

УДК 537.222; 538.945

©1994

ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

(Обзор)

В.В.Леманов, А.Л.Холкин

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Введение
2. Общие сведения об эффекте поля в полупроводниках и металлах
3. Низкотемпературные сверхпроводники
4. Высокотемпературные сверхпроводники
5. Эффект поля в объемных образцах
6. Структуры сегнетоэлектрик-сверхпроводник
7. Деформационные эффекты
8. Сверхпроводимость и сегнетоэлектричество
9. Диэлектрические слои и их влияние на эффект поля в сверхпроводниках
10. Применение эффекта поля в сверхпроводниковой электронике
11. Заключение

Под действием электрического поля, приложенного к структуре металл-диэлектрик-сверхпроводник, происходит изменение электрических свойств сверхпроводника. В обзоре рассматриваются работы по исследованию эффекта электрического поля в низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводниках. Обсуждаются эксперименты на пленочных структурах разного типа и на объемных образцах. Приводятся данные о влиянии спонтанной поляризации сегнетоэлектрического слоя на параметры ВТСП-пленок. Рассматривается возможный вклад деформационных эффектов. В связи с влиянием спонтанной поляризации сегнетоэлектрика на свойства ВТСП-пленок обсуждается проблема сосуществования сегнетоэлектричества и сверхпроводимости в одном материале. Кратко анализируются возможные технические применения эффекта поля в сверхпроводниках, рассматривается работа полевых транзисторов со сверхпроводящим каналом и на эффекте Джозефсона при использовании сегнетоэлектрического затвора.

1. Введение

Хорошо известно, что электрическое поле, приложенное через диэлектрический слой к поверхности полупроводника, может изменять его сопротивление на много порядков за счет изгиба зон и образования областей обеднения или обогащения носителей в приповерхностной области. Этот эффект, называемый эффектом поля, широко используется в различного рода МДП-структурах и лежит в основе работы полевых транзисторов [1]. Эффект поля может наблюдаться и в веществах с металлической проводимостью, при этом его величина оказывается значительно меньше и относительные изменения сопротивления обычно не превышают 10^{-4} [2,3]. Причина малости эффекта заключается в том, что электростатическое поле эффективно экранируется за счет высокой концентрации свободных носителей и проникает в металл на расстояние, равное радиусу экранирования Томаса-Ферми, которое составляет для большинства металлов лишь доли ангстрема. В результате, относительные изменения концентрации, даже в тонких металлических пленках, оказываются малыми и, если металл является сверхпроводником, должны приводить к малым изменениям температуры сверхпроводящего перехода и других критических параметров. Действительно, первые измерения эффекта поля в классических сверхпроводниках In и Sn, проведенные Гловером и Шериллом в 1960 г., показали, что смещение температуры перехода под действием электрического поля чрезвычайно мало и составляет около 10^{-4} К [4]. Дальнейшие исследования проводились преимущественно в сверхпроводниках с низкой концентрацией свободных носителей: теоретически предсказана значительная величина эффекта поля в сверхпроводниках-полупроводниках [5,6], экспериментально изучались сверхпроводящие металлооксиды SrTiO_3 [7] и $\text{Ba}(\text{Pb}, \text{Bi})\text{O}_3$ [8], а также разупорядоченные соединения, близкие к переходу металл-диэлектрик (In-InO_x) [9]. Таким образом, было обнаружено более сильное влияние электрического поля на параметры сверхпроводника, однако величина эффекта оставалась очень малой.

С открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) появились новые возможности для исследования и применения эффекта поля [10,11]. Благодаря необычным свойствам ВТСП (низкая концентрация носителей, большая диэлектрическая проницаемость, аномально малая длина когерентности), эффект поля в них должен проявляться значительно сильнее, чем в низкотемпературных сверхпроводниках. Температура сверхпроводящего перехода в ВТСП чрезвычайно чувствительна к небольшим изменениям концентрации носителей [12-14], что также должно способствовать существенному сдвигу T_c под действием электрического поля. Действительно, уже в первой работе [15], посвященной исследованию влияния электрического поля на сверхпроводимость керамических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), был обнаружен сильный сдвиг температуры перехода, достигавший 6 К. Однако, этот эффект наблюдался лишь при охлаждении образцов в электрическом поле от комнатной температуры и исчезал после нескольких термоциклов. Параллельно начались исследования влияния электрического поля на свойства ВТСП-пленок [16-19]. Своего рода прорыв в этом направлении произошел после появления работы [20], в которой

значительный эффект поля был обнаружен в тонких пленках YBCO. Выяснилось, что эффект поля может служить новым полезным инструментом исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости (как способ управляемого изменения концентрации носителей в одном и том же образце без изменения его стехиометрии) и быть основой для практических применений. В настоящее время сильные изменения параметров ВТСП-пленок под действием электрического поля обнаружены в ряде работ (см. обзоры [21,22]). Рекордные изменения сопротивления ($\Delta R/R \approx 15$) [23], температуры перехода (до 25–30 K) [24], критических токов ($\Delta I_c/I_c \approx 80\%$) [25] позволяют надеяться на успешное применение эффекта поля в полевых транзисторах со сверхпроводящим каналом и ряде других устройств (см., например, [26]).

При использовании в качестве изолирующих слоев сегнетоэлектрических материалов появляются новые возможности, связанные с управлением параметрами сверхпроводника при помощи изменения спонтанной поляризации сегнетоэлектрика. Величина электрического поля, необходимого для переключения спонтанной поляризации, может быть значительно меньше, чем величины полей необходимых для наблюдения эффекта поля в структурах с диэлектрическим изолирующим слоем. Кроме того, на основе структур сверхпроводник-сегнетоэлектрик возможно создание устройств с долговременной памятью [27] по аналогии со структурами полупроводник-сегнетоэлектрик [28]. Эффективность применения сегнетоэлектриков для увеличения эффекта поля была показана для случая низкотемпературных сверхпроводников еще в 1965 г. [29]. Первые результаты исследования эффекта поляризации в ВТСП-материалах продемонстрировали принципиальную возможность управления свойствами сверхпроводника при помощи изменения спонтанной поляризации сегнетоэлектрика [30].

В настоящем обзоре рассматриваются особенности эффекта поля как в низкотемпературных, так и в высокотемпературных сверхпроводниках, обсуждаются возможные механизмы этого эффекта и его практические применения. Особое внимание уделено исследованию структур сверхпроводник-сегнетоэлектрик как наиболее перспективных в научном и практическом отношении.

2. Общие сведения об эффекте поля в полупроводниках и металлах

В физике полупроводников под эффектом поля понимают изменение электропроводности под действием поперечного электрического поля, приложенного к поверхности полупроводника. Если одной из обкладок плоскопараллельного конденсатора является пластина из полупроводника, скажем, *p*-типа, а другой — пластина металла (затвор), то при приложении отрицательного потенциала к затвору полупроводник должен зарядиться положительно, т.е. в нем должны появиться избыточные дырки. Эти добавочные носители будут увеличивать поверхностную проводимость σ :

$$\Delta\sigma = \mu_{\text{eff}} \Delta Q, \quad (1)$$

где $\Delta Q = CV_G$ — индуцированная полем поверхностная плотность заряда, C — емкость структуры, отнесенная к единице поверхности,

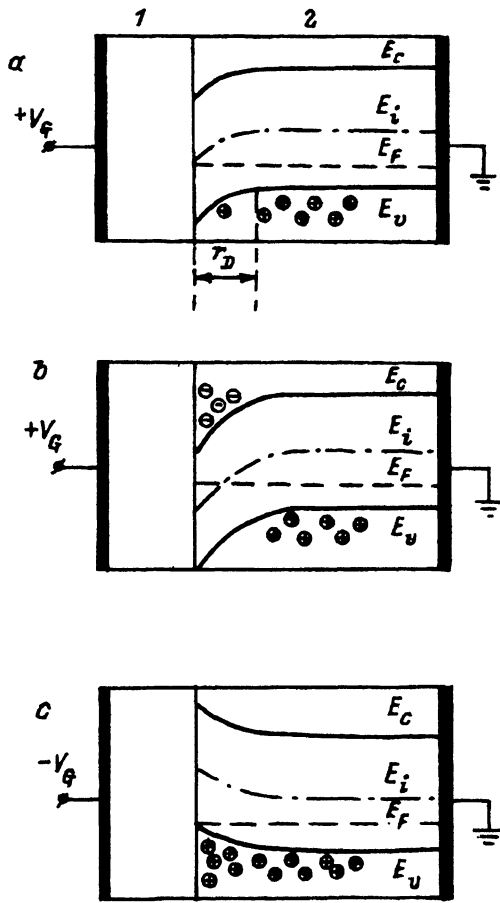


Рис. 1. Обедненный (а), инверсный (б) и обогащенный (с) слои в МДП-структуре на основе полупроводника *p*-типа при различных напряжениях на затворе.

1 — диэлектрик, 2 — полупроводник.

V_G — напряжение на затворе, μ_{eff} — эффективная подвижность, учитывающая отношение подвижного заряда ΔQ к полному заряду, включающему в себя заряд, локализованный на поверхностных состояниях. Изменяя величину и знак напряжения на затворе, можно управлять поверхностным потенциалом, создавая вблизи поверхности полупроводника области обогащения, обеднения и инверсии (рис. 1).

Глубина проникновения поля в невырожденный полупроводник определяется радиусом экранирования Дебая

$$r_D = \left(\frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 n} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, n — концентрация основных носителей.

В металлах и вырожденных полупроводниках эффективная глубина проникновения значительно меньше и описывается радиусом экранирования Томаса-Ферми

$$r_{TF} = \left[\frac{\epsilon}{4\pi e^2} \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E_F} \right]^{1/2} = \left(\frac{\epsilon E_F}{6\pi n e^2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где E_F — энергия Ферми. Выражения (2), (3) могут быть записаны в более удобной для численных оценок форме:

$$r_D(\text{cm}) = 6.9 \left[\varepsilon T(\text{K}) / n(\text{cm}^{-3}) \right]^{1/2}, \quad (4a)$$

$$r_{TF}(\text{cm}) = 6.1 \cdot 10^2 \left[\varepsilon E_F(\text{eV}) / n(\text{cm}^{-3}) \right]^{1/2}. \quad (4b)$$

Пусть толщина металлической пленки равна l . Тогда проводимость металла при воздействии электрического поля в МДМ-структуре будет складываться из проводимости невозмущенного слоя толщиной $l - r_{TF}$ и проводимости в слое с измененной концентрацией толщиной r_{TF} . Если предположить, что весь индуцированный полем заряд участвует в проводимости и поверхностная подвижность носителей не отличается от объемной, то относительные изменения проводимости и концентрации носителей в металлической пленке могут быть записаны в виде

$$\Delta\sigma/\sigma = \Delta n/n = \frac{1}{nl} \int_0^l \Delta n(z) dz = \frac{\varepsilon_d E}{4\pi e l n} \quad (5)$$

или

$$\Delta\sigma/\sigma = 5.5 \cdot 10^5 \varepsilon_d E(\text{V/cm}) / l(\text{cm}) n(\text{cm}^{-3}), \quad (6)$$

где ε_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, $E = V_G/l_d$ — электрическое поле, приложенное к МДМ-структуре, l_d — толщина диэлектрика, $\Delta n(z)$ — локальное изменение концентрации носителей в направлении, перпендикулярном плоскости границы раздела металл-диэлектрик. Таким образом, относительное изменение концентрации тем больше, чем больше произведение $\varepsilon_d E$ и меньше толщина металлического слоя l . Оценивая r_{TF} и $\Delta n/n$ для обычного металла и диэлектрика ($n \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $\varepsilon \approx 1$, $E_F \approx 1 \text{ eV}$, $\varepsilon_d \approx 10$, $l \approx 50 \text{ \AA}$, $E \approx 10^5 \text{ V/cm}$), получим $r_{TF} \approx 0.2 \text{ \AA}$, $\Delta n/n \approx 10^{-5}$.

В металлах, обладающих сверхпроводящими свойствами, можно ожидать влияния электрического поля на основные критические параметры, так как они зависят от концентрации носителей. Изменения концентрации, вызванные приложением электрического поля к сверхпроводнику в нормальном состоянии, должны приводить к изменению плотности состояний на уровне Ферми и, в соответствии с теорией БКШ, к изменению сверхпроводящей щели и критической температуры T_c . В электронном сверхпроводнике температура сверхпроводящего перехода должна возрастать при положительном напряжении на затворе, т.е. при индуцировании отрицательного заряда в сверхпроводнике. Таким образом, кроме изменения сопротивления в нормальном состоянии, эффект поля должен вызывать сдвиг T_c при изменении концентрации носителей вблизи границы раздела сверхпроводник-диэлектрик. Эти и последующие рассуждения справедливы, разумеется, если модель Томаса-Ферми, описывающая экранирование электрического поля в нормальных металлах и вырожденных полупроводниках, применима также к сверхпроводникам.

Для проявления эффекта поля в сверхпроводниках важную роль играет не только величина концентрации носителей, но и соотношение между длиной когерентности ξ и радиусом экранирования электрического поля r_{TF} . Уже в работе [31] отмечалось, что сверхпроводники, в которых впервые наблюдался эффект поля (In, Sn), являются крайне неблагоприятными объектами для таких измерений, поскольку в них длина когерентности ($\xi \approx 10^3 \text{ \AA}$) значительно превышает r_{TF} . Авторы работы [22] предложили ввести аналогично параметру Гинзбурга-Ландау $\kappa = \lambda/\xi$ (λ — глубина проникновения), учитывающему влияние магнитного поля на сверхпроводник, параметр $t = r_{TF}/\xi$, описывающий влияние электрического поля. При $t \geq 1$ сильные изменения концентрации и параметра порядка, вызванные приложением электрического поля, происходят на масштабах длин, превышающих длину когерентности, что должно приводить к сильному изменению сверхпроводящих свойств поверхностного слоя. При $t \ll 1$ параметр порядка стабилизируется соседними слоями, в которые поле не проникает, и изменения температуры перехода в поверхностном слое чрезвычайно малы. В отличие от магнитного поля, электрическое поле воздействует не на градиент, а на саму волновую функцию конденсата, в результате чего изменяется сверхпроводящая щель и все связанные с ней критические параметры. В смешанном состоянии сопротивление сверхпроводника возникает вследствие движения вихрей, поэтому изменение концентрации, вызванное приложением электрического поля, может влиять на параметры сверхпроводника, например, через изменение силы пиннинга [32].

Для исследования эффекта поля в сверхпроводниках используются структуры сверхпроводник-диэлектрик-металл, которые могут иметь различную конфигурацию. На рис. 2 показаны примеры прямой и обращенной структур, которые могут быть использованы в эксперименте. Для случая, показанного на рис. 2,а, на изолирующую подложку напыляется пленка сверхпроводника, а на нее — пленка диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью. Формирование структуры завершается напылением металлического электрода и токовых и потенциальных контактов к сверхпроводнику для измерения его сопротивления четырех зондовым методом.

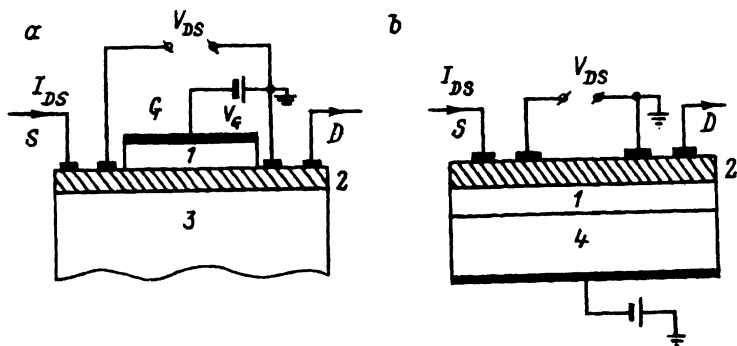


Рис. 2. Типичные пленочные структуры сверхпроводник-диэлектрик-металл для исследования эффекта электрического поля.

1 — диэлектрик, 2 — сверхпроводник, 3 — подложка, 4 — проводящая подложка, G — затвор, S — исток, D — сток.

В структуре, показанной на рис. 2, *b*, подложкой служит кристалл с металлической проводимостью, на который последовательно наносится пленка диэлектрика, пленка сверхпроводника и система электродов. Для получения высококачественных эпитаксиальных пленок ВТСП желательно использовать диэлектрические слои из материалов со структурой перовскита, обладающих высокой диэлектрической проницаемостью (SrTiO_3 , KTaO_3 , BaTiO_3 и др.); поэтому в качестве подложки лучше всего использовать также кристаллы со структурой перовскита с металлической проводимостью. В работе [20] использовалась подложка из кристалла SrTiO_3 с добавкой Nb. В принципе, для этой цели могут быть использованы и другие перовскиты с металлической проводимостью, например, LaNiO_3 , LaTiO_3 , SrRuO_3 , CaRuO_3 , CaMoO_3 , SrCrO_3 [33], а также кристаллы со структурой K_2NiF_4 , например, Sr_2RuO_4 [34]. Удельное сопротивление таких кристаллов в области температур жидкого азота может составлять $10^{-4} - 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$.

В соответствии с полупроводниковой технологией токовые электроды на рис. 2 называются истоком и стоком, а электрод на диэлектрике — затвором.

При исследовании эффекта поля измеряется величина сопротивления между потенциальными контактами $R_{DS} = V_{DS}/I_{DS}$, зависящая от напряжения на затворе. В нормальном состоянии, благодаря линейности вольт-амперных характеристик (ВАХ), R_{DS} может измеряться при одном значении тока I_{DS} исток-сток. Примерный вид температурной зависимости R_{DS} для сверхпроводника с дырочным типом проводимости при разных напряжениях на затворе показан на рис. 3. Поскольку, кроме изменения сопротивления, происходит сдвиг температуры сверхпроводящего перехода, наблюдается возрастание относительного изменения сопротивления $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ в окрестности T_c .

В смешанном состоянии при $T < T_c$, когда резистивность вызывается движением вихрей, ВАХ становятся нелинейными и измеряемая величина R_{DS} зависит от измерительного тока. Поэтому необходимо исследование влияния электрического поля на всю ВАХ (рис. 4). В присутствии электрического поля будут изменяться и критический

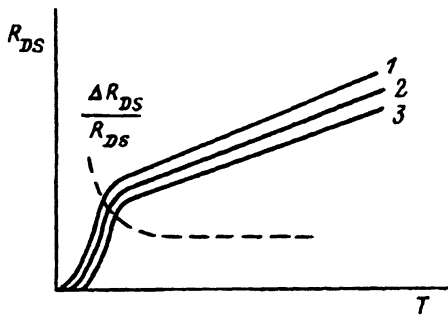


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления исток-сток (R_{DS}) при различных напряжениях на затворе в сверхпроводнике с дырочным типом проводимости.

Штрихи — относительное изменение R_{DS} в области сверхпроводящего перехода.
1 — $V_G > 0$, 2 — $V_G = 0$, 3 — $V_G < 0$.

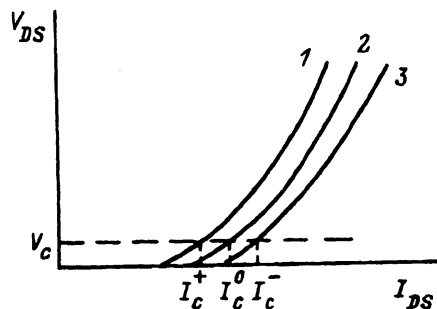


Рис. 4. ВАХ в смешанном состоянии сверхпроводника с дырочным типом проводимости при воздействии электрического поля.

I_c^+ , I_c^0 , I_c^- — токи сверхпроводника при $V_G > 0$ (1), $V_G = 0$ (2), $V_G < 0$ (3).

ток I_c , определяемый, обычно, по току при заданном значении напряжения V_c (рис. 4). При этом относительные изменения критического тока будут отличаться от относительных изменений сопротивления. Связь между ними зависит от формы ВАХ и отношения измерительного тока к критическому току ($k = I_{DS}/I_c$). В простейшем случае степенных ВАХ в предположении, что электрическое поле лишь смещает ВАХ, но не изменяет их форму, связь между относительными изменениями критического тока и сопротивления определяется следующим выражением

$$\Delta I_c/I_c \approx -\frac{k-1}{r} \left(\Delta R_{DS}/R_{DS} \right), \quad (7)$$

где r -показатель степени ВАХ. Таким образом, в зависимости от значений k и r , относительные изменения критического тока могут быть как больше, так и меньше изменений сопротивления и, очевидно, противоположны им по знаку.

Большую роль при измерениях эффекта поля в сверхпроводниках играет сквозной ток I_G , протекающий через диэлектрик при приложении напряжения V_G . Падения напряжения на сверхпроводнике и потенциальных контактах, связанные с этим током, могут вызывать паразитный сигнал, искажающий результаты измерения эффекта поля. В общем случае необходимо, чтобы ток I_G был значительно меньше измерительного I_{DS} , а падение напряжения на контактах, вызванное этим током, должно быть на несколько порядков величины меньше, чем изменения V_{DS} , вызванные эффектом поля. Для проверки влияния тока утечки через затвор обычно изменяют направление и величину тока I_{DS} [20], а также проводят измерения, отключая источник напряжения V_G , когда эффект поля сохраняется за счет накопленного заряда и ток I_G не протекает через контакты к сверхпроводнику [21].

3. Низкотемпературные сверхпроводники

В 1960 г. Гловер и Шерилл [4] впервые сообщили об изменении сопротивления и температуры сверхпроводящего перехода в тонких ($l = 60 \div 120 \text{ \AA}$) пленках In и Sn. В их экспериментах были использованы структуры типа изображенной на рис. 2, *b*, но вместо диэлектрической пленки использовались пластинки слюды толщиной 5μ , на противоположные стороны которых напылялись пленки исследуемого сверхпроводника и золота. Относительное изменение сопротивления в нормальном состоянии, вызванное приложением электрического поля $E \approx 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, по порядку величины соответствовало изменению числа носителей, приходящемуся на один атом ($\approx 2 \cdot 10^{-5}$). В окрестности сверхпроводящего перехода наблюдался максимум ΔR , связанный со сдвигом T_c под действием электрического поля (рис. 5). Смещение температуры перехода рассчитывалось из величины ΔR и известного температурного коэффициента сопротивления пленки в области перехода. Оказалось, что, несмотря на одинаковый характер проводимости в нормальном состоянии, сдвиги температуры перехода в In и Sn противоположны по знаку: $\Delta T_c(\text{In}) = -0.8 \cdot 10^{-4}$, $\Delta T_c(\text{Sn}) = 0.7 \cdot 10^{-4} \text{ K}$. Наблюдаемые эффекты были нечетными по полю, что исключало влияние возможных электрострикционных деформаций в подложке на T_c .

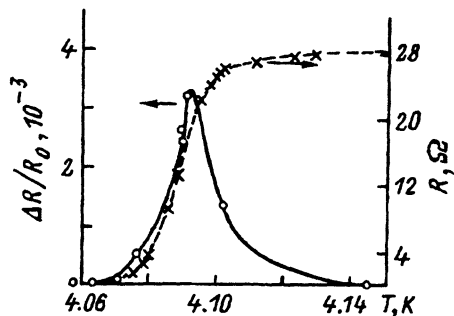


Рис. 5. Сверхпроводящий переход и изменения сопротивления в пленке In, толщиной $l = 70 \text{ \AA}$, вызванные электрическим полем $2.6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ [4]. $R_0 = 28 \text{ \Omega}$, $V_G > 0$.

В последующих работах [9,35–37] исследовались и другие сверхпроводники Al, Tl, Bi, Ga, Pb, а также композиты In–InO_x. Результаты этих исследований подробно проанализированы в обзоре Хебарда и Фиори [10], посвященном исследованию эффекта поля в низкотемпературных сверхпроводниках. Смещение температуры сверхпроводящего перехода под действием электрического поля наблюдалось во всех указанных материалах, однако величина и знак эффекта были различными. Как показали эксперименты, величина относительного сдвига температуры перехода $\Delta T_c/T_c$ связана линейным соотношением с изменением концентрации носителей, отнесенным к числу атомов в единице объема N_A

$$\Delta T_c/T_c = \alpha (\Delta n/N_A), \quad (8)$$

где α — постоянный коэффициент, различный для разных сверхпроводников и не зависящий от толщины пленки. Анализ экспериментальных данных [10] позволил установить некоторые эмпирические закономерности. Для одной группы сверхпроводников (In, Sn, Al, Tl) индуцированные электрическим полем изменения нормальной проводимости $\Delta \sigma_n$ и температуры перехода ΔT_c противоположны по знаку, а коэффициент α по порядку величины равен 1. Для других сверхпроводников (Bi, Ga, Pb, In–InO_x) знаки $\Delta \sigma_n$ и ΔT_c совпадают и $\alpha \ll 1$. Авторы [35–37] полагают, что эти различия могут быть связаны с величиной коэффициента электрон-фононной связи, т.е. сверхпроводники первой группы относятся к сверхпроводникам со слабой связью, а сверхпроводники второй группы — к сверхпроводникам с сильной связью. Индуцирование отрицательного заряда в сверхпроводящей пленке (приложение положительного напряжения на затвор) может вызывать как увеличение, так и уменьшение проводимости в нормальном состоянии. Только в пленках Bi и In–InO_x при индуцировании отрицательного заряда наблюдалось одновременное увеличение σ_n и T_c , как и следовало ожидать при использовании модели свободных электронов и формул теории БКШ для электронного сверхпроводника (увеличение концентрации приводит к увеличению плотности состояний на уровне Ферми и, следовательно, к росту T_c). Для всех исследованных сверхпроводников изменения T_c и сопротивления в нормальном состоянии были обратно пропорциональны толщине сверхпроводящей пленки, в соответствии с выражением (5).

Следует отметить, что изменение числа носителей в сверхпроводящей пленке может быть достигнуто не только за счет приложения внеш-

него электрического поля, но и за счет присутствия слоя инородных атомов на поверхности. Так, например, при окислении поверхности ряда сверхпроводящих пленок наблюдался сдвиг температуры перехода, противоположный по знаку сдвигу T_c при подаче положительного напряжения на затвор (т.е. при индуцировании отрицательного заряда в пленке) [37,38]. Величина сдвига по порядку величины соответствовала сдвигу T_c для эффекта поля и была обратно пропорциональна толщине пленки. Это дало основание предполагать, что окисление и диффузия кислорода приводят к возникновению электрического поля и обеднению электронов вблизи поверхности пленки. В ряде других работ (см., например, [39,40]) сообщалось об изменениях температуры перехода, обусловленных осаждением различных диэлектрических слоев на сверхпроводящую пленку. Природа этих эффектов в настоящее время не ясна, и их обсуждение выходит за рамки настоящего обзора.

В работе [41] сделана попытка теоретического обоснования результатов работ [35-37]. В предположении, что температура перехода определяется граничными условиями для волновой функции конденсата на поверхности, вычислено изменение фазы волновой функции при наличии электрического заряда на поверхности. Для расчета сдвига фаз использовалось модифицированное правило сумм Фриделя с учетом несохранения зарядовой нейтральности. Для величины относительно изменения температуры перехода получена простая формула

$$\Delta T_c/T_c = -(1/2zg)(\Delta n/N_A), \quad (9)$$

где g — константа связи в теории БКШ, z — валентность. При индуцировании отрицательного заряда в электронном сверхпроводнике ($\Delta n > 0$) проводимость увеличивается и в соответствии с (9), $\Delta T_c < 0$. Таким образом, объясняются разные знаки изменения проводимости и температуры перехода в In, Sn, Al, Tl. Рассчитанные по формуле (9) теоретические значения α по порядку величины близки к 1. Наилучшее согласие с экспериментом получено для Sn и Al. В рамках этой модели находят объяснение и значения $\alpha \ll 1$ в Bi, Ga, Pb, хотя одинаковые знаки ΔT_c и $\Delta \sigma_n$ в этом случае остаются непонятными.

Другой подход для объяснения сдвига T_c в тонких сверхпроводящих пленках под действием электрического поля продемонстрирован в работе [31]. Показано, что увеличение концентрации носителей в приповерхностной области, связанное с изгибом зон, за счет усиления электрон-электронного взаимодействия может приводить к появлению локализованного сверхпроводящего состояния, которое из-за эффекта близости индуцирует сверхпроводимость в глубине пленки. Приводятся оценки для смещения температуры перехода, полученные при решении системы уравнений Горькова. Однако этот механизм в состоянии объяснить лишь увеличение температуры перехода и не может отвечать за уменьшение T_c , наблюдаемое экспериментально в пленках In, Tl, Ga, Pb [35-37].

Как видно из выражения (5), эффект электрического поля должен быть сильнее в сверхпроводниках с низкой концентрацией свободных носителей. В этой связи наибольший интерес представляют полупроводники, которые при достаточном уровне легирования обладают сверхпроводящими свойствами [5,6]. Рекордсменом в этом смысле являются перовскит SrTiO_3 и твердые растворы на его основе, в

которых сверхпроводимость наблюдалась в диапазоне концентраций $10^{18} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ с максимальной температурой перехода 0.5 K [42,43].¹ В работе [7] приведены результаты исследования эффекта поля в поверхностных слоях SrTiO_3 , легированных Та. Более подробно содержание этой работы изложено в обзоре [11]. При низких уровнях легирования, когда образец еще не являлся сверхпроводником, при приложении электрического поля наблюдались изменения сопротивления на 30–40%. При более высоких уровнях легирования образец переходил в сверхпроводящее состояние и изменения сопротивления в нормальном состоянии составляли несколько процентов. При этом относительные изменения температуры перехода были более значительными, чем относительные изменения сопротивления. Наблюдалось переключение из нормального состояния в сверхпроводящее под действием электрического поля, а также гистерезисные явления.

Как показано в работах [9,10], удобным объектом для исследования эффекта поля являются аморфные пленки In-InO_x . В этих пленках вследствие высокого содержания кислорода ($\approx 60\%$) большинство электронов локализовано и сверхпроводимость наблюдается вплоть до концентраций $n \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. При варьировании условий напыления и отжига легко могут быть приготовлены пленки, близкие к переходу металл-диэлектрик, когда небольшие изменения нормального сопротивления и концентрации носителей, вызванные электрическим полем, могут приводить к значительным сдвигам T_c . Наибольшая величина эффекта поля была получена в неотожженных пленках In-InO_x , когда диэлектриком служили напыленные слои Al_2O_3 (рис. 6). Из рис. 6 видно, что при приложении электрического поля разного знака поверхностное сопротивление пленок в районе сверхпроводящего перехода изменялось более чем на порядок. В нормальном состоянии изменение сопротивления было мало и соответствовало относительному изменению концентрации носителей ($\approx 2\%$). Сдвиг температуры перехода (измеренной по уровню 40% от величины нормального сопротивления) составлял при этом 0.194 K . Максимальное изменение сопротивления

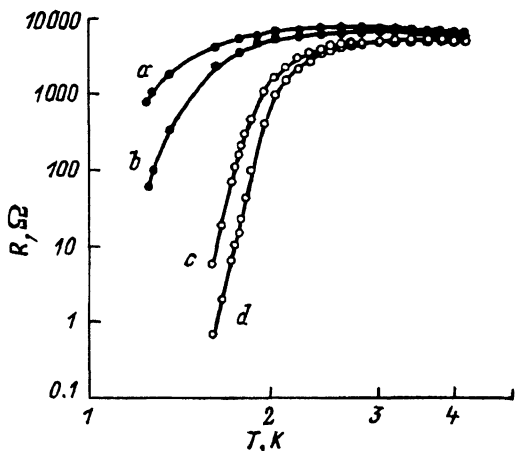


Рис. 6. Влияние электрического поля на сверхпроводящий переход в неотожженных (a, b) и отоженных (c, d) пленках In-InO_x толщиной 63 \AA при индуцировании

$+1.3 \cdot 10^{13}$ (a, c) и $-7.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2$ (b, d) [10].

¹ В нобелевской лекции И.Г.Беднорца и К.А.Мюллера (1987 г.) для $\text{SrTiO}_3:\text{Nb}$ приводится максимальная температура перехода 1.2 K .

(как и в случае пленок In и Sn [4]) наблюдалось примерно посередине сверхпроводящего перехода. Экспериментальные результаты по сдвигу T_c в работах [9,10] сравнивались с теоретической оценкой

$$dT_c/dn = \frac{2g'A}{3g^2(k_F L)^2} (T_c/n), \quad (10)$$

полученной из выражения для температуры перехода в теории БКШ с учетом эффектов локализации носителей в неупорядоченных системах. Здесь k_F — фермиевский волновой вектор, L — длина свободного пробега, A и g' постоянные в разложении константы электрон-фононной связи g по степеням $(k_F L)^{-1}$. Оценка сдвига T_c , полученная из формулы (10), находится в удовлетворительном согласии с экспериментом для пленок In-InO_x.

Таким образом, в большинстве низкотемпературных сверхпроводников эффект поля проявляется в виде очень малых изменений сопротивления и критической температуры. Исключения составляют сверхпроводники с низкой концентрацией носителей (SrTiO₃ и In-InO_x), в которых эффект поля относительно велик. Ввиду сложности явлений, происходящих на границе сверхпроводника и диэлектрика, теория эффекта развита недостаточно, в частности не объяснены, остаются даже разные знаки эффекта поля в различных сверхпроводниках.

4. Высокотемпературные сверхпроводники

После открытия ВТСП появились надежды на увеличение эффекта электрического поля и его использование в фундаментальных исследованиях и в практических устройствах. Действительно, ВТСП-материалы обладают низкой концентрацией свободных носителей, на 1–2 порядка меньшей, чем в низкотемпературных сверхпроводниках, и большой диэлектрической проницаемостью. Это должно приводить к значительному увеличению глубины проникновения электрического поля. Так, для YBa₂Cu₃O_x, используя значения $\epsilon \approx 100$ [44], $E_F \approx 1$ eV, $n = 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³, с помощью (4b) получим $r_{TF} \approx 10$ Å. По-видимому, эта величина является верхней оценкой для глубины проникновения электрического поля в YBCO.

Помимо низкой концентрации носителей, ВТСП-материалы обладают также аномально малой длиной когерентности, сравнимой с параметром элементарной ячейки. Это приводит к тому, что в ВТСП в отличие от низкотемпературных сверхпроводников $r_{TF} \geq \xi$. Вследствие малой длины когерентности становится возможным получение сверхтонких пленок толщиной в 1–2 постоянной решетки без потери сверхпроводящих свойств. Подложками для получения таких пленок могут служить кристаллы со структурой перовскита (например, SrTiO₃, KTaO₃, BaTiO₃), обладающие высокой диэлектрической проницаемостью. Подставляя в (6) $\epsilon_D = 10^3$, $n = 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³, $E = 10^6$ V/cm, $l = 50$ Å, получаем $\Delta n/n \approx 0.2$. Таким образом, в тонких ВТСП-пленках можно ожидать относительно большого изменения концентрации носителей и связанного с ним сдвига температуры сверхпроводящего перехода.

Сразу же после открытия высокотемпературной сверхпроводимости появились работы [10,11,45,46], предсказывающие значительный эффект поля в ВТСП-материалах. Так, в [45] рассмотрено проникновение электрического поля в слоистые диэлектрические кристаллы La_2CuO_4 . С помощью решения дискретного уравнения Пуассона показано, что экранирование электрического поля может приводить к металллизации поверхностного слоя и, таким образом, вызывать появление сверхпроводимости.

В работе [46] авторы предсказали не только сдвиг, но и осцилляции температуры перехода при увеличении электрического поля. Природа предполагаемого эффекта связана с осцилляциями плотности состояний, вызванными изменением граничных условий на поверхности, и аналогична природе квантовых осцилляций T_c , наблюдавшихся при изменении толщины диэлектрического слоя на поверхности [47,48].

В работе [49] в рамках теории Гинзбурга-Ландау проанализировано изменение температуры сверхпроводящего перехода на поверхности под действием электрического поля. Предполагалось, что изгиб зон на поверхности, вызванный приложением поля, приводит к изменению плотности состояний и изменению локальной температуры перехода. Оценки показали, что в высококачественных пленках YBCO при использовании SrTiO_3 в качестве диэлектрика сдвиги T_c могут достигать нескольких градусов. При наличии неупорядоченного слоя на поверхности, вызванного, например, нестехиометрией по кислороду, эффект поля может быть существенно меньше и его величина будет определяться в значительной степени параметрами этого слоя. Показано также, что в присутствии проводящего слоя между диэлектриком и сверхпроводником может изменяться не только величина, но и знак эффекта поля.

Первые исследования влияния электрического поля на свойства пленок ВТСП несверхпроводящих составов были проведены в [16-18]. В качестве объектов измерений использовались пленки YBCO с дефицитом по кислороду [16,18] и пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [17]. Исследовались вольт-фарадные характеристики [16,17], а также изменения проводимости в зависимости от напряжения на затворе [18]. Обнаружено уменьшение емкости исследуемых структур на несколько процентов при подаче положительного напряжения на затвор (рис. 7). Такое поведение, как и в случае МДП-структур, может объясняться образованием области обеднения и увеличением эффективной толщины диэлек-

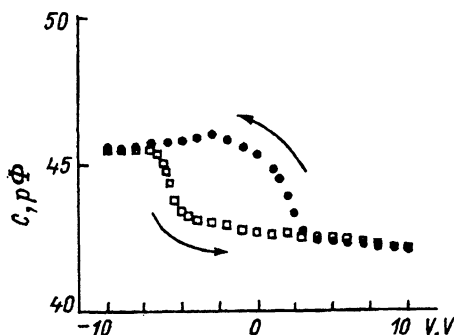


Рис. 7. Вольт-фарадные характеристики в структурах Al/MgO/YBCO при комнатной температуре [16].

Толщина пленки YBCO $l = 1200 \text{ \AA}$, толщина пленки MgO $l_d = 750 \text{ \AA}$.

трика [1]. В структурах Al/MgO/YBCO [16] наблюдался значительный гистерезис, связанный, как полагают авторы, с процессами захвата носителей на ловушки или с движением ионов в диэлектрике. В целом результаты исследования вольт-фарадных характеристик свидетельствовали о применимости к ВТСП-материалам модели, связанной с изгибом зон и образованием областей пространственного заряда, как и в обычных МДП-структурах.

В пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{5,85}$, напыленных на объемные монокристаллы SrTiO_3 , при приложении электрического поля $3 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$ поверхностная проводимость изменялась примерно в 2 раза [18]. При высоких температурах наблюдалось увеличение проводимости при обоих знаках напряжения на затворе. При низких температурах эффект наблюдался только при $V_G < 0$ (обогащение поверхностного слоя). Вычисленная эффективная подвижность была очень высока ($\approx 70 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ при 250 К). Это означает, что практически весь заряд, приложенный к структуре, участвовал в проводимости, а доля захваченных носителей чрезвычайно мала. Индуцированная поверхностная проводимость была близка к e^2/h , что в принципе может быть достаточным для появления поверхностной сверхпроводимости [50]. Однако, индуцированная электрическим полем проводимость, как и проводимость в отсутствие напряжения на затворе, имела полупроводниковый характер. Для объяснения полученных результатов авторами [18] предложена модель, связанная с движением уровня Ферми в области энергий с высокой плотностью локализованных состояний. При этом предполагалось, что обогащенный слой существует и без приложенного напряжения.

В работе [19] впервые исследовался эффект электрического поля в сверхпроводящих пленках YBCO. К поверхности исследуемой пленки толщиной 300–1000 Å прижималась пленка из каптона толщиной 7 μm с напыленным металлическим электродом. Вследствие малой величины диэлектрической проницаемости ϵ_D индуцированный полем заряд не превышал $10^{-1} \mu\text{C/cm}^2$. Это приводило к малым изменениям сопротивления и температуры перехода. Так, для пленки толщиной 300 Å сдвиг температуры перехода составлял всего 0.05 мК. Знак эффекта соответствовал ожидаемому из теории БКШ с учетом дырочного характера проводимости в YBCO. Кроме сопротивления, в нормальном состоянии измерялись также изменения кинетической индуктивности, регистрируемой по изменению взаимной индуктивности двух плоских катушек, расположенных параллельно плоскости пленки. Благодаря модуляции электрическим полем свойств пленок как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, получены данные о температурном поведении эффективной подвижности, эффективной массы и концентрации носителей. Показано, что, за исключением области температур вблизи T_c , концентрация куперовских пар соответствует концентрации носителей в нормальном состоянии.

Таким образом, первые измерения эффекта поля в сверхпроводящих ВТСП-пленках не выглядели обнадеживающими. Большие изменения сопротивления наблюдались лишь в нестехиометрических образцах, в которых сверхпроводимость отсутствовала. В сверхпроводящих пленках YBCO сдвиги температуры перехода оказались того же порядка, что и в ранее исследованных низкотемпературных материалах.

Своеобразным прорывом в этой области, как уже отмечалось, было появление работы [20], в которой значительное увеличение эффекта было достигнуто за счет уменьшения толщины пленки YBCO ($\approx 100 \text{ \AA}$) и улучшения качества поверхности раздела сверхпроводник-диэлектрик. Для измерений использовались структуры, показанные на рис. 2, b. Проводящей подложкой служили кристаллы SrTiO_3 , легированные Nb, а диэлектриком служила пленка SrTiO_3 толщиной 1600 \AA . Изменения сопротивления в нормальной фазе при приложении к затвору напряжения 50 V ($E \approx 4 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$) составляли около 1%. Наблюдалось как обеднение, так и обогащение носителей в поверхностном слое. При этом изменение сопротивления в нормальной фазе соответствовало оценкам для изменения концентрации. Измерения показали значительное увеличение сдвига T_c ($\approx 50 \text{ mK}$) по сравнению с результатами работы [19]. Благодаря ряду дополнительных экспериментов было доказано, что наблюдаемый сигнал не связан с токами утечки, тепловыми эффектами, механическими напряжениями и определяется только эффектом поля.

Более сильные изменения сопротивления в нормальной фазе, превышающие 20% при противоположных направлениях поля, были обнаружены в пленках YBCO толщиной 70 \AA в работе [32]. Наблюдалась значительная асимметрия эффекта: при подаче положительного напряжения на затвор (обеднении основными носителями) изменения сопротивления были большими, чем в противоположном случае. Вследствие малой толщины пленки сверхпроводящий переход был значительно уширен (несколько десятков градусов Кельвина) и сдвиги T_c экспериментально не определялись. На рис. 8 показаны характерные температурные зависимости сопротивления пленки при различных напряжениях на затворе. Еще более сильные изменения сопротивления и критического тока были обнаружены ниже T_c . На рис. 9 показаны ВАХ исследованных пленок при различных температурах. Видно, что наиболее значительные изменения ВАХ происходят при низких температурах. При $T = 4.1 \text{ K}$ относительные изменения критического тока составляли около 50%, т.е. превышали изменения сопротивления в нормальном состоянии более, чем в два раза. Как полагают

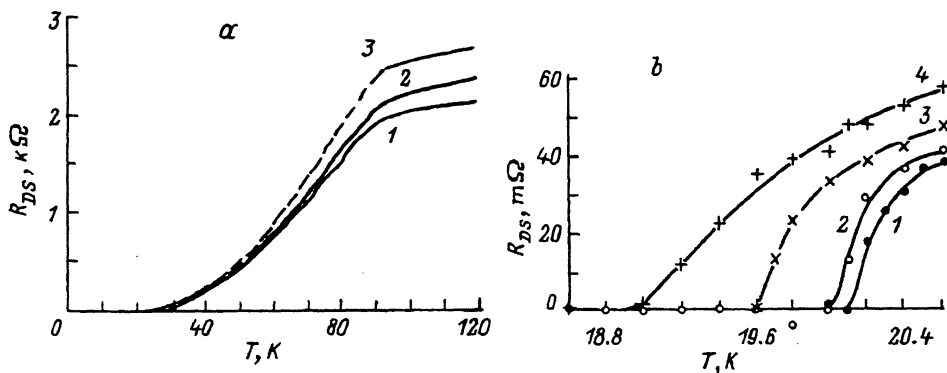


Рис. 8. Температурные зависимости сопротивления пленок YBCO толщиной $l = 70 \text{ \AA}$ при различных напряжениях на затворе [21, 32].

Толщина пленки SrTiO_2 $l_2 = 5000 \text{ \AA}$. а — общий вид, $V_G = -2.2$ (1), 0 (2), 3 (3), 10 V (4); б — вблизи $R_{DS} = 0$, $V_G = -10$ (1), 0 (2), 10 V (3).

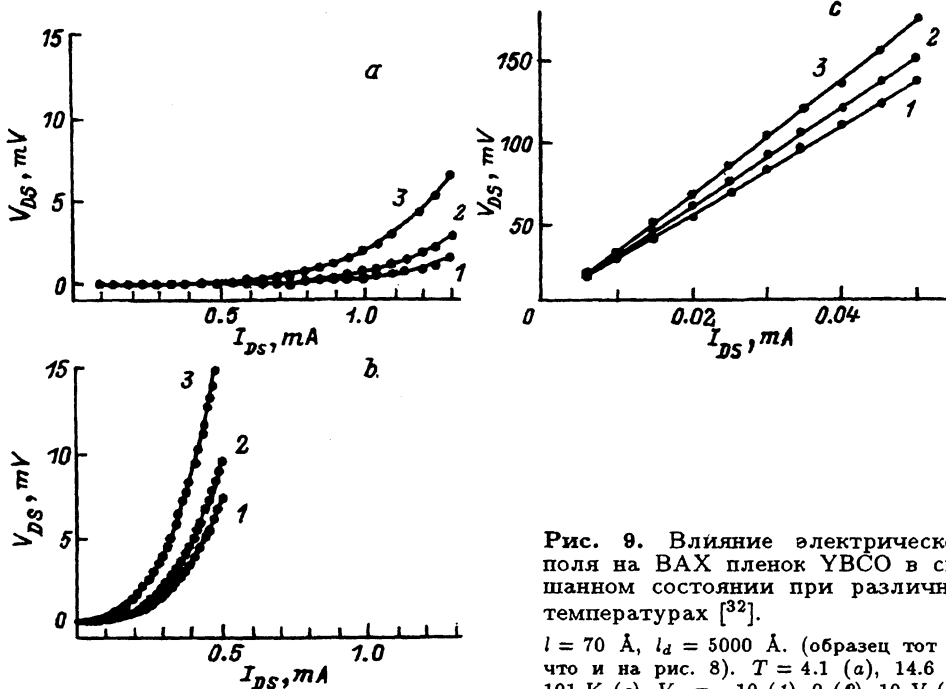


Рис. 9. Влияние электрического поля на ВАХ пленок YBCO в смешанном состоянии при различных температурах [32].

$l = 70 \text{ \AA}$, $l_d = 5000 \text{ \AA}$. (образец тот же, что и на рис. 8). $T = 4.1$ (а), 14.6 (б), 101 K (с), $V_G = -10$ (1), 0 (2), 10 V (3).

авторы [32], изменения критического тока под действием электрического поля связаны скорее с изменением силы пиннинга, чем с изменением параметров слабых связей. В простейшем случае сила пиннинга связана с концентрацией как $F_p \propto 1/\lambda^2 \propto n$ (λ — глубина проникновения). Таким образом, если считать, что для нормального состояния $\Delta R/R = \Delta n/n$, то изменения критического тока, связанные с влиянием электрического поля на пиннинг вихрей, должны быть такими же, как изменения сопротивления в нормальной фазе. Более сильное изменение критического тока может быть обусловлено неоднородностью пленки по толщине и возрастанием концентрации центров пиннинга у границы раздела сверхпроводник-диэлектрик.

Как показали дальнейшие эксперименты, полученная в [32] величина эффекта поля не является предельной. Увеличение эффекта поля в пленках YBCO было достигнуто с помощью уменьшения их толщины до нескольких постоянных решетки [23,25,51,52], а также за счет введения в пленку слабых связей [24].

В работах [23,25,51,52] в отличие от результатов [20,32], наблюдалось значительное увеличение относительного изменения сопротивления в области сверхпроводящего перехода ($\Delta R/R \approx 15$ [23]). Характерные температурные зависимости для изменения критического тока и нормального сопротивления пленок YBCO толщиной 50 \AA в полях $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ показаны на рис. 10 [52]. Из этого рисунка видно, что эффект поля как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии максимален вблизи температуры обращения в нуль сопротивления $T_{c0} = 43 \text{ K}$ ($\Delta R/R \approx 140\%$, $\Delta I_c/I_c \approx 80\%$). При этом изменение сопротивления в

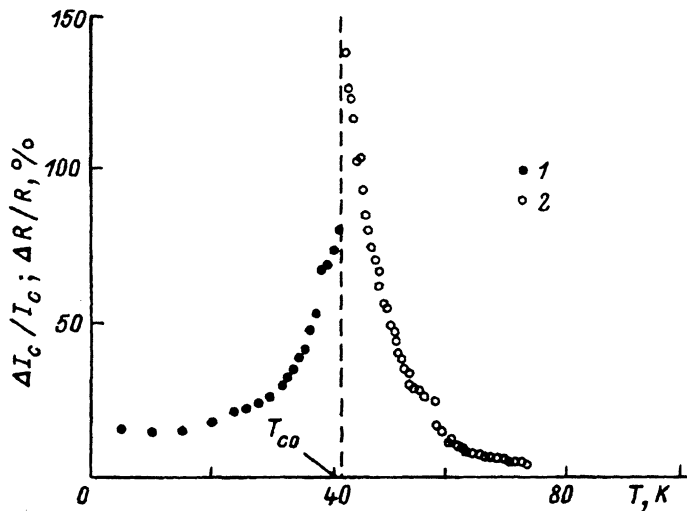


Рис. 10. Температурные зависимости относительных изменений критического тока (1) и сопротивления (2) пленок YBCO толщиной $l = 50 \text{ \AA}$ под действием электрического поля $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ [52]. $T_{c0} = 43 \text{ K}$.

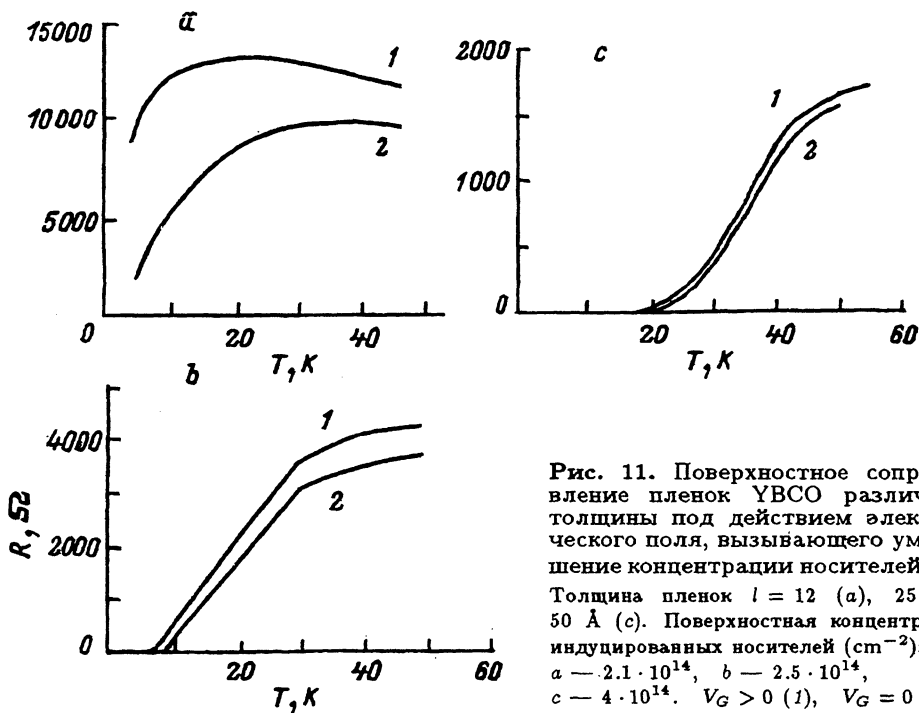


Рис. 11. Поверхностное сопротивление пленок YBCO различной толщины под действием электрического поля, вызывающего уменьшение концентрации носителей [51]. Толщина пленок $l = 12$ (a), 25 (b), 50 \AA (c). Поверхностная концентрация индуцированных носителей (cm^{-2}): $a - 2.1 \cdot 10^{14}$, $b - 2.5 \cdot 10^{14}$, $c - 4 \cdot 10^{14}$. $V_G > 0$ (1), $V_G = 0$ (2).

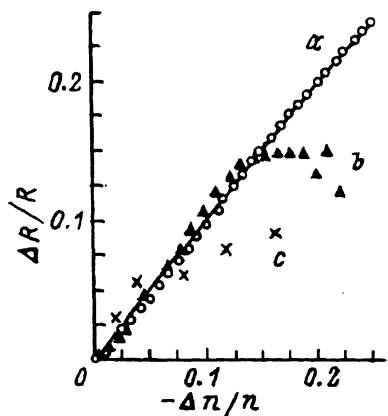


Рис. 12. Зависимость сопротивления в нормальной фазе от индуцированного полем изменения концентрации носителей в пленках YBCO различной толщины.

$l = 12$ (a), 25 (b), 50 Å (c). $T = 50$ К [51]. (Образцы те же, что и на рис. 11).

нормальном состоянии вдали от перехода составляло всего 4.5% и приблизительно соответствовало изменению концентрации. При переходе к более тонким пленкам ширина перехода заметно возрастала, а температура перехода резко падала [51]. При этом, как и следовало ожидать, эффект поля увеличивался с уменьшением толщины пленок (рис. 11). В этой же работе наблюдалась ярко выраженная нелинейность $\Delta R/R$ в нормальном состоянии в зависимости от относительного изменения концентрации $\Delta n/n$ (рис. 12). Такая нелинейность, как полагают авторы [51], может быть связана с перераспределением индуцированных полем дырок между плоскостями CuO_2 и цепочками CuO и/или с изменением механизма рассеяния. Аналогичная зависимость наблюдалась и для относительного изменения температуры T_{c0} , но отклонения от линейности проявлялись при больших значениях $\Delta n/n$. Это означает, что в некоторой области полей дальнейшее увеличение концентрации не изменяет сопротивления в нормальном состоянии, однако сдвигает температуру перехода. В пленках толщиной 25 Å при индуцировании поверхностного заряда $40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ относительный сдвиг температуры перехода составлял $\Delta T_c/T_c \approx 0.22$ ($\Delta T_c \approx 2$ К).

Увеличение эффекта поля может быть достигнуто не только за счет уменьшения толщины пленок [23,25,51,52], но и за счет внедрения слабых связей, в которых экранирование электрического поля может быть значительно меньше, чем в остальных частях образца [24,53].

В работе [24] значительное увеличение эффекта поля в пленках YBCO достигалось с помощью создания сетки хаотически распределенных слабых связей. Для этого перед напылением пленок поверхность подложки SrTiO_3 шлифовалась алмазной пастой с размером частиц $\approx 1 \mu\text{m}$. В результате, сетка царапин глубиной 300 Å инициировала сетку слабых связей в пленке с плотностью $\approx 10^4 \text{cm}^{-2}$. Ниже температуры перехода сопротивление контролировалось слабыми связями. Сильное электрическое поле $6 \cdot 10^6 \text{V}/\text{cm}$ вызывало обеднение носителями и смещение температуры перехода около 10 К (рис. 13). В некоторых образцах смещение температуры перехода составляло 25–30 К. По словам авторов, это самое большое смещение температуры перехода, наблюдавшееся когда-либо при внешнем воздействии

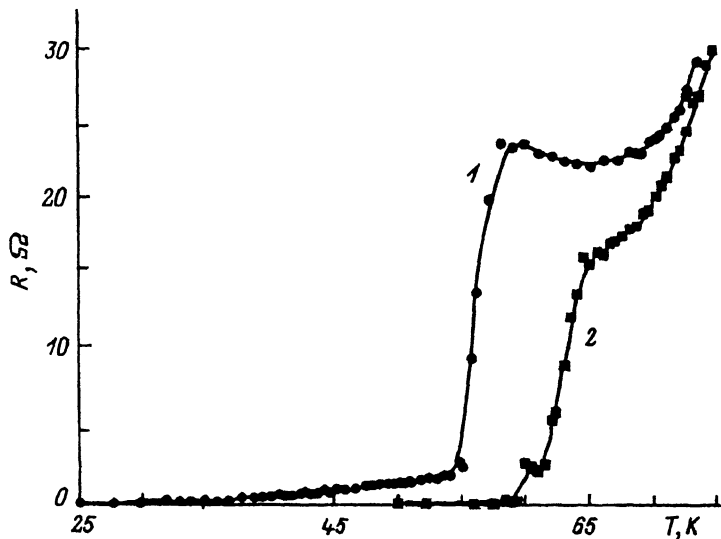


Рис. 13. Влияние электрического поля на температурную зависимость сопротивления в пленке YBCO толщиной $l = 100 \text{ \AA}$ с большим количеством слабых связей [24].

Напряжение на затворе $V_G = 80 \text{ V}$ соответствует электрическому полю $6 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$. V_G (V): 1 — 80, 2 — 0.

на любую сверхпроводящую систему. Нормальное сопротивление изменялось при этом незначительно.

Слабые связи, возникающие в пленках YBCO, обусловлены в основном границами сильно разориентированных зерен (см., например, обзор [54]), поэтому можно ожидать значительного эффекта поля на межзеренной границе. Для этой цели в работе [53] исследовались мостики, проходящие через межзеренную границу, индуцированную бикристаллической подложкой SrTiO_3 . Угол разориентации зерен 36.8° , толщина пленок около 1000 \AA . В нормальном состоянии приложение поля $1.6 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ приводило к относительному изменению сопротивления $\approx 10^{-4}$, что соответствовало изменению концентрации. К сожалению, вплоть до самых низких температур, когда внутри зерен уже устанавливалось сверхпроводящее состояние, граница между зернами находилась в нормальной фазе. Однако, изменения сопротивления при низкой температуре были значительно большими ($\approx 5\%$) и превышали изменения концентрации. Таким образом, было показано, что в принципе эффект поля в области слабой связи может быть сильнее, чем в остальной части сверхпроводника.

Следует отметить, что некоторые авторы наблюдали значительно меньшие изменения критических параметров ВТСП-пленок при сравнимых величинах их толщин и приложенных электрических полей. Так, например, в пленках YBCO толщиной 45 \AA , напыленных на буферные слои PbBaCuO , при приложении электрического поля 10^7 V/cm зарегистрированы максимальные изменения критического тока всего на 2.4% [55]. При этом абсолютное изменение критического тока слабо зависело от температуры.

В работе [56] благодаря использованию буферного слоя PbBaCuO удалось получить высококачественные пленки YBCO толщиной 50 \AA с началом перехода 90 K . Однако в полях $10^5 - 10^6 \text{ V/cm}$ изменения критического тока составляли всего $1-2\%$. При этом, в отличие от результатов предыдущих работ [25,32,52], относительное изменение критического тока $\Delta I_c/I_c$ соответствовало относительному изменению концентрации $\Delta n/n$ и не зависело от температуры.

Столь сильные расхождения результатов работ [23-25,51,52] и [55,56] могут объясняться различной величиной диэлектрической проницаемости слоев SrTiO_3 и разным состоянием границы раздела диэлектрик-сверхпроводник.

Большая величина эффекта поля, обнаруженная в работах [23-25,51,52], позволяет использовать его для исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости в качестве способа обратимого изменения концентрации в широких пределах без изменения стехиометрии. Получаемая при этом информация может существенно дополнить информацию, предоставляемую другими методами. Так, в работе [52] исследовалось влияние электрического поля на динамику вихрей в пленках YBCO толщиной 50 \AA . Магнитное поле прикладывалось параллельно электрическому. Как и в [23], относительные изменения критического тока значительно превышали изменения нормального сопротивления вдали от перехода. Обнаружены две области в активационной зависимости сопротивления от температуры в магнитном поле, при этом энергия активации в этих областях по-разному зависела от приложенного электрического поля (рис. 14). В высокотемпературной области энергия активации изменялась так же, как концентрация носителей, а в низкотемпературной области, — так же как критический ток. Основываясь на этих результатах, авторы [52] делают вывод о том, что низкотемпературная фаза связана с двумерной решеткой вихрей, которая «плавится» при более высоких температурах. В тех же образцах в нулевом магнитном поле наблюдался переход Костерлица-Таулесса, связанный с двумерными флуктуациями. Смещение температуры это-

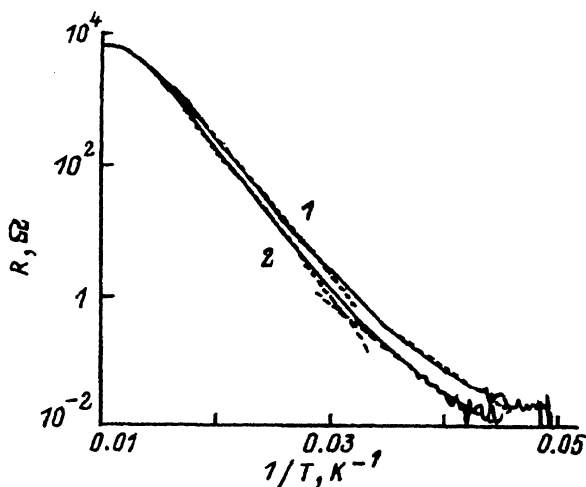


Рис. 14. Влияние электрического поля на сверхпроводящий переход в пленках YBCO толщиной $l = 50 \text{ \AA}$ в магнитном поле 2 T [52]. Напряжение на затворе $V_G = 8 \text{ V}$ соответствует электрическому полю $2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$. $V_G (\text{V})$: 1 — 8, 2 — 0.

го перехода под действием электрического поля было довольно значительным и составляло около 4 К. Сильное изменение критического тока под действием электрического поля объяснялось в этом случае изменением показателя степени ВАХ, пропорционального изменению концентрации носителей.

В работе [57] подтверждены данные [52] о влиянии электрического поля на переход Костерлица-Таулесса в тонких пленках YBCO, хотя смещение температуры перехода оказалось не таким сильным. При более низких температурах сопротивление исследуемых пленок описывалось моделью двумерного крипа. Электрическое поле не влияло на показатель экспоненты ВАХ, а изменяло лишь активационный ток и предэкспоненциальный множитель.

Таким образом, в работах [52,57] продемонстрирована возможность влияния внешнего поля не только на переход из нормального в сверхпроводящее состояние, но и на фазовые переходы в системе вихрей.

В целом для пленок YBCO, по данным разных работ, относительное изменение сопротивления в нормальном состоянии примерно равно относительному изменению концентрации носителей, индуцированному электрическим полем. Такое же соотношение выполняется в ряде работ и для относительного изменения температуры перехода [51], хотя в некоторых работах [19,20] относительное изменение температуры перехода оказалось существенно (до двух порядков) меньшим, чем относительное изменение концентрации носителей. Последнее обстоятельство может быть связано как с разными толщинами пленок, так и с качеством пленок и границ разделов.

Таким образом, интенсивные исследования последних лет привели к значительному увеличению эффекта поля в сверхпроводящих пленках. При сравнимых величинах электрических полей и толщин пленок эффект поля в ВТСП-материалах значительно превышает эффект поля в низкотемпературных сверхпроводниках. Изменения температуры перехода и критического тока, наблюдаемые при исследовании тонких пленок YBCO с тонкими слоями SrTiO_3 в качестве изоляторов, составляют десятки процентов. Эти величины, по-видимому, уже достаточны для ряда практических применений.

5. Эффект поля в объемных образцах

Как отмечалось выше, наибольшего влияния электрического поля на свойства сверхпроводника следует ожидать в сверхтонких пленках, толщина которых сравнима с длиной экранирования Томаса-Ферми. В связи с этим неожиданным явилось обнаружение большого эффекта поля в объемных образцах сверхпроводников (керамика и монокристаллы) [7,8,15,58-63].

Исторически первой работой по исследованию эффекта поля в металлоксидах была работа [7], в которой изучались проводящие монокристаллы SrTiO_3 . Эффект поля был довольно велик, что в принципе, можно было объяснить пониженной концентрацией носителей.

Значительный эффект электрического поля наблюдался в [8] в монокристаллах твердых растворов $\text{BaPb}_{1-x}\text{V}_x\text{O}_3$. Образцы имели толщину 0.3-0.6 мм, а электрическое поле прикладывалось через слюдяные прокладки. При приложении электрического поля 10 kV/cm наблюдался сдвиг температуры перехода, величина которого зависела от

состава. Максимальный сдвиг составлял $\Delta T_c = 0.6$ К при $x = 0.35$ ($T_c = 5$ К). Отмечается, что во всех исследованных образцах приложение поля приводило к увеличению поверхностной проводимости и к уменьшению ширины перехода. К сожалению, в работе приводятся данные только для одного знака поля, который к тому же не указывается. Столь сильное изменение температуры перехода ($\approx 10\%$) в относительно слабом поле является удивительным. Подтверждение или опровержение этого результата в литературе отсутствует.

Еще бóльшие сдвиги T_c были зарегистрированы в работе [15], в которой впервые изучалось влияние электрического поля на свойства ВТСП. К керамическим образцам YBCO толщиной 0.5–1.5 мм прижимались тонкие пластины из слюды с напыленным затвором. Электрическое поле прикладывалось при комнатной температуре, так как при приложении поля при низкой температуре эффект отсутствовал. Исходные образцы имели температуру перехода 92–94 К. После приложения отрицательного напряжения к затвору (≈ 1 кВ) температура перехода возрастала для разных образцов на 2–6 К. Эффект наблюдался лишь при отрицательных напряжениях на затворе и исчезал после нескольких термоциклов (температура перехода возвращалась к первоначальному значению).

В дальнейшем было обнаружено влияние электрического поля, приложенного при комнатной температуре, на критические токи «толстых» ВТСП-пленок [58,59] и критические поля ВТСП-керамик [60]. По-прежнему эффект наблюдался лишь при приложении отрицательного напряжения к затвору, т.е. при обогащении исследуемых образцов дырками. При этом критические токи могли как увеличиваться, так и уменьшаться, в зависимости от температуры, магнитного поля и количества внедренного с помощью ионной имплантации кислорода [58,59]. Наблюдалось изменение не только величины, но и характера температурной зависимости критического тока от температуры. Максимальное изменение критического тока, достигнутое в пленках YBCO толщиной $1 \mu\text{m}$ в полях $5 \cdot 10^5$ В/см, составляло около 100%, что сравнимо по величине с изменением, полученным в работе [52] в пленках YBCO толщиной 50 Å.

В работе [60] изучались температурные зависимости верхнего критического поля керамики $Y_{1-x}Rt_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при приложении отрицательного напряжения к затвору. Критическое поле для данной температуры определялось как поле, при котором сопротивление керамики составляло 10% от нормального сопротивления. В качестве изолирующего слоя использовалась лавсановая пленка толщиной 15–20 μm . Внешнее поле $4 \cdot 10^5$ В/см вызывало увеличение критического поля примерно на 10% и повышало критическую температуру на 0.3–0.4 К. При этом поле влияло только на высокотемпературную часть зависимостей $H_{c2}(T)$, что, по мнению авторов, означало воздействие электрического поля на поверхность гранул, а не на межгранульные связи.

В работах [61–63], в отличие от результатов работ [58–60], обнаружено сильное изменение свойств керамики YBCO при приложении электрического поля при низких температурах. Исследовалось изменение сопротивления в резистивном смешанном состоянии при токах, несколько превышающих критический. Схема эксперимента и основные экспериментальные результаты показаны на рис. 15. Приложение

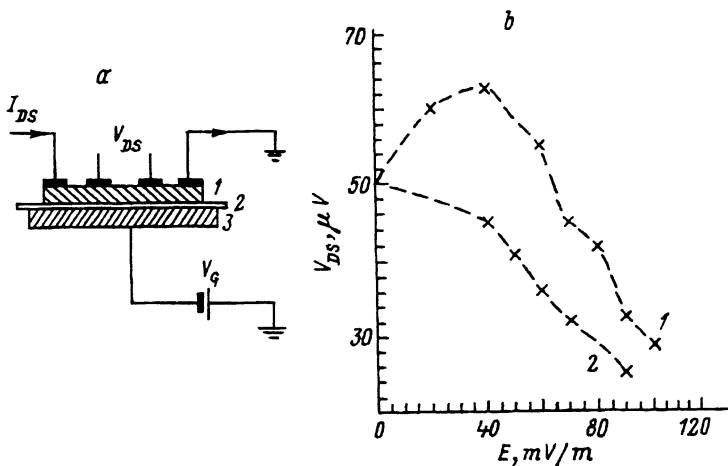


Рис. 15.

а) Схема измерений эффекта поля в объемных образцах. 1 — керамический образец, 2 — диэлектрическая прокладка (фторопласт), 3 — медная пластина (затвор). б) Изменение напряжения между потенциальными электродами (V_{DS}) в керамике YBCO в зависимости от приложенного электрического поля [61]. $V_G < 0$ (1), $V_G > 0$ (2).

положительного напряжения к затвору всегда приводило к уменьшению сопротивления, т.е. эффект был противоположен по знаку эффекту поля, который наблюдался в тонких пленках. При отрицательном потенциале на затворе сопротивление сначала росло, достигало максимума, а при превышении некоего порогового напряжения уменьшалось относительно первоначальной величины. Знак эффекта, таким образом, соответствовал знаку изменения концентрации носителей лишь при достаточно больших отрицательных напряжениях. При приложении поля при комнатной температуре эффект усиливался и, изменяя напряжение на затворе, можно было «вернуть» образец в сверхпроводящее состояние при токе, превышающем критический. С увеличением величины измерительного тока влияние электрического поля уменьшалось. Аналогичное поведение было обнаружено также в Bi-содержащих керамиках [62]. Для выяснения природы наблюдаемого эффекта сопротивление керамики измерялось также в случае, если между ней и диэлектрической пленкой находилась алюминиевая фольга толщиной $15 \mu\text{m}$ [63]. Как показали эксперименты, и в этом случае наблюдалось уменьшение сопротивления. Такое поведение не укладывается в представления об экранировании электрического поля в металлах.

Очевидно, что столь большие эффекты, наблюдаемые в объемных образцах высокотемпературных и низкотемпературных сверхпроводников [8,15,58–63], нельзя объяснить с помощью модели Томаса-Ферми, так как глубина экранирования и изменения концентрации должны быть чрезвычайно малы. Поскольку проявлению эффекта способствует приложение поля при повышенной (комнатной) температуре, естественно в этом случае считать его связанным с термоактивационными процессами, в частности с диффузией кислорода. Можно предположить, что стимулируемая электрическим полем диффузия будет из-

менять стехиометрию по кислороду и степеню разупорядоченности в кислородной подрешетке и приводить к изменению критических параметров объемных образцов [64-66]. Величина коэффициента диффузии может существенно возрастать в присутствии электрического поля, а ее знак будет задаваться знаком приложенного поля.

Оценим расстояние d , на которое могут продиффундировать ионы кислорода за время τ , сравнимое со временем измерений эффекта поля. В работе [67] методом меченых атомов получено выражение для усредненного по плоскости (ab) коэффициента диффузии D в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

$$D(\text{cm}^2/\text{s}) = 1.4 \cdot 10^{-4} \exp(-W/kT), \quad (11)$$

где $W = 0.97$ eV. Поскольку по порядку величины $d \simeq (D\tau)^{1/2}$, для $\tau = 10^3$ с и $T = 300$ К из формулы (11) получаем $d \simeq 10$ Å. Таким образом, даже при комнатной температуре среднее расстояние, на которое могут продиффундировать ионы кислорода, сравнимо с глубиной проникновения электрического поля. При $T \simeq 100$ К такая диффузия практически полностью заторможена и приложение электрического поля не должно приводить к заметным изменениям свойств объемных образцов. Отметим, что в работе [68] из ультразвуковых измерений для движения кислорода в цепочках Cu-O определена значительно меньшая энергия активации $W = 0.6$ eV. В этом случае при указанных выше условиях ионы кислорода могут продиффундировать на расстояние до 10^4 Å, которое также значительно меньше толщины исследованных объемных образцов [8,15,60-63], но сравнимо с толщинами «толстых» пленок [58,59]. В этой связи необходимо отметить, что значительные изменения сопротивления и температуры перехода, обусловленные, по-видимому, упорядочением кислорода, были обнаружены в керамических образцах YBCO после прохождения сильного электрического тока при низких температурах [65].

В работах [69,70] вычислялось изменение концентрации и сопротивления поверхностных слоев ВТСП, обусловленное движением ионов кислорода под воздействием электрического поля. Расчеты, проведенные методом Монте-Карло для нормального состояния [69], показали, что отрицательное напряжение на затворе приводит к упорядочению в кислородной подрешетке, изменению зарядового состояния ионов Cu^{2+} и увеличению концентрации носителей. Таким образом, знак эффекта совпадает со знаком, наблюдаемым в работах [15,59], однако величина индуцированной полем поверхностной концентрации носителей ($\simeq 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) недостаточна для объяснения столь больших эффектов, наблюдаемых в объемных образцах. В этой модели, однако, естественным образом находит объяснение значительная асимметрия эффекта поля в тонких пленках [23,32], связанная, по мнению авторов с постоянным дипольным моментом, обусловленным двухъямным потенциалом для ионов кислорода [71,72] (см. также раздел 8). Следует отметить, что эффект поля в этой модели должен отличаться большими временами релаксации, что не подтверждается экспериментально [23].

В работе [70] рассмотрен эффект поля, обусловленный дипольными моментами, индуцированными электрическим полем в кислородной

подрешетке. Показано, что сопротивление, связанное с пиннингом, будет зависеть от знака электрического поля. Этот эффект также несущественен в объемных образцах, поскольку все изменения происходят на глубине проникновения электрического поля.

Таким образом, природа значительного влияния электрического поля на свойства ВТСП-керамик и «толстых» пленок в настоящее время не находит удовлетворительного объяснения. Это в первую очередь касается экспериментов, связанных с приложением электрического поля при низких температурах [61–63]. Очевидно, что в последнем случае большую роль играют гранулярность образцов и наличие слабых связей, лимитирующих критический ток.

6. Структуры сегнетоэлектрик-сверхпроводник

Как уже отмечалось, использование в качестве изолирующих слоев сегнетоэлектрических материалов предоставляет новые возможности, связанные с управлением параметрами сверхпроводника при помощи спонтанной поляризации. Как и в случае эффекта поля, спонтанная поляризация сегнетоэлектрика вызывает изгиб зон в полупроводнике, приводя к появлению областей обеднения и обогащения и к изменению поверхностной проводимости (рис. 16). В отсутствие внешнего электрического поля плотность заряда на обкладках сегнетоэлектрического конденсатора равна по величине спонтанной поляризации $Q^P = P_s$ и может достигать больших значений. Сравним величины плотности заряда, возникающего при приложении электрического поля к диэлектрику и индуцируемого спонтанной поляризацией. Их отношение может быть записано в виде

$$Q^P/Q^E = 4\pi P/\varepsilon_d E = 1.1 \cdot 10^{13} P_s(\text{C}/\text{cm}^2)/\varepsilon_d E(\text{V}/\text{cm}). \quad (12)$$

Подставляя типичную для сегнетоэлектрика величину спонтанной поляризации $P_s = 10^{-5} \text{C}/\text{cm}^2$ и используя для диэлектрика значение

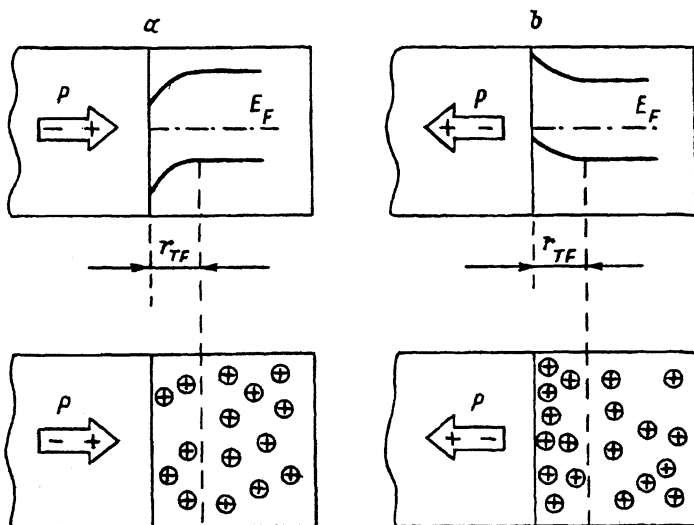


Рис. 16. Обедненный (а) и обогащенный (б) слои в структуре сегнетоэлектрик-полупроводник с p -типом проводимости.

$\epsilon_d = 10^2$, получим, что для создания в диэлектрике той же плотности заряда, что и в сегнетоэлектрике, необходимо приложить поле $E \approx 10^6$ В/см. Это значение близко к пробивному полю в SrTiO_3 [20]. Коэрцитивное поле для переключения спонтанной поляризации оказывается на несколько порядков меньше [73]. При этом, несмотря на то, что в сегнетоэлектрических тонких пленках коэрцитивное поле сильно возрастает, его значение не превышает 10^5 В/см.

Важным преимуществом использования спонтанной поляризации, кроме ее большой величины, является то, что измерения проводятся в отсутствие приложенного поля. В этом случае исключается влияние паразитных токов утечки, а деформационный вклад в изменение сопротивления во многих случаях не зависит от направления спонтанной поляризации.

Использование сегнетоэлектриков в парафазе вблизи точки Кюри, где спонтанная поляризация отсутствует, а диэлектрическая проницаемость еще сохраняет высокие значения (до 10^4 и более), может быть полезным для увеличения индуцируемого полем заряда.

Индуктируемые спонтанной поляризацией изменения свойств сверхпроводников могут сохраняться без приложенного поля в течение длительного времени. Благодаря этому на основе структур сегнетоэлектрик-сверхпроводник, как уже отмечалось, возможно создание элементов памяти [27] по аналогии со структурами сегнетоэлектрик-полупроводник [28]. Переключение спонтанной поляризации может вызывать, в принципе, переключение сверхпроводящей пленки из нормального в сверхпроводящее состояние, в которых отношение сопротивлений будет значительно превышать достигнутое в настоящее время в структурах сегнетоэлектрик-полупроводник [28,74].

Впервые спонтанная поляризация сегнетоэлектрика использовалась для управления свойствами сверхпроводников еще в 1965 г. [29]. Было установлено, что при переключении спонтанной поляризации сегнетоэлектрика триглицинсульфата (TGS), обладающего спонтанной поляризацией $P_s = 2.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, температура сверхпроводящего перехода пленок Sn смещается на 1.3 мК. Это смещение в 20 раз больше, чем в аналогичных экспериментах Гловера и Шерилла [4] с использованием слюды в качестве диэлектрика. При этом знак эффекта соответствовал найденному ранее при измерениях эффекта поля [4]. В работе [29] сравнивалось также влияние изменения спонтанной поляризации TGS и BaTiO_3 на проводимость тонких пленок золота, напыленных на эти подложки. В соответствии с большей величиной $P_s \approx 26 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, эффект проявлялся сильнее в пленках на подложках BaTiO_3 , чем на TGS, однако отношение изменений проводимости было не столь велико, как отношение поляризацій. Это различие автор [29] объясняет различной долей заряда, захваченного на ловушки.

Несмотря на столь очевидные преимущества, сегнетоэлектрики не использовались для управления свойствами низкотемпературных сверхпроводников, хотя на их перспективность указывалось в нескольких работах [26,31]. Только в связи с обнаружением значительного эффекта поля в ВТСП появились теоретические [75] и экспериментальные [30,76-78] работы в этом направлении.

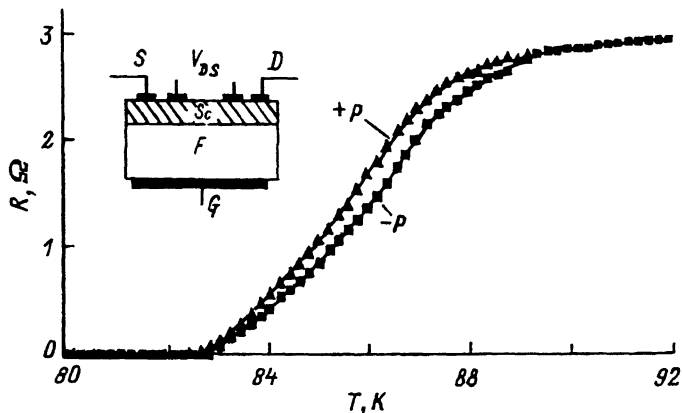


Рис. 17. Схема эксперимента и температурные зависимости сопротивления в пленках YBCO при противоположных направлениях спонтанной поляризации подложки BaTiO₃.

+P — поляризация направлена к пленке, -P — к затвору. F — сегнетоэлектрик, Sc — сверхпроводник. Толщина YBCO $l = 2000 \text{ \AA}$ [30].

В работе [30] впервые изучалось влияние спонтанной поляризации сегнетоэлектрических подложек BaTiO₃ и LiNbO₃ на электрические свойства относительно толстых ($l \approx 1000 \text{ \AA}$) пленок YBCO. Схема измерений соответствовала показанной на рис. 2, b, но вместо диэлектрической пленки использовались объемные монокристаллы указанных сегнетоэлектриков толщиной несколько сот микрон (рис. 17). Поляризация BaTiO₃ производилась как при комнатной температуре с охлаждением в приложенном поле, так и при низких температурах. Обнаружено, что при переполяризации подложки BaTiO₃ ($P_s = 7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ при 77 K) температура перехода смещается на несколько десятых градусов

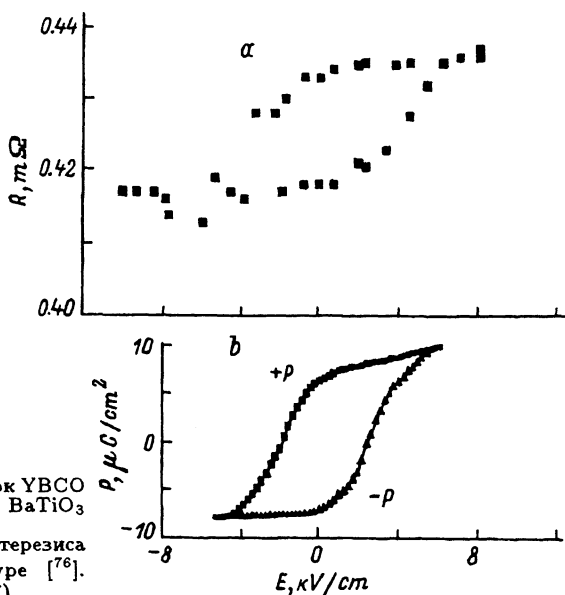


Рис. 18.

a) Изменение сопротивления пленок YBCO при переполяризации подложек BaTiO₃ при $T = 77 \text{ K}$.

b) Петля диэлектрического гистерезиса BaTiO₃ при той же температуре [76]. (Образец тот же, что и на рис. 17).

Кельвина (рис. 17). Выше перехода сопротивление пленок практически не изменялось. В резистивном смешанном состоянии при $T < T_c$ наблюдались более существенные изменения сопротивления, составлявшие около 5%. (рис. 18,а). Знак изменения сопротивления и сдвига T_c соответствовал модели изгиба зон (рис. 16) (поляризация, направленная к пленке с p -типом проводимости, приводит к образованию области обеднения и увеличению сопротивления и уменьшению T_c). Это указывает на применимость данной модели для объяснения влияния спонтанной поляризации на свойства сверхпроводников. При изменении электрического поля наблюдалась гистерезисная зависимость сопротивления, сходная с петлей диэлектрического гистерезиса подложки [76], полученной при той же температуре (рис.18,б).

Подложки BaTiO_3 , несмотря на хорошее согласование параметров элементарной ячейки с пленками YBCO , являются не совсем удобным объектом для исследования эффекта поляризации. При охлаждении они проходят через три фазовых перехода и при $T < -90^\circ\text{C}$ находятся в тригональной фазе (группа симметрии $3m$). Спонтанная поляризация направлена вдоль пространственной диагонали кубической ячейки, поэтому при низких температурах может существовать восемь типов доменов, соответствующих эквивалентным направлениям $\langle 111 \rangle$. Из-за малых размеров кристаллов пластины BaTiO_3 обычно ориентированы параллельно плоскости (001), и при приложении электрического поля вдоль [001] только проекция спонтанной поляризации отдельных доменов участвует в изменении свойств сверхпроводника. Сложная доменная картина затрудняет интерпретацию результатов, поэтому для экспериментов желательно использовать одноосные сегнетоэлектрики со спонтанной поляризацией, перпендикулярной плоскости пленки. Из этих соображений в [30] исследовались пленки YBCO на подложках LiNbO_3 , в которых спонтанная поляризация направлена вдоль [001] и могут существовать лишь 180° домены. Преимуществом LiNbO_3 является также большая величина спонтанной поляризации ($P_s = 70 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). К сожалению, кристаллы LiNbO_3 могут быть переполяризованы лишь при повышенных температурах, поэтому влияние спонтанной поляризации изучалось на разных образцах с противоположным направлением поляризации. На предварительно поляризованные подложки в одном эксперименте в идентичных условиях наносились пленки YBCO , и после этого измерялись температурные зависимости сопротивления. Результаты экспериментов показаны на рис. 19. Из этого рисунка видно сильное отличие сопротивления пленок на подложках с противоположным направлением спонтанной поляризации. Спонтанная поляризация, направленная к пленке ($+P$), вызывала спонное уширение сверхпроводящего перехода и смещение температуры окончания перехода на 40 К. При этом температура начала перехода практически не менялась. Знак эффекта поляризации соответствовал ожидаемому из рис. 16, т.е. спонтанная поляризация, направленная к пленке, вызывала обеднение носителями и увеличение сопротивления образца. Соответственно изменению сопротивления наблюдалось и сильное изменение критических токов.

В целом, влияние спонтанной поляризации на электрические свойства пленок YBCO оказалось слишком сильным, чтобы считать его связанным только с изменением концентрации [30,76]. Так, например,

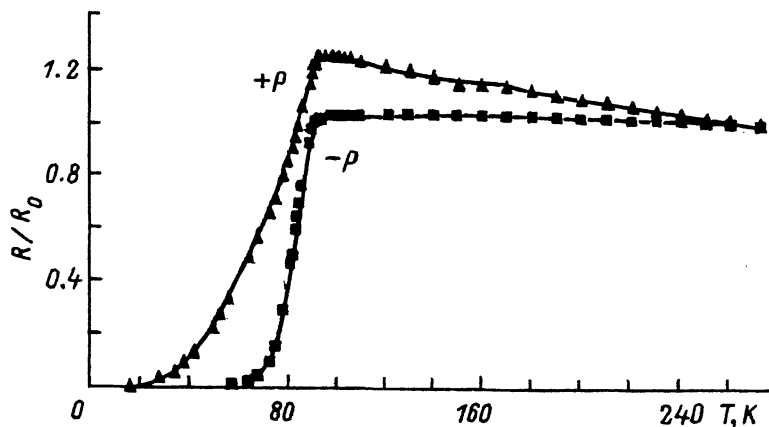


Рис. 19. Относительные изменения сопротивления пленок YBCO на подложках LiNbO₃ с противоположным направлением спонтанной поляризации [30]. Толщина пленки YBCO $l = 2000 \text{ \AA}$, $R_0 = R(273 \text{ K})$.

в структурах YBCO/BaTiO₃ ожидаемые изменения концентрации не превышают 1%, тогда как наблюдаемые изменения сопротивления при $T < T_c$ значительно выше. Большие эффекты в пленках YBCO на подложках LiNbO₃ связаны, по-видимому, с изменениями параметров слабых связей. Поскольку измерения в этом случае проводились на разных образцах, то не исключена возможность влияния поляризации подложки LiNbO₃ на сам процесс насыщения.

В настоящее время хорошо развиты методы получения тонких пленок сегнетоэлектриков, характеризующихся высоким значением остаточной поляризации и не слишком большими коэрцитивными полями. Для уменьшения переключающих напряжений до нескольких вольт необходимо проводить исследования тонкопленочных структур, сочетающих сегнетоэлектрические и сверхпроводящие слои. Такие исследования были проведены в работах [77,78]. Авторы [77] изучали сдвиг температуры сверхпроводящего перехода при переполяризации пленок BaTiO₃ толщиной 1000 Å. Толщина пленок YBCO составляла также 1000 Å. Поляризация проводилась в параэлектрической фазе при температурах около 420 K в поле порядка 10^6 V/cm . На рис. 20 показаны температурные зависимости сопротивления сверхпроводящих пленок для неполяризованной структуры и после ее поляризации. В результате поляризации на зависимости $R(T)$ возникла ступенька, при этом

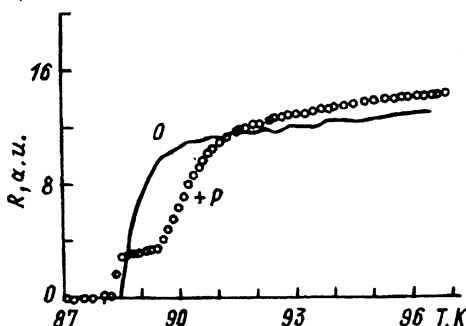


Рис. 20. Сверхпроводящий переход в структурах Ag/BaTiO₃/YBCO при различном состоянии спонтанной поляризации пленок BaTiO₃ [77]. Толщина пленки YBCO $l = 1000 \text{ \AA}$.
 O — неполяризованная пленка.
 +P — поляризация направлена к пленке YBCO.

температура окончания перехода уменьшалась, а температура начала перехода увеличивалась при поляризации, направленной к сверхпроводящей пленке, т.е. при образовании обедненного слоя. Таким образом, результаты [77] лишь частично согласуются с результатами [30,76] (рис. 17). Образование ступеньки может быть связано с электродиффузией кислорода и неоднородным изменением кислородного индекса, происходящим при поляризации в области повышенных температур.

В работе [78] исследовались пленочные структуры $\text{Au/PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3$ (*PZT*)/*YBCO*. Показано, что переключение спонтанной поляризации *PZT* ($\approx 30 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) может использоваться для управления свойствами сверхпроводника и быть полезным для усиления сигнала в полевом транзисторе со сверхпроводящим каналом. Обнаружено обратное влияние сверхпроводящего перехода на диэлектрические свойства сегнетоэлектрической пленки. Тангенс угла диэлектрических потерь уменьшался в 10 раз при переходе пленки *YBCO* из нормального состояния в сверхпроводящее. При этом также несколько уменьшалась величина поляризации насыщения и увеличивалось коэрцитивное поле.

Так как величина эффекта поля максимальна вблизи температуры сверхпроводящего перехода (см., например, [52]), а для сегнетоэлектрика коэрцитивное поле минимально и диэлектрическая проницаемость максимальна вблизи точки Кюри, то можно ожидать, что управление свойствами сверхпроводника будет наиболее эффективным, если температуры сверхпроводящего и сегнетоэлектрического фазовых переходов будут близки. Для их совмещения наиболее удобно изменять температуру Кюри, используя сегнетоэлектрические твердые растворы, например, $\text{BaTiO}_3 - \text{SrTiO}_3$. В BaTiO_3 температура перехода из параэлектрической в тетрагональную сегнетоэлектрическую фазу составляет около 120°C , а SrTiO_3 является потенциальным сегнетоэлектриком, в котором сегнетоэлектрический фазовый переход подавлен квантовыми флуктуациями при низких температурах. В твердых растворах этих соединений температура Кюри может изменяться от 400 до 4 К. В работе [79] продемонстрирована возможность получения пленочных структур $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3/\text{YBCO}$ с различным соотношением температур сверхпроводящего и сегнетоэлектрического фазовых переходов. Показано, что полученные структуры обладают удовлетворительными сверхпроводящими и сегнетоэлектрическими свойствами и могут использоваться для исследования влияния поляризации на свойства ВТСП. На рис. 21 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости таких структур для двух составов с $x = 0.5$ и $x = 0.21$ (по шихте) и температурная зависимость удельного сопротивления пленок *YBCO*. Приведенные результаты свидетельствуют о принципиальной возможности совмещения температур сверхпроводящего и сегнетоэлектрического фазовых переходов. Следует отметить, что полученная величина диэлектрической проницаемости в пленках $(\text{Ba},\text{Sr})\text{TiO}_3$ (≈ 300) не является оптимальной. В керамических образцах этих соединений она может достигать 10^4 и более [80].

В работе [81] рассмотрены возможные типы структур сегнетоэлектрик-сверхпроводник. На рис. 22,а показана сверхрешетка, состоящая из тонких (10–20 Å) слоев сверхпроводника *YBCO* и сегнетоэлек-

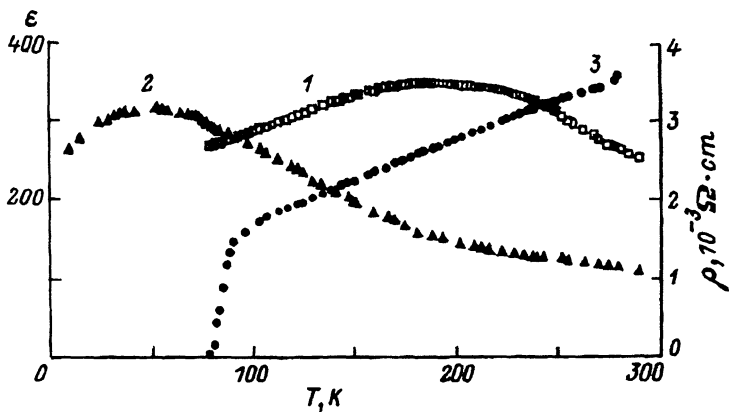


Рис. 21. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ_d пленок $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ (1, 2) и удельного сопротивления ρ пленки YBCO (3) в структурах Au/BST/YBCO [79].

Значения x (по шихте): 1 — 0.5, 2 — 0.21. Толщина пленок $l = 4000 \text{ \AA}$, $l_d = 1.5 \mu$.

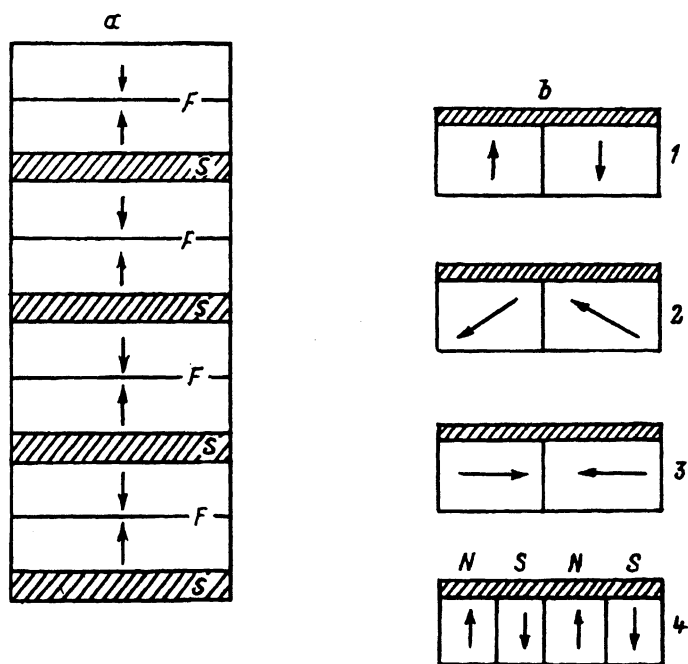


Рис. 22. Структуры сегнетоэлектрик (F)–сверхпроводник (S) [81].

a — многослойные структуры, b — двухслойные структуры с различной доменной конфигурацией сегнетоэлектрика. На структуре 2 векторы поляризации лежат в плоскости пленки и образуют между собой угол 90° .

трика ($\approx 100 \text{ \AA}$). Слои сегнетоэлектрика представляют собой бидоменную структуру с доменами типа «голова к голове». Если считать, что для перевода супертонкой металлической пленки в сверхпроводящее состояние необходимо изменить ее поверхностное сопротивление на величину порядка квантовой единицы сопротивления $h/4e^2 = 6.45 \text{ k}\Omega$ [50], то можно показать, что для такого изменения необходима поляризация около $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Примерно такую поляризацию имеют некоторые «сильные» сегнетоэлектрики. Тогда сверхрешетка на рис. 22,а при указанном направлении поляризации будет сверхпроводящей в плоскости слоев и будет находиться в нормальном состоянии при противоположном направлении поляризации (для p -типа проводимости).

На рис. 22,б представлена структура сверхпроводник-полидоменный сегнетоэлектрик. Такие структуры могут быть использованы для создания в ВТСП-пленке туннельных переходов, связанных с подавлением параметра порядка на доменной границе или внутри домена при спонтанной поляризации, направленной к пленке [81].

Отметим также, что существуют теоретические расчеты по влиянию спонтанной поляризации сегнетоэлектрика на процессы пиннинга вихрей в сверхпроводниках [82].

Таким образом, выполненные в последние годы работы показывают перспективность использования сегнетоэлектрических слоев для управления свойствами ВТСП.

7. Деформационные эффекты

Уже в первых работах по эффекту электрического поля в металлах и сверхпроводниках ставился вопрос о возможном вкладе в наблюдаемые эффекты упругой деформации в пленках и подложках, которая возникает под действием приложенного электрического поля. В работе [83] в экспериментах на тонких металлических пленках выделен вклад деформационных эффектов, квадратичных по полю, в изменение электропроводности пленок. Этот вклад оказался очень малым и обнаруживался как сигнал второй гармоники при использовании переменного электрического поля. Однако, при исследовании эффекта поля в ВТСП-материалах влияние упругой деформации может оказаться более значительным в связи с относительно высокой чувствительностью ВТСП к деформациям и использованием в исследуемых структурах диэлектрических и сегнетоэлектрических материалов с большими коэффициентами электрострикции и пьезоэффекта.

Влияние одноосного и всестороннего давления на ВТСП-материалы исследовалось в ряде работ. Так, в работе [84] в экспериментах по упругой деформации пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с осью c , перпендикулярной плоскости подложки, обнаружено, что сжатие(растяжение) в плоскости пленки вызывает повышение(понижение) температуры сверхпроводящего перехода, причем сдвиг T_c связан с деформацией S пленки соотношением $\Delta T_c(K) \approx -10^2 S$. Если использовать данные по всестороннему давлению для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [85] и считать, что вкладом деформации вдоль оси c можно пренебречь [84], то для зависимости сдвига температуры перехода от деформации в плоскости (ab) получаем $\Delta T_c(K) = -(10^2 - 10^3)S$, где численный коэффициент растет по абсолютной величине при изменении δ от 0 до 0.65. При том

же допущении из [85] следует, что упругая деформация приводит к изменению нормального сопротивления $\Delta R/R \simeq 10S$ при комнатной температуре. Таким образом, из прямых экспериментальных наблюдений следует, что упругая деформация ВТСП-материалов может приводить к существенным изменениям их параметров.

В экспериментах по эффекту поля электрическое поле, приложенное к диэлектрическому или сегнетоэлектрическому слою (рис. 2 и 17), вызывает упругую деформацию этого слоя и соответственно деформирует пленку сверхпроводника, приводя к изменению его параметров.

Механизм деформации диэлектрического (сегнетоэлектрического) слоя может быть связан как с электрострикцией (в любых материалах), так и с пьезоэффектом (в материалах без центра инверсии). В общем случае для деформации в плоскости слоя и при поле, перпендикулярном плоскости слоя, имеем

$$S_1 = d_{31} E_e + M_{13} E_3^2, \quad (13)$$

где d_{31} и M_{13} — компоненты тензора пьезоэффекта и электрострикции, соответственно. Электрострикционная деформация S_{e1} обычно составляет малую долю пьезоэлектрической деформации S_p и по порядку величины $S_{e1} \simeq (E/E_{at}) S_p$, где $E_{at} \simeq 10^8$ В/см — атомное поле. Поскольку в эксперименте используются поля $E \simeq 10^5 \div 10^6$ В/см, то $S_{e1} \simeq (10^{-3} - 10^{-2}) S_p$. Однако, в тех случаях, когда диэлектрик обладает большой диэлектрической проницаемостью ϵ_d , электрострикционная деформация может быть значительно выше, так как коэффициент электрострикции пропорционален $M \propto \epsilon_d^2$. Так, например, для SrTiO_3 согласно данным [86], при $T = 100$ К $M_{13} = -2 \cdot 10^{-14}$ см²/В². Тогда при поле $E = 10^6$ В/см получаем электрострикционную деформацию $S_{e1} = 2 \cdot 10^{-2}$, что должно приводить к повышению температуры сверхпроводящего перехода в YBCO от 1 до 10 К в зависимости от содержания кислорода. Столь значительные деформационные эффекты безусловно следует учитывать в экспериментах по эффекту поля.

Обратимся теперь к пьезоэлектрическому эффекту. Коэффициент d_{31} для BaTiO_3 , например, составляет при комнатной температуре $d_{31} = -3.5 \cdot 10^{-9}$ см/В [87]. В этом случае при $E = 10^6$ В/см имеем пьезоэлектрическую деформацию $S_p = -3.5 \cdot 10^{-3}$, что также может приводить к значительным эффектам.

Деформационные эффекты можно существенно увеличить, если использовать сегнетоэлектрические слои с температурой сегнетоэлектрического фазового перехода T_c^F , лежащей в рабочей области температур. Поскольку $M \propto \epsilon_d^2 \propto 1/(T_c^F - T)^2$, а $d \propto \epsilon_d P_s \propto 1/(T_c^F - T)^{1/2}$, то при работе вблизи T_c^F коэффициенты M и d будут иметь значительно большую величину, чем вдали от точки перехода.

Нам известны только две экспериментальные работы, в которых обсуждается вклад упругой деформации в эффект поля в ВТСП-материалах. В работе [21] пленка YBCO толщиной около 1000 Å наносилась на поверхность {100} кристалла SrTiO_3 толщиной 1 мм. При приложении поля к такой структуре наблюдалось изменение нормального сопротивления пленки (рис. 23). При использованных электрических полях электрострикционная деформация составляла $S_{e1} = 6 \cdot 10^{-6}$.

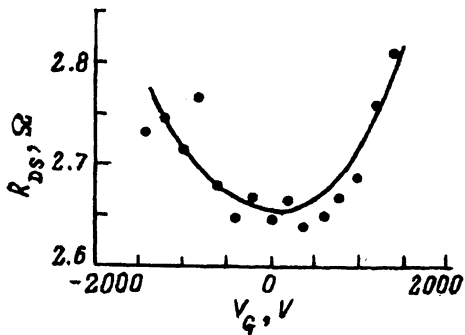


Рис. 23. Изменение нормального сопротивления пленки YBCO на подложке SrTiO₃ при изменении напряжения на затворе [21].

Толщина пленки $l = 1000 \text{ \AA}$, толщина подложки $l_d = 1 \text{ mm}$. $T = 92.46 \text{ K}$.

Согласно [85], это должно приводить к уменьшению сопротивления в нормальном состоянии не более чем на 10^{-4} . По абсолютной величине это примерно на два порядка меньше, чем экспериментально наблюдаемые значения, которые, кроме того, имели противоположный знак. Причины такого расхождения непонятны.

В работе [88] пленка YBCO толщиной около 1000 \AA напылялась на керамическую подложку Ba_{0.2}Sr_{0.8}TiO₃, имеющую температуру сегнетоэлектрического фазового перехода $T_c^F = 120 \text{ K}$. Полный сверхпроводящий переход в пленке не наблюдался: при температуре около 90 K сопротивление пленки падало более, чем в 20 раз, но сохраняло конечное значение вплоть до 77 K . При постоянном измерительном токе I_{DS} измерялось изменение напряжения ΔV в зависимости от напряжения на затворе V_G при $T = 77 \text{ K}$. Максимальное напряжение на затворе соответствовало полю $E \approx 10^4 \text{ V/cm}$. При этом поле напряжение ΔV изменялось примерно на 1%. Это изменение состояло из четного и нечетного вкладов по электрическому полю (рис. 24). Малый нечетный вклад связан, по-видимому, с обычным эффектом поля, т.е. с изменением концентрации носителей в пленке, а его знак соответствовал знаку эффекта поля для p -типа проводимости, что согласуется с предыдущими экспериментами. Основной эффект (четный по электрическому

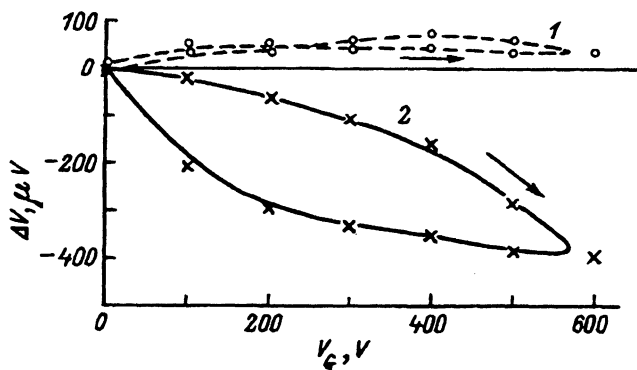


Рис. 24. Нечетная (1) и четная (2) компоненты изменения напряжения ΔV между потенциальными электродами в зависимости от напряжения на затворе для пленок YBCO на керамических подложках Ba_{0.2}Sr_{0.8}TiO₃ при 77 K [88].

Толщина пленки $l = 2000 \text{ \AA}$, толщина подложки $l_d = 0.5 \text{ mm}$.

полю) определялся упругой деформацией керамической сегнетоэлектрической подложки. Анализ экспериментальных результатов (гистерезис, температурные зависимости) позволил сделать вывод о том, что деформация подложки связана, главным образом с не 180° переключением доменов [87]. Это могут быть 90° переключения для тетрагональной фазы или 71° и 109° переключения для тригональной фазы. При таком переключении деформация подложки определяется величиной спонтанной деформации сегнетоэлектрика. Так, 90° переключение поляризации из исходного положения ее в плоскости подложки приводит к деформации $S_1 = (Q_{12} - Q_{11})P_s^2$. Если использовать значения Q и P_s для тетрагональной фазы чистого BaTiO_3 [87], то получаем $S_1 \approx -10^{-2}$. С учетом количества 90° доменов, их переключаемой доли, а также их ориентации, это значение следует уменьшить примерно в 30 раз [87], т.е. деформация подложки составляет $S_1 \approx -3 \cdot 10^{-4}$. С такой деформацией разумно согласуется полученный в [88] сдвиг температуры сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 3 \cdot 10^{-2}$ К.

Таким образом, приведенные в этом разделе данные свидетельствуют о необходимости учета упругих деформаций в экспериментах по эффекту поля и в то же время позволяют ставить вопрос об использовании упругой деформации для управления свойствами сверхпроводников.

8. Сверхпроводимость и сегнетоэлектричество

В разделе 6 рассматривалось влияние спонтанной поляризации сегнетоэлектрика на электрические свойства сверхпроводника в случае, если они пространственно разделены и представляют собой различные вещества. В принципе, однако, возможно совмещение сегнетоэлектрических и сверхпроводящих свойств в одном веществе. Этот вопрос и будет кратко рассмотрен в данном разделе.

Совмещение сегнетоэлектрических и сверхпроводящих свойств в одном веществе можно представить как предельный случай структуры (рис. 22). На рис. 22 показана сверхрешетка, состоящая из сверхтонких слоев сверхпроводника типа YBCO и сегнетоэлектрика с бидоменной структурой. При разумных значениях спонтанной поляризации сверхпроводник в такой структуре может переключаться из сверхпроводящего в нормальное состояние при изменении направления поляризации [81]. Если сверхрешетки такого типа существовали бы в естественных слоистых кристаллах, то слои, обладающие электрическими дипольными моментами, могли бы, воздействуя на слои с металлической проводимостью, переводить их в сверхпроводящее состояние.

Вопрос о сосуществовании сегнетоэлектричества и сверхпроводимости уже давно обсуждается в литературе. В 1970 г. Б.Т.Маттиас, ученый, который сделал так много и в области сегнетоэлектричества, и в области сверхпроводимости, высказал утверждение о несовместимости этих двух явлений [89]. Используемые им аргументы имеют лишь чисто исторический интерес, и в настоящее время ясно, что сосуществование сегнетоэлектричества и сверхпроводимости не противоречит законам природы [90]. Более того, возникает вопрос о возможном влиянии сегнетоэлектрического фазового перехода, происходящего при более высокой температуре T_c^F , на температуру T^{sc} сверхпрово-

дшего фазового перехода. Влияние структурных фазовых переходов на сверхпроводимость обсуждалось уже в связи со сверхпроводниками типа А-15, в которых при понижении температуры происходит переход из кубической в тетрагональную фазу, предшествующий сверхпроводящему переходу [91,92]. В случае сегнетоэлектрической неустойчивости возрастание диэлектрической проницаемости может приводить к усилению эффективного электрон-электронного взаимодействия, и если функция диэлектрического отклика системы становится отрицательной в определенной области волновых векторов, то это может привести и к электронному спариванию [91,93]. Само наличие мягкой моды может также усиливать электрон-фононное взаимодействие [93,94].

С другой стороны, неустойчивость кристалла может играть и отрицательную роль, подавляя сверхпроводимость в результате перестройки системы. В этом смысле неустойчивость электрон-ионной системы выступает не как причина роста T_c^s , а как признак сильной электрон-ионной связи, которая сама по себе и приводит к росту T_c^s [91].

Интерес к вопросу о взаимном влиянии сегнетоэлектричества и сверхпроводимости возник вновь после открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости. Высокая поляризуемость, специфические фононные моды, сильный ангармонизм фононных спектров, характерные для перовскитоподобных соединений, могут явиться причиной высоких температур сверхпроводящих переходов в ВТСП-материалах [95]. Сверхпроводимость и сегнетоэлектричество в этих веществах могут иметь общую природу, и в зависимости от констант связи, возможен переход либо в сегнетоэлектрическое, либо в сверхпроводящее состояние [96]. Теоретическая разработка этих проблем активно ведется разными авторами [95,96], однако здесь остается еще много нерешенных вопросов.

Некоторая сводка экспериментальных данных по сегнетоэлектрикам-сверхпроводникам приведена в таблице. Дадим краткий комментарий по поводу приведенных в этой таблице данных.

Сегнетоэлектрики-сверхпроводники

Кристалл	T_c^s , К	T_c^F , К	Литературная ссылка
SrTiO ₃	0.3	+	[43]
SrTiO ₃ +7.5%Ba	0.5	40	[43]
SrTiO ₃ +Nb	1.2	?	См.сноску 1
BaPb _{0.75} Bi _{0.25} O ₃	13	200	[97]
GeTe	0.3	670	[98]
SnTe	0.3	4-70	[98]
PbTe	-	+	[98]
YBa ₂ Cu ₃ O _x	90	?	

П р и м е ч а н и е. T_c^s — температура сверхпроводящего фазового перехода, T_c^F — температура сегнетоэлектрического фазового перехода, плюс — потенциальный (виртуальный) сегнетоэлектрик.

Введение в кристаллы SrTiO_3 небольших добавок Ва или Са [43] приводит к значительному росту T_c^s в восстановленных образцах. При этом сверхпроводимость сохраняется до очень низких концентраций носителей. Так, в образце с 7,5% Ва наблюдается сверхпроводимость с $T_c^s = 0.22$ К при $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По нашим данным, в образцах SrTiO_3 с таким содержанием Ва температура сегнетоэлектрического фазового перехода составляет $T_c^F \approx 40$ К.

По данным [97], в образцах смешанных кристаллов BaPbBiO_3 в температурных зависимостях диэлектрической проницаемости наблюдаются максимумы, которые связываются с сегнетоэлектрическим фазовым переходом, предшествующим сверхпроводящему переходу.

Кристаллы группы A^2B^6 также являются сегнетоэлектриками и сверхпроводниками [98]. Номинально чистый кристалл PbTe является потенциальным сегнетоэлектриком и сверхпроводимостью не обладает. При легировании или в смешанных кристаллах на основе PbTe наблюдаются те и другие свойства.

По поводу возможных сегнетоэлектрических свойств $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ существует обширная литература. Предположения о сегнетоэлектричестве в YBCO делаются на основе больших значений диэлектрической проницаемости на низких частотах [44] и в диапазоне СВЧ [72], хотя данные по этому вопросу противоречивы [72,99]. В работе [100] показано, что в тетрагональных образцах YBCO сильный рост диэлектрической проницаемости при $T > 150$ К можно связать с прыжковым механизмом движения локализованных носителей заряда.

В [101] на основе изучения спектров комбинационного рассеяния света сделан вывод о том, что точечная группа симметрии YBCO есть полярная группа C_{2y} , а следовательно, YBCO является пьезоэлектриком и может быть сегнетоэлектриком. Температурная зависимость спектров комбинационного рассеяния изучалась в [102]. Авторы пришли к заключению, что в соединениях типа RBCO (R — редкая земля) наблюдается сегнетоэлектрический размытый фазовый переход в области температур около 450 К. Однако ультразвуковые исследования, предпринятые в [68] специально для исследования аномалий физических свойств YBCO в этой области температур, показали, что наблюдаемые сильные пики затухания ультразвуковых волн при $T \simeq 450$ К связаны с движением дефектов, а не с фазовым переходом. В других работах [71,103,104] делается вывод о сегнетоэлектрическом или анти-сегнетоэлектрическом фазовом переходе, связанном с упорядочением ионов кислорода в нецентральных положениях. В работе [104] с фазовым переходом связываются ультразвуковые аномалии в $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ и в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в области температур около 250 К. Однако ни один из видов связи деформации с параметром порядка не может объяснить полностью наблюдаемые в [104] аномалии. Так, при линейной связи деформации с параметром порядка (поляризацией) должно происходить очень сильное уменьшение скорости ультразвука, не говоря уже о том, что в парафазе в этом случае кристалл не должен обладать центром инверсии. Связь, линейная по деформации и квадратичная по параметру порядка, должна приводить к отрицательному скачку скорости, а связь, квадратичная и по деформации, и по параметру порядка, должна проявляться в виде изменения наклона температурной зависимости

скорости при отсутствии пика затухания. Кроме того, в любом случае пики затухания, связанные с фазовым переходом, с ростом частоты ультразвука Ω должны смещаться в сторону более низких температур, поскольку максимум затухания соответствует условию $\Omega\tau = 1$, где τ — время релаксации параметра порядка. В эксперименте наблюдается обратная зависимость температуры пиков затухания от частоты, что характерно для релаксационного затухания, связанного с дефектами [105]. В дополнительных подтверждениях нуждается, на наш взгляд, и вывод, сделанный в [106] о пирозлектрической природе сигналов в YBCO при лазерном облучении в связи с их необычной температурной и полевой зависимостью, а также в связи с возможностью появления сигналов термоэлектрической природы [107].

Таким образом, хотя авторы многих работ делают вывод о сегнетоэлектрических фазовых переходах в ВТСП-материалах, убедительные экспериментальные доказательства этого в настоящее время еще отсутствуют. Тем не менее, как следует из таблицы, можно считать установленным, что в ряде других соединений наблюдаются одновременно сегнетоэлектрические и сверхпроводящие свойства, причем сегнетоэлектрический фазовый переход предшествует сверхпроводящему.

Как связаны эти два перехода? Индуцирует ли сегнетоэлектрическая неустойчивость сверхпроводимость или оба этих свойства просто сосуществуют? Все эти вопросы остаются пока не до конца выясненными.

9. Диэлектрические слои и их влияние на эффект поля в сверхпроводниках

Для достижения максимальной величины эффекта поля требуется максимальная плотность заряда Q^E , накопленная в плоскопараллельном конденсаторе, одной из обкладок которого служит сверхпроводящая пленка, а другой — металлический затвор. Величина Q^E может быть выражена как

$$Q^E = CV_G = \varepsilon_d V_G / 4\pi l_d = \varepsilon_d E / 4\pi \quad (14)$$

или

$$Q^F (\text{C/cm}^2) = 8.8 \cdot 10^{-14} \varepsilon_d E (\text{V/cm}).$$

Отсюда следует, что максимальная величина Q^E , а значит, и максимально достижимая величина эффектов поля определяются произведением $\varepsilon_d E_{BD}$, где ε_d — диэлектрическая проницаемость в сильном электрическом поле, E_{BD} — пробивное поле диэлектрика. Таким образом, в экспериментах необходимо использовать диэлектрические материалы с максимальной величиной $\varepsilon_d E_{BD}$. Для достижения заметных эффектов в тонкопленочных структурах требуются величины $\varepsilon_d E \approx 5 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$ [20–25, 32, 51, 52].

В первых экспериментах по исследованию эффекта поля использовались обычные диэлектрики: слюда, Al_2O_3 , SiO_2 и т.д. с небольшой диэлектрической проницаемостью и относительно большими пробивными полями. Произведение εE_{BD} для SiO_2 , например, приблизительно равно $4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$, поэтому в почти предельных полях индуцированный полем заряд составляет $1 \mu\text{C/cm}^2$. Соответственно обнаруженные

в работах [4,19,35–37] сдвиги температуры сверхпроводящего перехода были чрезвычайно малы, в том числе и по этой причине.

ВТСП по параметру решетки хорошо согласуются с кристаллами со структурой перовскита, многие из которых обладают высокой диэлектрической проницаемостью. К таким кристаллам относится, например SrTiO_3 , на котором получают высококачественные тонкие пленки YBCO, поэтому в большинстве работ по эффекту поля в качестве диэлектрического слоя использовался именно этот материал. Следует отметить, что другой перовскит (KTaO_3) также целесообразно использовать при изучении эффекта поля, поскольку этот кристалл обладает высокой диэлектрической проницаемостью и в отличие от SrTiO_3 , сохраняет кубическую симметрию и не двойникуется вплоть до самых низких температур.

Рассмотрим вкратце диэлектрические свойства SrTiO_3 , имеющие отношение к эффекту поля. Диэлектрическая проницаемость монокристаллического SrTiO_3 растет с понижением температуры вначале по закону Кюри–Вейсса [108], при $T < 50$ К ее рост замедляется и температурная зависимость ϵ_d описывается формулой Баррета [109]. При дальнейшем понижении температуры диэлектрическая проницаемость чистых кристаллов перестает изменяться [110] и достигает высоких значений $\epsilon_d \approx 10^4$. При $T < 65$ К величина диэлектрической проницаемости сильно уменьшается под действием электрического поля (см., например, [111–113]). При изменении поля часто наблюдается гистерезис ϵ_D , величина которого зависит от условий охлаждения, материала контактов, обработки поверхности и т.д. [113–115]. Отмечалось, что поверхностные слои SrTiO_3 обладают особыми диэлектрическими и пьезоэлектрическими свойствами [116–118], в частности пониженной диэлектрической проницаемостью. Существенно, что свойства пленок SrTiO_3 , наиболее часто используемых при исследовании эффекта поля в сверхпроводниках, сильно отличаются от свойств объемных монокристаллов [119–121]. Диэлектрическая проницаемость уменьшается, особенно при низких температурах, и относительно слабо зависит от электрического поля. На рис. 25 показаны температурные зависимости диэлектрической проницаемости и поведение ϵ_D в электрическом поле для монокристаллов и пленок SrTiO_3 [111,112,120]. Пленки SrTiO_3 напылялись на поверхность YBCO, а в качестве второго электрода использовались пленки Au. В связи с рис. 25 отметим, что, хотя экспериментальные значения диэлектрической проницаемости тонких пленок SrTiO_3 пока более чем на порядок уступают монокристаллам, в сильных электрических полях диэлектрические проницаемости тонких пленок и монокристаллов оказываются сопоставимыми.

Диэлектрические свойства пленок SrTiO_3 в электрическом поле определяются не только объемными свойствами материала, но и состоянием поверхности, непосредственно примыкающей к металлическому электроду. Как правило, металлические контакты к SrTiO_3 являются выпрямляющими, а высота барьера зависит от электроотрицательности металла, что является типичным для полупроводников с большой долей ионной связи. В работах [122,123] подробно изучались свойства контактов проводящих кристаллов SrTiO_3 с различными металлами. Высота барьеров Шоттки, полученная разными методами, варьировала от 1.75 eV (Pt) до 0.5 eV (In). Аномальное поведение низкотемпе-

а

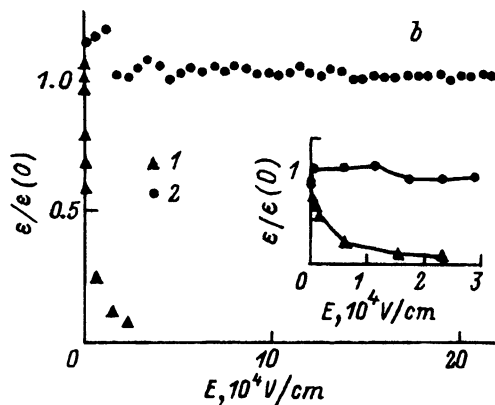
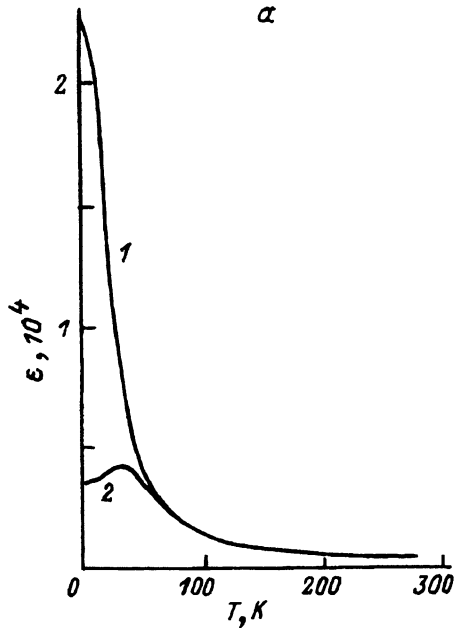


Рис. 25.

а) Температурные зависимости диэлектрической проницаемости монокристаллов SrTiO_3 в различных электрических полях [111]. (1 — $E = 0$, 2 — $E = 5 \text{ kV/cm}$).
 б) Зависимость диэлектрической проницаемости монокристаллов (1) и пленок (2) SrTiO_3 в электрическом поле при $T = 30 \text{ K}$ [112, 120].

ратурных вольт-фарадных характеристик объяснялось уменьшением диэлектрической проницаемости в электрическом поле [124]. В работе [125] детально исследовались свойства контактов проводящих монокристаллов $\text{SrTiO}_3:\text{Nb}$ и пленок YBCO. Для объяснения малой величины барьерной емкости и большой величины внутреннего поля предполагалось существование тонкого промежуточного слоя на границе диэлектрика и сверхпроводника, имеющего низкую диэлектрическую проницаемость. Свойства контактов YBCO/ SrTiO_3 и Au/ SrTiO_3 заметно отличались, это касалось как высоты барьера, так и параметров промежуточного слоя.

В тонких изолирующих пленках SrTiO_3 наличие блокирующих и несимметричных контактов может приводить к асимметрии их диэлектрических свойств относительно приложенного электрического поля, в частности к разной величине ϵ_D и E_{VD} . Так, в работе [119] наблюдалось сильное различие в поведении диэлектрической проницаемости при подаче положительного и отрицательного напряжения на затвор в структурах Au/ SrTiO_3 /YBCO (рис. 26). Смещение положения максимума диэлектрической проницаемости достигало $\approx 1 \text{ V}$ для пленок толщиной 4500 \AA и объяснялось разницей работ выхода Au и YBCO. Величина работы выхода для YBCO оценивалась в $\approx 6 \text{ eV}$. Это значение превышает полученное ранее для керамических образцов ($\approx 4 \text{ eV}$) [126]. В структурах Au/ SrTiO_3 /Au изменение диэлектрической проницаемости носило более симметричный характер, а величина ϵ_d была значительно выше.

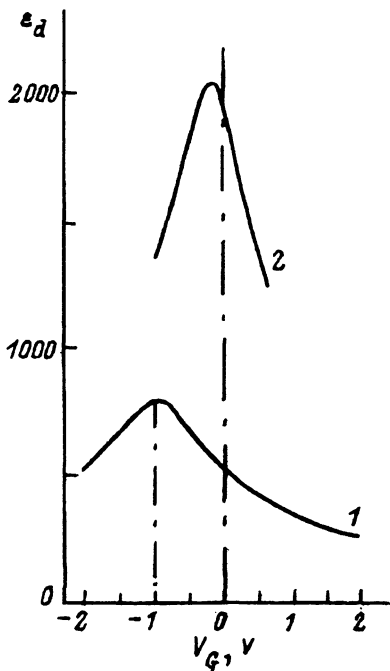


Рис. 26. Зависимость диэлектрической проницаемости ϵ_d от напряжения на затворе в пленочных структурах Au/SrTiO₃/YBCO (1) и Au/SrTiO₃/Au (2) при $T \approx 40$ K [119].

Толщина диэлектрика $l_d = 4500$ Å.

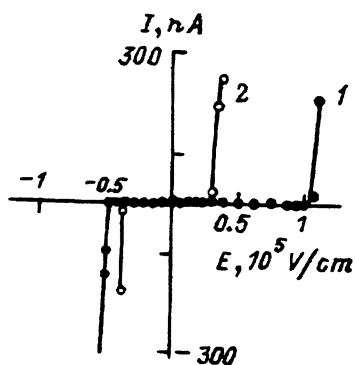


Рис. 27. ВАХ в пленочных структурах SrTiO₃/YBCO при разных материалах затвора [120].

1 — Au, 2 — Pt. Толщина пленки SrTiO₃ $l_d = 4000$ Å.

В большинстве исследованных структур наблюдались также несимметричные ВАХ, связанные, по-видимому, с разной работой выхода YBCO и материала затвора и с разным состоянием слоев диэлектрика, примыкающих к металлу и сверхпроводнику. При этом при приложении отрицательного напряжения к затвору пробивные поля были существенно меньше, чем в противоположном случае. В работе [120] проведено исследование влияния материала затвора на ВАХ в структурах Me/SrTiO₃/YBCO. Показано, что симметричные ВАХ наблюдаются лишь при использовании Pt-электродов (рис. 27). Это может быть связано с большей работой выхода Pt (≈ 6 eV) и ее совпадением с работой выхода YBCO. Необходимо отметить, что применение Pt-электродов сопровождалось уменьшением E_{BD} . Однако в этом случае одновременно увеличивалась и диэлектрическая проницаемость ϵ_d , так что их произведение оставалось таким же, как для Au-электродов при подаче положительного напряжения на затвор ($\epsilon_d E_{BD} \approx 5 \cdot 10^8$ V/cm). При использовании обращенных структур [20,32], в которых затвором являлись проводящие подложки SrTiO₃:Nb, также наблюдались несимметричные ВАХ. В этом случае низкая величина диэлектрической проницаемости ($\epsilon_d \approx 36$) компенсировалась высокими E_{BD} , а их произведение было достаточно велико ($\epsilon_d E_{BD} \approx 1.4 \cdot 10^8$ V/cm).

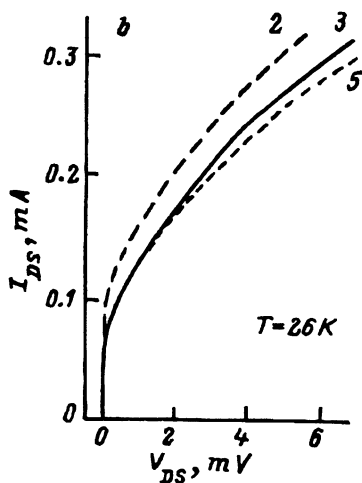
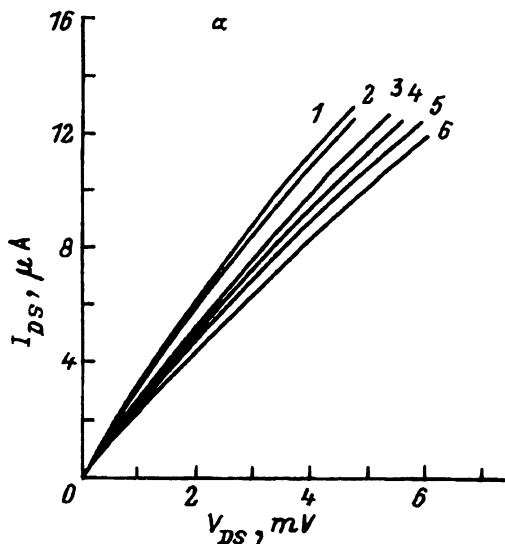


Рис. 28. Асимметричные изменения ВАХ в цепи исток–сток под действием напряжения на затворе в пленочных структурах $\text{Al}/\text{SrTiO}_3/\text{YBCO}$ в нормальном (а) и сверхпроводящем (б) состояниях [127,128].

Толщина пленок $l_d = 2000 \text{ \AA}$, $l = 200 \text{ \AA}$. $V_G = -4$ (1), -3 (2), 0 (3), 10 (4), 20 (5), 30 V (6).

Сильная асимметрия ВАХ и разное поведение диэлектрической проницаемости в полях противоположного знака могут являться причиной асимметрии эффекта поля в ВТСП, которая наблюдалась во многих работах [20,23,32,127,128]. Типичные асимметричные ВАХ в цепи сток-исток показаны на рис. 28. Видно, что величина эффекта при небольшом отрицательном напряжении больше, чем при большом положительном. Такое поведение может объясняться ростом диэлектрической проницаемости и большим влиянием тока утечки при отрицательных напряжениях, а также другими причинами, рассмотренными выше [69,70]. Отметим, что асимметрия здесь имеет другой знак, чем в работе [32].

Как уже упоминалось, зависимость диэлектрической проницаемости от поля может приводить к нелинейной зависимости изменения сопротивления в эффекте поля. Такая нелинейность наблюдалась в ряде работ (см., например, [51]). В [127] данные по измерению эффекта поля в нормальном состоянии в структурах $\text{Al}/\text{SrTiO}_3/\text{YBCO}$ аппроксимировались с помощью формулы, описывающей диэлектрическую нелинейность в SrTiO_3 . При учете различия площадей канала и затвора, которое маскирует эффект поля, получено хорошее согласие с экспериментом.

Для достижения максимальных эффектов электрического поля в структурах диэлектрик–сверхпроводник необходимо иметь материал, обладающий наряду с высокой диэлектрической проницаемостью, высокими значениями полей пробоя E_{BD} .

Физическим пределом для полей пробоя являются поля порядка атомных, т.е. $E_{BD} \simeq E_{at} \simeq 10^8 \text{ V/cm}$. Реальные поля E_{BD} имеют обычно значения менее 10^7 V/cm . Если бы удалось изготовить ди-

электрические пленки с полями пробоя, близкими к предельным, при сохранении в них высокой диэлектрической проницаемости, то для величины ϵE_{BD} можно было бы получить значения до $\sim 10^{10}$ V/cm. В таком случае решалась бы задача о полном переключении пленок из нормального в сверхпроводящее состояние под действием управляющего электрического поля.

Из изложенного в этом разделе материала следует, что эффект поля в сверхпроводниках в значительной степени определяется параметрами диэлектрического слоя. Достигнутые в настоящее время значения $\epsilon_d E_{BD} \simeq 5 \cdot 10^8$ V/cm для пленок SrTiO_3 , позволяют получить величину индуцированного заряда до $40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Необходимо в заключение отметить, что значение индуцированного заряда, полученное по формуле (14), определяет лишь верхний предел для величины эффекта поля. Захват носителей на поверхностные состояния может приводить к уменьшению эффективного заряда, индуцированного в сверхпроводнике. Однако, в ряде случаев наблюдаемые эффекты по порядку величины соответствуют оценке (14). Это означает, что в ВТСП-пленках заряд на поверхностных состояниях относительно мал.

10. Практические применения эффекта поля в сверхпроводниковой электронике

Модуляция параметров сверхпроводника электрическим полем или спонтанной поляризацией сегнетоэлектрического слоя может быть использована в различных устройствах микроэлектроники. Под действием поля или поляризации изменяются температура перехода, сопротивление в нормальном и смешанном состояниях, кинетическая индуктивность, критический ток. На основе этих эффектов могут быть созданы транзисторы, переключающие элементы-электрокриотроны, управляемые фильтры, линии задержки, смесители и др. [129,130]. Ни одно из этих устройств в настоящее время еще практически не реализовано, но некоторые из них уже проходят стадию лабораторных исследований.

Рассмотрим работу полевого транзистора со сверхпроводящим каналом (SuFET), принцип действия которого непосредственно связан с эффектом электрического поля.

Структуры, показанные на рис. 2, фактически представляют собой готовый сверхпроводниковый транзистор с изолированным затвором, на который подается управляющее напряжение, регулирующее ток между истоком и стоком. Преимуществом транзисторов со сверхпроводящим каналом является практически отсутствие потерь в открытом сверхпроводящем состоянии, неограниченный, в принципе, коэффициент усиления по току, высокое входное сопротивление, определяемое свойствами диэлектрика. Параметры таких транзисторов в структуре YBCO-SrTiO_3 исследовались в работах [23,25]. На затвор подавались прямоугольные импульсы напряжения V_G и регистрировалось выходное напряжение V_{DS} между истоком и стоком. На примере работ [23,25] можно проследить как относительно быстро улучшаются параметры исследуемых устройств. Так, в работе [23] получен коэффициент усиления транзистора по напряжению 0.24, а в [25] после улучшения технологии достигнут коэффициент усиления 0.9. По-видимому, вполне

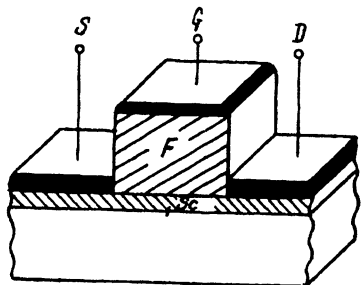


Рис. 29. Сверхпроводниковый полевой транзистор (SuFET) с сегнетоэлектрическим затвором [27].
 F — сегнетоэлектрик, Sc — ВТСП-пленка.

возможно получить коэффициент усиления по напряжению, превышающий единицу.

Одним из важных параметров транзистора является крутизна характеристики, $g_m = (dI_{DS}/dV_G)v_{DS}$. В работах [23,25] получена крутизна на 5 и 100 μD , соответственно. Удельная крутизна во втором случае составляла 0.2 мС/мм.

В работе [27] предложено использовать в полупроводниковом полевом транзисторе сегнетоэлектрик в качестве подзатворного диэлектрика (рис. 29). Такой транзистор будет работать как обычный SuFET-транзистор с той разницей, что импульс напряжения, подаваемый на затвор, переключает направление поляризации сегнетоэлектрика и в зависимости от этого направления осуществляется модуляция сверхпроводящего канала. Поскольку состояние с данным направлением поляризации сохраняется практически неограниченное время, то мы получаем SuFET-транзистор с долговременной и энергонезависимой памятью.

Общим недостатком SuFET-транзисторов является их ограниченное быстродействие, которое определяется временами дрейфа носителей через канал. При относительно низкой подвижности носителей в ВТСП-материалах вряд ли можно рассчитывать (при самой совершенной технологии) на быстродействие лучше, чем 10^{-9} с [129]. Отметим, что в транзисторах с сегнетоэлектрическим затвором времена переключения поляризации сопоставимы с этими временами.

Другим типом полевого транзистора является полупроводниковый транзистор на эффекте Джозефсона (JOFET). Лабораторные макеты таких транзисторов с низкотемпературными сверхпроводниками уже исследовались в ряде работ (см. обзоры [11,26] и приведенные там ссылки).

JOFET-транзистор имеет следующую структуру. В полевом транзисторе на полупроводнике с большой длиной когерентности электроды истока и стока изготавливают из сверхпроводника, например, ниобия. Сверхпроводниковый эффект близости и слабая связь в виде тонкого инверсионного слоя вблизи поверхности полупроводника (2DEG-двухмерный электронный газ) длиной L приводят к образованию джозефсоновского перехода. Критический ток перехода пропорционален $I_c \propto \exp(-L/\xi_N)$, поэтому длина канала L должна быть сопоставимой с длиной когерентности полупроводника ξ_N . Длина когерентности зависит от параметров полупроводника и в A^3B^5 соединениях может достигать больших величин, например, до 1000 \AA в InAs.

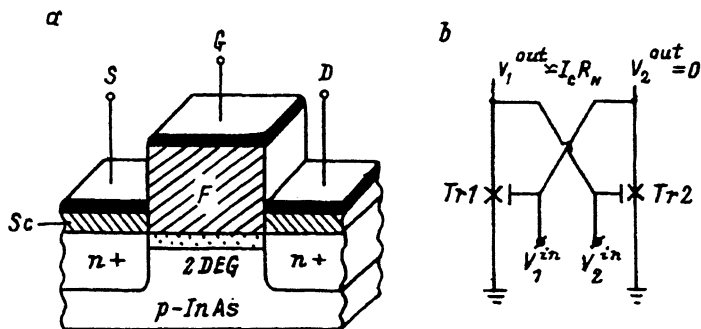


Рис. 30. Полевой транзистор на джозефсоновском переходе (JOFET) с сегнетоэлектрическим затвором [27].

a) структура транзистора. F — сегнетоэлектрик, Sc — ВТСП-электроды, 2DEG — инверсионный слой. б) схема триггера на JOFET-транзисторах.

Принцип работы транзистора заключается в том, что напряжение на затворе V_G меняет за счет эффекта поля концентрацию носителей в полупроводнике, что приводит к изменению длины когерентности ξ_N и соответственно к изменению критического тока I_c джозефсоновского перехода.

В качестве примера исследования JOFET-транзистора укажем на работу [131], где использовалась структура на InGaAs с ниобиевыми электродами истока и стока при длине канала $L = 0.5 \div 1.0 \mu$. В работе [27] рассмотрен JOFET-транзистор с ВТСП-электродами и с сегнетоэлектрическим затвором (рис. 30).

Как и для транзистора на рис. 29, преимущество использования сегнетоэлектрического затвора состоит в возможности организации долговременной и энергонезависимой памяти.

Одна из основных проблем, связанных с работой джозефсоновских полевых транзисторов, заключается в величине характерного напряжения перехода $V_c = I_c R_N$ (R_N — нормальное сопротивление перехода). Предельное теоретическое значение V_c определяется выражением $V_c^{\max} = \pi \Delta(0)/e$, где $\Delta(0)$ — энергетическая щель. Для YBCO величина V_c^{\max} составляет около 50 mV. Экспериментальные значения V_c для YBCO примерно на порядок меньше этой величины, и, естественно, напряжение V_c оказывается еще меньшим для низкотемпературных сверхпроводников.

Таким образом, при создании гибридных схем [132] необходим поиск способов сопряжения низковольтных сверхпроводниковых устройств с полупроводниковыми транзисторами, в которых пороговые напряжения превышают 100 mV.

Так, например, для управления НЕМТ-транзисторами управляющий сигнал 150 mV получался в результате переключения цепочки из 52 последовательных ниобиевых туннельных переходов [132]. Использование транзисторов с сегнетоэлектрическим затвором, возможно, позволит преодолеть эти трудности. Роль порогового напряжения в таком транзисторе играет величина $V_T = E_c l_d$, где E_c — коэрцитивное поле сегнетоэлектрика, а l_d — его толщина. Если сегнетоэлектрический затвор будет иметь толщину $l_d \approx 100 \text{ \AA}$ (при таких толщинах

еще сохраняются сегнетоэлектрические свойства), то при коэрцитивном поле $E_c = 5 \div 10$ кВ/см пороговое напряжение будет составлять всего лишь $V_T = 5 \div 10$ мВ. Следует отметить, что, как показывает эксперимент, коэрцитивные поля в тонких пленках могут достигать значений 10^2 кВ/см и более, однако при рабочих температурах вблизи точки сегнетоэлектрического фазового перехода они будут значительно меньше.

На рис. 30, *b* показана логическая схема на двух JОFЕТ-транзисторах, реализующая такой подход. Изображенный на рисунке триггер работает следующим образом. Через транзисторы протекает ток смещения $I_{DS} < I_c$. При этом выходное напряжение $V_{DS} = 0$. Пусть на первый транзистор подается входной сигнал V_1^{in} такой полярности, что переключенная им поляризация в сегнетоэлектрическом затворе вызывает обеднение носителей в полупроводнике. В результате уменьшается длина когерентности ξ_N и соответственно уменьшается критический ток I_c . Транзистор переходит в состояние с выходным напряжением $V_1^{out} = I_c R_N$. Величина этого напряжения достаточна для переключения второго транзистора в состояние $V_2^{out} = 0$. Такое состояние триггера является устойчивым. Триггер переводится в противоположное состояние при подаче импульса соответствующей полярности на вход второго транзистора.

Как уже отмечалось в начале раздела, возможные применения эффекта поля не ограничиваются сверхпроводниковыми транзисторами. Например, в работе [133] показано, что в пленочной структуре YBCO-SrTiO₃ эффект поля можно использовать для управления кинетической индуктивностью ВТСП-пленки. Относительные изменения индуктивности составляли $2.6 \cdot 10^{-4}$ на 1 В напряжения на затворе, что соответствовало полю 25 кВ/см. Этот эффект также может найти применения в устройствах сверхпроводниковой электроники.

Еще одним примером возможных применений эффектов поля может быть тонкое управление параметрами джозефсоновского перехода [130]. Такое управление можно использовать, в частности, для регулировки СКВИДов (рис. 31).

Завершая этот раздел, отметим, что исследования возможности практического применения сверхпроводников на основе эффекта поля фактически только начинаются, но уже сейчас видно, что эти применения могут представлять значительный интерес.

Прогресс в практических применениях определяется в значительной степени величиной эффектов. Оценки, приведенные в [81], показывают, что в принципе при разумных значениях поляризации подзатворного сегнетоэлектрика возможно полное переключение металлической

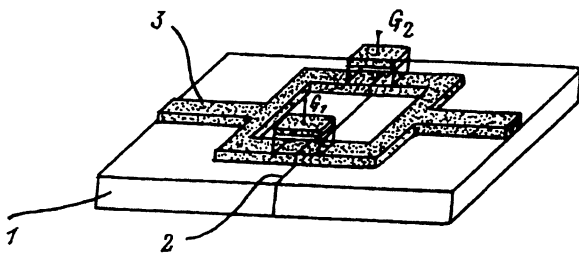


Рис. 31. СКВИД с управлением на основе эффекта поля [130].

1 — бикристаллическая подложка, 2 — «шов», 3 — тонкопленочный СКВИД, G — металлический затвор с подзатворным диэлектриком (сегнетоэлектриком) для управления параметрами слабой связи.

пленки из нормального состояния в сверхпроводящее и обратно. Если бы действительно удалось осуществить такое переключение, то это открыло бы новые возможности для практических применений.

11. Заключение

Хотя первые эксперименты по эффекту поля в сверхпроводниках были проведены более 30 лет тому назад, наиболее интенсивные исследования в этом направлении начались лишь в последние годы после открытия ВТСП. Тем не менее сейчас уже ясно, что эффект поля в сверхпроводниках является тонким инструментом исследования физических свойств сверхпроводников и может послужить основой для многих практических применений.

Вместе с тем очевидно, что в этой области остается еще много нерешенных вопросов как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Перечислим некоторые из них. Речь пойдет в основном о ВТСП.

Эффекты электрического поля до сих пор исследовались лишь на примере $YBa_2Cu_3O_x$ при поле, параллельном оси c , и при произвольном и часто не установленном содержании кислорода x . Важно проведение таких исследований в ВТСП-материалах разных составов и при различной кристаллографической ориентации пленок. В случае $YBa_2Cu_3O_x$ интересно изучить зависимость величин эффектов от содержания кислорода x и установить, в частности, оптимальное значение x .

Влияние спонтанной поляризации на свойства сверхпроводника необходимо исследовать для случая супертонких (100 \AA и менее) ВТСП-пленок, что, возможно, позволит получить полное переключение пленки из нормального в сверхпроводящее состояние и обратно. Интересно при этом и изучение влияния доменной структуры сегнетоэлектрика.

Зависимость параметров сверхпроводника от электрического поля является нелинейной, в связи с чем представляют интерес проведение исследований при переменных электрических полях и регистрация отклика на гармониках и комбинационных частотах.

Необходимо выяснение роли границ раздела (интерфейсов) металл-сверхпроводник, металл-диэлектрик, диэлектрик-сверхпроводник в наблюдаемых эффектах (поверхностные состояния, барьеры, гистерезисные явления, инжекция носителей).

Необходимо выяснить природу эффектов электрического поля в массивных образцах, в связи с тем, что эти эффекты не укладываются в общепринятые представления.

В целом очень важно дальнейшее усовершенствование технологии получения высококачественных сверхпроводниковых, диэлектрических и сегнетоэлектрических пленок, а также многослойных структур и сверхрешеток на их основе.

Выяснение всех этих вопросов будет способствовать дальнейшему развитию данного направления и расширит возможности технических применений эффектов электрического поля.

Работа по написанию обзора проводилась в рамках проекта 92176 Государственной программы по высокотемпературной сверхпроводимости.

Список литературы

- [1] Зи С.М. // Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир. 1984. Т. 2. 456 с.
- [2] Bose E. // Phys. Z. 1906. V. 7. N 11. P. 373-375.
- [3] Berman A., Juretschke H.J. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 8. P. 2903-2912.
- [4] Glover R.E., Sherill M.D. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. N 6. P. 248-250.
- [5] Сандомирский В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 396-398.
- [6] Berlincourt T.G. // Phys. Lett. 1969. V. 29A. N 6. P. 308-309.
- [7] Gurvitch M., Störmer H.L., Dynes R.C., Graybeal J.M., Jacobson D.C. // Bull. Amer. Phys. Soc. 1986. V. 31. P. 438.
- [8] Богатко В.В., Веневцев Ю.Н. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2872-2874.
- [9] Hebard A.F., Fiory A.T. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. MAG-23. N 2. P. 1279-1282.
- [10] Hebard A.F., Fiory A.T. // Novel Superconductivity/ Ed. S.A. Wolf and V.Z. Kresin. New York: Plenum Press, 1987. P. 9-22.
- [11] Klapwijk T.M., Heslinga D.R., van Huffelen W.M. // Superconducting Field Effect Devices. NATO ASI Series. 1989. V. F59. P. 385-408.
- [12] Shafer M.W., Penny T., Olsen B. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 4047-4050.
- [13] Maeda A., Hase M., Tsukada T., Noda K., Takebayashi S., Uchinokura K. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 10. P. 6418-6434.
- [14] Groen W.A., de Leeuw D.M., Geelen G.P.J. // Physica C. 1990. V. 165. N 3, 4. P. 305-307.
- [15] Гоменюк Ю.В., Лозовский В.З., Лысенко В.С., Походня К.И., Снитко О.В., Светенко Т.Н., Тягульский И.П. // ДАН УССР. 1989. Сер. А. В. 11. С. 49-51.
- [16] Kabasawa U., Asano K., Kobayashi T. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 1. P. L86-L88.
- [17] Tarutani Y., Saitoh S., Fukazawa T., Kawabe U. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 3. P. 1778-1780.
- [18] Levy A., Falck J.P., Kastner M.A., Gallagher W.J., Gupta A., Kleinsasser A.W. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 8. P. 4439-4441.
- [19] Fiory A.T., Hebard A.F., Eick R.H., Mankiewich P.M., Howard R.E., O'Malley M.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 27. P. 3441-3444.
- [20] Mannhart J., Bednorz J.G., Müller K.A., Schlom D.G. // Z. Phys. B. 1991. V. 83. P. 307-311.
- [21] Mannhart J. // Mod. Phys. Lett. 1992. V. B6. N 10. P. 555-571.
- [22] Mannhart J., Bednorz J.G., Müller K.A., Schlom D.G., Strobel J. // J. Alloys and Compounds. 1993. V. 195. P. 519-526.
- [23] Xi X.X., Li Q., Doughty C., Kwon C., Bhattacharaya S., Findikoglu A.T., Venkatesan T. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 26. P. 3470-3472.
- [24] Mannhart J., Strobel J., Bednorz J.G., Gerber Ch. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 6. P. 630-632.
- [25] Xi X.X., Doughty C., Walkenhorst A., Mao C.N., Li Q., Venkatesan T. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N 19. P. 2353-2355.
- [26] Gallagher W.J. // IEEE Trans. Magn. 1985. V. MAG-21. N 2. P. 709-716.
- [27] Леманов В.В., Павлов С.Т., Пивоваров И.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 15. С. 55-59.
- [28] Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применение. М.: Мир, 1981. С. 406.
- [29] Stadler H.L. // Phys. Rev. Lett. // 1965. V. 14. N 24. P. 979-981.
- [30] Леманов В.В., Холкин А.Л., Шерман А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 11. С. 580-583.
- [31] Шапиро В.Я. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1676-1685.
- [32] Mannhart J., Schlom D.G., Bednorz J.G., Müller K.A. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. N 15. P. 2099-2101.
- [33] Char K., Colclough M.S., Geballe T.H., Myers K.E. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. N 2. P. 196-199.
- [34] Lichtenberg F., Cantana A., Mannhart J., Shlom D.G. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. N 9. P. 1138-1140.
- [35] Glover R.E., Ghosh S.K., Daniels W.E. // Basic Problems in Thin Films Physics / Ed. R. Niedermayer and H. Mayer (Vandenhoeck and Rupprecht, Göttingen). 1966. P. 536.
- [36] Glover R.E., Rühl W. // Proc. 10-th Intern. Conf. on Low Temperature Physics. Moscow, 1967. V. II-B. P. 214.
- [37] Felsch W., Glover R.E. // J. Vac. Sci. Technol. 1971. N 1. V. 9. P. 337-340.
- [38] Rühl W. // Z. Phys. 1965. V. 186. P. 190.

- [39] Naugle D.G. // Phys. Lett. 1967. V. 25A. N 9. P. 688-690.
- [40] Naugle D.G., Baker J.W., Allen R.E. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 7. P. 3028-3037.
- [41] Bardasis A. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 3. P. 1477-1482.
- [42] Koonce C.S., Cohen M.L., Schooley J.F., Hosler W.R., Pfeiffer E.R. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 2. P. 380-390.
- [43] Schooley J.F., Frederikse H.P.R., Hosler W.R., Pfeiffer E.R. // Phys. Rev. 1967. V. 159. N 2. P. 301-305.
- [44] Testardi L.R., Moulton W.G., Mathias H., Ng H.K., Rey C.M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 2324-2325.
- [45] Бразовский С.А., Яковенко В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 3. С. 159-161.
- [46] Генкин В.М., Шаров С.В. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 10. С. 1087-1088.
- [47] Sixl H. // Phys. Lett. 1975. V. 53A. N 4. P. 333-335.
- [48] Голянов В.М., Михеева М.И., Петлин М.Б. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 2 С. 736-742.
- [49] Kechiantz A.M. // Proc. of the European Conf. on high- T_c Thin Films and Single Crystals. Ustron. Poland. 1989. P. 556-561; Physica C. 1992. V. 196. P. 48-56.
- [50] Jaeger H.M., Haviland D.B., Orr B.G., Goldman A.M. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 1. P. 182.
- [51] Xi X.X., Doughty C., Walkenhorst A., Kwon C., Li Q., Venkatesan T. // Phys. Rev. Lett. V. 68. N 8. P. 1240-1243.
- [52] Walkenhorst A., Doughty C., Xi X.X., Li Q., Lobb C.J., Mao S.N., Venkatesan T. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. N 18. P. 2709-2712.
- [53] Nakajima K., Yokota K., Myoren H., Chen J., Yamashita T. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. N 5. P. 684-686.
- [54] Mannhart J., Bednorz J.G., Catana A., Gerber Ch., Schlom D.G. // Invited Presentation at NATO ASI Course on «Materials and Crystallographic Aspects of High- T_c Superconductivity». May Erice, Italy, 1993.
- [55] Brorsson G., Boikov Yu., Ivanov Z.G., Claeson T. // Presented at Applied Superconductivity Conference. Chicago, USA, 1992.
- [56] Joosse K., Boguslavskij Y.M., Gerritsma G.J., Rogalla H. // J. Alloys and Compounds. 1993. V. 195. P. 723-726.
- [57] Joosse K., Boguslavskij Yu.M., Gerritsma G.J., Rogalla H. // Presented at European Conference on Applied Superconductivity. Göttingen, Germany, 1993.
- [58] Гоменюк Ю.В., Ключ Н.И., Лозовский В.З., Лысенко В.С., Прокофьев А.Ю., Романюк Б.Н., Сытенко Т.Н., Тягульский И.П. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 4. С. 762-764.
- [59] Gomeniuk Yu.V., Lozovski V.Z., Lysenko V.S., Tyagulski I.P. // Physica C. 1993. V. 214. P. 127-132.
- [60] Варюхин В.М., Гоменюк Ю.В., Лозовский В.З., Лысенко В.С., Тягульский И.П. // ФНТ. 1992. Т. 18. № 12. С. 1309-1314.
- [61] Смирнов Б.И., Криштопов С.В., Орлова Т.С. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2482-2486.
- [62] Смирнов Б.И., Орлова Т.С., Криштопов С.В. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 8. С. 2250-2255.
- [63] Смирнов Б.И., Орлова Т.С., Кауфманн Х.-Й. // ФТТ 1994. Т. 36. № 2. С. 460-464.
- [64] Нефедов В.И., Соколов А.Н., Бельский Н.К., Очертянова Л.И., Козаков А.Т., Демьянченко А.В., Рамеддик Г.И. // СФХТ. 1991. Т. 4. С. 987.
- [65] Mitin A.V., Alekseevskii N.E., Khlybov E.P. // Physica C. 1992. V. 199. P. 351-355.
- [66] Moeckley V.H., Lathrop D.K., Buhrman R.A. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. N 1. P. 400-417.
- [67] Rothman S.J., Routbort J.L., Baker J.E. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 13. P. 8852-8860; Rothman S.J., Routbort J.L., Welp H., Baker J.E. // Phys. Rev. 1991. V. 44. N 5. P. 2326-2333.
- [68] Lemanov V.V., Sherman A.B., Andrianov G.O., Ergashev I.A. // Ferroelectrics. 1992. V. 130. P. 35-44.
- [69] Chandrasekar N., Valls O.T., Goldman A.M. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 1079; Chandrasekar N., Valls O.T., Goldman A.M. (submitted to Phys. Rev. B).
- [70] Shrivastava K.N. // J. Phys. C. 1993. V. 5. P. L597-L600.
- [71] Müller V., Hucho C., Maurer D., de Groot K., Reider K.H. // Physica B. 1990. V. 165-166. P. 1271-1272.
- [72] Kurtz S.K., Bhalla A., Cross L.E. // Ferroelectrics. 1991. V. 117. P. 261-276.

- [73] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов А.И., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 396 с.
- [74] Afanasjev V.P., Kramar G.P. // *Ferroelectrics*. 1993. V. 143. N 1-4. P. 299-304.
- [75] Dorogovtsev S.N. // *Ferroelectrics*. 1993 (to be published).
- [76] Lemanov V.V., Kholkin A.L., Sherman A.B. // *Supercond. Sci. Technol.* (to be published).
- [77] Larkins G.L., Avello M., Boyce J.B., Fork D.K. // Presented at European Conference on Applied Superconductivity. Göttingen, Germany. 1993.
- [78] Wu N.J., Lin H., Xie K., Ignatiev A. // *Ferroelectrics*. 1994 (to be published).
- [79] Гольдман Б.М., Леманов В.В., Холкин А.Л., Шульман С.Г. // Письма в ЖТФ 1993. Т. 19. № 20. С. 1-6.
- [80] Gachigi K., Kumar U., Dougherty J.P. // *Ferroelectrics*. 1993. V. 143. P. 229-238.
- [81] Леманов В.В. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 22. С. 33-38.
- [82] Shilling O.F. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. N 21. P. 1817-1818.
- [83] Lischner D.J., Juretschke H.J. // *J. Appl. Phys.* 1980. V. 51. P. 474.
- [84] Belenky G.L., Green S.M., Roytburd A., Lobb C.J., Hagen S.J., Greene R.L. // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44. N 18. P. 10117-10120.
- [85] 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.
- [86] Ruprecht G., Winter W.H. // *Phys. Rev.* 1967 V. 155. N 3. P. 1019-1029; Sorge G., Beige H., Schmidt G. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1974. V. 26. P. K153-K156.
- [87] Яффе Б., Кук У., Яффе Г. // Пьезоэлектрическая керамика. М.: Мир, 1974. 288 с.
- [88] Леманов В.В., Макаров В.В., Шерман А.Б. // ФТТ Т. 36. В. 8.
- [89] Matthias В.Т. // *Mat. Res. Bull.* 1970. V. 5. P. 665-668.
- [90] Birman J.L. // *Ferroelectrics*. 1977. V. 16. P. 171.
- [91] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница. М.: Наука, 1977. 400 с.
- [92] Леванюк А.П., Сурис Р.А. // УФН. 1967. Т. 191. № 1. С. 113-120.
- [93] Ginzburg V.L. // *Ferroelectrics*. 1987. V. 76. P. 3-22.
- [94] Lefkowitz J., Bloomfield // *Ferroelectrics*. 1984. V. 51. P. 173-183.
- [95] Bishop A.R., Martin R.L., Müller K.A., Tesanovic Z. // *Z. Phys. B*. 1989. V. 76. P. 17-24.
- [96] Bussman-Holder A., Simon A., Buttner H. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. P. 207-214; Bussman-Holder A., Bishop A.R., Migliory A., Fisk Z. // *Ferroelectrics* 1992. V. 128. P. 105; Bussman-Holder A., Bishop A.R., Simon A. // Abstracts of 8th International Meeting on Ferroelectricity. Gaithersburg, USA, 1993. P. 5.
- [97] Богатко В.В., Венецьев Ю.Н. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1495-1498.
- [98] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [99] Trybula Z., Stankowski J., Baszynski J. // *Physica C*. 1988. V. 156. P. 485.
- [100] Samara G.A., Hammetter W.F., Venturini E.L. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 41. N 13. P. 8974-8980.
- [101] Ming-Sheng Zhang, Qiang Chen, Dakun Sun, Rong-Fu Ji, Zheng-Hao Qin, Zheng Yu, Scott J.F. // *Sol. St. Commun.* 1988. V. 65. P. 487.
- [102] Kurtz S.K., Cross L.E., Setter N., Knight D., Bhalla A., Cao W.W., Lawless W.N. // *Mat. Lett.* 1988. V. 6. P. 317-320.
- [103] Cannelli G., Canali M., Cantelli R., Cordero F., Ferraro S., Ferretti M., Trequattrini F. // *Phys. Rev. B*. 1992. V. 45. N 2. P. 931-937.
- [104] Wu Ting, Fossheim K., Wada T., Yaegashi Y., Yamauchi H., Tanaka S. // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 47. N 18. P. 12197-12204.
- [105] Lemanov V.V., Sherman A.B., Andrianov G.O., Ergashev I.A. // *Ferroelectrics*. 1992. V. 128. P. 167-172.
- [106] Michailovic D., Poberaj J. // *Physica C*. 1991. V. 185-189. P. 781-782.
- [107] Lengfellner H., Kremb G., Schnellbogl A., Betz J., Renk K.F., Prettl W. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 60. N 4. P. 501-503.
- [108] Hulm J.K. // *Proc. Phys. Soc.* 1950. V. 63A. P. 1184-1185; Weaver H.E. // *J. Phys. Chem. Solids*. 1959. V. 11. P. 274.
- [109] Barret J.H. // *Phys. Rev.* 1952. V. 86. N 1. P. 118-120.
- [110] Müller K.A., Burkard H. // *Phys. Rev. B*. 1979. V. 19. N 7. P. 3593-3602.

- [111] Sawaguchi E., Kikuchi A., Kodera Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1962. V. 17. N 10. P. 1666-1667.
- [112] Neville R.C., Hoeneisen B., Mead C.A. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 5. P. 2124-2131.
- [113] Saifi M.A., Cross L.E. // Phys. Lett. 1968. V. 27A. N 4. P. 201-202; Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 3. P. 677-684.
- [114] Агафонов Ю.А., Вендик О.Г., Горин Ю.Н., Рубан А.С., Смирный В.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 4. С. 841-845.
- [115] Вендик О.Г., Дедьк А.И., Дмитриева Р.В., Зайончковский А.Я., Лихолетов Ю.В., Рубан А.С. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 684-689.
- [116] Hochli U.T. // Ferroelectrics. 1974. V. 7. N 1-4. P. 237-239.
- [117] Stumpe R., Wagner D., Bauerle D. // Ferroelectrics. 1984. V. 56. N 1-2. P. 145-148.
- [118] Юшин Н.К., Сотников А.В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 9. С. 2772-2776.
- [119] Hirano T., Ueda M., Matsui K., Fujii T., Sakuta K., Kobayashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31(pt 2). N 9B. P. L1345-L1347.
- [120] Walkenhorst A., Doughty C., Xi X.X., Mao C.N., Li Q., Venkatesan T., Ramesh R. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. N 14. P. 1744-1746.
- [121] Joshi P.S., Krupanidhi S.B. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 11. P. 7627-7634.
- [122] Carnes J.E., Goodman A.M. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 8. P. 3091-3096.
- [123] Neville R.C., Mead C.A. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 11. P. 4657-4663.
- [124] Hayashi S., Aoki R. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 2. P. 331-335.
- [125] Yoshida A., Tamura H., Gotoh K., Takauchi H., Hasuo S. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 9. P. 4976-4971.
- [126] Koshida N., Saito K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1990. V 29. N 9. P. L1635-L1637.
- [127] Sakuta K., Awaji T., Matsui K., Hirano T., Fujii T., Kobayashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31(pt 2). N 10A. P. L1411-L1414.
- [128] Fujii T., Sakuta K., Awaji T., Matsui K., Hirano T., Ogawa Y., Kobayashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1992. V. 31(pt 2). N 5B. P. L612-L615.
- [129] Mannhart J., Kleinsasser A. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1992. V. 275. P. 549-557.
- [130] Mannhart J. // European Conference on Applied Superconductivity, Germany, 1993.
- [131] Kleinsasser A.W., Jackson T.N., McIntuff D., Rammo F., Pettit G.D., Woodall J.M. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 1909-1911.
- [132] Van Duzer T., Kumar S. // Cryogenics. 1990. V. 30. P. 1014-1023.
- [133] Gim Y., Doughty C., Xi X.X., Amar A., Venkatesan T., Wellstood F.C. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 3198-3200.

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

Поступило в Редакцию
8 февраля 1994 г.