

05.4;07;09

Чувствительность поверхностного СВЧ импеданса сверхпроводящих тонких пленок к модулированному оптическому излучению

© В.М. Арутюнян, В.В. Буниатян

Ереванский государственный университет

Поступило в Редакцию 8 апреля 1998 г.

В окончательной редакции 14 сентября 1998 г.

Теоретически проанализирована фоточувствительность составляющей СВЧ поверхностного импеданса ВТСП пленок при их облучении модулированным по интенсивности оптическим возбуждением. Полученные результаты находятся в согласии с экспериментальными данными.

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и развитие технологии их получения в виде тонких пленок позволяют реализовать чувствительные СВЧ устройства миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, работающие на азотном уровне температур (например, [1,2]). В последние годы заметный интерес проявляется к изучению свойств сверхпроводника при воздействии на него лучистой энергии (лазерного излучения, инфракрасного возбуждения, звука и т.д.). Дополнительное к тепловому разрушение куперовских пар под влиянием лазерным пучком в обычных сверхпроводящих тонких пленках исследовалось еще в начале 70-х годов (например, [3–7]), в результате чего был сделан вывод, что образование дополнительных неспаренных электронов в принципе уменьшает ширину энергетической щели в сверхпроводнике, но само сверхпроводящее состояние не разрушается вплоть до вполне определенных концентраций дополнительных электронов и соответственно энергий оптического возбуждения. Вышеуказанное явление взаимодействия фотонов с энергетической щелью в ВТСП пленках и неболометрического распада пары сверхпроводящих электронов может быть использовано для обнаружения слабых сигналов коротких волн, т.е. для создания высокочувствительных детекторов.

Реализованная на практике высокая чувствительность ВТСП пленок, изготовленных на YBCO, к оптическому возбуждению (см., например, [8,9–13]) открывает возможность реализации также оптических переключателей [14], смесителей [15], линий задержки [16], квазиоптических фильтров [17] и других оптически управляемых СВЧ приборов.

Целью настоящей работы является анализ зависимости фоточувствительности составляющей СВЧ–поверхностного импеданса ВТСП пленок при их облучении модулированным по интенсивности оптическим возбуждением.

Теоретический анализ

Ясно, что если на ВТСП пленку падает модулированный оптический сигнал $\Phi = \Phi_0(1 + \sin \omega_S t)/2$, где Φ_0 — интенсивность излучения (W/cm^2), ω_S — частота модуляции сигнала, t — время, то активная и реактивная составляющие поверхностного импеданса пленки модулируются по закону “накачки”. Примем, что в результате поглощения ВТСП пленкой оптического излучения с интенсивностью Φ_0 имеют место некоторые неболометрические перебросы (см., например, [4,7,9]) электронов через сверхпроводящую щель, при этом температура пленки существенно не меняется, а в рамках двухжидкостной модели общая концентрация электронов $n = n_S + n_N = n_{S\Phi} + n_{N\Phi}$ и сверхпроводящее состояние сохраняются. Тогда концентрация электронов n_S , связанных в сверхпроводящем состоянии в пары, уменьшается, а концентрация “нормальных”, несвязанных электронов n_N увеличивается на одну и ту же величину Δn_Φ . Приняв вышеуказанное за основу, запишем соответствующие выражения для концентрации при наличии облучения, снабженные индексом “ Φ ”, в виде

$$n_{S\Phi} = n_S - \Delta n_\Phi, \quad n_{N\Phi} = n_N + \Delta n_\Phi. \quad (1)$$

Для концентрации неравновесных (дополнительных) квазичастиц, нормированных на величину $[4N(0)\Delta_0]$, где $N(0)$ — плотность односпиновых состояний около уровня Ферми, Δ_0 — энергетическая щель при $T = 0$, в [4,7] получено выражение

$$\Delta n_\Phi = \eta p \tau_{\text{эф}} \left[d\Delta(T, \Delta n_\Phi) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где p — мощность света, падающего на единицу площади (W/cm^2); η — безразмерный ”эффективный квантовый выход”, указывающий на то, какая часть поглощенной пленкой мощности расходуется непосредственно на создание дополнительных квазичастиц; d — толщина пленки.

Используя результаты работы [10], выражение для Δn_Φ можно представить также через концентрацию поглощенных ВТСП пленкой фотонов N_Φ ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{фотон}/\text{s}$) как

$$\Delta n_\Phi \cong \eta \tau_{\text{эф}} N_\Phi, \quad (3)$$

где $\tau_{\text{эф}}$ — эффективное время жизни квазичастиц. Из (2) и (3) следует, что $\Delta n_\Phi \sim \Phi$ или $\Delta n_\Phi \sim N_\Phi$, и поэтому в первом приближении примем $\Delta n_\Phi \cong C\Phi \cong C_1 N_\Phi$. При этом $C \cong \eta \tau_{\text{эф}} [d\Delta(T, \Delta n_\Phi)]^{-1}$, $C_1 \cong \eta \tau_{\text{эф}}$. Выразив Δn_Φ через n_N и n_S , имеем $\Delta n_\Phi = n_N f_1 = n_S f_2$, где

$$\begin{aligned} f_1 &\cong C\Phi n_N^{-1} \cong C_1 N_\Phi n_N^{-1}, \\ f_2 &\cong C\Phi n_S^{-1} \cong C_1 N_\Phi n_S^{-1}. \end{aligned} \quad (3a)$$

Известно, что в ВТСП пленках при выполнении неравенства $d \ll \lambda_L$, где λ_L — лондоновская глубина проникновения, аналитические выражения для активной и реактивной составляющих поверхностного СВЧ импеданса, рассчитанные на базе двухжидкостной модели, при $t_c = T/T_c < 1$ записываются в виде [2,8];

$$R_S(t_c) = (\omega \mu_0)^2 \lambda_L^4(t_c) \sigma_N(t_c) / d, \quad X_S(t_c) = \omega \mu_0 \lambda_L^2(t_c) / d, \quad (4)$$

где

$$\lambda_L^2(t_c) = m_S (n_S q^2 \mu_0)^{-1}, \quad \sigma_N(t_c) = n_N q^2 \tau_N m_N^{-1}, \quad (5)$$

T — температура образца; T_c — критическая температура; ω — частота СВЧ поля; μ_0 — магнитная постоянная вакуума; σ_N — проводимость; m_S , m_N , n_S , n_N — эффективные массы и концентрации электронов в сверхпроводящем и нормальном (несверхпроводящем) состояниях соответственно; τ_N — время жизни нормальных электронов; q — заряд электрона.

Используя (1)–(4), для составляющих импеданса $R_{S\Phi}(t_c)$ и $X_{S\Phi}(t_c)$ получим выражения

$$R_{S\Phi} \approx R_S(t_c) \{1 + 2f_2 + f_1 + 2f_1 f_2\}, \quad X_{S\Phi} \approx X_S(t_c) \{1 + f_2\}. \quad (6)$$

Введем понятие оптической чувствительности составляющих поверхностного импеданса $S_{R\Phi}$ и $S_{X\Phi}$. Для них из (4) и (6) нетрудно получить выражения

$$S_{R\Phi} \cong \frac{1}{R_S(t_C)} \frac{\partial R_{S\Phi}(t_C)}{\partial \Phi} \cong \frac{c}{n_S} \left\{ 2 + \frac{n_S}{n_N} + \frac{4C\Phi}{n_N} \right\},$$

$$S_{X\Phi} \cong \frac{1}{X_S(t_C)} \frac{\partial X_{S\Phi}(t_C)}{\partial \Phi} \cong \frac{c}{n_S}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что скорость (темп) увеличения $S_{R\Phi}$ с интенсивностью излучения (оптическая чувствительность по R) больше, чем $S_{X\Phi}$ (чувствительность по X). Аналогично при обратном неравенстве $d > \lambda_L$, характерном для массивного ВТСП материала, когда справедливы выражения [2,18]

$$R_{SM}(t_C) = (\omega\mu_0)^2 \lambda_L^3(t_C) \sigma_N(t_C) / 2, \quad X_{SM}(t_C) = \omega\mu_0 \lambda_L(t_C), \quad (8)$$

нами получены соотношения

$$R_{S\Phi} \approx R_S(t_C)(1 + f_1 + 3f_1 f_2 / 2), \quad X_{S\Phi} \approx X_S(t_C)(1 + f_2 / 2), \quad (9)$$

а $S_{R\Phi}^M$ и $S_{X\Phi}^M$ равны

$$S_{R\Phi}^M \cong \frac{c}{n_S} \left\{ \frac{n_S + 3C\Phi}{n_N} \right\}, \quad S_{X\Phi}^M \cong \frac{c}{2n_S}. \quad (10)$$

Так как

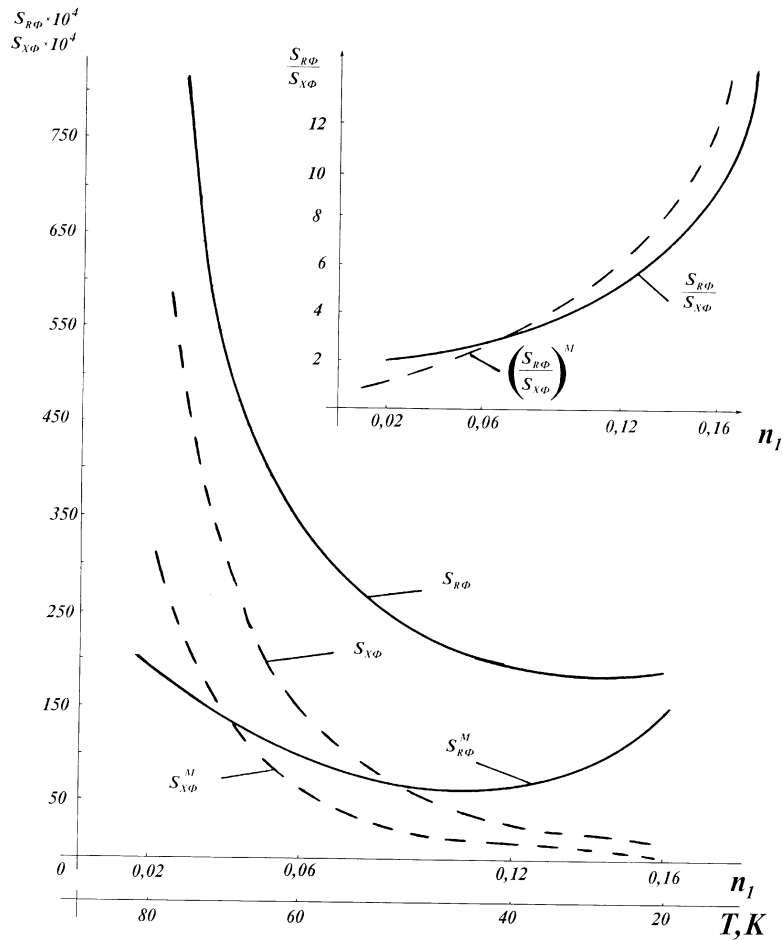
$$\frac{n_S}{n_N} = \frac{1 - t_C^{3/2}}{t_C^{3/2}} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{1}{\gamma(t_C)},$$

$$f_2 \cong \gamma(t_C) f_1, \quad \gamma(t_C) = \frac{t_C^{3/2}}{1 - t_C^{3/2}},$$

то из (7) и (10) получим

$$S_{R\Phi} \cong \frac{c}{n_N} \left\{ 1 + 2\gamma(t_C) + \frac{4C\Phi\gamma(t_C)}{n_N} \right\}, \quad S_{X\Phi} \cong \frac{c\gamma(t_C)}{n_N},$$

$$\frac{S_{R\Phi}}{S_{X\Phi}} \cong \frac{1 + 2\gamma(t_C)}{\gamma(t_C)} \quad (11)$$



Зависимость $S_{R\Phi}$ и $S_{X\Phi}$ ($S_{R\Phi}^M$ и $S_{X\Phi}^M$) от концентрации дополнительных квазичастиц n_1 при различных температурах.

для тонкой пленки ($d \ll \lambda_L$) и

$$S_{R\Phi}^M \cong \frac{c\gamma(tc)}{n_N} \left\{ \frac{1}{\gamma(tc)} + \frac{3C\Phi}{n_N} \right\}, \quad S_{X\Phi}^M \cong \frac{S_{X\Phi}}{2}, \quad \frac{S_{R\Phi}^M}{S_{X\Phi}^M} \cong \frac{2}{\gamma} \quad (12)$$

для массивного материала.

n_1	T, K	t_c	$\gamma(t_c)$	Δ, eV	$S_{R\Phi} \cdot 10^4$	$S_{X\Phi} \cdot 10^4$	$S_{R\Phi}^M \cdot 10^4$	$S_{X\Phi}^M \cdot 10^4$	$S_{R\Phi}/S_{X\Phi}$	$S_{R\Phi}^M/S_{X\Phi}^M$
0.02	80	0.869	4.28	0.0139	1422	637	150	318.5	2.23	0.5
0.06	60	0.652	0.98	0.02	308	102	104	51	3.02	2.04
0.12	40	0.432	0.4	0.018	208	46	115	23	4.5	5
0.16	20	0.21	0.106	0.016	158	14	130	7	11.4	18.8

Из (12) вновь следует, что при фиксированном $\gamma(t_c)$, действительно, $S_{R\Phi}^M > S_{X\Phi}^M$ при более низких температурах. При малых Δn_Φ [4,7] изменение щели описывается выражением $\Delta/\Delta_0 \cong 1 - 2\Delta n_\Phi$. Для различных температур (ниже T_C), воспользовавшись результатами работ [7], в частности зависимостью Δ/Δ_0 от t_c при различных значениях $n_1 = \Delta n_\Phi [4N(0)\Delta_0]^{-1}$ для следующих значений параметров: $\Phi_0 \cong 0.08 \text{ mW/cm}^2$, $\tau_{\text{эф}} \cong 10^{-13} \text{ s}$, $\sin \omega_S t = 1$, $\eta \cong 0.1$, $d \cong 0.3 \mu\text{m}$, рассчитаем значения для $S_{X\Phi}$ и $S_{R\Phi}$ согласно (7) и (12). Они приведены в таблице, а зависимости $S_{X\Phi}$ и $S_{R\Phi}$ (в относительных единицах) от n_1 показаны на рисунке. Как и ожидалось, из рисунка следует, что с увеличением n_1 и соответственно интенсивности излучения наблюдается уменьшение оптической чувствительности. Относительно высокая чувствительность наблюдается при малых значениях n_1 (или Δn_Φ), т. е. при малых отклонениях T от T_C и $n_S \ll n_N$.

Заметим, что предсказанный выше более быстрый рост R_S с освещением по сравнению с ростом X_S наблюдался в [8] для YBCO пленок; это соотношение имеет место и для зависимости от температуры и, по-видимому, носит общий характер в силу очевидных неравенств $S_{R\Phi} > S_{X\Phi}$ как для тонких пленок, так и для массивных образцов.

Настоящая работа выполнена в рамках гранта INTAS-96-268.

Список литературы

- [1] Вендик О.Г. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10. С. 2133–2140.
- [2] Vendik O.G., Galchenko S., Kollberg E. et al. Models of HTSC Transmission lines as Applied for CAD of Microwave Integrated Circuits. Rep. N 9, ISSN 1103-4599, ISRN CTH-MVT-R-9-SE. 1994. 98 p.
- [3] Testardi L.R. // Phys. Rev. 1971. V. B4. P. 2189–2196.
- [4] Owen C.S., Scalapino D.F. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1559–1561.

- [5] *Parker W.H., Williams W.D.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 924–927.
- [6] *Parker W.H.* // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. P. 3667–3774.
- [7] *Rothward A., Sai-Halasz G.A., Langenberg D.N.* // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 4. P. 212–215.
- [8] *Carlsson E., Gevorgian S., Kolberg E.* et al. // Proc-IEEE MTT-S Topical Meeting on Optical Microwave Interactions. 1994. P. 195–197.
- [9] *Johnson M.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 11. P. 1371–1373.
- [10] *Gupta D.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1993. V. 3. P. 2895–2898.
- [11] *Track E.K., Drake R.E., Hobenwarter G.K.G.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1993. V. 3. P. 2899–2902.
- [12] *Xin-Hua Hu, Juhasz T., Bron W.E.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 25. P. 3333–3335.
- [13] *Zhang D., Plant D.V., Fetterman H.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 1560–1562.
- [14] *Moix D.B., Scherrer D.P., Kneubuhl F.K.* // Infrared Physics & Technology. V. 37. P. 403–426.
- [15] *Mai Zh., Zao X., Zhou F.* et al. // Infrared Physics & Technology. 1997. V. 38. P. 13–16.
- [16] *Bluser N.* // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 1336–1351.
- [17] *Frenkel A., Saifi M.A., Venkatesan T.* et al. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3054–3059.
- [18] *Wu C.J., Tseng T.Y.* // IEEE Trans on Appl. Superconductivity. 1996. V. 6. P. 94–101.