

05;09;12

Тепловой $S-N$ -переход сверхпроводниковых пленок в СВЧ полях, инициированный несверхпроводящими дефектами

© А.А. Жаров, А.Н. Резник

Институт физики микроструктур РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 19 мая 1997 г.)

Исследуется тепловой $S-N$ -переход высокотемпературных сверхпроводниковых пленок, инициированный джоулевым разогревом малых несверхпроводящих дефектов в СВЧ поле. Показано, что разрушение сверхпроводимости приводит либо к образованию конечной области нормальной фазы, локализованной в окрестности дефекта, либо охватывает всю пленку. Оценки порога и времени $S-N$ -переключения хорошо согласуются с данными экспериментов.

1. В последнее время появился ряд экспериментальных работ, в которых наблюдался переход высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) пленок из сверхпроводящего (S) в нормальное (N) состояние ($S-N$ -переключение), стимулированный СВЧ излучением [1–3]. Наблюдавшиеся процессы $S-N$ -переключения имели пороговый по амплитуде поля падающей волны характер, а N -состояние возникало либо локально в виде небольших областей (доменов) на поверхности пленки [1], либо охватывало всю пленку (пробой сверхпроводника) [2,3]. Разрушение сверхпроводимости может быть связано с магнитными и тепловыми эффектами [4], которые отличаются порогами и общей пространственно-временной картиной $S-N$ -перехода. Адекватная интерпретация соответствующих экспериментальных данных невозможна без изучения каждого из механизмов.

Исследования теплового механизма разрушения сверхпроводимости установили, что распространение межфазной границы по поверхности сверхпроводника происходит в виде тепловой автоволны [5–7]. Однако оценки пороговых значений напряженности высокочастотных полей, необходимых для возбуждения такой автоволны в совершенных образцах, давали результат, на 1–2 порядка превышающий наблюдавшиеся.¹ Времена переходных процессов при этом также оказывались на 2–3 порядка больше, чем это следует из измерений [2,5]. Как будет показано ниже, одним из механизмов, объясняющих сравнительно низкие пороги и малые времена пробоя ВТСП, является разогрев дефектов структуры пленок.

2. Рассмотрим тонкую пленку ВТСП материала, расположенную на термостабилизированной диэлектрической подложке толщины H , как показано на рис. 1. Падающее электромагнитное излучение с плотностью потока энергии P_0 частично поглощается в пленке и полностью экранируется от подложки. Процессы теплопередачи в такой системе описываются уравнением теплопроводности в подложке

$$c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_s \Delta T + q, \quad (1)$$

где c_s , κ_s — удельные теплоемкость и теплопроводность подложки; q — источник тепла, связанный с нагревом пленки электромагнитным излучением.

В силу тонкости ВТСП пленки предполагаем, что источник q локализован в δ -слое на поверхности подложки при $z = H$. Переходя к безразмерной температуре $\Theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ и записывая q в явном виде, имеем

$$c_s \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \kappa_s \Delta \Theta + \frac{\alpha(\Theta)}{T_c - T_0} P_0 \delta(z - H), \quad (2)$$

где T_c — критическая температура $S-N$ -перехода, T_0 — температура охладителя, $\alpha(\Theta)$ — полный коэффициент поглощения ВТСП пленки с дефектами.

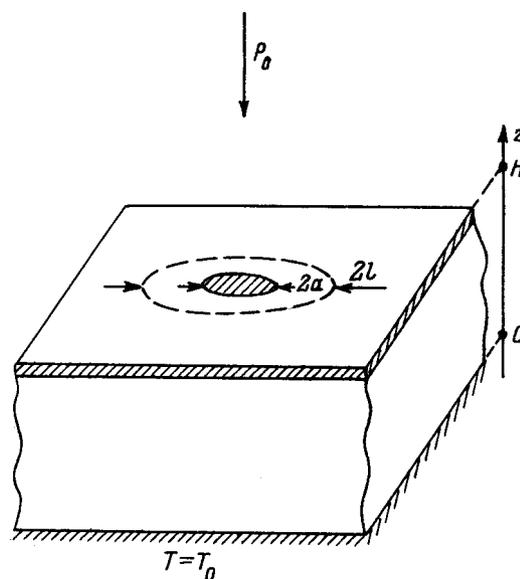


Рис. 1. Геометрия задачи. Заштрихованная область на поверхности пленки — дефект. Зона, ограниченная штриховой линией, — область нарушенной сверхпроводимости (тепловой домен).

¹ В работе [7] показано, что соответствующий порог может быть снижен при локальном нагреве сверхпроводника сторонним источником.

Коэффициент поглощения пленки в отсутствие дефектов α_F зависит от температуры Θ и резко возрастает вблизи $\Theta = 1$. Зависимость $\alpha_F(\Theta)$ в диапазоне длин волн $\lambda > 1 \text{ см}$ может быть приближенно описана ступенчатой функцией.

Пусть в структуре ВТСП пленки имеется инородное включение радиуса a (рис. 1) (в дальнейшем мы будем называть его дефектом), коэффициент поглощения которого α_D не зависит от температуры и может существенно отличаться от коэффициента поглощения пленки как в S -, так и в N -состояниях. В итоге для $\alpha(\Theta)$ получаем следующее выражение:

$$\alpha(\Theta) = \alpha_F(\Theta) + \alpha_D, \quad (3)$$

где

$$\alpha_F = \begin{cases} \alpha_n, & \Theta > 1, \\ 0, & \Theta \leq 1, \end{cases} \quad r > a,$$

$$\alpha_D = \begin{cases} \eta\alpha_n, & r \leq a, \\ 0, & r > a. \end{cases}$$

Параметр η характеризует отличие коэффициента поглощения дефекта от коэффициента поглощения сверхпроводника в нормальном состоянии.

Пусть в отсутствие электромагнитного поля ВТСП пленка находится в S -состоянии с температурой $\Theta = 0$. При облучении ее СВЧ излучением поглощение энергии (см. (3)) обеспечивает только дефект. Из-за теплопроводности происходит прогрев сверхпроводника в некоторой окрестности дефекта и температура пленки может превысить критическое значение $\Theta = 1$. В результате пленка, переключаясь в N -состояние, сама начинает поглощать электромагнитные волны и становится дополнительным источником тепла. В конце концов может установиться стационарное состояние, обеспечиваемое балансом нагрева и теплоотвода, когда N -состояние занимает конечную область радиуса l вокруг дефекта (рис. 1). Условию развития теплового пробоя соответствует отсутствие стационарных состояний с конечным l в решении уравнения (2). Таким образом, решение поставленной задачи сводится к определению стационарной границы l области нарушенной сверхпроводимости. В рамках принятых приближений стационарное решение нелинейного уравнения (2) с граничными условиями $\Theta = 0$ при $z = 0$ и $d\Theta/dz = \alpha P_0 / \kappa_s (T_c - T_0)$ при $z = H$ может быть найдено точно с помощью преобразования Фурье по координатам вдоль поверхности пленки. Опуская громоздкие, но достаточно очевидные выкладки, приведем сразу же конечный результат для стационарного распределения

температуры по пленке

$$\Theta(H, r) = \frac{\alpha_n P_0}{(T_c - T_0) \kappa_s} \left\{ a^2 (\eta - 1) \int_0^\infty J_0(kr) J_1(ka) \text{th}(kH) \frac{dk}{ka} + l^2 \int_0^\infty J_0(kr) J_1(kl) \text{th}(kH) \frac{dk}{kl} \right\}, \quad (4)$$

где $J_{0,1}(x)$ — функции Бесселя; радиус теплового домена (области разрушенной сверхпроводимости) l находится из условия $\Theta(H, r = l) = 1$.

Если размер дефекта a и домена l малы по сравнению с H , то интегралы в (4) берутся в явном виде

$$\Theta(H, r) = \frac{\alpha_n P_0}{(T_c - T_0) \kappa_s} \left\{ \frac{a^2 (\eta - 1)}{2r} F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2, \frac{a^2}{r^2}\right) + lF\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1, \frac{r^2}{l^2}\right) \right\}, \quad (5)$$

где $F(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ — гипергеометрическая функция.

Выражение (5) отвечает распределению температуры внутри домена (аналогичное выражение может, разумеется, быть получено и для $r > l$). Найдём зависимость радиуса домена l от плотности потока энергии излучения P_0 , для чего в (5) положим $r = l$, $\Theta(H, r = l) = 1$. Имеем

$$P_0 = P_c \frac{\eta s}{\frac{\pi}{4} (\eta - 1) F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2, \frac{1}{s^2}\right) + s^2}, \quad (6)$$

где $s = l/a$; $P_c = \pi \kappa_s (T_c - T_0) / 2\eta \alpha_n a$ — порог зарождения домена, отвечающий $s = 1$.

На рис. 2 приведены зависимости $s(P_0)$ при различных значениях параметра η . Как видно, характерным значением величины η является значение $\eta_0 \approx 2$. При $\eta < \eta_0$ условие $P_0 > P_c(\eta)$ сразу приводит к тепловому пробую сверхпроводника. В то же время, если $\eta > \eta_0$,

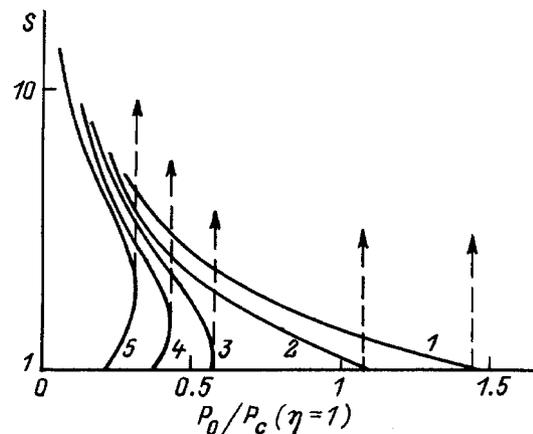


Рис. 2. Зависимость размера теплового домена от плотности потока энергии падающего излучения. η : 1 — 0.7, 2 — 1.0, 3 — 2, 4 — 3, 5 — 5. Стрелками показаны критические значения $P_0/P_c(\eta = 1)$, отвечающие тепловому пробую.

вначале возникает стационарный домен нормальной фазы и только при значениях P_0 несколько выше, чем P_c , наступает пробой. В последнем случае росту P_0 при $P_0 \geq P_c(\eta)$ соответствует рост усредненного поверхностного сопротивления пленки, что наблюдалось в [2,3] (естественно полагать, что в сверхпроводниках может иметься множество близких по размерам и свойствам дефектов, на которых домены возникают независимо).

Оценим напряженность магнитного поля в падающей волне, отвечающую пороговому значению плотности потока энергии волны $P_0 = (c/8\pi)B_m^2 = P_c$ (c — скорость света). Принимая $\kappa_s \approx 3 \cdot 10^6$ (erg/s · cm · K), $a \approx 10^{-4}$ см, $T_c - T_0 = 10$ К, $\eta = 1$, $\alpha_n \approx 10^{-2}$, получаем $B_m \approx 200$ Gs, что соответствует экспериментальным данным [2–4]. Оценки времени разогрева областей пленки вблизи дефектов до $T \sim T_c$ при $P_0 \leq P_c$ дают значения, также близкие к наблюдаемым в [2,3],

$$\tau \approx \frac{c_s l^2}{2\kappa_s} f(P_0) \sim 10^{-7} \text{ с},$$

где $c_s \approx 10^7$ erg/(K · cm²), $f(P_0)$ — форм-фактор ~ 1 , логарифмически зависящий от P_0 .

3. Итак, при учете дефектов ВТСП пленок пороги теплового S–N-переключения, стимулированного СВЧ полями, и характерные времена переходных процессов оказываются близкими к наблюдаемым в экспериментах значениям. Сам S–N-переход в зависимости от плотности потока падающего излучения и мощности, выделяемой на дефекте в результате поглощения, может приводить либо к тепловому пробую, разрушающему сверхпроводимость на всей поверхности пленки, либо к образованию тепловых доменов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Гранты № 95-02-04996, 96-02-16997.

Список литературы

- [1] *Hampel G., Kolodner P., Gammel P.L.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69. N 4. P. 571–573.
- [2] *Dieter W., Getta M., Hein M.* et al. // Contribution to the Appl. Supercond. Conf. ASC'96. Pittsburgh (USA), 1996.
- [3] *Wosik J., Xie L.M., Miller J.H.* et al. // Contribution to the Appl. Supercond. Conf. ASC'96. Pittsburgh (USA), 1996.
- [4] *Hein M., Dieter W., Getta M.* et al. // Contribution to the Appl. Supercond. Conf. ASC'96. Pittsburgh (USA), 1996.
- [5] *Reznik A.N., Zharov A.A.* // IX Trilateral German–Russian–Ukrainian Seminar of HTSC. Gabelbach (Germany), 1996.
- [6] *Бузников Н.А., Пухов А.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 45–49.
- [7] *Пухов А.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 12. С. 45–49.