

УДК 539.292

©1994

ЧЕТНЫЙ ЭФФЕКТ ПОЛЯ В ПЛЕНКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ *В.В.Леманов, В.В.Макаров, А.Б.Шерман*

В пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на сегнетоэлектрической керамической подложке $\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{TiO}_3$ под действием приложенного перпендикулярно к поверхности электрического поля независимо от его знака происходит уменьшение сопротивления и повышение температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Величина сдвига температуры в поле 12 kV/cm составляет 0.03 K . Максимум относительного уменьшения сопротивления находится в области перехода и составляет приблизительно 1% . Результаты эксперимента объясняются влиянием упругой деформации, возникающей в подложке при приложении поля.

Известно, что электропроводностью ВТСП-пленок как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии можно управлять с помощью электрического поля, приложенного через слой диэлектрика к поверхности пленки (см. обзор [1]). Знак эффекта определяется знаком поля, т.е. эффект является нечетным. Считается, что изменение электропроводности в этом случае обусловлено изменением концентрации носителей заряда под действием электрического поля.

Изменение сопротивления ВТСП-пленки при приложении поля может быть также связано с ее деформацией, возникающей в результате пьезоэффекта или электрострикции подложки. Как показано в прямых экспериментах по влиянию одноосного и всестороннего давления на свойства YBCO -пленок [2,3], их деформация приводит к изменению сопротивления в нормальном состоянии и сдвигу температуры сверхпроводящего перехода T_c . Вклад упругой деформации в эффект поля в пленках ВТСП обсуждался лишь в одной работе [1]. В пленке YBCO , выращенной на подложке SrTiO_3 , при приложении электрического поля наблюдался не зависящий от знака поля рост сопротивления в нормальной фазе вблизи T_c , что связывалось с электрострикционной деформацией подложки.

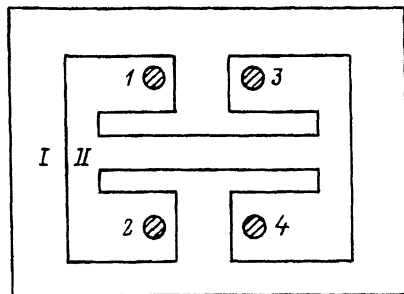
В настоящей работе для исследования эффекта поля в YBCO в качестве подложек использовались керамические пластины $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$, в которых величина x подбиралась таким образом, чтобы ниже $100\text{--}120 \text{ K}$ они находились в сегнетоэлектрической фазе.

1. Методика измерений и экспериментальные результаты

Текстурированные c -ориентированные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ изготавливались методом магнетронного распыления на керамических подложках $\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{TiO}_3$. Толщина подложки 0.5 mm , толщина пленки $0.2 \text{ }\mu\text{m}$.

Рис. 1. Схема структуры.

I — керамическая подложка $\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{TiO}_3$,
II — пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 1-4 — медные электроды. Размеры пленки ограничены сторонами прямоугольника 5×3.5 мм, ширина проводящего канала между контактными площадками 0.5 мм.



Для измерения электропроводности на пленку напылялись четыре медных электрода. Распределение токов в пленке зависит от распределения контактного сопротивления на границе электрод-пленка. В процессе эксперимента, особенно под влиянием температурных и электрострикционных деформаций, может происходить изменение этого распределения, что приведет к появлению паразитных сигналов. Для того чтобы ослабить влияние контактов на результаты измерений, пленкам с помощью фотолитографии придавалась форма, показанная на рис. 1. Размеры пленки ограничены сторонами прямоугольника 5×3.5 мм, ширина проводящего канала между контактными площадками 0.5 мм.

Одна пара электродов (например, 1 и 3) служила для пропускания тока через пленку, а другая — для измерения напряжения V . На противоположную поверхность подложки также напылялся медный электрод (затвор), с помощью которого к образцу прикладывалось управляющее напряжение V_G . Ширина этого электрода 1 мм, так что она несколько превышала ширину проводящего канала. В качестве второго электрода для подачи управляющего напряжения использовался один из токовых электродов на пленке. Зарядка полученного таким образом конденсатора осуществлялась от источника напряжения, параллельно выходу которого подключался конденсатор большой емкости ($1 \mu\text{F}$). В момент измерения источник отключался и напряжение на образце поддерживалось зарядом, накопленным в конденсаторе. Это позволяло избежать помех от источника питания. Постоянная времени RC -цепи образец — конденсатор составляла более 10^6 с.

Измерялась зависимость напряжения на пленке V при протекании постоянного тока 0.5 мА от напряжения на затворе V_G . Измерялись также петли гистерезиса поляризации подложки на частоте 50 Гц.

Исследованные пленки в нормальном состоянии имели электропроводность металлического типа. При понижении температуры наблюдался переход, при котором сопротивление пленки падало более чем в 20 раз. Однако во всей исследованной температурной области (до 64 К) сопротивление пленки продолжало подчиняться закону Ома и не зависело от магнитного поля. Это, по-видимому, означает, что и ниже температуры перехода в пленке сохраняются участки с нормальной проводимостью (контакты), включенные последовательно со сверхпроводящими участками (гранулами). Можно предположить, что это связано с тем, что пленки были выращены на керамических подложках. Тогда контакты, унаследованные от межзеренных границ керамической подложки, имеют более низкие температуры сверхпроводящего перехода, чем сами гранулы. В дальнейшем под температурой сверхпроводящего перехода T_c мы будем понимать температуру перехода

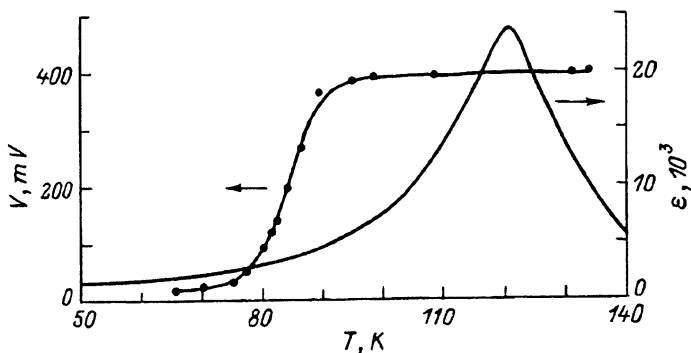


Рис. 2. Температурная зависимость напряжения на пленке YBCO при токе 0.5 мА и диэлектрическая проницаемость подложки BaSrTiO₃.

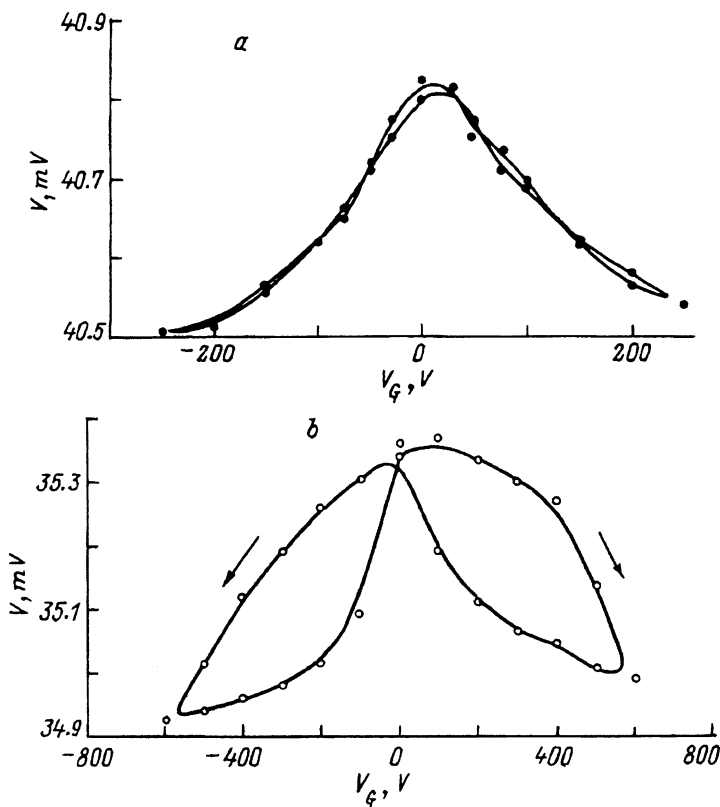


Рис. 3. Зависимость напряжения на пленке V от потенциала затвора V_G . Потенциал затвора изменяется в пределах $-600 \div +600$ (а) и $-250 \div +250$ В (б). $T = 77$ К, измерительный ток 0.5 мА.

для гранул, т.е. начало падения сопротивления. В исследованных пленках T_c находится около 92 К. На рис. 2 приведены температурные зависимости напряжения на пленке и диэлектрической проницаемости подложки. Из этого рисунка следует, что сегнетоэлектрический фазовый переход в подложке происходит при $T_c^F = 120$ К.

На рис. 3 показаны результаты измерения напряжения V на пленке при прохождении через нее тока 0.5 mA при температуре 77 K . Потенциал затвора V_G изменялся от -250 до $+250 \text{ V}$ (a) и от -600 до $+600 \text{ V}$ (b).

На рис. 4 приведены петли гистерезиса поляризации P при $T = 77 \text{ K}$. Сравнение рис. 3, a и 4 показывает, что полевые зависимости V и P существенно различаются между собой. На зависимости $P(V_G)$ наблюдается заметный гистерезис, практически отсутствующий на зависимости $V(V_G)$. Однако при изменении V_G в пределах $\pm 600 \text{ V}$ гистерезис появляется и на графике $V(V_G)$ (рис. 3, b).

Напряжение V и, следовательно, сопротивление пленки падают с ростом напряжения V_G . Вид зависимости $V(V_G)$ мало меняется при изменении знака V_G , т.е. эффект преимущественно четный. Четная и нечетная составляющие V определяются соответственно формулами

$$V_e(V_G) = [V(+V_G) + V(-V_G)]/2,$$

$$V_0(V_G) = [V(+V_G) - V(-V_G)]/2.$$

Зависимость $V(V_G)$ при $V_G = 0$, как следует из рис. 3, оказывается однозначной, что позволяет вести отсчет изменений V_e и V_0 при любом знаке поля от их значений при $V_G = 0$. Рассчитанные таким образом зависимости $\Delta V(V_G) = V(V_G) - V(0)$ для четной ΔV_e и нечетной ΔV_0 составляющих ΔV построены на рис. 5.

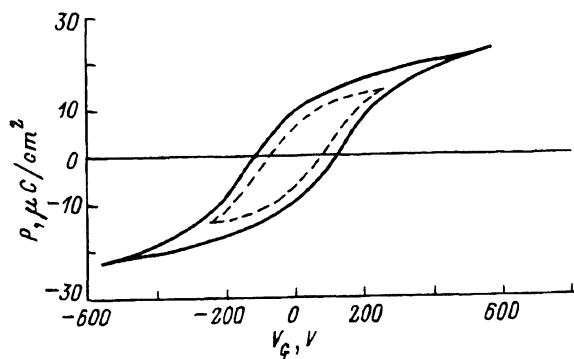


Рис. 4. Зависимость поляризации подложки от потенциала затвора. $T = 77 \text{ K}$.

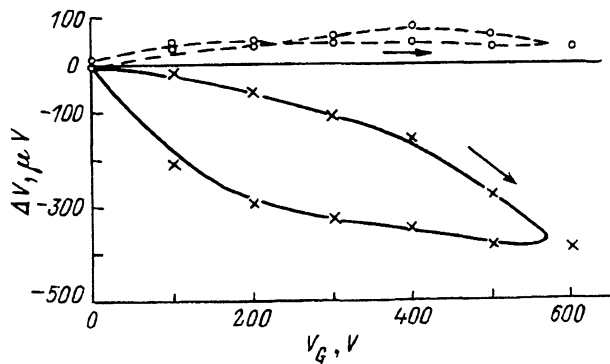


Рис. 5. Зависимость изменения напряжения на пленке от потенциала затвора V_G . $T = 77 \text{ K}$, измерительный ток 0.5 mA . Сплошная линия — четный эффект ΔV_e , штриховая — нечетный эффект ΔV_0 .

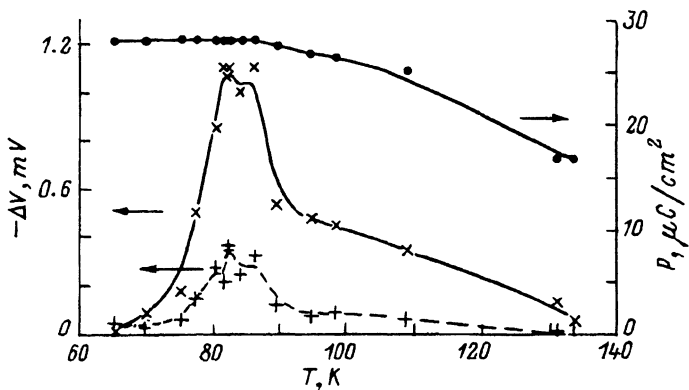


Рис. 6. Температурные зависимости изменения напряжения на пленке и максимальной поляризации подложки при изменении потенциала затвора от 0 до 600 В.

Измерительный ток 0.5 мА. Сплошная линия — четный эффект ΔV_e , штриховая — нечетный эффект ΔV_o .

На рис. 6 построены температурные зависимости ΔV_e и ΔV_o , измеренные при $V_G = 600$ В. Там же приведена температурная зависимость максимальной поляризации P , измеренной при $V_G = 600$ В. Основные результаты состоят в следующем.

Величины ΔV_e и ΔV_o выше T_c^F малы и приближаются к нулю. С понижением температуры их абсолютные величины растут одновременно с ростом P . Однако ниже T_c их рост резко усиливается и наблюдаются пики $|\Delta V_e|$ и $|\Delta V_o|$. При дальнейшем понижении температуры $|\Delta V_o|$ падает медленнее, чем $|\Delta V_e|$. В результате при температуре около 65 К эффект становится в основном нечетным.

2. Обсуждение результатов

Из результатов эксперимента можно заключить, что выше температуры сверхпроводящего перехода наблюдается корреляция между температурной зависимостью эффекта поля и температурной зависимостью поляризации. Поскольку наблюдаемый эффект поля преимущественно четный, можно предполагать, что он действительно связан с деформацией подложки под действием поля.

В то же время в области сверхпроводящего перехода, в которой поляризация подложки остается практически постоянной, наблюдается наиболее сильная температурная зависимость эффекта. В этой же области происходит наиболее быстрое изменение сопротивления пленки. Можно ожидать, что оба этих явления связаны между собой.

Для того чтобы проследить связь температурных зависимостей изменений напряжения ΔV_e и ΔV_o с температурной зависимостью сопротивления, построим температурные зависимости $|\Delta V_e|$, $|\Delta V_o|$ и производной dV/dT в относительных единицах при $V_G = 600$ В (рис. 7).

Оказывается, что четная и нечетная составляющие изменения напряжения имеют сходные температурные зависимости почти во всей температурной области. Это говорит о том, что оба эффекта имеют в основном одинаковое происхождение. Поскольку четная составляю-

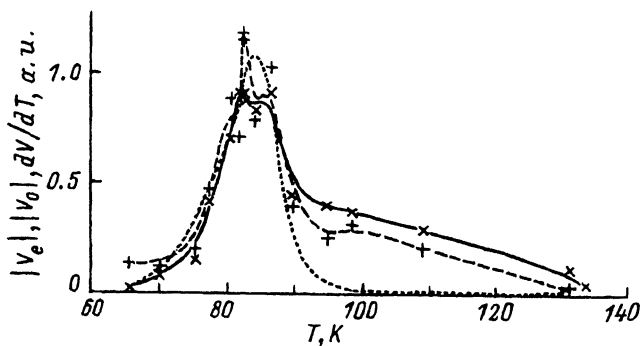


Рис. 7. Температурные зависимости относительных изменений напряжения на пленке $\Delta V_e(T)$ и $\Delta V_0(T)$ при изменении потенциала затвора V_G от 0 до 600 В и температурная зависимость производной dV/dT .

Сплошная линия — четный эффект ΔV_e , штриховая — нечетный эффект ΔV_0 , пунктир — dV/dT .

щая вносит основной вклад в зависимость напряжения от поля, остановимся в первую очередь на природе этой составляющей.

В области вблизи максимума температурная зависимость $|\Delta V_e|$ практически совпадает с температурной зависимостью dV/dT . Это совпадение указывает на то, что функцию $V(V_G)$ ниже T_c можно представить как $V(T_c)$, где $T_c = T_c(V_G)$. Это вытекает из соотношения $dV = -(dV/dT)dT_c$. Подставляя максимальные экспериментальные значения $dV/dT = 30$ мВ/К и $\Delta V_e = -1$ мВ, находим, что под действием напряжения $V_G = 600$ В температура сверхпроводящего перехода повышается на $\Delta T_c \approx 0.03$ К.

Итак, мы нашли, что зависимость изменения напряжения на пленке от напряжения затвора $\Delta V(V_G)$ представляет собой в основном четный эффект, связанный с повышением T_c под действием напряжения V_G . Кажется разумным предположить, что этот эффект вызывается влиянием на T_c деформации пленки, возникающей вследствие деформации подложки под действием электрического поля.

Влияние деформации на температуру сверхпроводящего перехода пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ было исследовано в работе [2]. Там же было найдено соотношение, позволяющее оценить сдвиг T_c под действием механического напряжения в плоскости пленки σ_1 : $\Delta T_c/\Delta\sigma_1 = -0.05$ К/кбар. Напряжение $\Delta\sigma_1$ связано с деформацией ΔS_1 соотношением $\Delta\sigma_1 = c_{11}\Delta S_1$, где жесткость $c_{11} = 2.74 \cdot 10^3$ кбар [2]. Таким образом, повышению температуры на величину $\Delta T_c = 0.03$ К соответствует деформация сжатия пленки $\Delta S_1 \approx -2 \cdot 10^{-4}$.

Оценим теперь по порядку величины изменение деформации ΔS_1 , которое создает поле в нашем эксперименте. Рассмотрим изменение деформации сегнетоэлектрической пластины под действием перпендикулярного поля. Будем считать, что кристаллиты подложки в сегнетоэлектрической фазе имеют тетрагональную симметрию. В этом случае под действием поля в них будут происходить только 90° и 180° переключения поляризации. Если симметрия тригональная, то будут наблюдаться 70° и 110° переключения. Качественно это картину не

изменит. Предположим, что пластина состоит из доменов двух типов с направлениями поляризации, перпендикулярным и параллельным плоскости пластины. Переполяризация многодоменного сегнетоэлектрика происходит в результате смещения 180° и 90° доменных стенок под действием приложенного поля. Все смещения 180° стенок, как известно, не дают вклада в изменение деформации. Поэтому мы будем рассматривать только те изменения поляризации ΔP , которые связаны со смещениями 90° стенок. Тогда отношение $\Delta P/P_s$ определяет относительный объем доменов с перпендикулярной поляризацией. Изменение деформации можно представить в виде

$$\Delta S_1 = (S_2 - S_1)(\Delta P/P_s), \quad (1)$$

где S_1 и S_2 — спонтанные деформации при поляризации, параллельной и перпендикулярной плоскости подложки соответственно; P_s — спонтанная поляризация. Спонтанные деформации в свою очередь могут быть выражены через компоненты тензора электрострикции Q_{ik} и спонтанную поляризацию P_s следующим образом: $S_1 = Q_{11}P_s^2$, $S_2 = Q_{12}P_s^2$. В результате получаем

$$\Delta S = (Q_{12} - Q_{11})P_s\Delta P. \quad (2)$$

Произведения $Q_{11}P_s$ и $Q_{12}P_s$ могут быть выражены через пьезоэлектрические коэффициенты $Q_{11}P_s = (1/2)g_{33}$, $Q_{12}P_s = (1/2)g_{31}$

$$\Delta S = (1/2)(g_{31} - g_{33})\Delta P. \quad (3)$$

Поскольку нам не известны пьезоэлектрические коэффициенты для керамики $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$, мы для оценки воспользуемся их значениями для керамики BaTiO_3 : $g_{33} = 114$, $g_{31} = -47 \text{ cm}^2/\text{C}$ [4].

Выше уже отмечалось, что после выключения напряжения V_G сохраняется заметная остаточная поляризация, но отсутствует остаточное напряжение ΔV_e . Это означает, что остаточная поляризация не создает деформацию, т.е., по-видимому, вызвана главным образом 180° смещениями доменных стенок. Отсутствие гистерезиса на зависимости $\Delta V_e(V_G)$ при изменении V_G в пределах $\pm 250 \text{ V}$ также указывает на то, что при таких напряжениях изменение V связано только с обратной составляющей поляризации. Поэтому исключим из полной поляризации остаточную. Предположим теперь, что в изменение деформации при росте V_G от 0 до 250 V дает вклад все изменение поляризации, превышающее остаточную: $\Delta P(250 \text{ V}) = |P(250 \text{ V})| - |P(0)|$. Иными словами, мы предполагаем, что весь рост $|P|$ выше $|P(0)|$ создается только 90° смещениями доменных стенок. При $P(250 \text{ V}) = 15$ и $P(0) = 7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ из (3) находим $\Delta S \approx -5 \cdot 10^{-4}$. Максимальная величина ΔV при $V_G = 250 \text{ V}$ равна 0.7 mV, т.е. примерно в полтора раза меньше, чем при $V_G = 600 \text{ V}$. Поэтому также в полтора раза оказываются меньше и соответствующие значения температурного сдвига и деформации под действием поля: $\Delta T_c = 0.02 \text{ K}$ и $\Delta S_1 \approx -1.5 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, величина ΔS_1 , рассчитанная из изменения ΔP , по порядку величины совпадает с экспериментальной.

Знак нечетной составляющей ΔV совпадает со знаком обычного эффекта поля в случае дырочной проводимости. Такой эффект, как уже

упоминалось, наблюдался в YBCO и объяснялся влиянием изменения концентрации носителей заряда на пиннинг вихрей. Однако при этом величина ΔV_0 монотонно падала ниже T_c [1], а не проходила через максимум, как в нашем эксперименте. Появление нечетной составляющей может быть связано также с образованием областей пространственного заряда в подложке вблизи контактов с пленкой $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и медным электродом (затвором). В результате распределение напряженности электрического поля в сегнетоэлектрике, а следовательно, и связанные с ним эффекты могут зависеть от знака приложенного напряжения. В пользу такого объяснения говорит тот факт, что как четный, так и нечетный эффекты имеют почти одинаковую температурную зависимость. В то же время ниже температуры максимума $|\Delta V_0|$ не стремится, как $|\Delta V_e|$, к нулю, а перестает зависеть от температуры. Возможно, что в этой температурной области действительно проявляется обычный эффект поля.

Обратимся теперь к результатам для $T > T_c$. В [3] установлена связь между всесторонним давлением P_h и изменением сопротивления монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: $dR/R \approx -10^{-2} P_h$ (kbar). Предположим, что этим же соотношением можно описать изменение сопротивления при сжатии в плоскости, если вместо давления P_h взять напряжение $\Delta\sigma_1$. Основанием для этого может служить тот факт, что как всестороннее сжатие, так и сжатие по двум направлениям в плоскости ab приводят к одинаковому сдвигу T_c в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, если $\Delta\sigma_1 = P_h$ [2]. Тогда, подставляя $\Delta\sigma_1 \approx 0.4$ kbar, соответствующую найденной выше при $V_G = 250$ V величине $\Delta S_1 \approx -1.5 \cdot 10^{-4}$, получаем $\Delta R/R \approx -0.004$. Это значение также по порядку величины совпадает со значением $\Delta V/V \approx -0.001$, полученным в нашем эксперименте вблизи T_c .

Как уже отмечалось выше, хотя при понижении температуры ниже T_c начинается падение сопротивления пленки, в ней сохраняются нормальные участки — контакты между гранулами, сопротивление которых и определяет сопротивление пленки. Таким образом, падение сопротивления на переходе вызвано постепенным переключением последовательно включенных контактов в сверхпроводящее состояние. Эти контакты, по всей видимости, представляют собой прослойки с пониженной концентрацией кислорода, что, как известно, приводит к росту как сопротивления в нормальной фазе, так и температуры сверхпроводящего перехода. Следовательно, измеряемый четный эффект поля во всем температурном диапазоне отражает влияние деформации на сопротивление контактов, а наблюдаемый сдвиг T_c отражает сдвиги температур перехода контактов в сверхпроводящее состояние.

Таким образом, в работе показано, что сопротивление пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, выращенных на сегнетоэлектрической керамической подложке $\text{Ba}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{TiO}_3$, падает под действием приложенного перпендикулярно к их поверхности электрического поля. Поле вызывает сжатие подложки, что в свою очередь приводит к сжатию пленки. В результате уменьшается сопротивление межгранульных контактов, в основном определяющих сопротивление пленки. Ниже температуры начала сверхпроводящего перехода деформация повышает температуры перехода контактов в сверхпроводящее состояние.

Отметим в заключение, что в работе [5], где в качестве подложки для пленок YBCO использовались монокристаллы BaTiO_3 , наблюдался

только нечетный эффект. В пределах точности эксперимента четный эффект зарегистрировать не удалось. Это можно объяснить тем, что в процессе поляризации монокристалла BaTiO_3 в электрическом поле вдоль $\langle 001 \rangle$ происходят 70° переключения доменов, при которых изменяется только знак компоненты поляризации, нормальной к плоскости подложки. Такие переключения не приводят к деформации подложки.

Авторы благодарят Е.П. Смирнову за предоставленные сегнетоэлектрические подложки и измерение диэлектрической проницаемости.

Работа выполнена в рамках Проекта № 92176 Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

Список литературы

- [1] Mannhart J. *Mod. Phys. Lett.* 1992. V. 6. N 10. P. 555–571.
- [2] Belenky G.L., Green S.M., Roytburd A., Lobb C.J., Hagen S.J., Greene R.L., Forrester M.G., Talvacchio J. // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. N 18. P. 10117–10120.
- [3] Almasan C.C., Han S.H., Lee B.W., Paulius L.M., Maple M.B., Veal B.W., Downey J.W., Paulikas A.P., Fisk Z., Schirber J.E. // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 69. N 4. P. 680–683.
- [4] Яффе Б., Кук У., Яффе Г. *Пьезоэлектрическая керамика*. М.: Мир, 1974.
- [5] Леманов В.В., Холкин А.Л., Шерман А.Б. // *Письма в ЖЭТФ*. 1992. Т. 56. № 4. С. 580–584.

Физико-технический институт
им.А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
28 февраля 1994 г.