок, так и для указанных структур проявляется характерное для проводников нерезонансное поглощение СВЧ-энергии  $P_n$  системой нормальных электронов (за счет токов Фуко). С переходом  $T$  в область меньше  $T_{кр}$  в области малых магнитных полей ( $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$  Тл) появляется ЭПР-сигнал с большой амплитудой (резонансное поглощение  $P_r$ ), что одновременно сопровождается значительным уменьшением  $P_n$  и увеличением добротности резонатора.

2. Непосредственно после осаждения сегнетоэлектрической пленки (когда в ней еще нет выделенного направления поляризации) на поверхность ВТСП-пленки амплитуда ЭПР-сигнала при температуре 77 К уменьшается в 2–3 раза по сравнению с сигналом от исходной ВТСП-пленки.

3. После переключения импульсом напряжения направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке ЭПР-сигнал возрастает до 15 раз (см. рисунок). Одновременно уменьшается поглощение нерезонансной части



СВЧ-энергии. При этом имеет место чувствительность амплитуды ЭПР-сигнала к полярности указанного импульса – асимметрия до 1,3–1,5 раз (она больше в том случае, когда поляризация сегнетоэлектрика производилась при положительном потенциале).

4. Чувствительность амплитуды ЭПР-сигнала к амплитуде импульса напряжения  $V$  имеет тенденцию к насыщению в соответствии с поведением величины поляризации  $P(V)$ , характерным для данной сегнетоэлектрической пленки.

5. При насыщенном состоянии поляризации температура перехода из сверхпроводящего состояния ВТСП-пленки в нормальное увеличивается на 3–4 К по измерениям температуры появления резонансного поглощения СВЧ-энергии.

6. Многократное изменение полярности поляризующего сегнетоэлектрик импульса напряжения сопровождается синхронным воспроизводимым изменением амплитуды ЭПР-сигнала.

7. Контрольный образец ВТСП-пленки (изготовленный одновременно с исследуемым образцом), помещенный в электрохимическую ячейку и подвергнутый аналогичному воздействию импульсов напряжения разной полярности, практически не обнаружил заметного изменения ЭПР-сигнала. Это дает основание исключить влияние окислительно-восстановительных процессов в ВТСП-пленке на проявление эффекта поля.

**Обсуждение результатов.** Основное преимущество ЭПР-методики при изучении сложной тонкопленочной структуры ВТСП–сегнетоэлектрик заключается в том, что этот бесконтактный, высокочувствительный метод позволяет исследовать свойства тонкого слоя вблизи поверхности, в частности вблизи поверхности раздела ВТСП–сегнетоэлектрик, и регистрировать наличие сверхпроводящей фазы независимо от размеров сверхпроводящих включений, наличия или отсутствия связей между ними. Методика измерения СВЧ-поглощения дает возможность эффективно регистрировать влияние полевых эффектов на поверхностную проводимость,  $T_{кр}$  и  $I_{кр}$  в тонкопленочных структурах ВТСП–сегнетоэлектрик.

Резонансный характер явления определяет высокую чувствительность к внешнему электрическому полю той подсистемы носителей заряда, которые локализованы в приповерхностной области с помощью слабого магнитного поля.

Очень сильное влияние поля поляризации сегнетоэлектрика на величину ЭПР-сигнала дает основание полагать, что определяющим фактором проявления указанного эффекта является перераспределение свободных сверхпроводящих носителей заряда в приповерхностном слое ВТСП-пленки, которое изменяет характер резонансного поглощения СВЧ-энергии этими носителями. При этом по мере перехода все большего числа нормальных носителей заряда в категорию сверхпроводящих, который стимулируется полем поляризации в сегнетоэлектрике, уменьшается нерезонансное поглощение и возрастает резонансное. Некоторая асимметрия проявления эффекта модуляции ЭПР-сигнала относительно полярности прикладываемого к структуре напряжения может быть связана со спецификой переключения направления поляризации в сегнетоэлектрической пленке и типом носителей заряда.

**Заключение.** Таким образом, использование толстых ВТСП-пленок, исключение влияния размерного фактора позволяют установить, что реально имеет место значительно более сильная модуляция концентрации носителей заряда в приповерхностных слоях сверхпроводника поляризационным зарядом сегнетоэлектрика, чем это следует из наблюдения эффекта поля с использованием супертонких сверхпроводящих пленок.

Сохранение во времени состояния поляризации в сегнетоэлектрике определяет и длительное сохранение одного из состояний сверхпроводника, т. е. указанная структура обладает долговременной памятью и может быть использована как элемент постоянной памяти, репрограммируемый электрическим полем, в котором считывание информации осуществляется путем измерения параметров ВТСП-пленки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Glover R. E., Sherrill D. M.** Changes in superconducting critical temperature produced by electrostatic charging // *Phys. Rev. Lett.* 1960. **5**. P. 248.
2. **Hebard A. F., Fiory A. T., Eick R. H.** Experimental considerations in the quest for a thin-film superconducting field-effect transistor // *IEEE Trans. Magn.* 1987. **Mag-23**, N 2. P. 1279.
3. **Fiory A. T., Hebard A. F., Eick R. H. et al.** Metallic and superconducting surfaces of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  probed by electrostatic charge modulation of epitaxial films // *Phys. Rev. Lett.* 1990. **65**. P. 3441.
4. **Mannhatr J., Schlom D. G., Bednorz J. G., Muller K. A.** Influence of electric fields on pinning in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films // *Phys. Rev. Lett.* 1991. **67**, N 15. P. 2099.
5. **Xi X. X., Doughty C., Walkenhorst A. et al.** Effects of field-induced hole-density modulation on normal-state and superconducting transport in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1992. **68**, N 8. P. 1240.
6. **Xi X. X., Li Q., Doughty C. et al.** Electric field effect in high  $T_c$ -superconducting ultrathin  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films // *Appl. Phys. Lett.* 1991. **59**, N 26. P. 3470.
7. **Walkenhorst A., Doughty C., Xi X. X. et al.** Electric-field effects on vortex dynamics in ultrathin  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films // *Phys. Rev. Lett.* 1992. **69**, N 18. P. 2709.
8. **Chandrasekhar N., Valls O. T., Goldman A. M.** Mechanism for electric-field effects observed in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films // *Phys. Rev. Lett.* 1993. **71**, N 7. P. 1079.
9. **Lemanov V. V., Kholkin A. L.** Electric-field effect in superconductors (review) // *Fizika Tverdogo Tela.* 1994. **36**, N 6. P. 1537.



10. **Kula W., Sobolewski R.** Electrical-field effect in partially deoxygenated YBCO thin-films // *Physica B*. 1994. **194**, Pt. 2. P. 2083.
11. **Konsin P.** Influence of electric-field on  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  superconducting films // *Physica C*. 1995. **252**, N 1–2. P. 183.
12. **Frey T., Mannhart J., Bednorz J. G., Williams E. J.** Mechanism of the electric-field effect in the high- $T_c$  cuprates (Reply) // *Phys. Rev. B*. 1996. **54**, N 14. P. 10218.
13. **Auer R., Schneider R.** Relationship between electrical transport and hole concentration in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ultrathin films probed by electric fields // *Journ. Appl. Phys.* 1997. **81**, N 7. P. 3237.
14. **Konsin P., Sorkin B.** Electric field effects in high- $T_c$  cuprates // *Phys. Rev. B*. 1998. **58**, N 9. P. 5795.
15. **Ahn C. H., Gariglio S., Paruch P. et al.** Electrostatic modulation of superconductivity in ultrathin  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  films // *Sci*. 1999. **284**, N 5417. P. 1152.
16. **Ahn C. H., Triscone J. M., Mannhart J.** Electric field effect in correlated oxide systems // *NATURE*. 2003. **424**, N 6952. P. 1015.
17. **Morawetz K.** Electric-field dependence of pairing temperature and tunneling in high-temperature superconductors // *Phys. Rev. B*. 2002. **66**, N 17. P. 172508-1.
18. **Sakya K., Awaji T., Matsui K. et al.** Electric-field effect in  $\text{Al/SrTiO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  structure in the normal state // *Jap. Journ. Appl. Phys.* 1992. **31**, N 10A. P. L1411.
19. **Lemanov V. V., Kholkin A. L., Sherman A. B.** YBCO thin films on ferroelectric substrates: the polarization-induced change of superconductive properties // *Supercond. Sci. Techn.* 1993. **6**, N 12. P. 814.
20. **Regnier S., Lampin P., Marfaing J.** Investigation on the low temperature electrical response of ferroelectric-superconducting composites (PST–YBCO) with variable composition // *Czech. Journ. Phys.* 1996. **46**. P. 1255. Suppl. 3.
21. **Dong Z. W., Trajanovic Z., Boettcher T. et al.** Studies of ferroelectric field effects in  $\text{Pt/Pb}(\text{Zr}_{0.5}\text{Ti}_{0.5})\text{O}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  heterostructures // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1997. **7**, N 2. Pt. 3. P. 3516.
22. **Marfaing J., Regnier S., Debierre J. M., Caranoni C.** Insulating-(super)conducting transitions in new ferroelectric-superconductor composites:  $\text{Pb}_2(\text{ScTa})_6 - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  // *Physica C*. 1997. **280**, N 1–2. P. 21.
23. **Berling D., Loegel B., Mehdaoui A. et al.** Investigation of intra- and intergranular coupling of ferroelectric-superconducting composites  $\text{Pb}_2\text{ScTaO}_6 - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  // *Supercond. Sci. Techn.* 1998. **11**, N. 11. P. 1292.
24. **Cao L. X., Zhao B. R., Qin Y. L. et al.** Electric field of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  film modulated by  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$  gate layer // *Physica C*. 1998. **303**, N 1–2. P. 47.
25. **Hu W. F., Shi D. X., Wang T. S. et al.** Ferroelectric/superconductor heterostructures // *Ferroelectrics*. 2001. **264**, N 1–4. P. 1769.
26. **Konsin P., Sorkin B.** The influence of ferroelectric polarization on the superconductivity in ultrathin high- $T_c$  films // *Journ. Phys.: Condensed Matter*. 2001. **13**, N 44. P. 10031.
27. **Aidam R., Fuchs D., Schneider R.** Ferroelectric field effect in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films // *Physica C*. 1999. **328**. P. 21.
28. **Cao L. X., Xu Y., Zhao B. R. et al.** Superconductivity and ferroelectricity of  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  integrated films // *Physica C*. 1996. **266**, N 1–2. P. 143.
29. **Czyzak B., Andrzejewski B., Hilczer B. et al.** Properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x} - \text{Pb}(\text{Sc}_{0.5}\text{Ta}_{0.5})\text{O}_3$  superconducting composites // *Phys. Status. Solidi A*. 1997. **160**, N 1. P. 177.

30. **Hontsu S., Ishii J., Nakamori M. et al.** Metal/ferroelectric/superconductor field effect transistor using  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3/(\text{Y}_{0.6}\text{Pr}_{0.4})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  heterostructures // *Appl. Supercond.* 1998. **6**, N 7–9. P. 367.
31. **Auer R., Brecht E., Herrmann K., Schneider R.** Anisotropic electric field effect in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films grown on (110) $\text{SrTiO}_3$  substrates // *Physica C.* 1998. **299**, N 3–4. P. 177.
32. **Lin L.** Ferroelectric/superconductor heterostructures // *Mat. Sci. & Eng. R-Reports.* 2000. **29**, N 6. P. 153.
33. **Hu W. F., Wang T. S., Shi D. X. et al.** Influence of tilting of  $\text{SrTiO}_3$  substrates on the morphology and superconductivity of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -delta thin films // *Journ. Cryst. Growth.* 2001. **231**, N 1–2. P. 129.
34. **Aidam R., Schneider R.** Growth and characterization of  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  thin films and ferroelectric polarization charging of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  thin films // *Thin Solid Films.* 2001. **384**, N 1.
35. **Matthey D., Gariglio S., Triscone J. M.** Field-effect experiments in  $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -delta ultrathin films using a  $\text{SrTiO}_3$  single-crystal gate insulator // *Appl. Phys. Lett.* 2003. **83**, N 18. P. 3758.
36. **Pavlenko N., Schwabl F.** Microscopic theory of superconductor-ferroelectric heterostructures: Interface charge redistribution // *Phys. Rev. B.* 2003. **67**, N 9.
37. **Findikoglu A. T., Doughty C., Anlage S. M. et al.** DC electric field effect on the microwave properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrTiO}_3$  // *Journ. Appl. Phys.* 1994, **76**, N 5. P. 2937.
38. **Комник Ю. Ф.** Физика металлических пленок. М.: Атомиздат, 1979. С. 169.
39. **Веснин Ю. И., Истомин В. Е., Косцов Э. Г.** ЭПР на свободных носителях заряда в оксидных сверхпроводниках R–Ba–Cu–O // *Письма в ЖТФ.* 1988. **14**, вып. 2. С. 185.
40. **Веснин Ю. И., Истомин В. Е., Косцов Э. Г.** Парамагнитный резонанс в высокотемпературных сверхпроводниках (область малых магнитных полей) // Там же. Вып. 13. С. 1241.
41. **Vesnina Yu. I., Istomin V. E., Kostsov E. G.** Anisotropy of ESR absorption of single crystal of R–Ba–Cu–O superconductors (region of weak magnetic fields) // *JETP Lett.* 1988. **48**, N 6. P. 374.
42. **Baginsky I. L., Kostsov E. G.** Polarization switching kinetics in thin film M–F–M structures // *Journ. Korean Phys. Soc.* 1998. **32**. P. S1730.
43. **Baginsky I. L., Kostsov E. G.** Short-time switching of polarization in thin ferroelectric films // *Integrated Ferroelectrics.* 1996. **13**. P. 195.

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
E-mail: kostsov@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию  
25 августа 2004 г.*