

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА НА КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ФАЗОВОГО S-N ПЕРЕХОДА

к.т.н. Д.Б. Кучер

(представил д.т.н., проф. В.С. Харченко)

Приводятся исследования влияния скорости изменения транспортного тока на критическую энергию разрушения сверхпроводящего состояния тонкой пленки. Определяются соотношения критической энергии, необходимой для реализации эффекта электронного разогрева, и энергии теплового разрушения сверхпроводимости тонкой пленки.

Наиболее перспективным направлением для создания быстродействующих защитных устройств является использование быстрого токового S-N переключения, основанного на эффекте электронного разогрева, тонких монокристаллических (эпитаксиальных) пленок, выполненных из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) [1, 2].

Суть эффекта заключается в том, что при воздействии на тонкую сверхпроводящую пленку электромагнитного излучения или тока в последней при больших скоростях нарастания входного сигнала увеличивается температура электронов без нагрева кристаллической решетки и сопротивление образца возрастает. Высокая чувствительность тонких ВТСП-пленок к импульсному воздействию при электронном разогреве достигается для резистивного состояния, которое служит своеобразным термометром для электронной температуры из-за большой температурной крутизны сопротивления. При этом для тонких ВТСП-пленок характерны структуры разбиения на нормальные и сверхпроводящие области [1 - 3].

Основное условие реализации эффекта электронного разогрева в тонких ВТСП-пленках, при котором исключается восстановление сверхпроводимости в нормальных областях свободных от транспортного тока можно записать следующим образом [1, 3]:

$$\frac{I_m}{I_{c2}} > \sqrt{\frac{Wh}{2\lambda_1^2}}, \quad (1)$$

где I_{c2} - второе критическое значение тока;

W , h - ширина и толщина тонкой ВТСП – пленки соответственно;

λ_1 - лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Если это неравенство не удовлетворяется, то процесс разрушения

сверхпроводящего состояния оказывается длительным и в него вовлекаются более медленные механизмы, определяемые нагревом тонкой пленки.

Поэтому целью данной работы является исследование влияния скорости изменения транспортного тока на критическую энергию разрушения сверхпроводящего состояния тонкой пленки, характеризующую тепловой нагрев тонкой пленки, приводящий к появлению относительно медленной компоненты времени разрушения сверхпроводящего состояния.

Очевидно, что при протекании через тонкую ВТСП-пленку постоянного тока I ($I \geq I_{c2}$), распространение нормальных областей происходит с постоянной скоростью v_1 [3]. Поэтому уравнение теплопроводности в движущейся вместе с N-S границей системе отсчета имеет вид [2, 3]

$$\frac{d}{dx} \left(\chi \frac{dT}{dx} \right) + cv_1 \frac{dT}{dx} + Q(T, I) - W(T) = 0, \quad (2)$$

где χ , c - теплопроводность и теплоемкость тонкой ВТСП - пленки соответственно;

$Q(T, I)$ – удельная мощность джоулева тепловыделения;

$W(T) = \frac{hP(T - T_0)}{S}$ - удельная мощность теплоотвода в охладитель

(жидкий азот) с температурой $T_0 = 77$ K;

h - коэффициент теплоотвода в охладитель;

P – периметр сверхпроводника.

Граничными условиями для решения уравнения (2) являются стационарные температуры сверхпроводящего и нормального состояний, удовлетворяющие уравнению теплового баланса

$$Q(T, I) = W(T). \quad (3)$$

При протекании через сверхпроводник изменяющегося тока применение уравнения (2) будет справедливым, если характерное время изменения тока намного больше времени релаксации температуры – «теплого времени» $t_h = \frac{cS}{hP}$ [3]:

$$\frac{di}{dt} \ll \frac{I}{t_h}. \quad (4)$$

Поскольку при характерных значениях параметров тонкой ВТСП - пленки $t_h \approx 10^{-10}$ с, то критерий (4) выполняется вплоть до высоких скоростей ввода тока [2].

Решение уравнения (2), дающее зависимость скорости движения нормальных областей от $\frac{di}{dt}$, в общем случае может быть получено лишь численно. Однако, существует простое модельное приближение, позволяющее получить для v_1 аналитическое выражение.

Полагая, что зависимостью χ, c, h, ρ_N от температуры можно пренебречь [3] и вводя безразмерную координату $x_* = \frac{x}{L_h}$, скорость

$u = \frac{v_1}{v_h}$, $v_h = \frac{L_h}{t_h}$, температуру $\Theta = \frac{T - T_\phi}{T_c - T_\phi}$ (T_ϕ - фоновое значение температуры вдали от фронта распространяющейся нормальной области) и плотности тока $J = \frac{j}{j_c}$, для (2) получаем

$$\frac{d^2\Theta}{dx_*^2} + u \frac{d\Theta}{dx_*} + q(J, \Theta) = 0, \quad (5)$$

где $q(J, \Theta) = \frac{Q(T, I)S}{Ph(T_c - T_0)}$ - безразмерное тепловыделение [3].

Основные качественные особенности влияния изменения тока на распространение нормальных областей связаны с исчезновением однородного сверхпроводящего состояния с $T_1 = T_\phi \approx T_0$ при $I = I_{c2}$ [1-3]. При этом величина скорости распространения нормальной области, очевидно, слабо зависит от относительно небольшого тепловыделения в сверхпроводящем состоянии [2, 3]. Последнее обстоятельство позволяет воспользоваться известной моделью, в которой $q(J, \Theta)$ аппроксимируется ступенчатой функцией [3]:

$$q(J, \Theta) = \begin{cases} q_m, & 0 < \Theta < 1 - J; \\ \alpha J^2, & 1 - J < \Theta, \end{cases} \quad (6)$$

где $\alpha = \frac{j_c^2 \rho_N S}{(T_c - T_0) h P}$ - параметр Стекли.

Очевидно, что величина q_m определяется исчезновением устойчивого сверхпроводящего состояния при $J = J_m$. Таким образом, учитывая выражения (5), (6), максимальное значение безразмерного тепловыделения можно записать как

$$q_m = 1 - J_m. \quad (7)$$

Величину критической энергии можно определить решением нестационарного уравнения теплопроводности, которое в приближении (5) и (6) имеет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_*^2} + \mathbf{q}(\mathbf{J}, \Theta) - \Theta + \epsilon \delta(\tau) \delta(x_*), \quad (8)$$

где $\tau = \frac{t}{t_h}$ - безразмерное время;

$\epsilon = \frac{\epsilon}{\epsilon_h}$ - безразмерная энергия возмущения;

$\epsilon_h = cSL_h(T_c - T_0)$ - энергия необходимая для теплового разрушения сверхпроводимости;

$\delta(x)$ - дельта функция.

Если транспортный ток и поле постоянны ($\mathbf{J}_m = \mathbf{1}$, $\mathbf{q}_m = \mathbf{0}$), то из

(8) для критической энергии $\epsilon_c = \frac{\epsilon_c}{\epsilon_h}$ получаем

$$\frac{\epsilon_c}{\alpha J^2} = \frac{2,3\xi^{3/2}}{\sqrt{1-2\xi}}. \quad (9)$$

Произведем в (6), (8) замену переменной $\Theta' = \Theta / \left(1 - \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha J^2}\right)$ и энергии $\epsilon' = \epsilon / \left(1 - \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha J^2}\right)$. Тогда новая переменная Θ' и энергия ϵ' удовлетворяют уравнениям (6), (8) с $\mathbf{q}_m = \mathbf{0}$, а роль безразмерного параметра играет $\xi' = \left(\xi - \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha i^2}\right) / \left(1 - \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha i^2}\right)$. Подставляя ξ' в выражение (9) для критической энергии при $\mathbf{q}_m = \mathbf{0}$, получаем выражение для ϵ_c при $\mathbf{q}_m \neq \mathbf{0}$

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_h} = 2,3\alpha J^2 \frac{\left(\xi - \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha J^2}\right)^{3/2}}{\sqrt{1-2\xi + \frac{\mathbf{q}_m}{\alpha J^2}}}. \quad (10)$$

На рис. 1 представлены зависимости критической энергии, необходимой для разрушения сверхпроводимости от тока, при $\frac{di}{dt} = \mathbf{0}$ и $\frac{di}{dt} \neq \mathbf{0}$.

Они построены в соответствии с (10) и в предположении отсутствия внешнего магнитного поля.

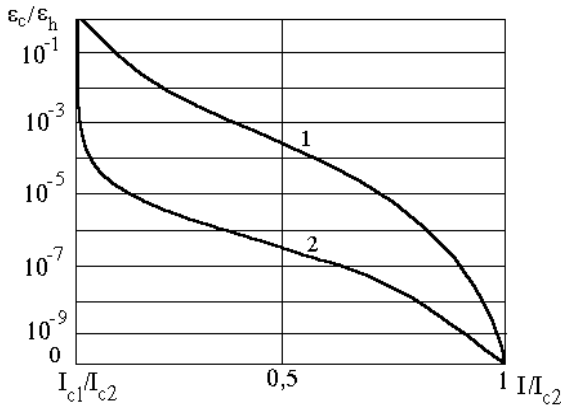


Рис.1. Зависимость критической энергии от тока:

$$1 - \frac{di}{dt} = 0; \quad 2 - \frac{di}{dt} \neq 0.$$

Если $\frac{di}{dt} = 0$ (рис. 1, кривая 1), то критическая энергия монотонно убывает от $\epsilon_c \approx \epsilon_h$ при $I = I_{c1}$ до $\epsilon_c \approx 0$ при $I = I_{c2}$. Это связано с тем, что при $I = I_{c1}$ начинается тепловое разрушение сверхпроводимости. При этом энергия расходуется на нагрев сверхпроводника ($\epsilon_c \approx \epsilon_h$) до температуры выше T_c . При $I = I_{c2}$ - сверхпроводимость тонкой пленки разрушена, т.е. для перехода в стационарное нормальное состояние достаточно возмущения с бесконечно малой энергией $\epsilon_c \approx 0$. Если скорость ввода тока в сверхпроводник $\frac{di}{dt} \neq 0$, то сверхпроводящее состояние также становится нестабильным при $I = I_{c1}$. Однако, при этом $\epsilon_c \ll \epsilon_h$, то есть энергия при этом расходуется не на нагрев сверхпроводника, а на увеличение электронной температуры, что приводит к образованию на краях тонкой пленки нормальных областей. По мере роста тока, протекающего через сверхпроводник, увеличиваются нормальные области и уменьшается энергия, которая расходуется только на распространение нормальных областей. При $I = I_{c2}$ - сверхпроводимость тонкой пленки разрушена, т.е. $\epsilon_c \approx 0$.

Таким образом, при скорости ввода тока $\frac{di}{dt} \neq 0$ сверхпроводник теряет стабильное сверхпроводящее состояние и переходит в нормальное практически без учета тепловых процессов. При этом сверхпроводящее состояние исчезает и тонкая пленка переходит в нормальное состояние за время характерного развития нормальных областей. Сравнительно малые значения энергии (на протяжении всего фазового S-N перехода $\epsilon_c \ll \epsilon_h$), необходимой для образования и развития нормальных областей, позволяют говорить об отражении основного сигнала с началом перехода сверхпроводника в резистивное состояние.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кучер Д. Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства. – Севастополь: Ахтиар, 1997. – 188 с.
 2. Вендик О.Г., Карпюк А., Колесов С.Г., Попов А.Ю. Анализ резонансных выключателей и ограничителей на основе сверхпроводниковых пленок // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. – 1990. – Т. 3, № 10 (ч. 1). – С. 2161 - 2169.
 3. Пухов А.А., Рахманов А.Л. Распространение нормальной зоны в композитном сверхпроводнике с изменяющимся транспортным током // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. – 1992. – Т.5, № 9. – С. 1620 - 1628.
-