

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК

В.В.Леманов, А.Л.Холкин, А.Б.Шерман

*Физико-технический институт РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 1992 г.

Исследовано влияние спонтанной поляризации сегнетоэлектрических подложек BaTiO_3 и LiNbO_3 на электрические свойства пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Изменение сопротивления в резистивном смешанном состоянии пленок на подложке BaTiO_3 при изменении направления поляризации составляло около 5%. Установлена корреляция между изменением сопротивления и петлей сегнетоэлектрического гистерезиса. Обнаружены сильные изменения электрических свойств пленок, напыленных на подложки LiNbO_3 с противоположным направлением спонтанной поляризации.

В последнее время уделяется большое внимание изучению влияния электрического поля на свойства пленок ВТСП в структуре сверхпроводник-диэлектрик-металл (например, ¹⁻⁵ и приведенные там ссылки). Предполагается, что электрическое поле, создаваемое связанными зарядами в диэлектрике, экранируется свободными носителями в сверхпроводнике, что приводит к изгибу зон и изменению концентрации носителей в приповерхностном слое порядка радиуса экранирования Томаса-Ферми. В ВТСП эта величина составляет около 5 Å, поэтому заметных эффектов следует ожидать лишь в сверхтонких слоях. В связи с этим во всех предыдущих работах ¹⁻⁵ при изучении эффекта поля использовались пленки YBaCuO с толщиной не более 100 Å. С другой стороны, имеется ряд работ (см. ⁶ и приведенные там ссылки), свидетельствующих о том, что эффект поля может быть существенным даже в объемных образцах керамики ВТСП.

В настоящей работе поставлена задача исследовать влияние спонтанной поляризации сегнетоэлектрика на электрические свойства относительно "толстых" (около 1000 Å) пленок YBaCuO в структуре сверхпроводник-сегнетоэлектрик-металл.

Для выполнения поставленной задачи на сегнетоэлектрические подложки BaTiO_3 плоскость (001) и LiNbO_3 (плоскость, перпендикулярная полярной оси) толщиной 200–500 мкм магнетронным распылением керамических мишеней наносились пленки толщиной около 1000 Å. Напыление производилось в атмосфере газовой смеси аргон-кислород (9:1) при общем давлении в камере 120 мторр. Температура подложек составляла около 700°С. Как обычно, для получения орторомбической фазы пленки после напыления охлаждались до 450°С и выдерживались 15 мин в атмосфере кислорода при давлении 1 бар. Ось с была ориентирована перпендикулярно плоскости подложки. На заднюю поверхность подложки напылялось серебро (затвор), а на поверхности пленки формировались индиевые контакты для измерения сопротивления по методу Ван дер По. Схема исследуемой структуры показана на рис.1. Измерения температурных зависимостей сопротивления проводились при токе 10–50 мкА. В резистивном смешанном состоянии измерительный ток составлял несколько десятков миллиампер, а магнитное поле прикладывалось перпендикулярно

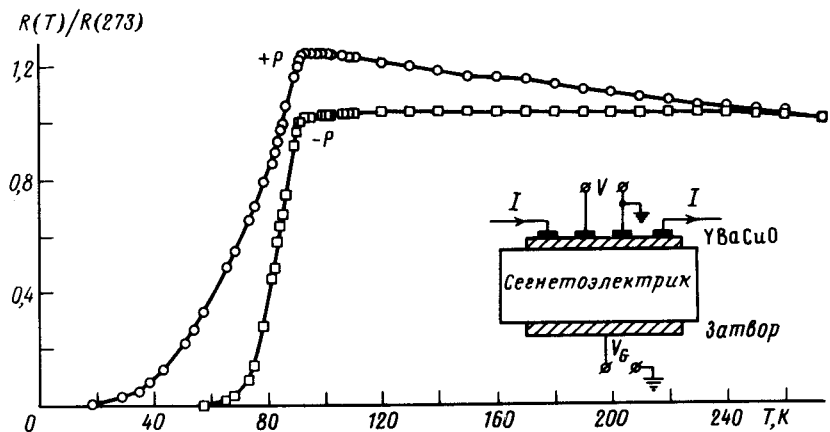


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления пленок на подложках LiNbO_3 , поляризованных в противоположные стороны. $+P$ обозначает поляризацию, направленную к пленке, $-P$ — к затвору

плоскости пленки. Токи утечки при приложении к структуре напряжения 3–4 кВ не превышали 10 мА. Критические токи определялись по уровню 1 мкВ.

На рис.1 представлена температурная зависимость сопротивления пленок, напыленных на подложки из монокристаллов LiNbO_3 на плоскости, перпендикулярные направлению спонтанной поляризации. Знаком $+P$ и $-P$ обозначены пленки на подложках с поляризацией, направленной к пленке и от пленки, соответственно. Напыление пленок проводилось в одном эксперименте в идентичных условиях.

Как видно из рисунка, температура окончания перехода (при $R=0$) пленок на подложках в состояниях $+P$ и $-P$ отличаются почти на 40 К, в то время как температура начала перехода смещается незначительно. Существенно различной оказывается и плотность критического тока при 4,2 К $j_{-P}/j_{+P} \approx 3$.

К сожалению, коэрцитивное поле в объемных монокристаллах ниобата лития при температурах, далеких от точки фазового перехода ($\approx 1200^\circ\text{C}$), столь велико, что переключение поляризации оказывается практически невозможным. С этой точки зрения более удобен титанат бария, BaTiO_3 , в котором поляризация легко переключается в полях порядка 10^3 В/см.

На рис.2 показана температурная зависимость сопротивления плечки YBaCuO на подложке BaTiO_3 при переключении поляризации внешним электрическим полем. Здесь, в отличие от рис.1, наблюдается, в основном, сдвиг зависимостей $R(T)$, а его величина значительно меньше и не превышает 1 К.

На рис.3 показано изменение сопротивления пленки на подложке BaTiO_3 , находящейся в резистивном смешанном состоянии (77 К) при переключении поляризации подложки от $+P$ к $-P$ состоянию с помощью внешнего электрического поля. Здесь же приведена петля сегнетоэлектрического гистерезиса, полученного методом Сойера-Тауера в той же подложке. Как видно из рис.3, наблюдается четкая корреляция между переключением поляризации и изменением сопротивления.

Обсудим кратко полученные результаты. Наиболее сильным влияние по-

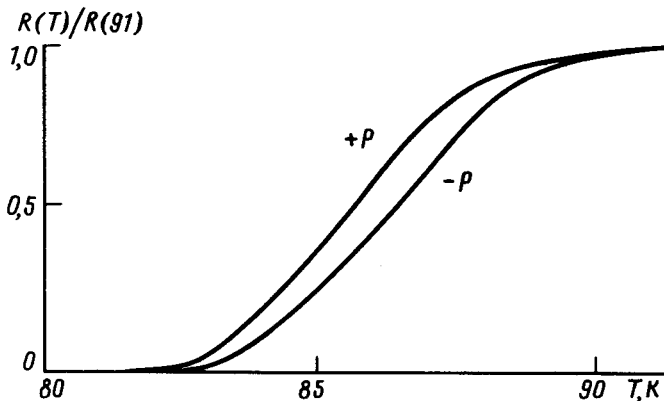


Рис.2. Температурная зависимость сопротивления пленки на подложке BaTiO_3 при переключении поляризации подложки внешним электрическим полем 10 кВ/см

ляризации оказывается в случае ниобата лития: смещение температуры окончания перехода почти на 40 К – наибольшее смещение, которое когда-либо наблюдалось экспериментально. Спонтанная поляризация (то есть поверхностная плотность заряда) в ниобате лития составляет $\approx 70 \text{ мкКл/см}^2$. Проведем сравнение с экспериментами по эффекту поля в структурах ВТСП-диэлектрик-металл. Так, в ⁴ в качестве диэлектрика использовалась пленка SrTiO_3 с $\epsilon = 40$, а внешнее электрическое поле достигало $6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$. Тогда поверхностная плотность заряда оказывается равной $\epsilon \epsilon_0 E \approx 20 \text{ мкКл/см}^2$, то есть в несколько раз меньше, чем для спонтанно поляризованного LiNbO_3 . Соответственно влияние поляризации в ниобате лития должно приводить к эффектам, большим, чем эффект поля в ⁴, что действительно наблюдается на эксперименте. В случае титаната бария компонента спонтанной поляризации, нормальная к поверхности, составляет в наших кристаллах около 7 мкКл/см^2 (при 77 К BaTiO_3 находится в тригональной фазе с полярной осью $\langle 111 \rangle$); это должно приводить к эффектам, на порядок меньшим, чем для ниобата лития, что приблизительно согласуется с экспериментальными результатами. Здесь же следует указать, что в случае LiNbO_3 вклад в наблюдаемый эффект может давать не только прямое влияние поляризации на сопротивление пленок, но и влияние поляризации на сам процесс напыления.

Таким образом, в настоящей работе показано, что спонтанная поляризация сегнетозлектриков приводит качественно к таким же изменениям свойств пленок ВТСП, как и изученный ранее эффект поля в структурах ВТСП-диэлектрик-металл, причем количественно влияние спонтанной поляризации может быть более сильным.

Наличие сильных эффектов в относительно толстых ($\approx 1000 \text{ \AA}$) пленках при радиусе экранирования Томаса–Ферми $\lesssim 5 \text{ \AA}$ показывает, что физика наблюдаемых явлений может быть связана с процессами пиннинга, при которых электрическое поле (поляризация) изменяет силу пиннинга на поверхности пленки и, тем самым, оказывает влияние на решетку вихрей, пронизывающих всю толщу пленки. Окончательное выяснение природы наблюдаемых эффектов требует, конечно, дальнейших исследований.

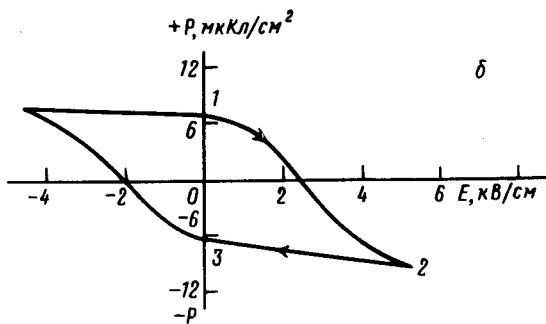
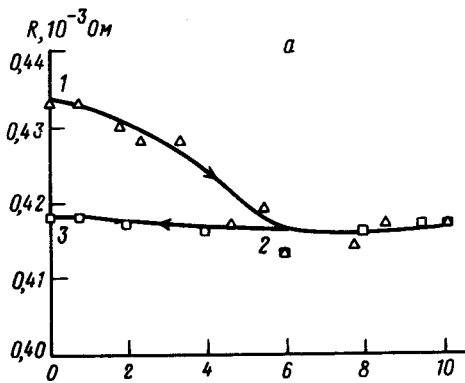


Рис.3. а – Изменение сопротивления пленки на подложке BaTiO_3 при переключении поляризации подложки. Пленка находится в резистивном смешанном состоянии. $T = 77 \text{ K}$, $H = 1,2 \text{ кЭ}$. б – Петля сегнетоэлектрического гистерезиса в той же структуре при 77 K

Авторы благодарны И.Е.Мыльниковой за выращивание монокристаллов BaTiO_3 , А.В.Беляеву и А.М.Прокофьеву за помощь при напылении пленок и выражают признательность Я.В.Копелевичу и В.В.Макарову за обсуждение работы.

Работа выполнялась в рамках проекта N802 Государственной программы по высокотемпературной сверхпроводимости.

1. J.Mannhart, D.G.Schlom, J.G.Bednorz, and K.A.Müller, Phys. Rev. Lett. **67**, 2099 (1991).
2. X.X.Xi, C.Doughty, A.Walkenhorst, et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1249 (1992).
3. T.Fujii, K.Sakuta, T.Awai, et al., Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L612 (1992).
4. J.Mannhart, J.Ströbel, J.G.Bednorz, Ch.Gerber, Submitted to Appl. Phys. Lett.
5. J.Mannhart, Mod. Phys. Lett. **6**, 555 (1992).
6. Б.И.Смирнов, С.В.Криштопов, Т.С.Орлова, ФТТ, **34**, 8 (1992).
7. В.В.Леманов, С.Т.Павлов, И.С.Пивоваров, Письма в ЖТФ **18**, 55 (1992).