

ДИНАМИКА ФАЗОВОГО S - N ПЕРЕХОДА ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ

к.т.н. Д.Б. Кучер
(представил д.т.н., проф. Ю.Н. Седышев)

Рассматривается механизм разрушения сверхпроводимости и длительность существования смешанного состояния тонкой сверхпроводящей пленки под воздействием импульсного сигнала.

Многочисленность экспериментальных исследований, посвященных высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП), объясняется проявлением пристального интереса разработчиков электронной аппаратуры к созданию интегральных схем и блоков аппаратуры, работающей при температуре жидкого азота. Однако в этом направлении используются лишь сверхпроводящие свойства тонких пленок, которые составляют только часть всего комплекса физических явлений, составляющих область применения ВТСП [1].

Свойства ВТСП во время фазового перехода из сверхпроводящего S в нормальное N состояние (смешанное состояние), негативные для большинства устройств электронной техники азотных температур, являются основополагающими для создания быстродействующих ограничителей, коммутаторов и защитных устройств. Поэтому в данной работе рассмотрен механизм разрушения сверхпроводящего состояния и длительность фазового S - N перехода тонкой сверхпроводящей пленки под воздействием импульсного сигнала.

Для описания S состояния тонкой ВТСП пленки в работе [2] введен показатель K_S , характеризующий сверхпроводящее фазовое состояние, который носит универсальный характер для всех типов высокотемпературных сверхпроводников:

$$K_S = n_S^{pl} V_S, \quad (1)$$

где V_S - объем сверхпроводящей области, определяемый как $V_S = V_0 - 2V_N$; V_0 - общий объем сверхпроводника; V_N - объем нормальной области; $V_N = \lambda_1 h l$, l - длина тонкой пленки. Плотность сверх-

проводящих носителей заряда в тонкой пленке $n_S^{n,l}$ можно определить как [2]

$$n_S^{n,l} = N_S V_S, \quad (2)$$

где $N_S = \frac{n_s}{V_1}$ - коэффициент, характеризующий плотность сверхпроводящих носителей заряда n_s в массивном высокотемпературном сверхпроводнике объемом (V_1) в 1 м^3 . Величину n_s можно определить из выражения [2]

$$n_s = \frac{m_s}{\mu_0 e^2 \lambda_l^2}, \quad (3)$$

где m_s - эффективная масса сверхпроводящих носителей заряда;

λ_l - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Тогда выражение (1) можно переписать в виде

$$K_S = N_S h^2 l^2 (W - 2\lambda_l)^2, \quad (4)$$

где W - ширина тонкой сверхпроводящей пленки.

Таким образом, сверхпроводящее состояние тонкой ВТСП пленки определяется существованием области сверхпроводящих носителей заряда. Наличие нормальных областей на краях тонкой пленки не вызывает разрушения ее сверхпроводимости, так как их ширина не превышает величину глубины проникновения λ_l для данного сверхпроводника. В случае достижения током значения $i(t_{c1}) = I_{c1}$ проникновение магнитного поля в пленку увеличивается, что вызывает увеличение объема нормальных областей на ее краях и появление смешанного состояния. С ростом тока, протекающего через сверхпроводящую полосу, на краях увеличиваются зоны нормальной проводимости, следовательно, объем области сверхпроводящих носителей заряда V_S будет уменьшаться, вызывая уменьшение общей плотности сверхпроводящих носителей заряда в тонкой ВТСП пленке. Изменение V_S и $n_S^{n,l}$ характеризует состояние фазового S - N перехода тонкой пленки. При достижении током значения $i(t_{c2}) = I_{c2}$ величины V_S и $n_S^{n,l}$ равны нулю - пленка полностью перешла в нормальное состояние.

Таким образом, для смешанного состояния ($t_{c1} \leq t < t_{c2}$) изменение показателя K_S можно определить, основываясь на (1):

$$K_S(t) = n_S^{n,l}(t) V_S(t). \quad (5)$$

Согласно результатам, полученным в работе [2], уменьшение сверхпроводящей области определяется разрушением сверхпроводимости на краях полоски. Тогда выражение для $V_S(t)$ будет иметь вид:

$$V_S(t) = V_0 - 2V_N(t). \quad (6)$$

Увеличение объема нормальной области $V_N(t)$ характеризуется изменением ее ширины

$$V_N(t) = \lambda_N(t)hl, \quad (7)$$

где $\lambda_N(t)$ - ширина нормальной области, которая определяется как

$$\lambda_N(t) = \frac{2\lambda_I^2}{hl_{c1}} i(t). \quad (8)$$

Тогда выражение (6) можно переписать в виде

$$V_S(t) = l \left(Wh - 4\lambda_I^2 \frac{i(t)}{I_{c1}} \right). \quad (9)$$

С учетом (9) получим выражение для смешанного фазового состояния тонкой пленки:

$$K_S(t) = N_S l^2 \left[Wh - 4\lambda_I^2 \frac{i(t)}{I_{c1}} \right]^2. \quad (10)$$

Таким образом, смешанное состояние определяется изменением объема сверхпроводящей области вызванным нарастанием тока, протекающего через тонкую пленку, от I_{c1} до I_{c2} .

Очевидно, что изменение n_S^{n1} во время фазового S - N перехода приводит к нелинейному изменению активного сопротивления сверхпроводящей полоски от нуля до величины R_N . Анализ экспериментальных исследований, проведенных в работе [3], показал, что изменение активного сопротивления тонкой сверхпроводящей пленки в момент фазового S - N перехода определяется следующим выражением:

$$R_{S-N}(t) = \frac{\rho_{S-N}(t)l}{S}, \quad (11)$$

где S - площадь сечения тонкой пленки; $\rho_{S-N}(t)$ - удельное электрическое сопротивление ВТСП в смешанном состоянии, которое можно определить как [1]

$$\rho_{S-N}(t) = \rho_N \frac{i(t)}{I_{c2}}, \quad (12)$$

где ρ_N - удельное электрическое сопротивление ВТСП в нормальном состоянии.

Достижение током значения I_{c2} означает полный переход тонкой пленки в нормальное состояние ($R_{S-N}(t_{c2}) = R_N$). Очевидно, что в нормальном состоянии $K_S = 0$. Таким образом, фазовые состояния тонкой пленки можно записать в виде:

$$\begin{cases} K_S = N_S h^2 l^2 (W - 2\lambda_l)^2, & 0 \leq t < t_{c1}; \\ K_S(t) = N_S l^2 \left(Wh - 4\lambda_l^2 \frac{i(t)}{I_{c1}} \right)^2, & t_{c1} \leq t < t_{c2}; \\ K_S = 0, & t_{c2} \leq t < t_n, \end{cases} \quad (13)$$

где t_n - длительность импульса.

Основываясь на выражение (13), определим длительность фазового S - N перехода:

$$t_{S-N} = t_{c2} - t_{c1}. \quad (14)$$

Согласно [1], выберем форму импульсного воздействия:

$$u_1(t) = U_m \left(e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t} \right), \quad (15)$$

где $a_1 = \frac{0,7}{t_n}$, $a_2 = \frac{3,25}{t_\phi}$ - частотные характеристики импульса, связанные с длительностью импульса и его фронта t_ϕ .

Тогда, учитывая (11), (13) и (15), ток, протекающий через сверхпроводящую полосу, можно представить в следующем виде:

$$\begin{cases} i(t) = \frac{U_m}{R_H} \left(e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t} \right), & 0 \leq t < t_{c1}; \\ i(t) = \sqrt{\frac{U_m}{A} \left(e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t} \right)}, & t_{c1} \leq t < t_{c2}; \\ i(t) = \frac{U_m}{R_N} \left(e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t} \right), & t_{c2} \leq t < t_n, \end{cases} \quad (16)$$

где R_H, R_N - сопротивление нагрузки и сопротивление тонкой пленки в нормальном состоянии соответственно; $A = \frac{\rho_n l}{S I_{c2}}$.

Величины t_{c1} и t_{c2} , основываясь на (16), можно определить из уравнений:

$$i(t_{c1}) = I_{c1} = \frac{U_m}{R_H} (e^{-a_1 t_{c1}} - e^{-a_2 t_{c1}}); \quad (17)$$

$$i(t_{c2}) = I_{c2} = \sqrt{\frac{U_m}{A} (e^{-a_1 t_{c2}} - e^{-a_2 t_{c2}})}. \quad (18)$$

Очевидно, что выражение (15) на интервале времени $[t_{c1}, t_{c2}]$ можно аппроксимировать достаточно простой аналитической функцией [1]

$$u_1(t) = U_m(a_2 - a_1)t. \quad (19)$$

Тогда выражение (14) для длительности фазового S - N перехода будет иметь вид

$$t_{S-N} = \frac{I_{c2}^2 A - I_{c1} R_H}{U_m (a_2 - a_1)}. \quad (20)$$

Таким образом, длительность фазового S - N перехода зависит от конструктивных параметров тонкой пленки, амплитуды и частотных характеристик входного сигнала. Кроме того, длительность фазового S - N перехода уменьшается по мере увеличения амплитуды входного сигнала. Это объясняется тем, что скорость увеличения нормальных областей зависит от скорости нарастания входного сигнала, которая определяется амплитудой входного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кучер Д.Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства. – Севастополь: Ахтиар, 1997. – 188 с.
2. Кучер Д.Б. Исследование формирования нормальных областей в тонкой сверхпроводящей пленке // Радиотехника. – Харьков: ХТУРЭ, 1999. – Вып. 109. – С. 38 – 41.
3. Аксаев Э.Е., Гершензон Е.М. и др. Механизмы детектирования электромагнитного излучения в пленках $YBa_2Cu_3O_7$ // СФХТ. – 1990. – №8. – С. 1928 - 1942.