

УДК 537.312.62

©1995

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК SNS-КОНТАКТА

*А.Л.Рахманов, А.В.Рожков*

Институт высоких температур Российской академии наук,  
127412, Москва, Россия  
(Поступила в Редакцию 4 апреля 1995 г.)

Влияние электрического поля на критический ток SNS-контакта исследовано в приближении теории Гинзбурга-Ландау. Показано, что электрическое поле может вызвать существенное увеличение критического тока контакта, особенно если температура образца близка к температуре сверхпроводящего перехода нормального слоя  $T_{sc}$ . Влияние электрического поля усиливается с уменьшением толщины пленки, однако оно может быть сильным и для толстых пленок при температурах, близких к  $T_{sc}$ . При изменении полярности электрического поля критический ток контакта убывает, но в этом случае эффект поля существенно меньше, чем в случае, когда оно вызывает рост критического тока.

Электрическое поле  $E$ , приложенное к поверхности сверхпроводника, вызывает изменение концентрации носителей заряда  $n_0$  на расстоянии от поверхности порядка длины дебаевского экранирования  $l_D$ . В приближении Томаса-Ферми  $l_D = (\epsilon_d/4\pi\nu_F e^2)^{1/2}$ , где  $\epsilon_d$  — диэлектрическая проницаемость,  $\nu_F$  — плотность состояний на поверхности Ферми  $^{[1,2]}$ . Поскольку свойства сверхпроводника существенно зависят от  $n_0$ , то поперечное электрическое поле может влиять на продольную вольт-амперную характеристику (ВАХ) сверхпроводника, если  $^{[1,2]}$   $l_D \geq \xi$ , где  $\xi$  — глубина когерентности. Последнее неравенство может выполняться для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) из-за малой глубины когерентности и относительно высокой величины  $\epsilon_d$   $^{[1,2]}$ . Действительно, в многочисленных экспериментах  $^{[3-6]}$  наблюдалось заметное влияние поперечного электрического поля на ВАХ ВТСП-пленок и керамик.

В ряде работ  $^{[5-7]}$  высказано предположение о том, что одной из причин проявления эффекта электрического поля в ВТСП является наличие слабых связей, изменяющих свои свойства под действием электрического поля. Действительно, в экспериментах  $^{[5,7]}$  было обнаружено сильное влияние электрического поля на ВАХ одиночных слабых связей в пленках YBCO.

В данной работе в рамках теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ) исследовано влияние электрического поля на критический ток контакта SNS (сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник). Предполагается, что нормальный металл обладает ненулевой температурой сверх-

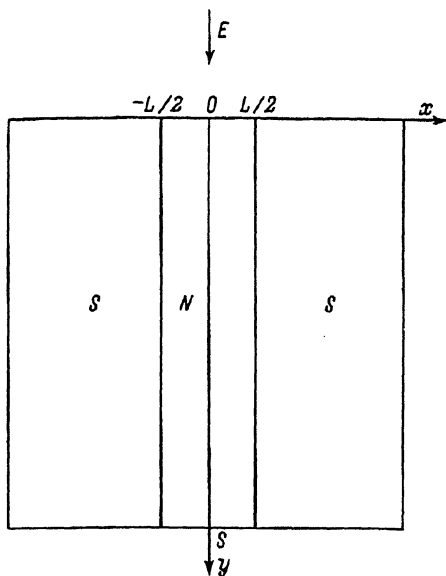


Рис. 1. SNS-контакт в электрическом поле.

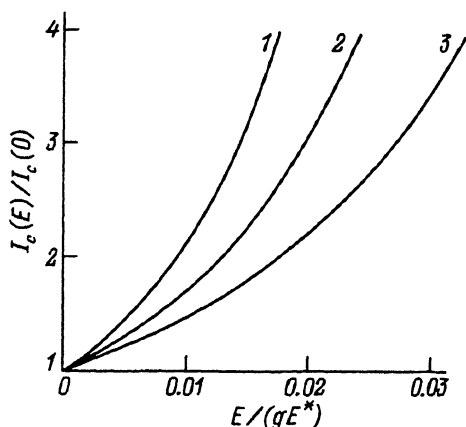


Рис. 2. Зависимость отношения  $I_c(E)/I_c(0)$  от  $E/(gE^*)$  для тонкой пленки при  $l_D/\xi_0 = 2$ ,  $L/\xi_0 = 100$ ,  $S/l_D = 3$ .  
 $\tau$ : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.2.

проводящего перехода  $T_{sc}$ . Рассматривается область таких температур  $T$ , что  $T_{sc} < T < T_c$  ( $T_c$  — критическая температура сверхпроводника). Как будет видно из полученных далее результатов, именно в этой области температур влияние электрического поля на слабую связь максимально.

Рассмотрим SNS-контакт шириной  $L$ , помещенный в электрическое поле  $E$ , направленное вдоль оси  $y$ , транспортный ток  $I$  течет вдоль оси  $x$  (рис. 1). Положим для простоты, что из-за несимметричности электродов электрическое поле в нижней части контакта ( $y = S$ ) равно нулю. При этом обычно  $l_D \ll S, L$ . Плотность критического тока  $j_c$  SNS-перехода определяется отношением  $L/\xi_n$ , где  $\xi_n$  — глубина когерентности в нормальном металле [8], и при  $L/\xi_n \gg 1$  легко получить оценку  $j_c \sim \exp(-L/\xi_n)$ . В приближении ГЛ

$$\xi_n = \frac{\xi_0}{\sqrt{\tau}}, \quad \tau = \frac{T - T_{sc}}{T_{sc}},$$

где  $\xi_0$  — глубина когерентности в  $N$ -слое при  $T = 0$ . Пусть из-за приложенного к поверхности поля  $E$  в слое толщиной  $l_D$  критическая температура  $N$ -слоя возросла на малую величину  $\Delta T_{sc}$ . Тогда изменение  $\Delta I_c$  критического тока  $I_c$  слабой связи можно оценить как

$$\frac{\Delta I_c}{I_c} = \frac{L}{\xi_0 \sqrt{\tau}} \frac{l_D}{S} \frac{\Delta T_{sc}}{T_{sc}}. \quad (1)$$

Поскольку  $L/\xi_0 \gg 1$ , то и при малом отношении  $l_D/S$  изменение критического тока слабой связи может быть значительным. Напротив,

при изменении знака поля, когда критическая температура, а следовательно, и плотность критического тока падают, отношение  $|\Delta_c|/I_c$ , очевидно, не может превысить величины порядка  $l_D/S \ll 1$ . Здесь уместна следующая аналогия. Управляя сопротивлением лишь одного из  $N = S/l_D$  одинаковых сопротивлений, включенных параллельно, можно увеличить проводимость системы до сколь угодно большой величины, но нельзя уменьшить ее более, чем на  $1/N$  часть. Поэтому далее мы обсуждаем случай, когда электрическое поле вызывает увеличение критического тока.

В рамках теории ГЛ связь между приложенным полем и изменением критической температуры имеет вид [9]

$$\frac{\Delta T_{sc}}{T_{sc}} = \frac{E}{gE^*}, \quad E^* = \frac{4\pi e l_D n_0}{\epsilon_d}, \quad g = \left( \frac{\partial \ln T_{sc}}{\partial \ln n_0} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Согласно [9], характерное значение поля  $gE^*$  для сверхпроводников типа YBCO порядка составляет  $10^7$  В/см. Возьмем для оценок  $l_D = 20 \text{ \AA}$ ,  $S = L = 1000 \text{ \AA}$ ,  $\xi_0 = 10 \text{ \AA}$ ,  $E = 10^5$  В/см,  $T - T_{sc} = 10$  К,  $T_{sc} = 50$  К и получим  $\Delta I_c/I_c \sim 10\%$ .

## 1. Основные уравнения

Будем полагать, что в  $N$ -слое параметр порядка  $\Delta_n$  мал и подчиняется линеаризованному уравнению ГЛ [10]

$$-\nabla^2 \Delta_n + \xi_n^{-2} \Delta_n = 0. \quad (3)$$

Граничные условия к (3) запишем в стандартном виде [11]

$$\Delta_n = \alpha \Delta_s, \quad \frac{\partial \Delta_n}{\partial x} = \gamma \frac{\partial \Delta_s}{\partial x}, \quad x = \pm \frac{L}{2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Delta_n}{\partial y} = 0, \quad y = 0, S. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta_s$  — значение параметра порядка в  $S$ -слое,  $\alpha$  и  $\gamma$  — феноменологические постоянные, характеризующие свойства NS-границы. В отсутствие тока и поперечного электрического поля решение уравнения (3) имеет вид  $\Delta_n = A \operatorname{ch}(x/\xi_n) / \operatorname{ch}(L/2\xi_n)$ , где постоянная  $A$  определяется из граничных условий (4). Аппроксимируем  $\Delta_s$  вблизи NS-границы следующим образом [10]:

$$\Delta_s(x) = \Delta_s(L/2) + (x - L/2) \frac{|\Delta_s^0| - \Delta_s(L/2)}{\xi_s},$$

где  $|\Delta_s^0|$  — равновесное значение модуля параметра порядка в сверхпроводнике вдали от NS-границы,  $\xi_s$  — глубина когерентности в  $S$ -слое. С помощью этой аппроксимации граничные условия (4) сводятся к виду

$$\frac{\partial \Delta_n}{\partial x} + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{\Delta_n}{\xi_s} = \gamma \frac{|\Delta_s^0|}{\xi_s}, \quad x = \pm \frac{L}{2}. \quad (6)$$

Тогда при нулевом токе через контакт

$$A = \frac{\gamma |\Delta_n^0|}{(\xi_s/\xi_n) \operatorname{th}(L/2\xi_n) + \gamma/\alpha}.$$

В этом же приближении решение уравнения (3), описывающее состояние с ненулевым током, можно представить в виде

$$\Delta_n = A^* \left[ \frac{\operatorname{ch}(x/\xi_n) \cos(\delta\varphi/2)}{\operatorname{ch}(L/2\xi_n)} - i \frac{\operatorname{sh}(x/\xi_n) \sin(\delta\varphi/2)}{\operatorname{sh}(L/2\xi_n)} \right], \quad (7)$$

где  $\delta\varphi$  — разность фаз параметра порядка на берегах SNS-контакта,  $A^* = \text{const}$ . Как легко показать, в интересующем нас случае  $L \gg \xi_n$ , когда плотность критического тока контакта мала, модуль параметра порядка, а следовательно, и постоянная  $A^*$  слабо зависят от величины тока. Поэтому мы можем положить  $A^* = A$ .

В «грязном» пределе плотность тока через SNS-контакт описывается известным выражением [10]

$$j_n = -C_n \operatorname{Im} \left( \Delta_n^* \frac{\partial \Delta_n}{\partial x} \right), \quad C_n = \frac{\pi e v_F D_n}{2k_B T}, \quad (8)$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии носителей заряда в  $N$ -слое,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Отметим, что из условия непрерывности тока можно найти связь между феноменологическими постоянными  $\alpha$  и  $\gamma$  в виде  $\alpha\gamma = C_n/C_s$ , где  $C_s$  — постоянная для  $S$ -слоя, аналогичная  $C_n$ .

Ток через контакт достигает критической плотности при  $\delta\varphi = \pi/2$ . Тогда с помощью (7), (8) для  $I_c$  получим

$$I_c = \frac{C_n A^2 S L_z}{\xi_n \operatorname{sh}(L/\xi_n)} \approx \frac{C_n S L_z}{2\xi_n} \left( \frac{\gamma \Delta_n^0}{\xi_s/\xi_n + \gamma/\alpha} \right)^2 \exp(-L/\xi_n),$$

где  $L_z$  — размер контакта вдоль оси  $z$ .

Приложенное к поверхности сверхпроводника электрическое поле экспоненциально уменьшается в глубь образца и в приближении Томаса-Ферми для  $E(y)$  имеем  $E(y) = E \exp(-y/l_D)$ . При этом меняется концентрация носителей вблизи поверхности  $\delta n/n_0 = E \exp(-y/l_D)/E^*$ . Полагая, что  $l_D > \xi_0$ , мы можем ввести в приближении ГЛ локальную температуру сверхпроводящего перехода в  $N$ -слое  $T_{sc}(y)$  [1]

$$T_{sc}(y) = T_{sc} + \frac{E}{gE^*} \exp(-y/l_D).$$

Ниже мы считаем, что полярность приложенного поля  $E$  такова, что локальная критическая температура возрастает (см. выше).

Теперь глубина когерентности в  $N$ -слое зависит от координаты  $y$  [1]

$$\xi_n^2(y) = \frac{\xi_n^2(\infty)}{1 - \varepsilon \exp(-y/l_D)}, \quad \varepsilon = \frac{E}{gE^* \tau},$$

а уравнение для параметра порядка (3) приобретает вид

$$-\nabla^2 \Delta_n + \frac{1 - \varepsilon \exp(-y/l_D)}{\xi_n^2} \Delta_n = 0, \quad (9)$$

где  $\xi_n = \xi_n(\infty)$ . Поскольку в рассматриваемой модели наибольшее влияние на свойства SNS-контакта возникает из-за воздействия электрического поля на  $N$ -слой, то изменением свойств  $S$ -слоя мы пренебрегаем. Тогда граничные условия к уравнению (9) в отсутствие тока имеют прежний вид (5), (6).

Будем искать решения граничной задачи (5), (6), (9) в виде ряда

$$\Delta_n = \sum_{\nu} f_{\nu}(x) g_{\nu}(y),$$

где  $\nu$  и  $g_{\nu}$  определяются из решения задачи на собственные значения

$$g_{\nu}'' + \frac{\varepsilon \exp(-y/l_D) + \nu}{\xi_n^2} g_{\nu} = 0, \quad (10)$$

$$g_{\nu}' = 0, \quad y = 0, S, \quad (11)$$

а функция  $f_{\nu}(x)$  удовлетворяет уравнению

$$f_{\nu}'' - \frac{(1 + \nu)}{\xi_n^2} f_{\nu} = 0.$$

Общее решение уравнения (10) имеет вид

$$g_{\nu} = J_{\mu} [2l_D \sqrt{\varepsilon} \exp(-y/2l_D) / \xi_n] + B_{\mu} J_{-\mu} [2l_D \sqrt{\varepsilon} \exp(-y/2l_D) / \xi_n], \quad (12)$$

где  $J_{\mu}$  — функции Бесселя,  $B_{\mu}$  — постоянные,  $\mu^2 = -4l_D^2 \nu / \xi_n^2$ . Величины  $B_{\mu}$  и спектр собственных значений  $\nu$  определяются из граничных условий (11).

Как легко показать,  $g_{\nu}$  образуют полную ортогональную систему функций. Тогда граничные условия для  $f_{\nu}$  можно найти, умножив (6) на  $g_{\nu}$  и проинтегрировав равенства по  $y$  от 0 до  $S$

$$f_{\nu}' + \frac{\gamma}{\alpha \xi_s} f_{\nu} = \frac{\gamma |\Delta_s^0| \int_0^S g_{\nu} dy}{\xi_s \int_0^S g_{\nu}^2 dy}, \quad y = \pm \frac{L}{2}.$$

Отсюда при нулевом токе через контакт получим

$$f_{\nu} = A_{\nu} \frac{\text{ch} \left( x \sqrt{1 + \nu / \xi_n} \right)}{\text{ch} \left( L \sqrt{1 + \nu / 2 \xi_n} \right)},$$

где

$$A_{\nu} = \frac{\gamma |\Delta_s^0| \int_0^S g_{\nu} dy}{(\xi_s / \xi_n) \sqrt{1 + \nu} \text{th} \left( L \sqrt{1 + \nu / 2 \xi_n} \right) + \gamma / \alpha \int_0^S g_{\nu}^2 dy}.$$

Для вычисления критического тока воспользуемся процедурой аналогичной описанной выше для  $E = 0$ . Поскольку критический ток через контакт достаточно мал и  $A_\nu$  не зависят от тока, то по аналогии с (7) получим

$$f_\nu = A_\nu \left[ \frac{\operatorname{ch} \left( x \sqrt{1 + \nu/\xi_n} \right) \cos(\delta\varphi/2)}{\operatorname{ch} \left( L \sqrt{1 + \nu/2\xi_n} \right)} - i \frac{\operatorname{sh} \left( x \sqrt{1 + \nu/\xi_n} \right) \sin(\delta\varphi/2)}{\operatorname{sh} \left( L \sqrt{1 + \nu/2\xi_n} \right)} \right].$$

Пользуясь (8) и свойством ортогональности функций  $g_\nu$ , найдем, что ток через SNS-контакт достигает критического значения при  $\delta\varphi = \pi/2$  и

$$I_c = \sum_\nu I_\nu,$$

$$I_\nu = \left[ \frac{\gamma |\Delta_s^0|}{(\xi_s/\xi_n) \sqrt{1+\nu} \operatorname{th} \left( L \sqrt{1+\nu/2\xi_n} \right) + \gamma/\alpha} \right]^2 i \frac{\left[ \int_0^S g_\nu dy \right]^2}{\int_0^S g_\nu^2 dy} \frac{L_z C_n \sqrt{1+\nu}}{\xi_n \operatorname{sh} \left( L \sqrt{1+\nu/\xi_n} \right)}. \quad (13)$$

Простые вычисления показывают, что сделанное при выводе (13) предположение о независимости коэффициентов  $A_\nu$  от тока справедливо, если

$$L^2 |1 + \nu| \gg \xi_n^2. \quad (14)$$

Как будет видно, при  $L^2 \gg \xi_n^2$  это условие выполняется вплоть до достаточно высоких  $E$ , когда приложенное электрическое поле переводит часть  $N$ -слоя в сверхпроводящее состояние.

Характерное поле  $gE^*$  для ВТСП весьма велико (см. выше), и в данной работе мы ограничимся рассмотрением случая  $E \ll gE^*$ , когда безразмерное электрическое поле

$$\varepsilon \ll (\xi_n/l_D)^2. \quad (15)$$

## 2. Зависимость критического тока от электрического поля (тонкие пленки)

Рассмотрим сначала случай тонких пленок, когда выполнено неравенство

$$S^2 \ll L\xi_n. \quad (16)$$

При выполнении условия (15) разложим функции Бесселя в уравнении (12) в ряд с точностью до второго слагаемого

$$J_\mu [2z \exp(-y/2l_D)] = \frac{z^\mu \exp(-\mu y/2l_D)}{\Gamma(1+\mu)} \left[ 1 - \frac{z^2 \exp(-y/l_D)}{(1+\mu)} \right], \quad z^2 = \frac{l_D^2}{\xi_n^2} \varepsilon \ll 1, \quad (17)$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция. Подставляя (12), (17) в граничные условия (11), получим уравнения для определения собственных значений

$\nu$  и постоянных  $B_\mu$ . Элементарные вычисления в этом приближении показывают, что спектр собственных значений содержит единственное отрицательное значение  $\nu_{\min}$  и набор положительных величин  $\nu(n) \approx (\pi\xi_n/S)^2 n^2$ , где  $n$  — целые числа. Тогда в (13) всеми слагаемыми, кроме первого соответствующего  $\nu_{\min}$ , можно пренебречь, поскольку в пределе (16) их сумма экспоненциально мала. С нужной нам точностью уравнение для определения  $\nu_{\min} < 0$  и приближенное выражение для  $g(\nu_{\min})$  для подстановки в интегралы (13) имеют вид

$$\frac{l_D S}{\xi_n^2} \varepsilon = \frac{\mu S}{2l_D} \operatorname{th} \left( \frac{\mu S}{2l_D} \right), \quad \nu_{\min} = -\frac{\xi_n^2 \mu^2}{4l_D^2},$$

$$g(\nu_{\min}) = \operatorname{const} \operatorname{ch} \left( \frac{\mu}{2l_D} (y - S) \right). \quad (18)$$

С помощью первого из уравнений (18) можно найти связь между  $\nu_{\min}$  и  $\varepsilon$ , а с помощью второго уравнения и формулы (13) получить зависимость критического тока от электрического поля.

На рис. 2 показана зависимость отношения  $I_c(E)/I_c(0)$  при различных значениях безразмерной температуры  $\tau$ , полученная с помощью численного решения уравнений (18) и формулы (13). Из этого рисунка видно, что чувствительность критического тока SNS-контакта к электрическому полю растет с приближением к температуре сверхпроводящего перехода  $N$ -слоя  $T_{sc}$ , как это и следует из качественных соображений, приведенных выше.

Аналитическое решение задачи можно получить в случае малых и относительно больших электрических полей.

Пусть сначала

$$\varepsilon \ll \frac{\xi_n^2}{Sl_D}. \quad (19)$$

В этом случае очевидно, что  $\mu S/l_D \ll 1$  и  $\nu_{\min} = -l_D \varepsilon/S$ . В результате при  $\tau$ , не слишком близких к нулю, получим

$$\frac{I_c(E)}{I_c(0)} \approx \exp \left( \frac{L}{2\xi_n} \frac{l_D}{S\tau} \frac{E}{gE^*} \right). \quad (20)$$

При выводе (20) мы для простоты пренебрегли относительно слабой зависимостью от электрического поля множителя

$$\frac{\gamma |\Delta_s^0|}{(\xi_s/\xi_n) \sqrt{1 + \nu} \operatorname{th} (L\sqrt{1 + \nu}/2\xi_n) + \gamma/\alpha}.$$

Из (16), (19), (20) следует, что для тонких пленок даже относительно малое поле может существенно изменить критический ток SNS-контакта.

В случае больших значений электрического поля

$$\frac{\xi_n^2}{Sl_D} \ll \varepsilon \ll \frac{\xi_n^2}{l_D^2} \quad (21)$$

из (18) следует, что  $\mu S/l_D \gg 1$ . Тогда

$$\nu_{\min} = -l_D^2 \varepsilon^2 / \xi_n^2, \quad (22)$$

и из (13) в том же приближении, что и формула (20), получим

$$\frac{I_c(E)}{I_c(0)} \approx \frac{2\xi_0^2 g E^*}{l_D S E} \frac{\sqrt{1 - (E/E_c)^2}}{\text{sh}\left(L\sqrt{1 - (E/E_c)^2}/\xi_n\right)} \text{sh}\left(\frac{L}{\xi_n}\right), \quad (23)$$

$$E_c = \frac{\xi_0 \sqrt{\tau}}{l_D} g E^*. \quad (24)$$

Из (23) следует, что при приближении электрического поля на поверхности к критическому значению  $E_c$  критический ток SNS-контакта резко растет, и при  $E > E_c$  выражение под знаком корня в (23) становится отрицательным. Эта особенность связана со сверхпроводящим переходом  $N$ -слоя под действием электрического поля [1]. Поле  $E_c$ , при котором происходит такой переход, определяется условием  $\nu_{\min} = -1$ . Полученное выше выражение для  $E_c$  (24) есть частный случай этого условия. В полях, близких к  $E_c$ , нарушается условие (14), что делает (23) неприменимой и накладывает еще одно ограничение на область рассматриваемых нами электрических полей ( $E < E_c$ ).

### 3. Зависимость критического тока от электрического поля (толстые пленки)

В случае достаточно толстых пленок, когда

$$S^2 \gg L\xi_n, \quad (25)$$

задача несколько усложняется.

В области малых полей для определения зависимости критического тока от поля  $E$  можно воспользоваться теорией возмущений непосредственно в уравнении (14). В первом порядке теории возмущений получим

$$\frac{I_c(E)}{I_c(0)} = 1 + \frac{Ll_0}{2\xi_0 S \sqrt{\tau}} \frac{E}{gE^*}. \quad (26)$$

Условие применимости этой формулы совпадает с неравенством (19). Формула (26) с точностью до множителя совпадает с оценками (1), (2) и отличается от выражения (20), полученного для тонких пленок в области малых полей, только тем, что экспоненту в (20) в пределе (25) можно разложить в ряд.

При нарушении условия (19) мы по-прежнему должны пользоваться формулами (13). Полагая выполненным условие (15), можно показать, что спектр собственных чисел задачи (10), (11) имеет ту же структуру, что и для случая тонкой пленки: единственное отрицательное значение  $\nu_{\min}$  и бесконечный набор положительных величин  $\nu(n)$ . Однако в отличие от случая тонких пленок теперь разность собственных значений мала, и пренебречь всеми слагаемыми в сумме (13), кроме первого, нельзя.

Если внешнее поле не мало (см. (21)), то выражение для  $\nu_{\min}$  имеет прежний вид (22) и отношение  $I_{\nu_{\min}}(E)/I_c(0)$  определяется формулой (23). Для остальных собственных чисел  $\mu = i|\mu|$ . Из вида соотношений



(12), (17) и (13) легко видеть, что существенный вклад в сумму  $I_\nu$  при  $\nu > 0$  вносят лишь слагаемые, соответствующие не слишком большим  $\nu$ , поскольку при больших значениях собственного числа слагаемые  $I_\nu$  убывают экспоненциально. Для малых  $|\mu|$  по аналогии с (18) найдем

$$-\frac{|\mu|S}{2l_D} \operatorname{tg} \left( \frac{|\mu|S}{2l_D} \right) = \frac{l_D S}{\xi_n^2} \varepsilon, \quad \nu = \frac{\xi_n^2}{4l_D^2} |\mu^2|,$$

$$g_\nu = \operatorname{const} \cos \left[ \frac{|\mu|}{2l_D} (y - S) \right]. \quad (27)$$

В рассматриваемом приближении из (27) получим

$$\mu(n) = \frac{l_D \pi}{S} (2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad n \ll \frac{S}{2\pi l_D}. \quad (28)$$

Тогда с помощью уравнений (27), (28) и (13) для  $\nu(n) > 0$  получим

$$I_{\nu(n)} = \frac{8SL_z}{\pi^2(2n+1)^2} \left( \frac{\gamma|\Delta_s^0|}{(\xi_s/\xi_n) \operatorname{th}(L\sqrt{1+\nu(n)}/2\xi_n) + \gamma/\alpha} \right)^2 \frac{C_n \sqrt{1+\nu(n)}}{\operatorname{sh}(L\sqrt{1+\nu(n)}/\xi_n)}. \quad (29)$$

Поскольку  $L \gg \xi_n$ , то слагаемые  $I_{\nu(n)}$  (29) экспоненциально убывают при  $\nu(n) \geq 1$ . Тогда, полагая в (29)  $\nu(n) \ll 1$  (что верно для  $n \ll S/\pi\xi_n$ ), найдем

$$I_{\nu(n)} = \frac{8}{\pi^2(2n+1)^2} I_c(0).$$

Поскольку для толстых пленок  $n_{\max} = \min\{S/\pi\xi_n, S/2\pi l_D\} \gg 1$ , то

$$\sum_{n=0}^{\infty} I_{\nu(n)} \approx \sum_{n=0}^{n_{\max}} I_{\nu(n)} \approx I_c(0) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8}{\pi^2(2n+1)^2} = I_c(0),$$

что дает

$$\frac{I_c(E)}{I_c(0)} = 1 + \frac{2\xi_0^2 g E^*}{l_D S E} \frac{\sqrt{1 - (E/E_c)^2}}{\operatorname{sh}(L\sqrt{1 - (E/E_c)^2}/\xi_n)} \operatorname{sh} \left( \frac{L}{\xi_n} \right). \quad (30)$$

Эта формула верна вплоть до  $E < E_c$ , когда часть  $N$ -слоя толщиной порядка  $l_D$  переходит в сверхпроводящее состояние. Формула (30) отличается от (23) лишь наличием первого слагаемого, равного единице. Это слагаемое — вклад собственных функций с  $\nu > 0$ . Аналогичный вклад в (23) экспоненциально мал.

Графики зависимости (30) показаны на рис. 3, 4 при различных значениях параметров. Для построения графиков в области малых полей использовано разложение (26). Естественно, чувствительность SNS-перехода к электрическому полю уменьшается с ростом толщины пленки, и для очень толстых пленок зависимость критического тока от электрического поля может быть достаточно сильной лишь в узкой области температур, когда  $\tau(T) \ll 1$ .

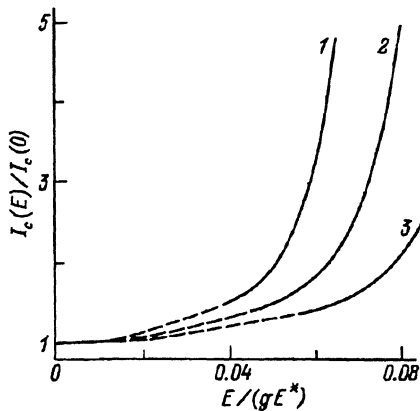


Рис. 3. Зависимость отношения  $I_c(E)/I_c(0)$  от  $E/(gE^*)$  для толстой пленки при  $l_D/\xi_0 = 2$ ,  $L/\xi_0 = 100$ ,  $S/l_D = 100$ .

$\tau$ : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.2. Штриховая линия — экстраполяция результатов из области применимости теории возмущений к более высоким значениям электрического поля.

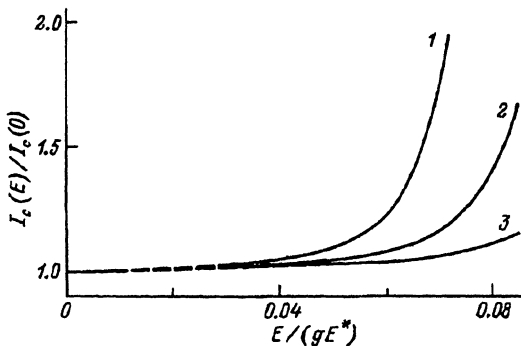


Рис. 4. Зависимость отношения  $I_c(E)/I_c(0)$  от  $E/(gE^*)$  для толстой пленки при  $l_D/\xi_0 = 2$ ,  $L/\xi_0 = 100$ ,  $S/l_D = 1000$ .

$\tau$ : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.2. Штриховая линия — экстраполяция результатов из области применимости теории возмущений к более высоким значениям электрического поля.

Таким образом, критический ток SNS-контакта может сильно зависеть от величины приложенного к поверхности электрического поля. Влияние электрического поля на свойства SNS-контакта растет с уменьшением толщины пленки и с приближением температуры образца к температуре перехода нормальной прослойки контакта в сверхпроводящее состояние. Полученные результаты слабо зависят от граничных условий на SN-границе и других деталей модели.

Предложенный механизм предсказывает возможное сильное увеличение критического тока в случае, когда приложенное поле увеличивает число носителей заряда вблизи поверхности. При изменении полярности, когда число носителей падает (соответственно падает и критическая температура сверхпроводящего перехода для нормального слоя), снижение критического тока должно быть весьма незначительным ( $\sim l_D/S$ ). Действительно, с помощью электрического поля мы меняем плотность критического тока лишь в узкой полосе толщиной  $\sim l_D \ll S$  и можем сколь угодно сильно увеличить полный критический ток контакта, но уменьшить его можно лишь на величину  $\sim l_D/S$ , полностью подавив сверхпроводящий ток в приповерхностном слое. Отсюда, в частности, следует, что в рамках рассматриваемого механизма симметричное (относительно обеих поверхностей образца) приложение электрического поля вызывает увеличение критического тока.

Описанный нами механизм воздействия электрического поля на свойства высокотемпературных сверхпроводников, естественно не является единственным (см. [1,2,9]), особенно когда речь идет об образцах, имеющих большое число слабых связей различной природы, поверхностные дефекты и т.д. В данной работе не анализируется, в частности, возможное влияние электрического поля на динамику магнитного потока. Однако нами предложен возможный механизм сильного влияния поперечного электрического поля на ВАХ сверхпроводника, который способен объяснить увеличение критического тока SNS-контакта в несколько раз.

Работа выполнена при частичной материальной поддержке Международного научного фонда (грант N 95 000), а также при поддержке Научного совета по проблеме ВТСП (проект «Диссипация Н»).

### Список литературы

- [1] Shapiro B.Ya., Khalfin I.B. Phys. Lett. **A181**, 179 (1993).
- [2] Burlachkov L., Khalfin I.B., Shapiro B.Ya. Phys. Rev. **B48**, 1156 (1993).
- [3] Manhart J., Schlom D.G., Bednorz J.G. Z. Physik. **B83**, 307 (1991).
- [4] Walkenhorst A., Doughty C., Mao S.N., Xi X.X., Li Q., Venkatesan T. IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, P. 2929–2932 (1993).
- [5] Manhart J., Strobel J., Bednorz J.G., Gerber Ch. Appl. Phys. Lett. **62**, 630 (1993).
- [6] Смирнов Б.И., Орлова Т.С., Кауфман Х.-Й. ФТТ **36**, 2, 460 (1994).
- [7] Nakajima K., Yokota K., Myoren H., Chen J., Yamamshita T. Appl. Phys. Lett. **63**, 684 (1993).
- [8] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М. (1982). 240 с.
- [9] Shapiro B.Ya., Khalfin I.B. Physica **C 219** 465 (1994).
- [10] Dobroslavivjević-Grujić L., Radović Z. Physica **C 185–189**, 2313 (1991).
- [11] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М. (1968). 280 с.