

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО НЕЙРИСТОРА

Н. И. Назаров
(Новосибирск)

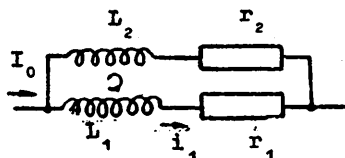
Сверхпроводниковый нейристор представляет собой сверхпроводниковую пленку или проволоку, отдельные участки которой шунтированы сопротивлениями [1]. Если по такой линии пропустить ток определенной величины, а затем каким-либо образом перевести отдельный участок сверхпроводника в нормальное состояние, то за счет выделения тепла и его движения вдоль линии возможно устойчивое распространение теплового фронта; шунтирование сверхпроводника позволяет линии перейти в исходное состояние после прохождения фронта теплового импульса и перераспределения тока в параллельных ветвях.

Рассмотрим распределенную модель нейристора в виде двух напыленных друг на друга пленок нормального и сверхпроводящего металла (рис. 1а). Пленки разделены тонким слоем изоляции, а их контакт осуществляется по краю линии. Эквивалентная электрическая схема элемента длины линии показана на рис. 1б, где L_1, L_2 - индуктивности ветвей, M - коэффициент взаимной индукции ветвей, r_2 - сопротивление нормальной ветви, r_1 - сопротивление сверхпроводящей ветви, I_0 - ток питания. Сопротивление r_1 зависит от тока i_1 и от температуры пленки и имеет нелинейную характеристику: $r_1 = 0$ сверхпроводящей области и $r_1 = r$ в нормальной области.

Предположим, что скорость установления теплового равновесия велика по сравнению со скоростью изменения температуры



а)



б)

Рис. I

пленок и что влиянием пленки изоляции на тепловые процессы можно пренебречь. В этом случае работа линии описывается уравнениями:

$$k(S_1 + S_2) \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = (c_1 S_1 + c_2 S_2) \frac{\partial \theta}{\partial t} + (h_1 + h_2) w \theta - \frac{I_1^2 \rho_1}{S_1} - \frac{(I_0 - I_1)^2 \rho_2}{S_2}, \quad (I)$$

$$(L_1 + L_2 - 2M) \frac{dI_1}{dt} + \left(\frac{\rho_1}{S_1} + \frac{\rho_2}{S_2} \right) I_1 - \frac{\rho_2}{S_2} I_0 = 0,$$

где S_1, S_2 - сечения пленок, w - ширина линии, ρ_1, ρ_2 - удельные сопротивления металла пленок, c_1, c_2 - удельные объемные теплоемкости пленок, k - коэффициент теплопроводности вдоль линии, x - расстояние, t - время, θ - превышение температуры пленок над температурой ванны, h_1, h_2 - коэффициенты теплообмена с двух сторон линии. Все параметры предполагаются независимыми от температуры и состояния пленок.

Решение уравнений (I) будем искать в виде бегущей волны:

$$\theta = \theta \left[\sqrt{\frac{h}{k}} (x - vt) \right] = \theta(\sigma), \quad (2)$$

где v - скорость распространения волны, σ - безразмерное расстояние.

Введем обозначения:

$$\frac{\rho_1}{S_1} = r_1, \quad \frac{\rho_2}{S_2} = r_2, \quad r_1 + r_2 = r, \quad L_1 + L_2 - 2M = L,$$

$$\frac{c_1 S_1 + c_2 S_2}{S_1 + S_2} = c, \quad \frac{(h_1 + h_2)w}{S_1 + S_2} = h, \quad v = v_0 \xi = \frac{2}{c} \sqrt{hk} \cdot \xi,$$

$$\tau_3 = \frac{L}{R}, \tau_T = \frac{c}{h}, \gamma = \frac{\tau_T}{\tau_3}, \theta_n = \frac{I_0^2 r_n}{(h_1 + h_2)w}, \quad b = 2 \frac{\theta_c}{\theta_n},$$

где ξ — безразмерная скорость, τ_3, τ_T — электромагнитная и тепловая постоянные времени процессов, θ — отсчитанная от температуры ванны критическая температура сверхпроводниковой пленки при токе I_0 , текущем по ней.

С учетом принятых обозначений решение второго из уравнений имеет вид

$$i_1 = I_0 \left[\frac{r}{R} + \left(1 - \frac{r}{R}\right) \exp\left(\frac{\gamma}{2\xi} \sigma\right) \right], \quad (3)$$

а первое с учетом (2) и (3) становится обыкновенным дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 \theta}{d\sigma^2} + 2\xi \frac{d\theta}{d\sigma} - \theta + \theta_n \left[\frac{r}{R} + \left(1 - \frac{r}{R}\right) \exp\left(\frac{\gamma}{2\xi} \sigma\right) \right] = 0. \quad (4)$$

Пусть сверхпроводниковая пленка переходит в нормальное состояние при $\sigma = 0$ (рис. 2). Будем считать, что после про-

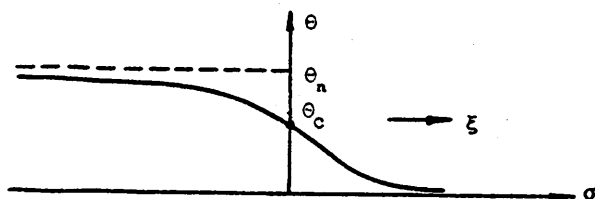


Рис. 2

хождения переднего фронта импульса и перераспределения тока сверхпроводниковая пленка останется в нормальном состоянии. Тогда с учетом релейной зависимости $r_1 = r_1(\theta, i_1)$ уравнение (4) распадается на два линейных в областях $\sigma > 0$ и $\sigma < 0$. Фронт теплового импульса можно получить сшиванием решений и первых производных линейных уравнений при $\sigma = 0$:

$$\theta(-0) = \theta(+0), \quad \left. \frac{d\theta}{d\sigma} \right|_{\sigma=-0} = \left. \frac{d\theta}{d\sigma} \right|_{\sigma=+0}.$$

Решение уравнения второго порядка содержит две произвольных постоянных и представляет собой сумму экспонент. При $\sigma > 0$ произвольные постоянные определяются из начальных условий $\theta(0) = \theta_c$, $\theta(\infty) = 0$. При $\sigma < 0$ одна из произвольных постоянных определяется из условия ограниченности: $\theta(-\infty) = \theta_n \frac{r^2}{r} < \infty$. Для сшивания решений и первых производных остается только одна произвольная постоянная; второй произвольной постоянной, можно считать безразмерную скорость ξ . Это значит, что физически реальное решение возможно не при любых значениях скорости.

Решение уравнения (4), верное для $\sigma > 0$ и $\sigma < 0$ имеет вид:

$$\theta(\sigma) = \frac{r}{r} \theta_n + \left[\theta_c - \frac{r}{r^2} \theta_n + \frac{\theta_n(1 - \frac{r}{r^2})}{(\frac{\gamma^2}{\xi^2} + 2\gamma - 1)} \right] \times \exp\left[(-\xi + \sqrt{\xi^2 + 1})\sigma\right] + \frac{\theta_n(1 - \frac{r}{r^2})}{(\frac{\gamma^2}{\xi^2} + 2\gamma - 1)} \exp\left(-\frac{\gamma}{\xi}\sigma\right), \quad (5)$$

где ξ определяется из кубического уравнения:

$$F_1\left(\gamma, b, \frac{r}{r^2}\right)(\xi^2)^3 + F_2\left(\gamma, b, \frac{r}{r^2}\right)(\xi^2)^2 + F_3\left(\gamma, b, \frac{r}{r^2}\right)\xi^2 + \gamma^4\left(b - \frac{r}{r^2}\right)^2 = 0. \quad (6)$$

При $\gamma < 1$ из (6) следует

$$\xi = \frac{1 - b}{\sqrt{b(2 - b)}}, \quad (7)$$

что совпадает с выражением, полученным в [1]. Такое же значение для ξ приведено в [2], где рассматривалось распространение нормальной фазы в отдельной сверхпроводниковой пленке. Скорость равна нулю при $b = \frac{r}{r^2}$ и положительна при $b < 1$.

При $\gamma > 1$ выражение для скорости имеет такой же вид

(7), если под b подразумевать величину $2 \frac{\theta_c}{\theta_n (r_2/r)}$. Это значит, что в случае очень быстрого перераспределения тока фронт нормальной фазы будет неподвижен, если установившаяся в линии температура вдвое превышает критическую.

Для пленочных нейристоров равенство $\gamma < 1$ трудно достижимо. Сделаем заключение о работе линии из анализа корней уравнения (6) без предположения о малости γ .

Так как последний член в (6) представляет собой разность, то естественно упростить анализ, полагая $b = \frac{r_2}{r} = \beta$. Такое соотношение является вполне реальным и соответствует рассмотрению ряда линий с разными r_2/r . При этом один из корней уравнения (6) получается равным $\xi_1^2 \equiv 0$. Зависимость второго корня ξ_2^2 уравнения (6) от β показана на рис. 3. Так как

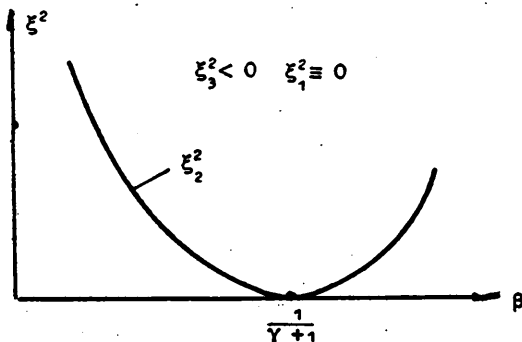


Рис. 3

третий корень $\xi_3^2 < 0$ соответствует мнимой величине скорости, то остается сделать выбор соответствующего решению задачи корня из двух оставшихся: ξ_1^2 и ξ_2^2 . Выбор можно сделать исходя из того, что при изменении параметров линии скорость должна меняться вполне определенным образом, например, она должна увеличиваться при уменьшении γ или при увеличении $\frac{r_2}{r}$ при данном b . Таким образом можно показать, что при $\beta < (1/\gamma + 1)$ мы должны выбрать ветвь корня $\xi_2^2 > 0$ и считать $\xi > 0$. При $\beta > (1/\gamma + 1)$ нам следует взять корень $\xi_1^2 \equiv 0$.

Исследование фронта теплового импульса (5) позволяет обнаружить его монотонность при $\beta > \frac{1}{\gamma + 1}$; фронт монотонный также до некоторого значения $\beta < (1/\gamma + 1)$. Это значит, что экстремум температуры на конечном расстоянии от фронта появляется только после достижения некоторой положительной скорости распространения нормальной фазы (рис. 4).

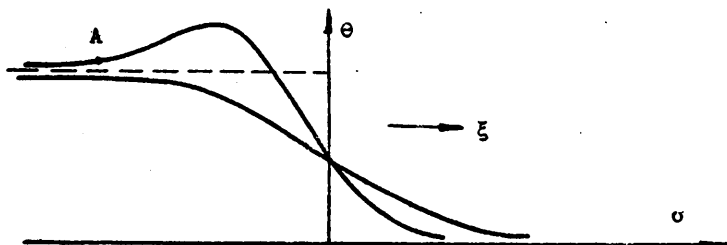


Рис. 4.

Следует указать на невозможность существования нулевой скорости теплового импульса с немонотонным фронтом вследствие конечного времени перераспределения тока в параллельных ветвях. Как видно из (4), при малых ξ нужно более точное описание процессов.

Если для линии параметры и режим выбраны так, что $b = \frac{r_1}{r_2} = \beta$ и $\frac{1}{\gamma + 1} < \beta < 1$, то $\xi = 0$. При увеличении b область нормальной фазы будет уменьшаться. Для нешунтированной пленки сверхпроводника отрицательная скорость возможна только при $b > 1$.

При $b \neq \frac{r_1}{r_2}$ анализ усложняется, хотя качественная картина явлений останется такой же.

До сих пор мы предполагали, что линия не возвращается в исходное состояние. Если теперь режим выбран так, что сверхпроводник возвращается в сверхпроводящее состояние, например, в точке А (рис. 4), то в линии возможно распространение импульса конечной длительности.

Проведенный анализ позволяет дать некоторую последовательность определения рабочего режима линий.

Л и т е р а т у р а

1. С.Я. Беркович. Сверхпроводниковая модель проведения взрывного импульса. Радиотехника и электроника, II, 2, 1966 г., стр. 353-355.
2. R.F.Broom, E.H.Rhoderick. Thermal propagation of a normal region in a thin superconducting film and its application to a new type of bistable element. - British Journal of Applied Physics, 1960, vol.41, N 7, p.292-296.