

А. В. САРКИСЯН, В. В. БУНИАТЯН

**АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИ  
УПРАВЛЯЕМЫХ *RLC*-ЦЕПЕЙ НА ОСНОВЕ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

Исследованы амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики параллельного *RLC* колебательного контура на основе высокотемпературных сверхпроводящих пленок при воздействии на них модулированного по интенсивности оптического сигнала. Показано, что с помощью различных параметров сигнала можно управлять этими характеристиками.

**Ключевые слова:** высокотемпературная сверхпроводимость, высокочастотный поверхностный импеданс, кинетическая индуктивность.

Обнаруженная в ряде работ высокая чувствительность сверхпроводников и высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) пленок к оптическому воздействию открывает возможность реализации оптически управляемых переключателей, смесителей, фильтров, линий задержки и других СВЧ устройств [1-3].

Известно [4-6], что если на ВТСП пленку падает модулированный по интенсивности оптический сигнал  $\Phi = \frac{\Phi_0}{2}(1 + \sin \omega_M t)$ , где  $\Phi_0$  - интенсивность падающего излучения;  $\omega_M$  - частота модуляции;  $t$  - время, то активная и реактивная составляющие поверхностного СВЧ импеданса могут модулироваться по закону "накачки", т.е.

$$\begin{aligned} R_{S\Phi}(t) &\cong R_{S0}(t_c)(1 + m_R \sin \omega_M t), \\ L_{S\Phi}(t) &\cong L_{S0}(t_c)(1 + m_L \sin \omega_M t), \end{aligned} \quad (1)$$

для тонкой пленки толщиной  $d \ll \lambda_L(t_{от})$ ,

где  $\lambda_L(t_c)$  - глубина лондоновского проникновения;  $t_c = T/T_c < 1$ ;  $T_c$  - критическая температура.

В выражении (1)

$$\begin{aligned} R_{S0}(t_c) &\approx \frac{R_S(t_c)}{f_{10}^2} f_{20}, \quad R_S(t_c) \approx (\omega \mu_0)^2 \frac{\lambda_L^4(t_c) \sigma_n(t_c)}{d}, \\ L_{S0}(t_c) &\approx \frac{\mu_0 \lambda_L^2}{d f_{10}}, \quad f_{10} \approx 1 - f_1, \quad \sigma_n(t_c) \approx \frac{n_n q^2 \tau_n}{m_n^*}, \\ f_1 &\approx \frac{C \Phi_0}{2n_s}, \quad f_2 \approx \frac{C \Phi_0}{2n_n}, \quad m_1 = m_R + 2m_L, \quad m_R = \frac{f_2}{1 - f_2}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$m_L = \frac{f_1}{1-f_1}, \quad (m_1 \ll 1, m_L \ll 1), \quad C \cong \frac{\eta\tau_{\text{эф}}}{d\Delta(T, \Delta N)}.$$

Здесь  $m_R$  и  $m_L$  - глубины модуляции высокочастотного активного поверхностного сопротивления и кинетической индуктивности;  $n_n$  и  $n_s$  - концентрации нормальных и сверхпроводящих электронов;  $\sigma_n(t_c)$ ,  $m_n^*$  и  $m_s^*$  - проводимость пленки и эффективные массы электронов в нормальном и сверхпроводящем состояниях, соответственно;  $\mu_0$  - магнитная постоянная вакуума;  $q$  - заряд электрона;  $\tau_n$  - время жизни электронов в нормальном состоянии;  $\tau_{\text{эф}}$  - эффективное время жизни дополнительных (неравновесных) квазичастиц;  $\Delta$  - сверхпроводящая щель;  $\eta_{\text{эф}}$  - эффективный квантовый выход;  $\Delta N$  - концентрация неравновесных квазичастиц.

В предлагаемой работе впервые делается попытка описания частотных характеристик параллельного нелинейного  $RLC$  колебательного контура на основе ВТСП пленок. Принципиальным отличием предлагаемой цепи (рис.1) от общеизвестного аналога является то, что здесь составляющие поверхностного высокочастотного импеданса пленок являются нелинейными элементами и могут быть промодулированы под влиянием оптического возбуждения [4-6].

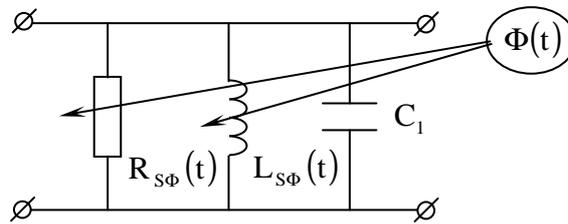


Рис.1

Для амплитудно-частотной (АЧХ) и фазо-частотной (ФЧХ) характеристик резонансного контура (рис.1) получим

$$A = \frac{U_{\text{мп}}}{U_m} = \left( \sqrt{1 + R_{S\Phi}^2 \left( \omega C - \frac{1}{\omega L_{S\Phi}} \right)^2} \right)^{-1},$$

$$\varphi = -\text{arctg} \left\{ R_{S\Phi} \left[ \omega C - \frac{1}{\omega L_{S\Phi}} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $U_m = I_m R$  - резонансное амплитудное значение переменного напряжения на контуре.

Учитывая (1) и (2), для  $A$  и  $\varphi$  получим

$$A = \left[ \sqrt{1 + \frac{b\omega^2}{\omega_0^4} (\omega^2 - \omega_p^2)^2} \right]^{-1} = \left[ \sqrt{1 + b\omega^2 \left[ \beta^2 - \left(1 - \frac{1}{2} m_L \sin \omega_M t\right)^2 \right]^2} \right]^{-1},$$

$$\varphi = -\arctg \left\{ \frac{\beta^2 (1 + m_R \sin \omega_M t)}{Q_0} \left[ 1 - \frac{1}{\beta^2 (1 + m_L \sin \omega_M t)} \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $b = \frac{a_R^2 (1 + m_R \sin \omega_M t)^2}{L_{S0}^2}$ ;  $\omega_0^2 = \frac{1}{CL_{S0}}$ ,  $\omega_p \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2} m_L \sin \omega_M t\right)$ ;

$\omega_0$  - резонансная частота контура при отсутствии накачки ( $\Phi = 0$ );  $\omega_p$  - резонансная частота контура при  $\Phi \neq 0$ ;

$$a_R \approx \frac{\mu_0 \lambda_L^4 \sigma_N}{d}, \quad \beta = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad Q_0 = \frac{\omega L_{S0}}{R_{S0}};$$

$Q_0$  - добротность контура при отсутствии оптической накачки ( $\Phi = 0$ ).

Решая уравнение (4) относительно  $\beta$ , получим

$$\beta = \pm \sqrt{p^2 \pm \sqrt{\frac{1 - A^2}{\omega^2 A^2}}}, \quad p = 1 - \frac{1}{2} m_L \sin \omega_M t. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) и производя преобразования (пренебрегаем членами вида  $m_L^2 \sin^2 \omega_M t$ ,  $m_R^2 \sin^2 \omega_M t$ , где  $m_R \ll 1$ ,  $m_L \ll 1$ ), получим окончательные выражения для амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик:

$$A = \pm \frac{Q_0}{\sqrt{Q_0^2 + \left[ \beta^2 - (1 - m_L \sin \omega_M t)^2 \right]^2 (1 + m_R \sin \omega_M t)^2}},$$

$$\varphi = -\arctg \left\{ \frac{\beta^2 (1 + m_R \sin \omega_M t)}{Q_0} \left[ 1 - \frac{1}{\beta^2 (1 + m_L \sin \omega_M t)} \right] \right\}. \quad (6)$$

Численные расчеты проведены нами в соответствии с параметрами, полученными опытным путем различными авторами [7-10]. Для  $YBa_2Cu_3O_7$  пленок принято  $d \approx 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $\eta_{эф} \approx 10\%$ ,  $\Delta(T, \Delta N) = 0,013 \text{ эВ}$ ,  $C_t = 10^{-9} \text{ Ф}$ ,  $\lambda_L \approx 150 \text{ нм}$ ,  $\tau_{эф} = 10^{-8} \text{ с}$ ,  $R_{S0} = 10^{-4} \text{ Ом}$ ,  $L_{S0} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ Гн}$ ,  $f = 10 \text{ ГГц}$ ,  $T_c = 80 \text{ К}$  (см. также параметры, приведенные в табл. 1 [4-6]).

На рис. 2 и 3 приведены расчеты семейства амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик параллельного нелинейного контура при различных значениях глубины модуляции активного сопротивления  $m_R$  и кинетической индуктивности  $m_L$ .

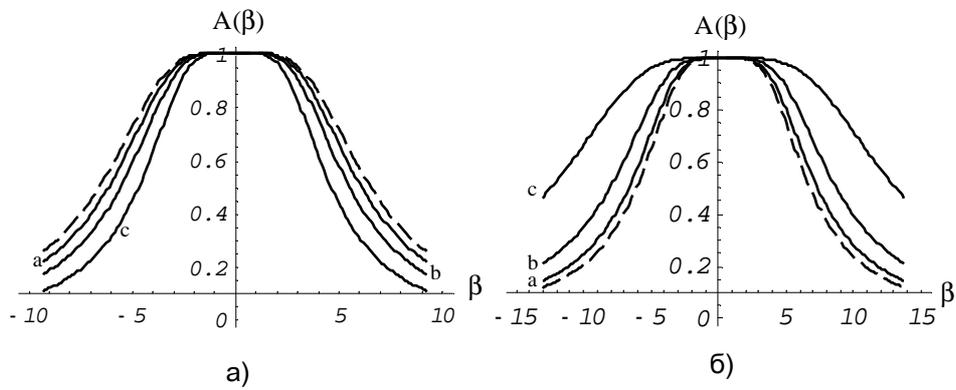


Рис.2. Зависимость АЧХ от параметра  $\beta$  при различных значениях глубины модуляции кинетической индуктивности  $m_L$  ( $T = 60K$ ):

а-  $\theta_1 = \pi/2$  б-  $\theta_1 = 3\pi/2$   
 ---  $\theta_1 = 0$  —  $\theta_1 = \pi/2$  ---  $\theta_1 = 0$  —  $\theta_1 = 3\pi/2$   
 а-  $m_L = 0,031$ ; б-  $m_L = 0,083$ ; а-  $m_L = 0,031$ ; б-  $m_L = 0,083$ ;  
 с-  $m_L = 0,2$  с-  $m_L = 0,15$

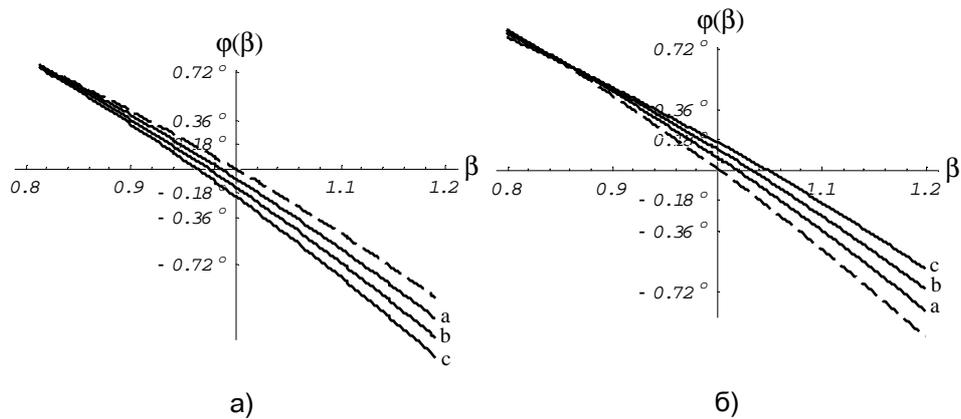


Рис.3. Зависимость ФЧХ от параметра  $\beta$  при различных значениях глубины модуляции кинетической индуктивности  $m_L$  ( $T = 60K$ ):

а-  $\theta_1 = \pi/2$  б-  $\theta_1 = 3\pi/2$   
 ---  $\theta_1 = 0$  —  $\theta_1 = \pi/2$  ---  $\theta_1 = 0$  —  $\theta_1 = 3\pi/2$   
 а-  $m_L = 0,031$ ; б-  $m_L = 0,057$ ; а-  $m_L = 0,031$ ; б-  $m_L = 0,057$ ;  
 с-  $m_L = 0,083$  с-  $m_L = 0,083$

Как следует из (6), температурная зависимость АЧХ и ФЧХ в основном будет определяться температурной зависимостью параметров  $\lambda_L$ ,  $\tau_N$ ,  $\Delta(T, \Delta N)$ ,  $Q_0$ ,  $m_R$ ,  $m_L$  и т.д.

Используя известные температурные зависимости указанных параметров [7-10]:

$$n_N(t_c) = n \cdot t_c^{3/2}, \quad t_c < 1, \quad \lambda_L(t_c) = \lambda_L(0)(1-t_c^\gamma)^{-1/2},$$

$$\sigma_N(t_c) \approx \sigma_N(T_c) \left[ t_c^{1/2} + \alpha(1-t_c^{3/2}) \right],$$

для  $Q_0(t_c)$ ,  $A(t_c)$  и  $\varphi(t_c)$  получим соответственно:

$$A(t_c) = Q_1 (1-t_c^\gamma)^{1/2} \left[ t_c^{1/2} + \alpha(1-t_c^{3/2}) \right]^{-1} \times$$

$$\times \left[ \sqrt{\frac{Q_1^2 (1-t_c^\gamma)}{\left[ t_c^{1/2} + \alpha(1-t_c^{3/2}) \right]^2} + \left[ \beta^2 - \left( 1 - \frac{h_1}{2\Delta(T, \Delta N) [n(1-t_c)^{3/2} - h_1]} \right) \times \right.} \right]^{-1},$$

$$\left. \times \left( 1 + \frac{h_1}{2nt_c^{3/2} \Delta(T, \Delta N)} \right)^2 \right]}$$

$$\varphi(t_c) = -\arctg \left\{ \frac{\beta^2 t_c^{1/2} + \alpha(1-t_c)^{3/2}}{Q_1 (1-t_c^\gamma)^{1/2}} \times \left[ 1 + \frac{h}{2nt_c^{3/2} \Delta(T, \Delta N)} - \frac{1 + \frac{h}{2nt_c^{3/2} \Delta(T, \Delta N)}}{1 + \frac{h}{2\Delta(T, \Delta N) [n(1-t_c)^{3/2} - h_1]}} \right] \right\},$$

где  $\alpha \approx 2,9$ ,  $\gamma \leq 2$  для  $YBa_2Cu_3O_7$  при  $T = 60K$ ,  $f = 10ГГц$  [8,9],

$$Q_1 = [\omega \mu_0 \lambda_L(0) \sigma_N(T_c)]^{-1}, \quad h = \frac{\Phi_0 \tau_{зф} \eta}{d}.$$

Температурные зависимости  $A(t_c)$  и  $\varphi(t_c)$  для вышеуказанных параметров показаны на рис. 4 и 5.

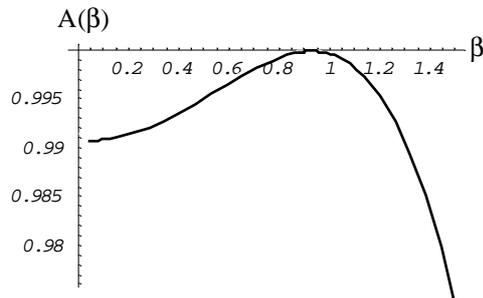


Рис.4. Зависимость АЧХ от параметра  $\beta$  при  $t_c = 0,2$ ;  $\theta_1 = 0$

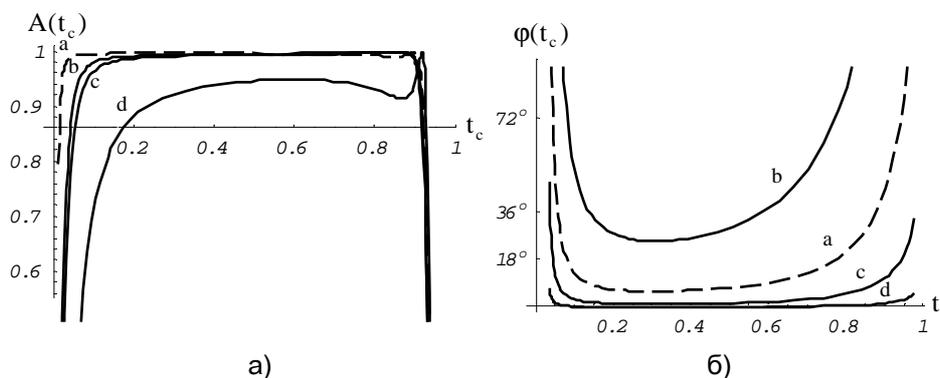


Рис.5. Зависимость АЧХ (а) и ФЧХ (б) от температуры при различных значениях параметра  $\beta$  :

а -		б -	
a- $\beta = 1$ ;	b- $\beta = 0,5$ ;	a- $\beta = 1$ ;	b- $\beta = 2$ ;
c- $\beta = 0,01$ ;	d- $\beta = 2$ ;	c- $\beta = 0,5$ ;	d- $\beta = 0,2$

Как следует из вышеуказанных рисунков, при определенных фазах модуляции составляющих поверхностного импеданса  $\theta_1 = \pi/2$  с увеличением глубины модуляции кинетической индуктивности наблюдается уменьшение ширины пропускания (рис.2а), т.е. улучшаются избирательные свойства контура. А при  $\theta_1 = 3\pi/2$  имеет место обратное явление: с увеличением параметра  $m_L$  (глубины модуляции индуктивности) расширяется полоса пропускания без ухудшения амплитудных характеристик (рис.2 б), что является крайне важным обстоятельством при проектировании фильтров и расширении их полосы пропускания.

Как следует из рис.4, при фиксированной температуре ( $t_c = 0,2$ ) расстройка частоты (смещение параметра  $\beta$  от значений 1) приводит к уменьшению амплитуды, что согласуется с общими принципами теоретической радиотехники.

Расстройка частоты контура относительно резонансной находится также при температурных зависимостях  $A(t_c)$ ,  $\varphi(t_c)$  (рис.5).

Таким образом, с помощью изменения глубины модуляции (интенсивности излучения) и частотной модуляции  $m_R$  и  $m_L$  можно “управлять” параметрами резонансных контуров на основе ВТСП контуров и тем самым приборов и схем на их основе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Moix D. B., Scherrer D. P., Kneubuhl F. K.** Photo response of the high-temperature superconductor  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  to ultra short 10 mm  $CO_2$  laser pulses // *Infrared Physics and Technology*.- 1996.- Vol. 37.- P. 403-426.
2. **Mai Zh., Zao X.** et al. Infrared radiation detector linear arrays of high TC superconducting thin films // *Infrared physics and Technology*.- 1997.- Vol. 38.- P.13-16.
3. **Gupta D., Donaldson W. R.** et al. Optically triggered switching of optically thick YBCO films // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*.- 1993.- Vol. 3.- P.2895-2898.
4. **Aroutiounian V. M., Buniatyan V. V.** Coherent light detector on a HTSC film // *Proceedings of the 12th European Conference on Solid- State Transducers and the 9th UK Conference on Sensors and their Applications, Southampton, UK*.- 1998.- Vol. 2.- P.1198-1201.
5. **Арутюнян В. М., Буниатян В. В.** // *Письма в ЖТФ*.-1999.- Т.25, N3. -С.50.
6. **Aroutiounian V. M., Buniatyan V. V. and Gevorgyan S. H.** Parametric effects in HTSC films // *Journal of Applied Electromagnetism*.- 1998.- Vol. 1.- P.38-51.
7. **Carlson E., Gevorgian S., Kollberg E.** et al. Optical Response of a YBCO Coplanar Waveguide Resonator // *Proceeding IEEE MIT Topical Meeting on Optical Microwave Interaction, Goeteborg, Sweden*.- 1994.- P.195-199.
8. **Vendik O., Galchenko S.** et al. Models of HTSC Transmission Lines as Applied for CAD of Microwave Integrated Circuits // *Rep. N9, ISSN 1103-4599, ISRN CTH-MVT-R9-SE*.- 1994.
9. **Bluser N.** Analysis of quantum superconducting kinetic inductance photo detectors // *Journal of Applied Physics*.- 1995.- Vol. 78.- P.7340-7351.
10. **Bhattacharya S., Rajeswari M.** et al. Mechanism of optical response in superconducting  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  thin films and grain-boundary weak links // *Journal of Applied Physics*.- 1994.- Vol. 76.- P. 5829-5838.

ГИУА.                    Материал поступил в редакцию 7.03.2002.

**Ա. Վ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ  
ԲԱՐՁՐՁԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ  
ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱՊԵՍ ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ *RLC* ՇՂԹԱՆԵՐԻ  
ԼԱՅՆՈՒՅԹԱ-ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ**

Հետազոտվել են բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչ թաղանթային ոչ գծային զուգահեռ *RLC* տատանողական կոնտուրի լայնության-հաճախականային և փուլա-հաճախականային բնութագրերը, երբ նրա վրա ազդում է ըստ ինտենսիվության մոդուլացված օպտիկական ազդանշան: Պարզվել է, որ այդ բնութագրերը կարելի է կառավարել ազդանշանի տարբեր պարամետրերի միջոցով:

**A.V. SARGSYAN, V.V. BUNIATYAN  
THE MAGNITUDE-PHASE CHARACTERISTICS OF THE OPTICALLY CONTROLLED  
*RLC*-LOOPS ON THE BASIS OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS**

The magnitude-frequency and phase-frequency characteristics of parallel *RLC* high-temperature superconducting thin film loop under the influence of an optical signal modulated by the intensity are examined. It is shown that frequency parameters of the loop can be controlled by the parameters of the signal.