

01;05;11

Микроволновой пробой высокотемпературной сверхпроводящей пленки, инициированный тепловыми возмущениями и дефектами

© Н.А. Бузников, А.А. Пухов

Объединенный институт высоких температур,
Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики РАН,
127412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 15 декабря 1997 г.)

Теоретически исследовано влияние тепловых возмущений и несверхпроводящих дефектов на микроволновой пробой высокотемпературной сверхпроводящей пленки. Получена зависимость критической энергии тепловых возмущений от поверхностного микроволнового поля. Показано, что в широком интервале значений поверхностного микроволнового поля критическая энергия локальных возмущений меньше критической энергии пространственно протяженных возмущений. Установлено, что микроволновому пробую на дефектах может предшествовать стадия образования области нормальной фазы конечного размера, локализованной на дефекте. Исследовано влияние формы дефекта и его коэффициента поглощения на сценарий разрушения сверхпроводимости и поле микроволнового пробоя пленки на дефекте.

Введение

Микроволновой пробой (разрушение сверхпроводимости под действием микроволнового излучения) высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) пленок наблюдается при достаточно больших величинах поверхностного микроволнового поля $B \sim 10 \text{ мТ}$ [1–8], соответствующих плотности мощности падающего излучения $P \sim 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Тепловой механизм пробоя, обсуждавшийся еще для низкотемпературных сверхпроводников [9,10], связан с резким увеличением коэффициента поглощения пленки при превышении критической температуры T_c [11,12], что приводит к существованию пороговой плотности мощности пробоя P_p [13]. Пространственно-временная картина разрушения сверхпроводимости в пленке при $P > P_p$ связана с возможностью неограниченного расширения области нормальной фазы, которое осуществляется посредством распространения по пленке температурной автоволны переключения из сверхпроводящего состояния в нормальное [13–16]. Область нормальной фазы, достаточная для возникновения температурной автоволны, может быть инициирована в пленке тепловым возмущением [13,17] с достаточно большой энергией, превышающей критическое значение E_c . Величина критической энергии E_c сложным образом зависит от свойств ВТСП пленки, условий охлаждения, длительности и пространственной протяженности возмущения и в общем случае может быть найдена только численно. Ниже будет показано, что простые аналитические выражения для критической энергии могут быть получены в предельных случаях локальных и пространственно протяженных возмущений. Другой сценарий образования областей нормальной фазы связан с существованием в ВТСП пленке нормальных (несверхпроводящих) дефектов [18,19]. Разрушение сверхпроводимости в этом случае связано с локальным перегревом пленки выше критической температуры T_c

вблизи таких дефектов. Микроволновому пробую ВТСП пленки в этом случае может предшествовать образование локализованной на дефекте области нормальной фазы конечного размера (устойчивого температурного домена) [19].

Таким образом, существуют два различных сценария развития микроволнового пробоя пленки, для каждого из которых характерна своя пространственно-временная картина разрушения сверхпроводимости. В настоящей работе рассмотрена взаимосвязь между этими сценариями и получены критерии пробоя для обоих случаев.

Критические тепловые возмущения

Рассмотрим ВТСП пленку толщиной D_f , расположенную на диэлектрической подложке толщиной $D_s \gg D_f$, обратная сторона которой стабилизирована по температуре T_0 (рис. 1). Падающее микроволновое излучение плотности мощности P частично поглощается в пленке, а поглощение в подложке пренебрежимо мало [11,12]. Плотность мощности падающего излучения P связана с поверхностным микроволновым полем B следующим соотношением:

$$P = \frac{B^2}{2\varepsilon_0^{1/2} \mu_0^{3/2}}. \quad (1)$$

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ ВТСП пленка подвергается воздействию внешнего теплового возмущения энергии

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} dX \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{D_f} C_f T(X, Y, Z, 0) dZ, \quad (2)$$

где X , Y и Z — координаты (рис. 1); C_f — удельная теплоемкость пленки; $T(X, Y, Z, 0)$ — начальное распределение температуры в пленке.

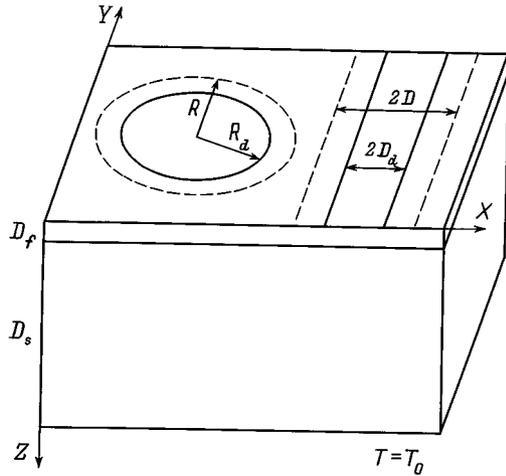


Рис. 1. Геометрия задачи и схема зарождения нормальной фазы на дефектах. Области ВТСП пленки, ограниченные сплошными линиями, — дефекты; области, ограниченные штриховыми линиями, — температурные домены.

Разрушение сверхпроводимости тепловым возмущением имеет пороговый характер [20]. Критической энергии соответствует минимальное значение $E = E_c$, при превышении которого нормальная фаза, возникающая после действия теплового импульса, распространяется на всю пленку. Величина критической энергии сложным образом зависит от формы начального распределения температуры (пространственной протяженности возмущения [20]), поэтому из всего спектра возможных возмущений удобно выделить два предельных случая: локальные возмущения и пространственно протяженные (нелокальные) возмущения.

Локальные тепловые возмущения. Рассмотрим сначала разрушение сверхпроводимости под действием локального импульсного возмущения (теплового импульса). Длительность и протяженность теплового импульса малы по сравнению с характерными пространственными и временными масштабами задачи (см. ниже), поэтому начальное распределение температуры может быть описано при помощи дельта-функции [20]. При типичном соотношении параметров системы пленка-подложка $k_f D_s \gg k_s D_f$ (k_f и k_s — теплопроводности пленки и подложки соответственно) температура пленки однородна по толщине [13–15], ее разогрев микроволновым излучением после действия импульса описывается уравнением

$$C_f \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial X} \left(k_f \frac{\partial T}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(k_f \frac{\partial T}{\partial Y} \right) + \frac{k_s}{D_f} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=D_f} + \frac{\kappa(T)P}{D_f} + \frac{E}{D_f} \delta(X)\delta(Y)\delta(t), \quad 0 < Z < D_f. \quad (3)$$

Здесь $\kappa(T)$ — коэффициент поглощения излучения пленкой, $\delta(X)$ — дельта-функция, третье слагаемое в правой части уравнения (3) описывает отвод тепла из пленки

в подложку, а последнее слагаемое соответствует удельной мощности теплового импульса [20].

Зависимость коэффициента поглощения от температуры в микроволновом диапазоне можно аппроксимировать ступенчатой функцией [13–17, 19]

$$\kappa(T) = \kappa_n \eta(T - T_c), \quad (4)$$

где $\kappa_n = (\sigma D_f Z_0)^{-1}$ и σ — коэффициент поглощения и проводимость пленки в нормальном состоянии, $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 377 \Omega$ — волновой импеданс вакуума, $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда ($\eta = 0$ при $x < 0$ и $\eta = 1$ при $x \geq 0$).

Распределение температуры в подложке и граничное условие на обратной по отношению к пленке стороне подложки описываются уравнениями

$$C_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial X} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial Y} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial Z} \right),$$

$$D_f < Z < D_f + D_s, \quad (5)$$

$$T = T_0, \quad Z = D_f + D_s, \quad (6)$$

где C_s — удельная теплоемкость подложки.

Полагая для простоты, что зависимость C_s и k_s от температуры можно пренебречь, и учитывая, что толщина пленки мала по сравнению с толщиной подложки ($D_f \ll D_s$), представим уравнения (5) и (6) в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}, \quad 0 < z < 1, \quad (7)$$

$$\theta = 0, \quad z = 1. \quad (8)$$

Здесь $\rho = (X^2 + Y^2)^{1/2}/D_s$, $z = Z/D_s$ — безразмерные радиальная и поперечная координаты, $\tau = tk_s/C_s D_s^2$ — безразмерное время, $\theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ — безразмерная температура. Для ВТСП пленки, расположенной на диэлектрической подложке, типичными соотношениями параметров являются $C_f D_f \ll C_s D_s$ и $k_f D_f \ll k_s D_s$ [14–17]. Это обстоятельство позволяет пренебречь в уравнении (3) первыми тремя членами и с учетом (1) и (4) представить его в виде граничного условия к уравнению (7)

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} + 2(B/B_p)^2 \eta(\theta - 1) = 0, \quad z = 0. \quad (9)$$

Здесь B_p — пороговое поле пробоя однородной пленки, определяемое выражением

$$B_p = 2\mu_0 [k_s \sigma D_f (T_c - T_0)/D_s]^{1/2}. \quad (10)$$

Согласно формуле (1), величина B_p соответствует пороговой плотности мощности пробоя однородной пленки $P_p = Z_0 B_p^2 / 2\mu_0^2 = 2k_s \sigma D_f Z_0 (T_c - T_0) / D_s$ [13]. Для типичной Y-Ba-Cu-O пленки ($D_f \cong 5 \cdot 10^{-7}$ м, $\sigma \cong 2 \cdot 10^6$, $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$, $T_c \cong 90$ К), расположенной на подложке LaAlO₃ ($k_s \cong 20$ W·m⁻¹·K⁻¹) толщиной $D_s \cong 5 \cdot 10^{-4}$ м,

при $T_0 \cong 77$ К получаем $B_p \cong 2$ мТ и $P_p \cong 4 \cdot 10^4$ Вт·см $^{-2}$. Начальное условие к уравнению (7) имеет вид

$$\theta(\rho, z, 0) = \frac{e}{2\pi\rho} \delta(\rho) \delta(z). \quad (11)$$

Здесь $e = E/E_h$ — безразмерная энергия теплового импульса, $E_h = C_s D_s^3 (T_c - T_0)$ — характерная "тепловая" энергия. Для типичной Y-Ba-Cu-O пленки, расположенной на подложке LaAlO $_3$ ($C_s \cong 10^5$ Дж·см $^{-3}$ ·К $^{-1}$) толщиной $D_s \cong 5 \cdot 10^{-4}$ м, получаем $E_h \cong 1.5 \cdot 10^{-4}$ Дж. Из (7)–(9), (11) следует, что безразмерная критическая энергия $e_c = E_c/E_h$ зависит только от безразмерного поверхностного микроволнового поля B/B_p . Таким образом, размерный анализ показывает, что характерными пространственным и временным масштабами задачи являются D_s и $C_s D_s^2/k_s$ соответственно, и позволяет получить зависимость критической энергии E_c от всех параметров, за исключением поверхностного микроволнового поля.

Задача (7)–(9), (11) не может быть решена аналитически, однако величину e_c можно оценить исходя из следующих соображений. Пусть сразу после действия критического импульса в нормальное состояние переходит область пленки радиуса R_0 . Соответственно в подложке прогревается полусфера того же радиуса. Тогда $e_c \sim (2\pi/3) \Delta\theta r_0^3$, где $\Delta\theta$ — характерное увеличение температуры в нагретой области и $r_0 = R_0/D_s$. Величину r_0 можно оценить по порядку величины, приравняв тепловыделение в нормальной области пленки $\sim 2(B/B_p)^2 \pi r_0^2$ отводу тепла в "холодную" часть подложки $\sim (\Delta\theta/r_0) 2\pi r_0^2$. Из этого условия, полагая для оценки $\Delta\theta \sim 1$, получаем $r_0 \sim (B/B_p)^{-2}$. Таким образом, для энергии критического возмущения, разрушающего сверхпроводимость в пленке, имеем $e_c \approx (2\pi/3)(B/B_p)^{-6}$. Это соотношение справедливо, если радиус прогретой области мал по сравнению с толщиной подложки ($r_0 \ll 1$), следовательно, полученная оценка описывает асимптотическое поведение e_c при $B \gg B_p$.

Для проверки точности и области применимости полученной зависимости $e_c \propto (B/B_p)^{-6}$ разрушение сверхпроводимости моделировалось численно. В качестве начального профиля температуры в системе пленка-подложка выбиралось гауссово распределение. Было установлено, что полученное численно значение критической энергии e_c не зависит от полуширины начального температурного профиля, если выполнено условие локальности (полуширина начального температурного профиля мала по сравнению с толщиной подложки). Зависимость $E_c(B)$, полученная в результате численного решения уравнения (7) с граничными условиями (8), (9), показана на рис. 2. Из рис. 2 следует, что полученная выше асимптотическая оценка с хорошей точностью описывает функциональную зависимость $E_c(B)$ при $B \gg B_p$ и может быть представлена в виде

$$E_c/E_h = 4.0(B/B_p)^{-6}. \quad (12)$$

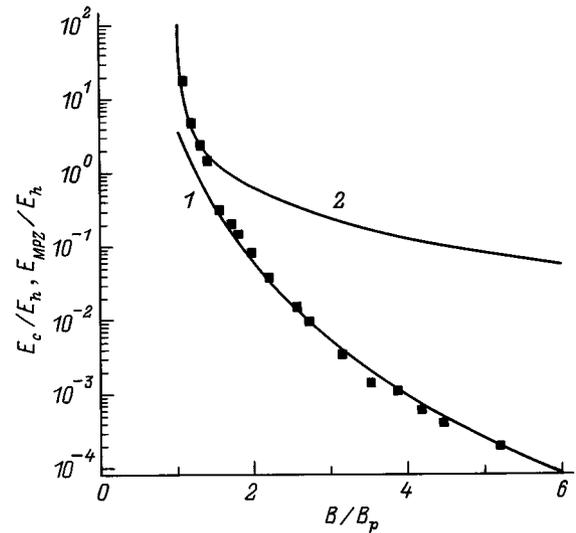


Рис. 2. Зависимости $E_c(B)$ (1 — формула (12), ■ — численный расчет) и $E_{MPZ}(B)$ (2).

Протяженные тепловые возмущения. Сверхпроводящее состояние в пленке может быть разрушено также протяженными (нелокальными) возмущениями, размер области действия которых сравним с толщиной подложки. Критическую энергию таких возмущений можно оценить как энергию образования "минимальной распространяющейся зоны" [20, 21], играющей роль критического зародыша нормальной фазы. Распределение температуры в "минимальной распространяющейся зоне" $\theta = \theta_{MPZ}(\rho, z)$ является стационарным ($\partial\theta/\partial\tau = 0$) неустойчивым решением уравнения (7), удовлетворяющим граничным условиям (8), (9) и $\partial\theta/\partial\rho = 0$ при $\rho = 0$ и $\rho = \infty$ [22, 23]. Такое решение может быть найдено методом разделения переменных [15], что позволяет получить для энергии образования "минимальной распространяющейся зоны"

$$e_{MPZ} = 2\pi \int_0^{\infty} \rho d\rho \int_0^1 \theta_{MPZ}(\rho, z) dz \quad (13)$$

выражение

$$4q \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-1} I_1(\lambda_k q) K_0(\lambda_k q) = (B/B_p)^{-2}. \quad (14)$$

Здесь $\lambda_k = \pi(2k + 1)/2$, $q = (B_p/B)(e_{MPZ}/\pi)^{1/2}$, $I_1(x)$ и $0(x)$ — модифицированные функции Бесселя. Зависимость $E_{MPZ}(B)$, рассчитанная по формуле (14), показана на рис. 2. Используя формулу суммирования Эйлера–Маклорена, из (14) получаем, что $E_{MPZ}/E_h \cong (\pi^3/16)(B/B_p)^{-2}$ при $B \gg B_p$.

Таким образом, в широком интервале значений поверхностного микроволнового поля $B \gg B_p$ величина критической энергии тепловых импульсов ($E_c \propto B^{-6}$)

меньше, чем энергия образования "минимальной распространяющейся зоны" ($E_{MPZ} \propto B^{-2}$). Это означает, что наиболее "опасными" с точки зрения разрушения сверхпроводимости являются тепловые импульсы, имеющие меньшую критическую энергию.

Микроволновой пробой на дефектах

Рассмотрим ВТСП пленку с нормальным (несверхпроводящим) дефектом, коэффициент поглощения которого $\kappa = \kappa_d$ не зависит от температуры. При воздействии микроволнового излучения на пленку, находящуюся в сверхпроводящем состоянии, поглощение происходит первоначально только на дефекте, что приводит к увеличению его температуры. Вследствие диффузии тепла происходит разогрев прилегающей к дефекту области пленки и подложки. Если поверхностное микроволновое поле превышает некоторое пороговое значение, то прилегающая к дефекту область пленки переходит в нормальное состояние и становится источником дополнительного поглощения микроволнового излучения. В дальнейшем возникшая область нормальной фазы либо распространяется на всю пленку, либо в окрестности дефекта образуется область нормальной фазы конечного размера (устойчивый температурный домен). Распределение температуры в домене зависит от геометрической формы дефекта и может быть найдено аналитически в случаях круглого и линейного дефектов.

К р у г л ы й д е ф е к т. Рассмотрим сначала ВТСП пленку с круглым дефектом радиуса R_d (рис. 1). В этом случае граничное условие к уравнению (7) при $z = 0$ принимает вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} + 2(B/B_p)^2 \{ \gamma \eta(r_d - \rho) + \eta(\theta - 1) \eta(\rho - r_d) \} = 0, \quad z = 0, \quad (15)$$

где $r_d = R_d/D_s$ — безразмерный радиус дефекта; $\gamma = \kappa_d/\kappa_n$ — отношение коэффициентов поглощения дефекта и пленки в нормальном состоянии, характеризующее "контрастность" дефекта.

Распределение температуры $\theta(\rho, z)$ в домене, удовлетворяющее стационарному ($\partial \theta / \partial \tau = 0$) уравнению (7) с граничными условиями (8), (15) и $\partial \theta / \partial \rho = 0$ при $\rho = 0$ и $\rho = \infty$, может быть найдено методом разделения переменных. Для радиуса домена R , определяемого из условия $\theta(r, 0) = 1$ ($r = R/D_s$ — безразмерный радиус домена), получаем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & (R/D_s) \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-1} I_1(\lambda_k R/D_s) K_0(\lambda_k R/D_s) \\ & + (R_d/D_s)(\gamma - 1) \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-1} I_1(\lambda_k R_d/D_s) \\ & \times K_0(\lambda_k R/D_s) = (B_p/2B)^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Отметим, что зависимость, аналогичная (16), была получена в [19]. Зависимость $R(B)$ представлена на

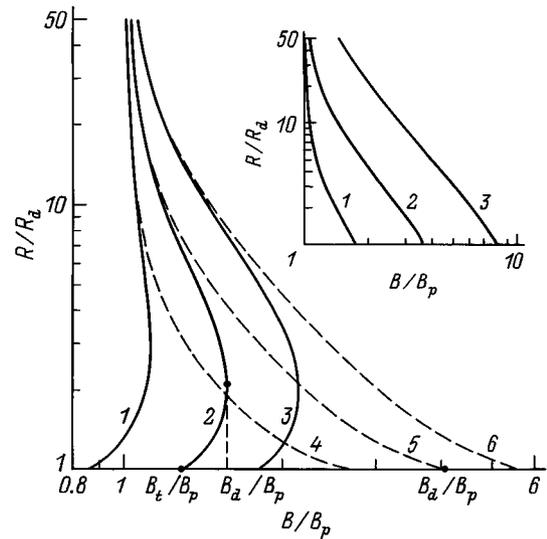


Рис. 3. Круглый дефект. Зависимость радиуса домена от поверхностного микроволнового поля: $\gamma = 5$ (сплошные кривые), 0.5 (штриховые); R_d/D_s : 1, 4 — 0.25; 2, 5 — 0.1; 3, 6 — 0.05. На вставке — зависимость $R(B)$ при $\gamma = 1.2$. R_d/D_s : 1 — 0.25, 2 — 0.05, 3 — 0.01.

рис. 3 при различных значениях R_d для случаев $\gamma > 1$ (сплошные линии) и $\gamma < 1$ (штриховые линии). Из рис. 3 видно, что характер разрушения сверхпроводимости существенно зависит от величины "контрастности" дефекта γ .

Рассмотрим подробнее пространственно-временную картину пробоя для случая $\gamma > 1$. При увеличении поверхностного микроволнового поля B температура дефекта возрастает, однако прилегающая к нему область пленки остается сверхпроводящей. При превышении некоторой величины $B = B_t$ вокруг дефекта образуется кольцо нормальной фазы. Величина порогового поля образования домена B_t определяется из условия $R(B_t) = R_d$. Используя это условие, из (16) для B_t получаем

$$\begin{aligned} B_t/B_p = & \left[4\gamma(R_d/D_s) \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-1} I_1(\lambda_k R_d/D_s) \right. \\ & \left. \times K_0(\lambda_k R_d/D_s) \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Простые аналитические выражения для B_t могут быть получены из (17) в предельных случаях дефектов малого $R_d \ll D_s$ и большого $R_d \gtrsim D_s$ радиусов. При $R_d \ll D_s$ сумма в формуле (17), согласно формуле Эйлера–Маклорена, может быть заменена соответствующим интегралом. В этом приближении для B_t имеем

$$B_t/B_p = \frac{1}{2} \left[\frac{\pi}{\gamma R_d/D_s} \right]^{1/2}, \quad R_d \ll D_s. \quad (18)$$

В случае $R_d \gtrsim D_s$ для получения асимптотического выражения для B_t можно ограничиться первым членом в

сумме в формуле (17). Тогда для B_t получаем

$$B_t/B_p = \gamma^{-1/2} \left[1 - \frac{7\xi(3)}{\pi^3 R_d/D_s} \right]^{-1/2}, \quad R_d \gtrsim D_s. \quad (19)$$

Здесь $\xi(3)$ — дзета-функция Римана. Из формулы (19) следует, что при $\gamma > 1$ пороговое поле образования домена B_t может быть как больше, так и меньше порогового поля пробоя однородной пленки B_p .

При $B > B_t$ радиус R возникшего на дефекте температурного домена возрастает с увеличением поверхностного микроволнового поля (кривые 1–3 на рис. 3). Линейный анализ устойчивости решения $\theta(\rho, z)$ по отношению к малым возмущениям показывает, что устойчивому домену соответствует ветвь с $dR/dB > 0$ [24]. Устойчивый домен исчезает при некоторой величине поверхностного микроволнового поля $B = B_d$ (рис. 3). Условие исчезновения устойчивого домена соответствует микроволновому пробую всей пленки [19]. Действительно, из рис. 3 видно, что при любом радиусе дефекта величина поля пробоя B_d всегда больше порогового поля пробоя однородной пленки B_p . Поэтому при $B > B_d$ происходит распространение области нормальной фазы, возникшей на дефекте, на весь образец. Приближенные аналитические выражения для поля пробоя B_d могут быть получены в предельных случаях дефектов малого $R_d \ll D_s$ и большого $R_d \gtrsim D_s$ радиуса

$$\frac{B_d}{B_p} = \frac{\pi^{1/4}}{2(\gamma - 1)^{1/4} (R_d/D_s)^{1/2}}, \quad R_d \ll D_s, \quad (20)$$

$$\frac{B_d}{B_p} = \left[1 - \frac{\alpha}{\ln(\beta/\alpha)} + \frac{\alpha}{\ln^2(\beta/\alpha)} \right]^{-1/2}, \quad R_d \gtrsim D_s. \quad (21)$$

Здесь $\alpha = 7\xi(3)/2\pi^2$, $\beta = 2(\gamma - 1)(R_d/D_s)^{1/2} \exp(\pi R_d/2D_s)$.

В случае $\gamma < 1$ устойчивый температурный домен в пленке не возникает при любом радиусе дефекта (кривые 4–6 на рис. 3), а микроволновой пробой происходит при $B_d = B_t$. Необходимо отметить, что и в случае $\gamma > 1$ при достаточно малых радиусах дефекта R_d решение, соответствующее устойчивому домену, исчезает (вставка на рис. 3), а пробой аналогично случаю $\gamma < 1$ происходит при $B_d = B_t$, минуя промежуточную стадию образования устойчивого температурного домена в пленке. На рис. 4 приведено сравнение результатов численного расчета величины B_d при помощи трансцендентного уравнения (16) с асимптотическими формулами (18)–(21). Из рис. 4 следует, что приближенные выражения (18)–(21) хорошо согласуются с результатами численных расчетов.

Л и н е й н ы й д е ф е к т. Рассмотрим теперь ВТСП пленку с линейным дефектом полуширины D_d (рис. 1). В этом случае стационарное распределение температуры $\theta(x, z)$ в подложке описывается двумерным уравнением

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = 0, \quad 0 < z < 1, \quad (22)$$

где $x = X/D_s$.

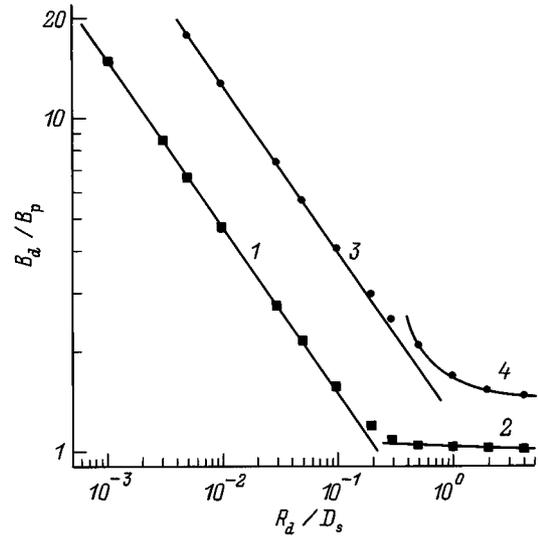


Рис. 4. Круглый дефект. Зависимость поля пробоя от радиуса дефекта. $\gamma = 5$ (1 — формула (20), 2 — формула (21), ■ — численный расчет); $\gamma = 0.5$ (3 — формула (18), 4 — формула (19), ● — численный расчет).

В силу симметрии задачи в дальнейшем мы будем рассматривать только область $x > 0$. В этой области граничное условие к уравнению (22) при $z = 0$ может быть представлено в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} + 2(B/B_p)^2 \left\{ \gamma \eta(d_d - x) + \eta(\theta - 1) \eta(x - d_d) \right\} = 0, \quad z = 0, \quad (23)$$

где $d_d = D_d/D_s$ — безразмерная полуширина дефекта. Уравнение (22) с граничными условиями (8), (23) и $\partial \theta / \partial x = 0$ при $x = 0$ и $x = \infty$ может быть решено методом разделения переменных, что позволяет получить для полуширины домена D , определяемой из условия $\theta(d, 0) = 1$ ($d = D/D_s$ — безразмерная полуширина домена), следующее выражение:

$$\begin{aligned} & \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-2} \exp(-2\lambda_k D/D_s) - 2(\gamma - 1) \\ & \times \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-2} \operatorname{sh}(\lambda_k D_d/D_s) \exp(-\lambda_k D/D_s) \\ & = (B^2 - B_p^2)/2B^2. \end{aligned} \quad (24)$$

На рис. 5 показаны рассчитанные при помощи выражения (24) зависимости полуширины домена D от поверхностного микроволнового поля B при различных значениях полуширины дефекта D_d для случаев $\gamma > 1$ (сплошные кривые) и $\gamma < 1$ (штриховые кривые). Из рис. 5 видно, что при $\gamma < 1$ зависимость $D(B)$ (кривые 4–6 на рис. 5) качественно подобна зависимости $R(B)$ для

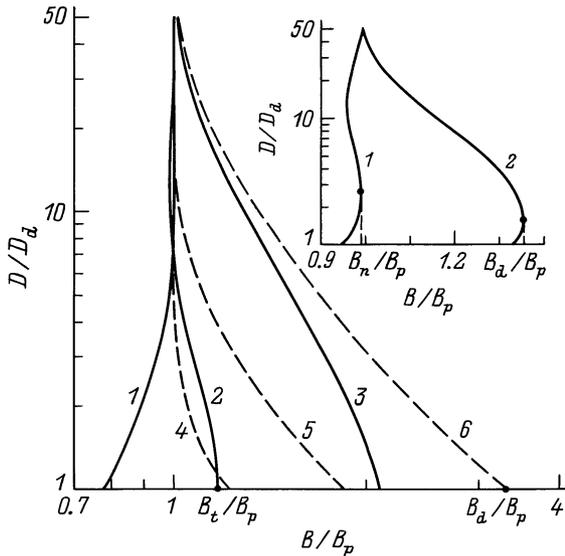


Рис. 5. Линейный дефект. Зависимость полуширины домена от поверхностного микроволнового поля: $\gamma = 2$ (сплошные кривые), 0,8 (штриховые); D_d/D_s : 1, 4 — 0,5; 2, 5 — 0,1; 3, 6 — 0,02. На вставке — зависимость $D(B)$ при $\gamma = 5$. D_d/D_s : 1 — 0,05, 2 — 0,02.

круглого дефекта. В этом случае микроволновой пробой происходит, минуя промежуточную стадию образования устойчивого температурного домена в пленке, а поле пробоя B_d совпадает с величиной порогового поля образования нормальной области в пленке B_t . Величина B_t определяется из условия $D(B_t) = D_d$, что с учетом (24) дает

$$\frac{B_t}{B_p} = \gamma^{-1/2} \left[1 - 2 \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-2} \exp(-2\lambda_k D_d/D_s) \right]^{-1/2}. \quad (25)$$

Приближенные выражения для B_t могут быть получены из (25) в предельных случаях малой $D_d \ll D_s$ и большой $D_d \gtrsim D_s$ полуширины дефекта

$$\frac{B_t}{B_p} = \frac{1}{2} \left[\frac{\pi}{\gamma(D_d/D_s) |\ln(D_d/D_s)|} \right]^{1/2}, \quad D_d \ll D_s, \quad (26)$$

$$\frac{B_t}{B_p} = \gamma^{-1/2} [1 - (8/\pi^2) \exp(\pi D_d/D_s)]^{-1/2}, \quad D_d \gtrsim D_s. \quad (27)$$

Из формулы (27) следует, что при $\gamma < 1$ величина B_t всегда больше порогового поля пробоя однородной пленки B_p , а при $\gamma > 1$ пороговое поле образования домена B_t может быть как больше, так и меньше B_p .

В случае $\gamma > 1$ около дефекта достаточно большой полуширины D_d при $B_t < B_p$ образуется локализованный температурный домен. Его полуширина монотонно возрастает с увеличением V и обращается в бесконечность при $V = B_p$ (кривая 1 на рис. 5). В этом случае поле

пробоя B_d совпадает с пороговым полем пробоя однородной пленки B_p : $B_d = B_p$. При меньшем D_d устойчивый домен (ветвь с $dD/dB > 0$) исчезает при некотором поле $B_n < B_p$ (кривая 1 на вставке к рис. 5). При $V > B_n$ образуется второй устойчивый домен большого размера. В этом случае пробой также происходит при $B_d = B_p$. При еще меньших D_d устойчивый домен исчезает при поле пробоя B_d , большем B_p (кривая 2 на вставке к рис. 5). В этом случае второго устойчивого домена с большей полушириной не образуется и при $V > B_d$ пленка переходит в нормальное состояние вследствие распространения по ней области нормальной фазы, возникшей на дефекте. Приближенное аналитическое выражение для величины B_d может быть получено в предельном случае малой $D_d \ll D_s$ полуширины дефекта

$$\frac{B_d}{B_p} = \frac{1}{2} \left[\frac{\pi}{2(\gamma - 1)(D_d/D_s) |\ln\{(\gamma - 1)(D_d/D_s)\}|} \right]^{1/2}, \quad D_d \ll D_s. \quad (28)$$

Сравнение результатов вычисления поля пробоя B_d по асимптотическим формулам (26)–(28) с численными расчетами при помощи трансцендентного уравнения (24) показано на рис. 6. Видно, что при $\gamma > 1$ формула (28) удовлетворительно описывает зависимость $B_d(D_d)$ вплоть до $D_d \approx D_s$, а при $D_d > D_s$ поле пробоя B_d совпадает с пороговым полем пробоя однородной пленки B_p . Необходимо отметить, что аналогично случаю круглого дефекта при $\gamma > 1$ и достаточно малой полуширине дефекта D_d устойчивый домен в пленке не образуется (кривая 3 на рис. 5). В этом случае, как и при $\gamma < 1$, микроволновой пробой происходит при $B_d = B_t$.

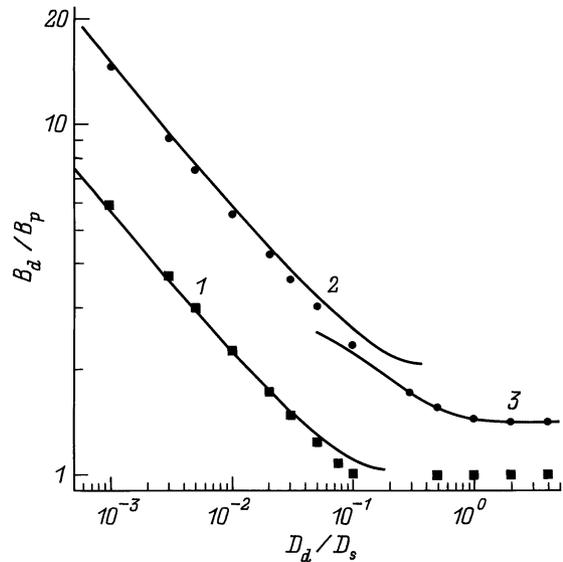


Рис. 6. Линейный дефект. Зависимость поля пробоя от полуширины дефекта. $\gamma = 5$ (1 — формула (28), ■ — численный расчет); 0,5 (2 — формула (26), 3 — формула (27), ● — численный расчет).

Обсуждение результатов

Таким образом, тепловой механизм микроволнового пробоя ВТСП пленки связан с сильной диссипацией в нормальной области, что при определенных условиях может приводить к распространению нормальной фазы на всю пленку [13–16]. Такое распространение возможно при выполнении двух условий. Во-первых, поверхностное микроволновое поле B должно превышать пороговое поле пробоя однородной пленки $B_p = 2\mu_0[k_s\sigma D_f(T_c - T_0)/D_s]^{1/2}$. Во-вторых, в пленке должна возникнуть область нормальной фазы достаточного большого размера. При этом возможны два сценария возникновения области нормальной фазы, достаточной для микроволнового пробоя пленки. Каждому из этих сценариев соответствует своя пространственно-временная картина разрушения сверхпроводимости в пленке.

Первый сценарий образования в пленке области нормальной фазы связан с действием внешних тепловых возмущений, всегда присутствующих в реальных системах. При $B > B_p$ тепловые возмущения с энергией, превышающей критическое значение E_c приводят к возникновению области нормальной фазы, достаточно для ее последующего распространения на всю пленку. Такое распространение осуществляется посредством неограниченного расширения области нормальной фазы, граница которой представляет собой температурную автоволну переключения из сверхпроводящего состояния в нормальное [13–16]. Величина критической энергии существенно зависит от пространственной протяженности возмущений и уменьшается с увеличением поверхностного микроволнового поля. Для качественного анализа из всего спектра возможных возмущений удобно выделить два предельных случая: локальные возмущения и пространственно протяженные возмущения. Критическая энергия пространственно протяженных возмущений может быть оценена как энергия образования "минимальной распространяющейся зоны" E_{MPZ} [21,21], играющей роль критического зародыша нормальной фазы. В широком интервале значений поверхностного микроволнового поля $B \gg B_p$ критическая энергия локальных возмущений ($E_c \propto B^{-6}$) значительно меньше, чем энергия пространственно протяженных возмущений ($E_{MPZ} \propto B^{-2}$). Таким образом, наиболее "опасными" с точки зрения разрушения сверхпроводимости являются локальные возмущения, поскольку переход в нормальное состояние инициируется в основном возмущениями с минимальной критической энергией [20].

Второй сценарий развития микроволнового пробоя связан с наличием в ВТСП пленки несверхпроводящих дефектов, локальный перегрев вблизи которых может приводить к разрушению сверхпроводимости. В этом случае микроволновому пробую может предшествовать стадия образования локализованной на дефекте области нормальной фазы конечного размера (устойчивого температурного домена). Отметим, что локальное разрушение сверхпроводимости в ВТСП пленках наблюдалось

в ряде экспериментов [18,25,26]. Пространственно-временная картина разрушения сверхпроводимости и величина поля пробоя B_d существенно зависят от отношения коэффициентов поглощения дефекта и пленки в нормальном состоянии ("контрастности" дефекта) γ . При $\gamma > 1$ пробую, как правило, предшествует стадия образования локализованного на дефекте температурного домена, а при $\gamma < 1$ пробой происходит, минуя стадию образования устойчивого домена. Величина поля пробоя B_d также зависит от формы дефекта. В случае дефекта круглой формы поле пробоя B_d всегда больше порогового поля пробоя однородной пленки B_p , а в случае линейного дефекта величина B_d может быть как больше, так и равна B_p . Поле пробоя B_d возрастает с уменьшением размера дефекта: $B_d \propto (R_d/D_s)^{-1/2}$ в случае круглого дефекта и $B_d \propto [D_d/D_s |\ln(D_d/D_s)|]^{-1/2}$ в случае линейного дефекта. Из этих соотношений, в частности, следует, что при сравнимых масштабах размеров дефектов поле пробоя на линейном дефекте может быть в несколько раз меньше, чем на круглом дефекте. Таким образом, линейные дефекты являются наиболее "опасными" с точки зрения разрушения сверхпроводимости.

В реальной ВТСП пленке существует целый ряд дефектов различных размеров. Как следует из полученных выше соотношений, микроволновой пробой будет происходить на самом крупном дефекте пленки. Сравнение полученных аналитических выражений для B_d с экспериментальными данными [1–8] показывает, что представление о перегреве пленки микроволновым излучением вблизи дефектов размера $R_d, D_d \cong 1 \div 10 \mu\text{m}$ позволяет удовлетворительно описать наблюдающиеся значения полей пробоя ($B_d \sim 10 \text{ mT}$). Однако при дальнейшем совершенствовании качества ВТСП пленок (уменьшении размеров дефектов) величина поля пробоя B_d , по-видимому, не будет заметно возрастать. Это связано с тем, что при высоких значениях поверхностного микроволнового поля внешние возмущения, всегда присутствующие в реальных системах, имеют очень малую критическую энергию. Например, из формулы (12) следует, что при типичных значениях параметров пленки и подложки, приведенных выше, при $B > 10 \text{ mT}$ величина критической энергии весьма мала $E_c < 10^{-8} \text{ J}$. Очевидно, что гораздо раньше перегрева вблизи малых дефектов пробой наступит вследствие разрушения сверхпроводимости однородных областей пленки внешними возмущениями. Таким образом, в зависимости от соотношения между уровнем энергии возмущений, действующих в системе, и размером дефектов в пленке может доминировать один из двух рассмотренных выше сценариев развития микроволнового пробоя.

Авторы признательны А.А. Жарову и А.Н. Резнику за полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (проект № 96083) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 96-02-18949 и 98-02-16046).

Список литературы

- [1] *Ralston R.W.* // Supercond. Sci. Technol. 1991. Vol. 4. N 6. P. 386–392.
- [2] *Holstein W.L., Parisi L.A., Shen Z.=Y.* et al. // J. Supercond. 1993. Vol. 6. N 3. P. 191–200.
- [3] *Diete W., Aschermann B., Chaloupka H.* et al. // Applied Supercond. 1995. Vol. 2. P. 1107–1110.
- [4] *Hensen S., Lenkens M., Getta M.* et al. // Appl. Supercond. 1995. Vol. 2. P. 1127–1130.
- [5] *Manzel M., Huber S., Bruchlos H.* et al. // Appl. supercond. 1995. Vol. 2. P. 1155–1158.
- [6] *Klein N., Tellmann N., Dähne U.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. Vol. 5. N 2 (III). P. 2663–2666.
- [7] *Diete W., Getta M., Hein M.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. Vol. 7. N 2 (II). P. 1236–1239.
- [8] *Kaiser T., Bauer C., Diete W.* et al. // Appl. Supercond. 1997. Vol. 1. P. 45–48.
- [9] *Halbritter J.* // IEEE Appl. Supercond. 1972. P. 662–666.
- [10] *Padamsee H.* // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. 19. N 3 (II). P. 1322–1325.
- [11] *Жаров А.А., Коротков А.Л., Резник А.Н.* // СФХТ. 1992. Т. 5. № 3. С. 419–422.
- [12] *Zharov A.A., Korotkov A.L., Reznik A.N.* // Supercond. Sci. Technol. 1992. Vol. 5. N 3. P. 104–106.
- [13] *Пухов А.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 55–59.
- [14] *Бузников Н.А., Пухов А.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 45–49.
- [15] *Vuznikov N.A., Pukhov A.A.* // Supercond. Sci. Technol. 1997. Vol. 10. N 5. P. 318–324.
- [16] *Жаров А.А., Нефедов И.М., Резник А.Н.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 81–89.
- [17] *Бузников Н.А., Пухов А.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 20. С. 51–55.
- [18] *Hein M., Diete W., Getta M.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. Vol. 7. N 2 (II). P. 1264–1267.
- [19] *Жаров А.А., Резник А.Н.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 131–133.
- [20] *Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Рахманов А.Л.* Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [21] *Пухов А.А.* // СФХТ. 1993. Т. 6 № 2. С. 235–241.
- [22] *Martinelli A.P., Wipf S.L.* // IEEE Appl. Supercond. 1972. P. 325–330.
- [23] *Wilson M.N., Iwasa Y.* // Cryogenics. 1978. Vol. 18. N 1. P. 17–25.
- [24] *Гуревич А.Вл., Минц Р.Г.* // УФН. 1984. Т. 142. № 1. С. 61–98.
- [25] *Hampel G., Kolodner P., Gammel P.L.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69. N 4. P. 571–573.
- [26] *Wosik J., Xie L.-M., Miller J.H., Jr.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997, Vol. 7. N 2 (II). P. 1470–1473.