

УДК 537.312

ФИЗИКА

А. М. Кечянц

Эффект поля в обычных и высокотемпературных сверхпроводниках

(Представлено академиком АН Армении М. Л. Тер-Микаеляном 19/II 1990)

Согласно современным представлениям, спаривание одноименных подвижных носителей заряда приводит к возникновению сверхпроводимости в образце. Критическая температура, при которой такой образец переходит в сверхпроводящее состояние T_c , зависит от плотности носителей заряда. Последнее подтверждается экспериментально: при легировании образцов с увеличением (уменьшением) плотности носителей заряда увеличивается (уменьшается) T_c образца (1). С помощью электрического поля можно управлять плотностью подвижных носителей заряда в приповерхностном слое образца (эффект поля), а следовательно, величиной T_c образца. Изменение ΔT_c критической температуры T_c на тонких пленках олова и индия в электрическом поле наблюдали Гловер и Шерил (2). Эффект достигал 10^{-4} К. Позже для этих же материалов Стадлер (3) получил $\Delta T_c \simeq 10^{-3}$ К, а Рул (4) показал, что для достижения больших значений ΔT_c при эффекте поля принципиальных ограничений нет. В частности, на тонких пленках олова Рул наблюдал $\Delta T_c \simeq 0,4$ К, т. е. порядка 10% от T_c исходного образца. Измерение проводилось в электрическом поле порядка 10^8 В/см, которое возникало при скоплении электрически заряженных молекул кислорода на поверхности пленки, в процессе низкотемпературного окисления пленки, и исчезало при удалении молекул кислорода (при этом T_c принимало первоначальное значение).

Экспериментально полученные значения ΔT_c при эффекте поля в обычных сверхпроводниках были очень малы для практического применения этого явления. Появление высокотемпературных сверхпроводников вызвало новый интерес к эффекту поля в сверхпроводниках (5), так как в этих материалах не только T_c , но и его изменение при эффекте поля ΔT_c может оказаться больше, чем в обычных сверхпроводниках (6).

Настоящая работа посвящена оценке величины ΔT_c при эффекте поля и ее зависимости от параметров материала. Численные оценки выполнены применительно к высокотемпературным сверхпроводникам.

При эффекте поля в структуре типа полевого МОП-транзистора (затвор/изолирующий слой/сверхпроводник, см. рис. 1) внешнее электрическое поле проникает в сверхпроводник на глубину слоя экра-

нирования x_0 . Распределение потенциала φ в слое экранирования описывается уравнением Пуассона, решение которого в этом случае имеет вид (8)

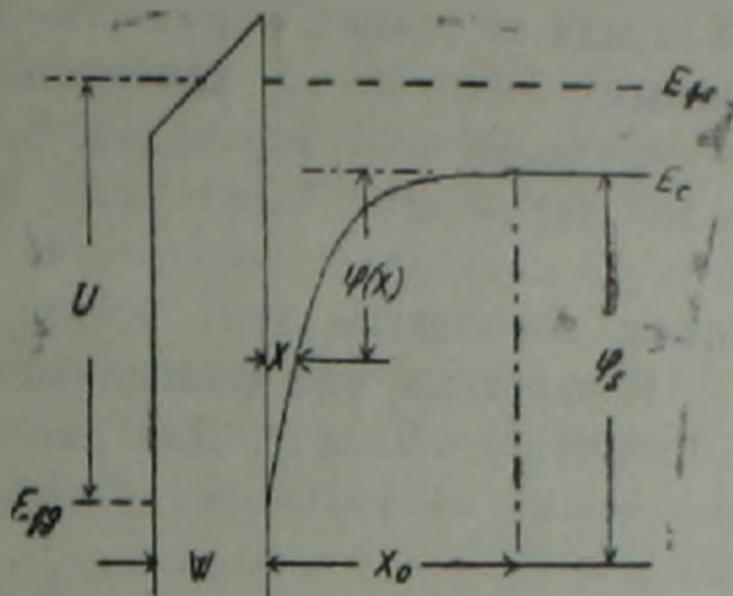


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры типа затвор изолирующий слой/сверхпроводник. w и x_0 — толщина изолирующего слоя и слоя экранирования; E_c — край энергетической зоны; E_{Fg} и E_{Fs} — положение уровней Ферми на затворе и в сверхпроводнике; $\varphi(x)$ и φ_s — смещения зон в сверхпроводнике на глубине x от границы раздела с изолирующим слоем и на границе раздела с изолирующим слоем соответственно, U — напряжение на затворе

$$\varphi = \varphi_s \exp(-x/l), \quad (1)$$

где $l = \left[\frac{\epsilon}{4\pi e^2 N_a} \right]^{1/2}$ — характерная длина экранирования в сверхпроводнике; ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость сверхпроводника (7,8); N_a — среднее значение плотности состояний энергетического спектра носителей заряда в однородном образце, близ уровня Ферми; индексом s отмечено значение $\varphi(x)$ на границе раздела сверхпроводника с изолирующим слоем рассматриваемой структуры.

Потенциал смещения φ_s определяется из условия непрерывности электрической индукции на границе раздела сверхпроводника с изолирующим слоем, и при $l \ll w$

$$\varphi_s = eU \frac{\epsilon^* l}{\epsilon w}, \quad (2)$$

где w и ϵ^* — толщина и статическая диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя; U — напряжение на затворе структуры.

Для достижения больших значений φ_s необходимо, чтобы изолирующий слой структуры сочетал в себе большие значения пробивного напряжения и высокую статическую диэлектрическую проницаемость ϵ^* . Обычно в диэлектриках пробой наступает при напряженности электрического поля $U/w \approx 10^6$ В/см, а ϵ^* может принимать значения от единиц до нескольких тысяч (9). Так как характерная длина экранирования в хороших проводниках $l \approx 10^{-9} \epsilon^{1/2}$ см, то смеще-

ние зон в сверхпроводнике при эффекте поля может достигать нескольких десятых долей эВ (5).

При эффекте поля в слое экранирования плотность состояний подвижных носителей заряда на уровне Ферми становится равной $N(\varphi(x))$, параметр T_c — равным $T_c(\varphi(x))$, а критическая температура, при которой структура переходит в сверхпроводящее состояние T_c^* , становится функционалом параметра $T_c(\varphi)$, где $N(E)$ — плотность состояний энергетического спектра подвижных носителей заряда в однородном материале; E — энергия этих носителей, отсчитанная от уровня Ферми $E_{f,0}$. Конкретный вид функционала T_c^* можно определить по теории Гинзбурга—Ландау. Для рассматриваемой структуры после ряда упрощений из уравнения Гинзбурга—Ландау можно получить уравнение для T_c^* :

$$\lambda_c \operatorname{tg} \frac{\lambda_c d}{\xi_0} = \frac{l}{\xi_0} \int_0^{\varphi_s} \left[1 - \frac{T_c(\varphi)}{T_{c0}} \right] \frac{\xi_0}{\xi^2(\varphi)} \frac{T_{c0}}{T_c(\varphi)} \frac{d\varphi}{\varphi}, \quad (3)$$

где $\xi(\varphi) = 0,134 \frac{\hbar v(\varphi)}{kT_c(\varphi)}$; $v(\varphi)$ — скорость электронов на поверхности

Ферми; $\lambda_c^2 = 1 - \frac{T_c^*}{T_{c0}}$; d — толщина сверхпроводника; индексом нуль отмечены значения, которые имеют соответствующие величины в однородном материале. Выражение (3) можно упростить: если

то изменение критической температуры $\Delta T_c^* = T_c^* - T_{c0}$ равно

$$\left| \int_0^{\varphi_s} \frac{(T_c(\varphi) - T_{c0}) \xi_0 d\varphi}{\varphi \xi^2(\varphi) T_c(\varphi)} \right| < \frac{\xi_0}{ld}, \quad (4)$$

то изменение критической температуры $\Delta T_c^* = T_c^* - T_{c0}$ равно

$$\frac{\Delta T_c^*}{T_{c0}} = \frac{l}{d} \int_0^{\varphi_s} \frac{T_c(\varphi) - T_{c0}}{\varphi} \frac{\xi_0}{\xi^2(\varphi)} \frac{d\varphi}{T_c(\varphi)}, \quad (5)$$

наоборот, если условие (4) не выполнено, то

$$\left[\frac{\Delta T_c^*}{T_{c0}} \right]^{1/2} = \frac{l}{\xi_0} \int_0^{\varphi_s} \frac{T_c(\varphi) - T_{c0}}{\varphi} \frac{\xi_0}{\xi^2(\varphi)} \frac{d\varphi}{T_c(\varphi)} \quad \text{при } T_c^* > T_{c0}; \quad (6)$$

$$\frac{\Delta T_c^*}{T_{c0}} \approx - \left[\frac{\pi \xi_0}{2d} \right]^2 \quad \text{при } T_c^* < T_{c0}; \quad (7)$$

Рис. 2 иллюстрирует результаты вычисления T_c^* , выполненного в приближении линейной зависимости $T_c(\varphi)$ от $\varphi(x)$, и при условии $v(\varphi) = v_0$. Из рисунка видно, что в такт с изменением φ_s и T_{c0} меняется критическая температура, при которой структура переходит в сверхпроводящее состояние T_c^* . Например, в пленке толщиной $d = 3\xi_0$ изменение T_{c0} на 35% приводит к изменению T_c^* на 3,5% по сравнению с T_{c0} . С увеличением толщины образца ΔT_c^* монотонно умень-

шается, и при $d \gg 20\xi_0$ ΔT_c^* практически не зависит от толщины сверхпроводника d , причем предельное значение ΔT_c^* отлично от нуля только тогда, когда в целом эффект поля приводит к преобладанию T_c^* над T_{c0} .

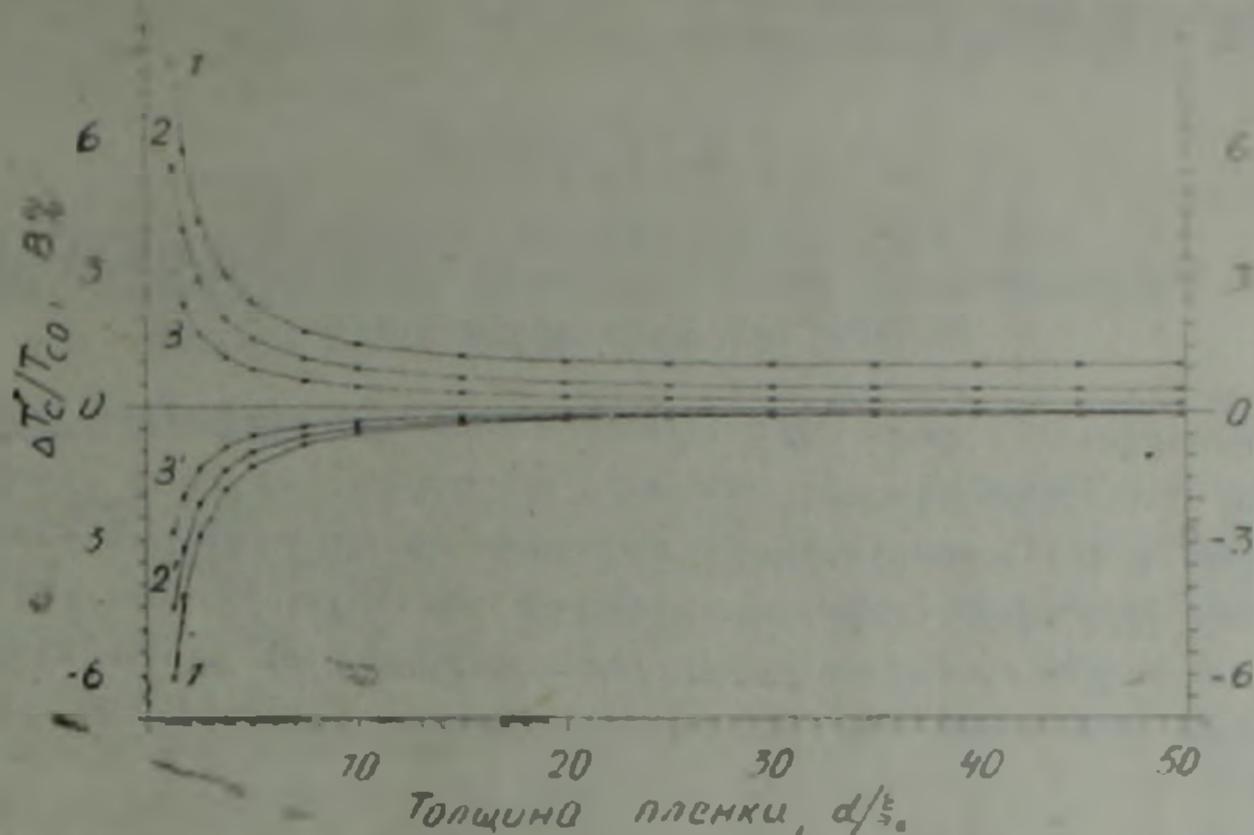


Рис 2. Зависимость относительного изменения критической температуры ΔT_c^* от толщины пленки d при эффекте поля в сверхпроводниках: 1— $\Delta T_c^*/T_{c0}=0,35$; 1'— $\Delta T_c^*/T_{c0}=-0,35$; 2— $\Delta T_c^*/T_{c0}=0,25$; 2'— $\Delta T_c^*/T_{c0}=-0,25$; 3— $\Delta T_c^*/T_{c0}=0,15$; 3'— $\Delta T_c^*/T_{c0}=-0,15$

Зависимость ΔT_c^* от феноменологических параметров сверхпроводника T_{c0} и ξ_0 определяется условием (4). Если условие (4) выполнено, например, в линейном приближении при небольших φ_s , то ΔT_c^* не зависит от ξ_0 и пропорционально T_{c0} . Наоборот, если условие (4) нарушено, например, при больших φ_s , то ΔT_c^* пропорционально T_{c0} и ξ_0^3 при $T_c^* < T_{c0}$ и ΔT_c^* пропорционально T_{c0} и обратно пропорционально ξ_0^3 при $T_c^* > T_{c0}$.

Таким образом, зависимость ΔT_c^* от феноменологических параметров сверхпроводника T_{c0} и ξ_0 позволяет сделать вывод о том, что в высокотемпературных сверхпроводниках эффект поля должен быть выражен сильнее, чем в обычных сверхпроводниках, так как у них T_{c0} на порядок выше, а ξ_0 на два порядка меньше соответствующих величин обычных сверхпроводников.

Этот результат подтверждается численной оценкой. В высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при $T_c < 92\text{K}$ параметр $T_c \sim N_f^{1/2}$, где N_f —плотность состояний на уровне Ферми⁽¹⁾. При эффекте поля в структуре на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($\epsilon = 100$ ⁽⁸⁾, $N_a = 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ ⁽¹⁰⁾ и $l = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$) с изолирующим слоем из титаната стронция ($\epsilon^* = 1000$) толщиной $w = 10^{-5} \text{ см}$, при напряжении на затворе $U = 2\text{В}$, смещение зон на поверхности образца достигает $\varphi_s = 0,1 \text{ эВ}$. При этом параметр T_c на поверхности $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($\xi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$) достигает значения $T_{c,s} = 90\text{K}$ ^(1,10), что согласно (5) должно при-

вести к возрастанию T_c сверхпроводника толщиной $d=10^{-6}$ см на $\Delta T_c=1,5K$, тогда как в обычных сверхпроводниках это возрастание составляет всего лишь $10^{-2}K$ (23).

Институт физических исследований
Академии наук Армении

Ա. Մ. ԿԵՉԻՅԱՆՑ

Դաշտի երևույթ սովորական և բարձր ջերմաստիճանային
գերհաղորդիչներում

Դիտարկված է դաշտային տրանզիստորի կառուցվածքի՝ փական/մեկուսացնող շերտ/գերհաղորդիչ, սարքի Գինզբուրգ-Լանդաուի հավասարումից ստացված է գերհաղորդչային վիճակի անցման կրիտիկական ջերմաստիճանի կախումը կիրառված էլեկտրական դաշտի մեծությունից: Ցույց է տրված, որ դաշտի երևույթի ժամանակ բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների կրիտիկական ջերմաստիճանի փոփոխումը կարող է հասնել մի քանի աստիճանի:

ЛИТЕРАТУРА—ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ B. W. Veal, J. Z. Liu, A. P. Paulikas e. a., Physica C, v. 158, p. 276 (1989).
² R. E. III. Glover, M. D. Sherrill, Phys Rev Lett, v. 5, p. 248 (1960). ³ H. L. Stadler, Phys Rev Lett, v. 14, p. 979 (1965). ⁴ W. Ruhl, Z. Physik, v. 186, p. 190 (1965)
⁵ D. E. Moore, 2-nd Workshop on HTS Electron Devices, Hokkaido, Japan, p. 28 (1989) ⁶ A. M Kechiantz, Int Conf on High-T_c Thin Films & Singl Crystals, Ustron Poland, p. 94 (1989). ⁷ S. K. Kurtz, J. R. Hardy, J. W. Flocken, Ferroelectrics, v. 87, p. 29 (1988). ⁸ L. R. Testardi, W. G. Moulton, H. Mathias e. a., Phys Rev. B, v. 37, p. 2324 (1988). ⁹ М. Лайкс, А. Гласс, Сегнетоэлектрики и родственные им материалы, Мир, М., 1981. ¹⁰ S. Massidda, J. Yu. A. j. Freeman e. a., Phys Lett., A, v 122, p. 198 (1987).