

Simultaneous Measurements of the Loss Tangent of Rutile (TiO_2) and the Microwave Surface Resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films using Two Resonant Modes of Rutile-loaded cavity Resonator

J. Lim^{*, a}, J. H. Lee^a, M. J. Kim^a, J. Hur^b, S. Y. Lee^{a, c}

^a Department of Physics, Konkuk University, Seoul, Korea

^b Department of Electronics Engineering, Konkuk University, Seoul, Korea

^c NIST, Boulder CO, U.S.A.

루타일이 삽입된 유전체 공진기의 두 공진 모드를 이용한 루타일의 유전손실과 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 박막의 마이크로파 표면저항 측정

임 준^{*, a}, 이재훈^a, 김민정^a, 허 정^b, 이상영^{a, c}

Abstract

In measuring the microwave surface resistance of high- T_C superconductor (HTS) films using the dielectric-loaded cavity resonator method, one of the most important factors that limit the measurement sensitivity is the measurement error in the loss tangent ($\tan\delta$) of the dielectric rod placed inside the cavity. We have measured the effective surface resistance (R_s^{eff}) of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) films and the $\tan\delta$ of rutile (TiO_2) using the 'two-tone' method suggested by Kobayashi et al. [IEEE, MTT-S Digest, 495, (2001)], which enables simultaneous measurements of both the R_s^{eff} of HTS films and the $\tan\delta$ of the rutile with high sensitivity. A rutile-loaded cavity resonator with the TE_{012} and TE_{021} resonant frequencies at 13.67 - 14.01 GHz is used for this purpose. At temperatures where the two modes do not couple with other modes, the R_s^{eff} of YBCO films and $\tan\delta$ of rutile measured by the two-tone method appear to match well with the corresponding values measured using the reported $\tan\delta$ values of sapphire within 10 %. Usefulness of the 'two-tone' method for microwave characterization of HTS films and dielectrics is discussed.

Keywords : Dielectric-loaded cavity resonator, Surface resistance, Loss tangent

I. Introduction

현재까지 고온초전도체 (High - Temperature

Superconductor: HTS) 박막의 마이크로파 표면저항 (R_s)을 측정하기 위해 널리 사용된 TE_{018} 모드 유전체 공진기법의 경우 [1] - [5] 공진기 내에 사용된 유전체의 loss tangent ($\tan\delta$) 측정치의 오차는 R_s 의 오차를 결정하는 가장 중요한

*Corresponding author. Tel : +82 2 3436 -0519

e-mail : jjun@konkuk.ac.kr

요인의 하나로 여겨지고 있다. 최근 일본 Saitama 대학의 Hashimoto와 Kobayashi는 사파이어공진기의 TE₀₁₂ 모드 및 TE₀₂₁ 모드의 quality factor ('Q-factor'라 함)와 이 모드 들의 공진주파수 (f_0)를 동시에 측정하여 공진기 제작에 사용된 HTS 박막의 R_s 와 사파이어의 $\tan\delta$ 를 고감도로 동시에 측정하는 방법 (간략히 'two-tone' 측정법이라 함)을 제안한 바 있는데 [6], 이들의 측정법은 하나의 유전체 공진기에서도 TE₀₁₂모드와 TE₀₂₁모드가 각각 다른 geometric factor와 filling factor를 지니게 된다는 사실에 기초를 두고 있다.

본 논문에서는 원통형 루타일 공진기를 이용한 'two-tone' 측정법으로 YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) 박막의 마이크로파 유효표면저항(R_s^{eff})과 루타일의 $\tan\delta$ 를 약 13.8 GHz에서 온도변화에 따라 측정된 결과를 기술하였다.

II. Measurement principle

i) 유전체 공진기의 해석

Fig. 1과 같은 유전체 공진기 내 HEM 모드의 전자기파 분포를 모드 matching 법을 이용하여 구하면 그 결과는 다음과 같다 [4], [6] - [9].

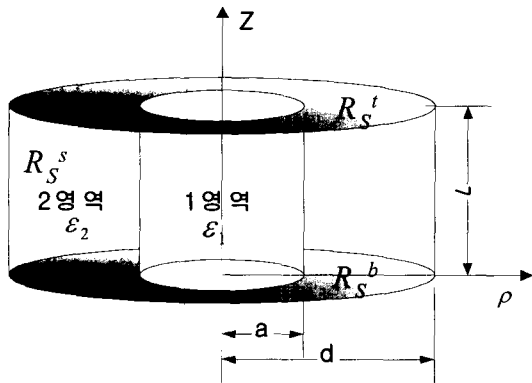


Fig. 1. A diagram of a dielectric-loaded cylindrical cavity resonator. Region 1 represents the space where a cylindrical dielectric rod is placed at the bottom center of the cavity with region 2 representing empty space surrounded by metallic walls (usually OFHC). The R_s of HTS films at the top and bottom of the cavity can be obtained from the measured Q of the cavity resonator.

우선 1영역에서 HEM 모드의 전자기파 분포는 다음과 같다.

$$E_{z1} = AJ_n(k_{c1-e}\rho) \cos(n\varphi) \cos(\beta_z z), \quad (1a)$$

$$H_{z1} = BJ_n(k_{c1-m}\rho) \sin(n\varphi) \sin(\beta_z z), \quad (1b)$$

$$E_{\rho 1} = \left(-\frac{A\beta_z \epsilon_z}{k_{c1-e} \epsilon_t} J'_n(k_{c1-e}\rho) - j \frac{Bn\omega\mu_0}{k_{c1-m}^2} J_n(k_{c1-m}\rho) \right) \times \cos(n\varphi) \sin(\beta_z z), \quad (1c)$$

$$E_{\varphi 1} = \left(\frac{An\beta_z \epsilon_z}{k_{c1-e}^2 \epsilon_t} J_n(k_{c1-e}\rho) + j \frac{B\omega\mu_0}{k_{c1-m}} J'_n(k_{c1-m}\rho) \right) \times \sin(n\varphi) \sin(\beta_z z), \quad (1d)$$

$$H_{\rho 1} = \left(-j \frac{An\omega\epsilon_0\epsilon_z}{k_{c1-e}^2} J_n(k_{c1-e}\rho) + \frac{B\beta_z}{k_{c1-m}} J'_n(k_{c1-m}\rho) \right) \times \sin(n\varphi) \cos(\beta_z z), \quad (1e)$$

$$H_{\varphi 1} = \left(-j \frac{A\omega\epsilon_0\epsilon_z}{k_{c1-e}} J'_n(k_{c1-e}\rho) + \frac{Bn\beta_z}{k_{c1-m}^2} J_n(k_{c1-m}\rho) \right) \times \cos(n\varphi) \cos(\beta_z z). \quad (1f)$$

여기서 J_n 은 1종 n 차 Bessel 함수이고 I_n 과 K_n 은 각각 1종과 2종 n 차 modified Bessel 함수이며 A, B 는 상수, μ_0 와 ϵ_0 는 자유공간에서의 투자율과 유전율 그리고 ϵ_t 와 ϵ_z 는 유전체를 이방성물질이라 가정했을 경우 유전체의 c 축에 수직, 수평한 방향에 대한 상대유전율이다. 또한 위 식에서 k_{c1-e} 와 k_{c1-m} 은 각각 다음과 같이 주어진다.

$$k_{c1-e}^2 = \epsilon_z k_0^2 - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_t} \beta_{z1}^2, \quad k_{c1-m}^2 = \epsilon_t k_0^2 - \beta_{z1}^2. \quad (2)$$

여기서 $k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0}$ 는 진공에서의 wave number이고 β_z 는 z 축 방향의 propagation constant이다.

한편 2영역에서의 HEM 모드의 전자기파 분포는 다음과 같다.

$$E_{z2} = A P_{n_e}(k_{c2}\rho) \cos(n\phi) \cos(\beta_z z), \quad (3a)$$

$$H_{z2} = B P_{n_m}(k_{c2}\rho) \sin(n\phi) \sin(\beta_z z), \quad (3b)$$

$$E_{\rho2} = \left(\frac{A\beta_z}{k_{c2}} P'_{n_e}(k_{c2}\rho) + \frac{jBn\omega\mu_0}{k_{c2}^2} P_{n_m}(k_{c2}\rho) \right) \times \cos(n\phi) \sin(\beta_z z), \quad (3c)$$

$$E_{\phi2} = \left(-\frac{An\beta_z}{k_{c2}^2} P_{n_e}(k_{c2}\rho) - \frac{jB\omega\mu_0}{k_{c2}} P'_{n_m}(k_{c2}\rho) \right) \times \sin(n\phi) \sin(\beta_z z), \quad (3d)$$

$$H_{\rho2} = \left(\frac{jAn\omega\varepsilon_0}{k_{c2}^2} P_{n_e}(k_{c2}\rho) - \frac{B\beta_z}{k_{c2}} P'_{n_m}(k_{c2}\rho) \right) \times \sin(n\phi) \cos(\beta_z z), \quad (3e)$$

$$H_{\phi2} = \left(\frac{jA\omega\varepsilon_0}{k_{c2}} P'_{n_e}(k_{c2}\rho) - \frac{Bn\beta_z}{k_{c2}^2} P_{n_m}(k_{c2}\rho) \right) \times \cos(n\phi) \cos(\beta_z z). \quad (3f)$$

여기서

$$P_{n_e}(k_{c2}\rho) = \frac{J_n(k_{c1_e}a) \frac{I_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}\rho) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}\rho)}{I_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)}, \quad (4)$$

$$P_{n_m}(k_{c2}\rho) = \frac{J_n(k_{c1_m}a) \frac{I'_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}\rho) - K'_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}\rho)}{I_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)} \quad (5)$$

이며, $k_{c2}^2 = \beta_{z1}^2 - \omega^2\varepsilon_0\mu_0$ 이다. 참고로 식 (1a)-(1f)과 식 (3a)-(3f)은 A=0 일때 TE 모드에 대한 식이 되고 B=0 일때는 TM 모드에 대한 식이 된다.

위에서 구한 전자기파 분포식에 유전체 경계면에서의 경계조건 즉, $\rho = a$ 에서 $D_{\rho1} = D_{\rho2}$, $E_{\phi1} = E_{\phi2}$, $B_{\rho1} = B_{\rho2}$, $H_{\phi1} = H_{\phi2}$ 을 적용하면 HEM 모드, TE 모드와 TM 모드에 대한 특성

방정식은 HEM 모드의 경우 다음의 식 (6)으로 표현되고 TE 및 TM 모드의 경우 각각 다음의 식 (7)과 식 (8)과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} & \frac{n^4}{a^4} \left(\frac{\varepsilon_t}{k_{c1_m}^2} + \frac{1}{k_{c2}^2} \right) \left(\frac{1}{k_{c1_e}^2} \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_t} + \frac{1}{k_{c2}^2} \right) \\ & \times \left(\frac{\varepsilon_z}{k_{c1_e}^2} + \frac{1}{k_{c2}^2} \right) \left(\frac{1}{k_{c1_m}^2} + \frac{1}{k_{c2}^2} \right) \\ & = \left(\frac{\varepsilon_z}{k_{c1_e}} \frac{J'_n(k_{c1_e}a)}{J_n(k_{c1_m}a)} + \frac{1}{k_{c2}} \frac{J_n(k_{c1_e}a)}{J_n(k_{c1_m}a)} \right. \\ & \times \frac{I_n(k_{c2}d)K'_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I'_n(k_{c2}a)}{I_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)} \Big)^2 \\ & \times \left(\frac{1}{k_{c1_m}} \frac{J'_n(k_{c1_m}a)}{J_n(k_{c1_e}a)} + \frac{1}{k_{c2}} \frac{J_n(k_{c1_m}a)}{J_n(k_{c1_e}a)} \right. \\ & \times \frac{I'_n(k_{c2}d)K'_n(k_{c2}a) - K'_n(k_{c2}d)I'_n(k_{c2}a)}{I'_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)} \Big)^2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{k_{c2}}{k_{c1_m}} = -\frac{J_n(k_{c1_m}a)}{J_n(k_{c1_e}a)} \times \frac{I'_n(k_{c2}d)K'_n(k_{c2}a) - K'_n(k_{c2}d)I'_n(k_{c2}a)}{I'_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)}, \quad (7)$$

$$\frac{\varepsilon_z k_{c2}}{k_{c1_e}} = -\frac{J_n(k_{c1_e}a)}{J_n(k_{c1_m}a)} \times \frac{I_n(k_{c2}d)K'_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I'_n(k_{c2}a)}{I_n(k_{c2}d)K_n(k_{c2}a) - K_n(k_{c2}d)I_n(k_{c2}a)}. \quad (8)$$

식 (2)와 식 (4), (5)에 의해 위의 모드별 특성 방정식들은 주파수를 변수로 포함하고 있음을 알수 있으며 위 특성 방정식을 만족하는 주파수가 각 모드에서의 공진주파수가 된다.

ii) 두 모드를 이용한 $\tan\delta$ 와 R_S 측정 이론

유전체 공진기에서 p -mode 공진기의 비부하 양호도(Q_{0p})와 공진기를 둘러싼 도체의 표면저항, 그리고 유전체의 유전손실 간의 관계식은

$$\frac{1}{Q_{0p}} = \frac{R_{sp}^b}{A_p} + \frac{R_{sp}^t}{B_p} + \frac{R_{sp}^s}{C_p} + k_p \cdot \tan \delta_p \quad (9)$$

와 같이 주어지는데, 여기서 R_{sp}^t , R_{sp}^b , R_{sp}^s 는 각각 윗면 도체와 아랫면 도체, 그리고 옆면도체의 표면저항이고, k_p 와 $\tan \delta_p$ 는 filling factor와 유전체의 loss tangent이며, A_p , B_p , C_p 는 각각 아랫면, 윗면, 그리고 옆면의 geometric factor이다. 참고로 여기서 $p=1$ 은 TE₀₁₂ 모드를 의미하고 $p=2$ 는 TE₀₂₁모드를 의미하는 것으로 정의한다. 또한 도체 (혹은 초전도체)의 두께가 skin depth (혹은 침투깊이)의 3 - 4 배 이상의 값을 지니지 않은 경우 측정된 표면저항 값은 유효 표면저항의 의미를 지니게 된다.

이제 TE₀₁₂ 모드의 공진주파수를 f_1 , TE₀₂₁ 모드의 공진주파수를 f_2 라하고 루타일의 $\tan \delta$ 와 YBCO의 R_s^b , R_s^t 의 주파수 의존성을

$$\frac{\tan \delta}{f} = \frac{\tan \delta_p}{f_p}, \quad (10)$$

$$R_{sp}^b = \left(\frac{f_p}{f}\right)^2 R_s^b, \quad R_{sp}^t = \left(\frac{f_p}{f}\right)^2 R_s^t \quad (11)$$

로 가정하면 주파수 $f = (f_1+f_2)/2$ 에서의 $\tan \delta$ 와 R_s^b 는 다음의 식 (12)와 (13)과 같이 주어진다 [6].

$$\tan \delta = \frac{1}{A_2'k_1' - A_1'k_2'} \times \left\{ \left(\frac{A_2'}{Q_{01}} - \frac{A_1'}{Q_{02}} \right) - (A_2'B_1' - A_1'B_2')R_s^t - \frac{A_2'R_{S1}^s}{C_1} + \frac{A_1'R_{S2}^s}{C_2} \right\}, \quad (12)$$

$$R_s^b = \frac{1}{A_2'k_1' - A_1'k_2'} \times \left\{ \left(\frac{k_1'}{Q_{02}} - \frac{k_2'}{Q_{01}} \right) - (B_2'k_1' - B_1'k_2')R_s^t - \frac{k_1'R_{S2}^s}{C_2} + \frac{k_2'R_{S1}^s}{C_1} \right\}. \quad (13)$$

여기서

$$A_p' = \frac{1}{A_p} \left(\frac{f_p}{f} \right)^k, \quad B_p' = \frac{1}{B_p} \left(\frac{f_p}{f} \right)^k, \quad k_p' = k_p \frac{f_p}{f} \quad \text{이다.}$$

만일 공진기 위, 아래 초전도체의 표면저항이 같고 (즉 $R_S^b = R_S^t$) R_{S1}^s 와 R_{S2}^s 를 알고 있을 경우 우리는 Q_{01} , Q_{02} 의 측정을 통하여 식 (12)과 (13)로부터 주파수 f 에서의 $\tan \delta$ 와 R_S^b 를 구할 수 있다.

III. Experimental

루타일 공진기의 위, 아랫면에 각각 설치된 두께 300 nm의 YBCO박막은 크기가 10 m × 10 m인 CeO₂-buffered *r*-cut sapphire 기판 위에 dc-magnetron sputtering 방법으로 같은 성장 조건에서 제작된 것으로서 임계온도 (T_c)는 약 87 K이다. 루타일 공진기 내의 루타일은 상온에서의 상대유전율이 8.5 GHz에서 88 정도의 값을 지니는데 본 연구에서는 반경이 1.94 mm 이고 높이가 2.73 mm인 rod 형태의 것을 사용하였다. 공진기의 몸체는 무산소동 (OFHC)으로 제작되었고 원통형 cavity의 크기는 반경이 4.5 mm 이다. 사용된 루타일이 삽입된 유전체 공진기의 geometric factor와 filling factor는 TE₀₁₂ mode의 경우 $A_1 = B_1 = 196 \Omega$, $C_1 = 1.64 \times 10^7 \Omega$, $k_1 = 0.9994$ 이고, TE₀₂₁ mode의 경우 $A_2 = B_2 = 892 \Omega$, $C_2 = 91751 \Omega$, $k_2 = 0.9968$ 이다 [4], [10].

IV. Results and Discussion

온도 15K에서 측정된 루타일 공진기의 모드별 공진주파수를 계산을 통해 구한 공진주파수와 비교한 결과, TE₀₁₂모드와 TE₀₂₁모드의 공진주파수는 12.7 GHz와 14.4 GHz로 이론치와 약 5% 이내에서 일치함을 확인할 수 있었다. 또 TE₀₁₂ 모드 공진신호로부터 약 50 MHz 정도 간격을 두고 HEM₁₂₀ 모드가 있고 TE₀₂₁ 모드 부근에는 HEM₀₃₁와 TE₁₂₀ 모드가 20~30 MHz의 간격을 두고 존재하는 실험결과를 얻었는데

이러한 사실은 계산을 통해 얻은 결과와 잘 일치한다. 참고로 특정 온도 영역에서는 이 근접한 모드들 간의 모드 coupling이 일어나서 YBCO박막의 표면저항과 rutile의 유전손실에 대한 신뢰성있는 결과를 얻을 수 없었다. 주파수 f_1 , f_2 에서의 무산소동의 표면저항, 즉 R_{S1}^s 와 R_{S2}^s 의 온도 의존성은 rutile-loaded cavity의 위, 아랫면에 OFHC를 설치한 후 측정된 Q 의 온도 의존성으로부터 구하였는데 그 결과는 Fig. 2에 나타난 바와 같다. 참고로 R_{S1}^s 와 R_{S2}^s 의 온도 의존성은 rutile의 $\tan\delta$ 가 0이라는 가정하에 구할 수 있는데, 이 같은 가정은 OFHC의 표면저항에 의한 conductive Q 가 rutile의 $\tan\delta$ 에 의한 dielectric Q 보다 매우 작다는 사실 때문에 타당성이 있다.

TE₀₁₂와 TE₀₂₁ 모드의 공진 주파수는 Fig. 3(a)에서 볼 수 있듯이 7 K에서 각각 12.8 GHz와 14.5 GHz의 값을 지니는데 그 차이는 1.7 GHz이다. Fig. 3(b)는 온도를 변화시키면서 측정된 TE₀₁₂와 TE₀₂₁ 모드의 Q_0 로서 7 K에서 각각 390000, 1000000 정도의 매우 큰 값을 지니지만 TE₀₁₂ 모드의 경우 45 - 60 K 영역에서, 그리고 TE₀₂₁ 모드의 경우 40 - 50 K의 영역에서 다른 공진 모드들과의 coupling으로 인해 매우 작은 Q_0 를 지니게 됨을 보여준다.

Fig. 4(a)와 4(b)는 측정된 두 모드의 Q_0 와 식 (12), (13)로부터 계산된 YBCO 박막의 R_S^{eff} 과 루타일의 $\tan\delta$ 의 온도 의존성을 보여주는데 온

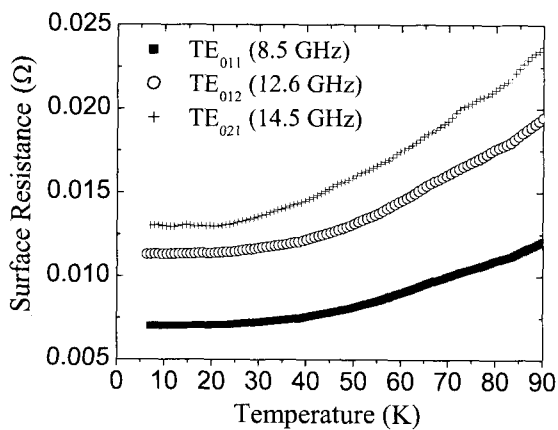


Fig. 2. Temperature dependence of the surface resistance (R_S) for OFHC at 8.5, 12.6 and 14.5 GHz.

도가 7 K, 30 K, 60 K, 77 K일 때 R_S^{eff} 는 각각 0.26 mΩ, 0.38 mΩ, 0.68 mΩ, 2.19 mΩ이고 $\tan\delta$ 는 각각 2.0×10^{-7} , 6.1×10^{-7} , 4.6×10^{-6} , 1.07×10^{-5} 이다. 그림 4(a)에는 문헌상의 사파이어 유전손실을 이용하는 측정법 (method-1)에 의해 8.5 GHz에서 측정된 YBCO 박막의 R_S^{eff} 와 [11] ‘two-tone’ 측정법 (method-2)으로 13.8 GHz에서 측정된 R_S^{eff} 가 8.5 GHz에서의 값으로 환산된 결과가 비교되어 있고 Fig. 4(b)에는 문헌상의 사파이어의 유전손실을 이용하여 구한 루타일의 $\tan\delta$ 와 [10], ‘two-tone’ 측정법으로 구한 루타일의 $\tan\delta$ 가 비교되어 있는데, 근접한 모드들 간의 모드 coupling이 발생하지 않는 온도영역, 즉 7 - 30 K와 60 K 이상의 온도 영역에서 R_S^{eff} 와 $\tan\delta$ 가 각각 약 10% 이내에서 일치함을 확인할 수 있다.

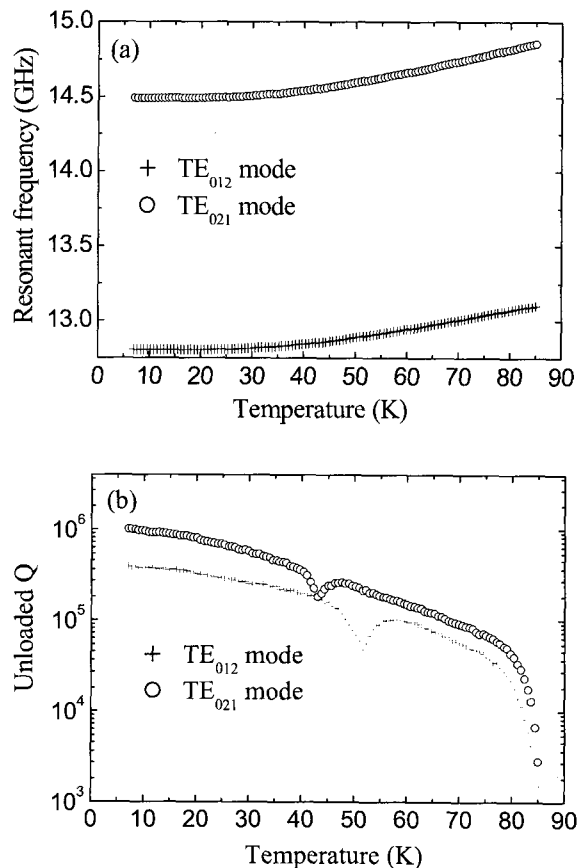


Fig. 3. Temperature dependence of (a) the resonant frequency and (b) unloaded quality factor (Q_0) of the TE₀₁₂ and the TE₀₂₁ mode rutile-loaded resonator.

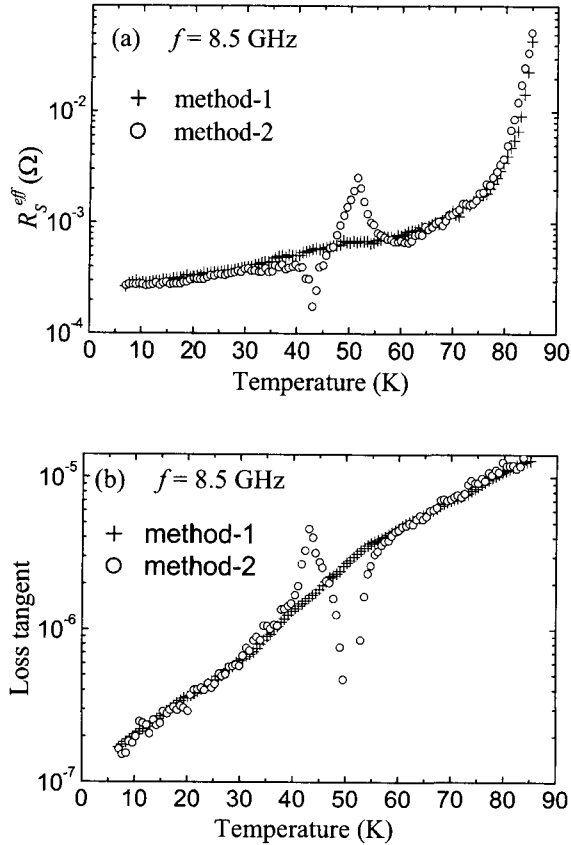


Fig. 4. Temperature dependence of (a) the effective surface resistance (R_s^{eff}) of YBCO film and (b) the loss tangent $\tan\delta$ of rutile rod.

V. Conclusions

HTS 박막의 마이크로파 표면저항을 좀 더 정확하게 구하기 위한 한 방법으로 TE_{012} 모드와 TE_{021} 모드를 이용하는 ‘two-tone’ 측정법을 사용하여 루타일의 $\tan\delta$ 와 YBCO 박막의 R_s^{eff} 를 동시에 측정하였다. TE_{012} 와 TE_{021} 모드의 공진 주파수는 7 K에서 각각 12.8 GHz와 14.5 GHz의 값을 지니면서 1.7 GHz의 차이를 보이는 것으로 관측되었는데, 이는 rutile-loaded 공진기의 전자기분포 해석을 이용하여 이론적으로 구한 값과 잘 일치하는 것이다. 7 K에서 10^{-7} 정도의 크기를 지닌 rutile의 $\tan\delta$ 까지 측정이 가능함을 알 수 있었으며, 또한 TE_{012} 및 TE_{021} 모드와 근접한 모드들 간의 모드 coupling이 발

생하지 않는 온도영역에서는 ‘two-tone’ 측정법’에 의한 결과와 다른 측정법에 의한 결과 간의 차이가 R_s^{eff} 와 $\tan\delta$ 의 경우 각각 약 10 % 이내임을 확인하였다.

이러한 결과는 TE_{012} 및 TE_{021} 모드와 다른 모드 간의 coupling이 일어나지 않는 구조의 dielectric-loaded 공진기의 제작이 가능한 경우 ‘two-tone’ 측정법이 공진기 내의 유전체의 $\tan\delta$ 와 HTS의 표면저항을 동시에 정확하게 측정하는데 매우 유용하게 사용될 수 있음을 보여준다.

Acknowledgments

This work was supported by Korea Ministry of Science and Technology and MARC administered by Agency for Defense Development.

References

- [1] Y. Kobayashi, T.Imai and H.Kayano, “Microwave measurement of temperature and current dependences of surface impedance for high-TC superconductors”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., 39, 1530-1538 (1991).
- [2] Z .Y. Shen, C .Wiler, P. Ang, W. L. Holstein, D. Face and D. J. Kountz, “High T_C Superconductor_sapphire microwave resonator with extremely high Q_values up to 90K”, IEEE Trans. On Microwave Theory and Tech, 40, 2424-2432 (1992)
- [3] J. Krupka et al., “Surface resistance measurements of HTS films by means of sapphire dielectric resonators”, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, 3, 3043-3048 (1993).
- [4] S.Y. Lee, B.J.Soh, J. W. Ahn, J. Y. Cho, B. H. Park, C. S. Jung, V. B. Fedorov, A. G. Denisov, Y. H. Kim, T. S. Hahn, S. S. Choi, B. Oh, and S. H. Moon, “Use of the microwave surface resistances of High-Tc superconducting thin films”, IEEE Trans. On Applied Super-conductivity, 7(2), 2013-2017 (1997)
- [5] J. Mazierska, “Dielectric resonator as a possible standard of characterization of high- T_C superconducting film for microwave applications”, Journal of Superconductivity, 10, 73-84 (1997).
- [6] Y.Kobayashi and T.Hashimoto, “Design of an image-

- type dielectric resonator to measure surface resistance of a high- T_C superconductor film”, IEEE MTT-S Digest, 495-498, (2001).
- [7] D. Kajfez and P. Guillion, “Dielectric resonators”, 2nd ed, Noble, Chap 5 (1998)
- [8] Y. Kobayashi and T. Senju, “Resonant modes in shielded uniaxial-anisotropic dielectric rod resonators”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 41(12), 2198-2205 (1993)
- [9] J. H. Lee, “A study on a measurement method with high sensitivity for the microwave surface resistance of $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ ”, Konkuk University, Seoul, Master thesis, 17-26 (2002)
- [10] J. H. Lee, J. S. Ryu, J. H. Lee, J. Lim, S. H. Moon, B. Oh and S. Y. Lee, “Measurements of the Loss Tangent of Rutile Using an Extremely High-Q Sapphire-loaded Cavity Resonator with $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ Endplates”, J. Kor. Phys. Soc. 39(6), 1065-1071 (2001)
- [11] H.J.Kwon, J.Hur and S.Y.Lee, “Accurate measurements of the unloaded Q of a dielectric-loaded high-Q TE_{016} mode cavity resonator with HTS endplates”, Prog. Supercond, 1 (1), 36-41 (1999).