



HAL
open science

Mesure de la conductivité complexe et de la résistance de surface de films supraconducteurs YBaCuO

F. Mehri, P. Lepercq, J. Carru, E. Playez, C. Thivet, A. Perrin, D. Chambonnet

► **To cite this version:**

F. Mehri, P. Lepercq, J. Carru, E. Playez, C. Thivet, et al.. Mesure de la conductivité complexe et de la résistance de surface de films supraconducteurs YBaCuO. *Journal de Physique III*, 1994, 4 (11), pp.2259-2270. 10.1051/jp3:1994276 . jpa-00249260

HAL Id: jpa-00249260

<https://hal.science/jpa-00249260v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
74.75 — 74.30G

Mesure de la conductivité complexe et de la résistance de surface de films supraconducteurs YBaCuO

F. Mehri ⁽¹⁾, P. Lepercq ⁽¹⁾, J. C. Carru ⁽¹⁾, E. Playez ⁽¹⁾, C. Thivet ⁽²⁾, A. Perrin ⁽²⁾ et D. Chambonnet ⁽³⁾

⁽¹⁾ IEMN-UMR CNRS 9929, Avenue Poincaré. BP. 69, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

⁽²⁾ Université de Rennes 1, Laboratoire de Chimie du Solide et Inorganique Moléculaire, Avenue du Général Leclerc, 35042 Rennes Cedex, France

⁽³⁾ Alcatel Alsthom Recherche, route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

(Reçu le 3 février 1994, révisé le 6 juin 1994, accepté le 9 juin 1994)

Résumé. — Dans cet article nous décrivons 2 méthodes de mesure non destructives adaptées à la caractérisation en microondes (18-26 GHz) de films minces conducteurs et supraconducteurs. A partir des valeurs expérimentales nous montrons qu'il est possible d'en déduire les grandeurs caractéristiques à savoir σ^* , R_s , X_s et λ entre 20 K et 300 K. Nous donnons des exemples de caractérisation de films métalliques et supraconducteurs provenant de différentes origines. A 22 GHz, en dessous de 75 K, les films YBaCuO déposés sur MgO ont une résistance de surface inférieure à celle du cuivre massif.

Abstract. — We describe in this paper 2 non destructive measurement methods in microwaves (18-26 GHz) well-suited to the characterization of conducting and superconducting thin films. From the experimental values we show that it is possible to infer, without any hypothesis, the following parameters : σ^* , R_s , X_s and λ between 20 K and 300 K. Some examples are given with metallic and superconducting samples from various origins. At 22 GHz and below 75 K, YBaCuO films deposited on MgO have a surface resistance inferior to bulk copper one.

Introduction.

Les films d'oxydes de cuivre supraconducteurs à haute température critique (SHTC) sont déposés sur des substrats diélectriques. Les techniques de dépôt sont actuellement suffisamment maîtrisées pour permettre de réaliser *in-situ* des films supraconducteurs. Parmi les nombreuses techniques développées depuis 5 ans environ l'ablation laser est devenue avec la pulvérisation la méthode de choix pour le dépôt des films SHTC.

Pour caractériser ces films et améliorer leur qualité, les méthodes microondes s'avèrent très intéressantes. Dans cet article nous présentons 2 méthodes de caractérisation non destructives en bande K qui permettent d'accéder sur un film nu à toutes les grandeurs classiques en

microondes : conductivité, impédance de surface et profondeur de pénétration du champ électromagnétique. Ces 2 méthodes, en transmission et en cavité, sont en cours de développement mais d'ores et déjà nous pouvons présenter une caractérisation quasi complète à 25 GHz de 20 K à 300 K. Toutes les valeurs présentées sont obtenues directement à partir des mesures sans utiliser de modèle tel que le modèle à 2 fluides.

Les résultats ont été obtenus sur des films $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ déposés sur MgO par ablation laser. Les 2 échantillons étudiés ont été réalisés indépendamment : l'un L392Y dans le Laboratoire de Chimie du Solide et Inorganique Moléculaire de l'Université de Rennes et l'autre F13362 dans le Laboratoire industriel d'Alcatel Alsthom Recherche à Marcoussis. Les techniques de dépôt de ces films sont exposées en détail dans les articles référencés [1] et [2].

Mesure de la conductivité complexe avec la méthode en transmission.

PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — A notre connaissance, Tinkham [3] a le premier proposé de déterminer la conductivité complexe d'un film supraconducteur à partir de la mesure en microondes de la puissance transmise à travers le film. Cette méthode a ensuite été améliorée [4] par la mesure de l'amplitude du signal transmis et du signal réfléchi, mais les erreurs de mesure sur la conductivité étaient importantes. Après la découverte des SHTC, elle a été utilisée par différentes équipes [5, 6]. Actuellement les techniques de mesure permettent de déterminer l'amplitude et la phase du signal transmis à travers l'échantillon (film + substrat) qui couvre toute la section droite d'un guide rectangulaire (Fig. 1). Dans les conditions de mesure, le matériau YBaCuO qui est anisotrope a son axe cristallographique « c » parallèle à la direction de propagation du champ électromagnétique et par conséquent c'est la conductivité suivant le plan « ab » moyennée sur l'épaisseur du film qui est déterminée.

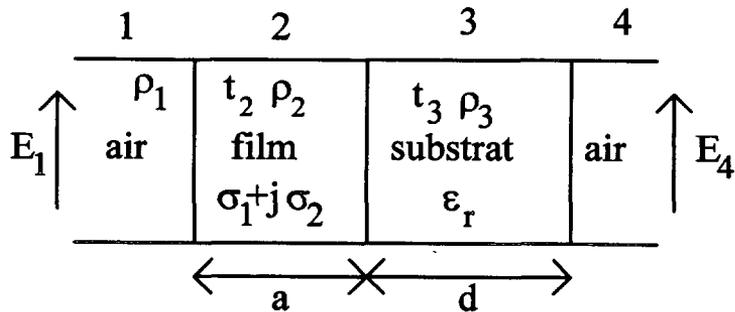


Fig. 1. — La méthode de transmission est basée sur la mesure du module τ et de la phase ϕ du signal E_4/E_1 .

[The transmission method is based on the measurement of the amplitude τ and the phase ϕ of the signal E_4/E_1 .]

On admet que seul le mode fondamental TE_{10} se propage. Le film est caractérisé par sa conductivité complexe $\sigma^* = \sigma_1 + j\sigma_2$ que l'on peut relier à une permittivité complexe par la relation : $\varepsilon^* = -j\sigma^*/\omega\varepsilon_0$ (la perméabilité magnétique relative μ_r du film étant par hypothèse égale à 1). Le substrat est caractérisé par sa constante diélectrique ε_r . On peut négliger les pertes pour des substrats utilisés tels que MgO et LaAlO_3 ($\text{tg } \delta < 10^{-3}$).

L'impédance d'onde du mode TE_{10} dans un guide rempli d'air est : $Z_{10} = Z_0[1 - (F_c/F)^2]^{-1/2}$ où $Z_0 = 120 \pi$, F la fréquence de mesure et F_c la fréquence de coupure (14,047 GHz dans notre cas).

Il est nécessaire de tenir compte des réflexions multiples dans le substrat diélectrique et dans ces conditions la transmission $S_{21} = E_4/E_1$ à travers le film et le substrat s'écrit d'après le formalisme des lignes de transmission :

$$S_{21} = \frac{(1 + \rho_1)(1 + \rho_2)(1 + \rho_3) t_2 t_3}{1 + \rho_1 \rho_2 t_2^2 + \rho_3 t_3^2 (\rho_2 + \rho_1 t_2^2)} \quad (1)$$

où ρ_1, ρ_2, ρ_3 sont les coefficients de réflexion aux interfaces et t_2, t_3 les coefficients de transmission dans le film et le substrat.

$$\rho_i = \frac{(Z_{i+1} - Z_i)}{(Z_{i+1} + Z_i)} \quad \text{et} \quad t_i = \exp(-j\beta_i \ell_i) \quad (2)$$

avec Z_i et Z_{i+1} impédances d'onde dans les milieux i et $i + 1$, β_i constante de phase du milieu i , ℓ_i épaisseur du milieu i .

Les expressions du module τ et de la phase ϕ de S_{21} sont données dans l'annexe dans l'hypothèse où l'épaisseur de film « a » est beaucoup plus petite que la profondeur de pénétration λ . Les valeurs de σ_1 et σ_2 sont alors calculées en résolvant une équation du second degré obtenue à partir de la mesure de τ et ϕ . Lorsque cette hypothèse n'est plus vérifiée il faut utiliser une formule rigoureuse plus lourde [7] où la seule hypothèse est que $\omega \epsilon_0 \ll \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, ce qui est toujours vérifié dans le cas de nos mesures. Dans ce cas les expressions de τ et ϕ forment un système d'équations transcendentes qu'il faut résoudre numériquement pour déterminer σ_1 et σ_2 . A partir de σ^* , nous pouvons déduire les autres grandeurs électriques comme l'impédance de surface Z_s , ramenée à l'état massif (c'est-à-dire pour $a \rightarrow \infty$) et la longueur de pénétration λ .

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma^*}}$$

$$Z_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2}} \sqrt{\frac{\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \left(1 + j \frac{\sigma_1}{\sigma_2 + \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \right) \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{1}{\omega\mu_0 X_s} (R_s^2 + X_s^2). \quad (4)$$

L'intérêt de cette méthode est qu'elle n'utilise aucune théorie préétablie sur la conductivité complexe du matériau. Ainsi les valeurs mesurées de σ_1 et σ_2 peuvent être comparées à celles obtenues avec les différents modèles existant actuellement sur les supraconducteurs (BCS, 2 fluides, ...). En plus, elle fournit des informations intéressantes en vue d'applications en microondes. Il faut noter que les mesures en transmission sont d'autant meilleures que le film est mince : nous considérons actuellement que nos conditions de mesures permettent de caractériser un film YBaCuO jusqu'à 300 nm d'épaisseur environ.

DISPOSITIF DE MESURE. — L'échantillon est placé entre les brides de deux transitions de type guide rectangulaire-coaxial. Pour éviter les fuites en microondes, l'échantillon a une surface supérieure à celle de la section droite du guide. La gamme de fréquences de mesures choisie est assez élevée, 18-26,5 GHz, pour utiliser une surface d'échantillon inférieure à 1 cm² (1,3 × 0,7 cm²). La continuité des lignes de courant entre les brides des guides est assurée par une feuille d'indium qui entoure l'échantillon. La cellule de mesure est placée dans un cryostat à hélium liquide couplé par des câbles semi-rigides cryogéniques à un analyseur de réseaux

vectorel HP8510B, ce qui permet d'effectuer des mesures entre 300 K et 20 K. La puissance incidente sur le film supraconducteur est de l'ordre de -30 dBm.

CALIBRAGE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE. — Pour ce type de mesure l'étape de calibrage est très importante car nous avons des coefficients de transmission très faibles à mesurer. Nous avons donc choisi une méthode de calibrage à 12 termes d'erreur qui peut tenir compte des imperfections et des réflexions parasites. La méthode TRL (Thru, Reflect, Line) nous a semblé la plus adéquate. Ce calibrage doit être effectué en fonction de la température car les caractéristiques hyperfréquences du dispositif de mesure (câbles, transitions, connecteurs) évoluent avec la température. Ainsi lors de la caractérisation des échantillons L392Y et F13362 nous avons effectué un calibrage TRL à 30, 60, 80, 100 et 300 K.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Echantillon L392Y. — Cet échantillon a été préparé à l'Université de Rennes. Il s'agit d'un film d'YBaCuO d'épaisseur 200 nm environ déposé sur un substrat MgO de 550 μm . Le diffractogramme de rayon X montre les pics (001) caractéristiques de grains dont l'axe c est perpendiculaire au substrat. La température critique T_c ($R = 0$) pour laquelle la résistance s'annule en continu est de 87 K. Nous présentons figures 2 et 3 l'évolution de τ et de ϕ en fonction de la fréquence pour les températures comprises entre 300 et 30 K. A une température donnée, l'évolution du module τ et de la phase ϕ en fonction de la fréquence sont en accord avec les prévisions théoriques. Pour le module, la transmission diminue légèrement entre 300 et 90 K indiquant un comportement métallique du film SHTC. De 90 à 70 K on observe une diminution drastique de la transmission : le film devient supraconducteur et donc plus réfléchissant. A partir de 70 K, τ continue à diminuer mais plus lentement. Pour la phase, la valeur négative du déphasage entre 300 et 90 K est liée aux réflexions multiples dans le substrat diélectrique MgO. Entre 90 et 80 K, on remarque une variation de phase très importante qui est à attribuer à la transition supraconductrice de l'YBaCuO. A noter que la variation totale de la phase d'un film supraconducteur seul, entre 300 K et 0 K est

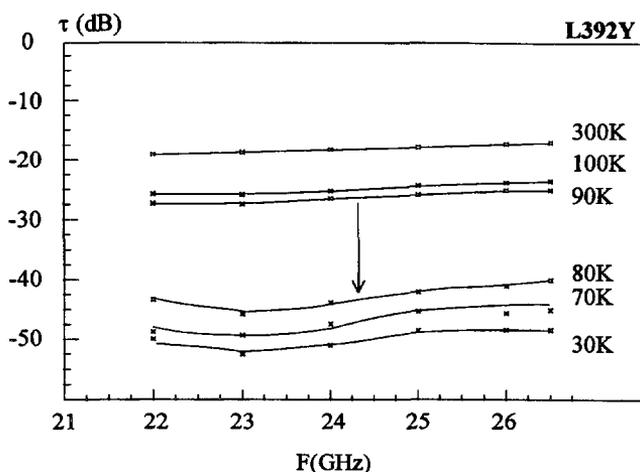


Fig. 2. — Module τ de la transmission en fonction de la fréquence pour différentes températures.

[Transmission amplitude τ as a function of frequency for different temperatures.]

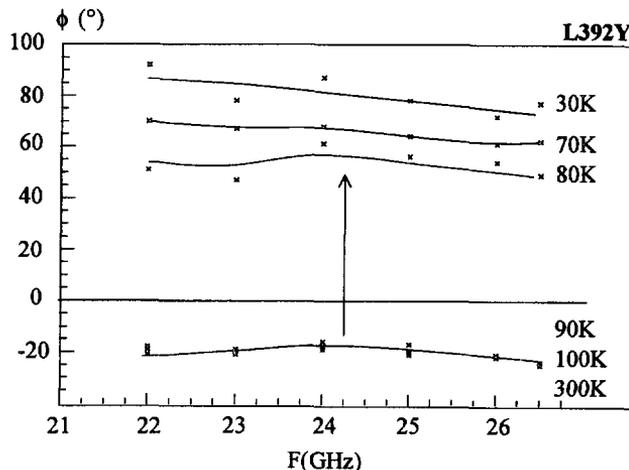


Fig. 3. — Phase ϕ de la transmission en fonction de la fréquence pour différentes températures.
 [Transmission phase ϕ as a function of frequency for different temperatures.]

théoriquement de 90° , tandis que pour un film déposé sur un substrat MgO de $550 \mu\text{m}$ d'épaisseur la variation totale de la phase est de 95° .

A partir des valeurs mesurées de τ et de ϕ , nous pouvons déduire la conductivité σ^* du film supraconducteur. En microondes, $\sigma(T = 300 \text{ K}) \approx 2,2 \times 10^5 \text{ S/m}$ et $\sigma(T = 100 \text{ K}) \approx 5,5 \times 10^5 \text{ S/m}$. La variation de σ en fonction de la température, à l'état normal, est conforme à un comportement métallique ; ce que l'on retrouve aussi dans les mesures de la résistance $R(T)$ en continu. Nous donnons figure 4 les évolutions de σ_1 et σ_2 en fonction de la température pour la fréquence de 23 GHz. Pour les températures

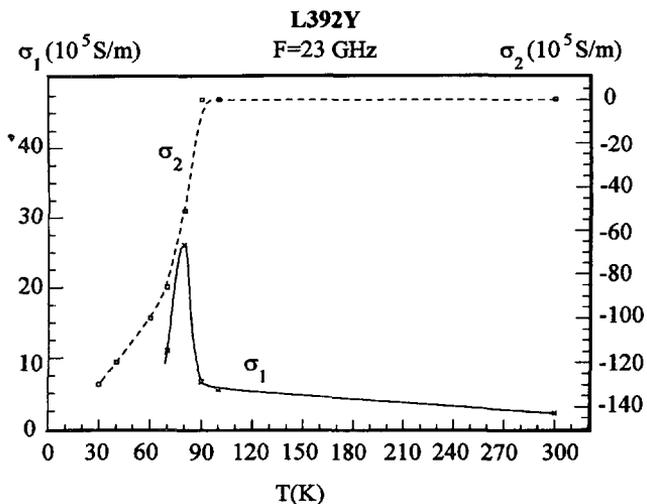


Fig. 4. — Evolution de la partie réelle et imaginaire de la conductivité complexe en fonction de la température à 23 GHz.

[Evolution of the real and imaginary part of complex conductivity versus temperature at 23 GHz.]

inférieures à 70 K nous n'avons pas reporté les valeurs de σ_1 en raison de l'imprécision sur ces valeurs liée aux erreurs de mesures actuelles sur la phase.

Le pic observé en σ_1 dans la transition supraconductrice a une origine actuellement controversée [6] qui peut être soit extrinsèque (effet granulaire, fluctuations thermiques, distribution de T_c ...) soit intrinsèque (pic de cohérence de la théorie BCS). Des études complémentaires sont nécessaires pour éclaircir ce point.

Il faut remarquer que σ_2 passe de zéro à $-1,3 \times 10^7$ S/m, entre 90 K (= début de la transition supraconductrice en microondes) et 30 K. En dessous de 70 K, on a $|\sigma_2| \gg \sigma_1$ donc les formules (3) et (4) peuvent être simplifiées sous la forme suivante :

$$R_s \approx \frac{\sigma_1}{2|\sigma_2|^{3/2}} \sqrt{\omega \mu_0} \quad X_s \approx \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{|\sigma_2|}} \quad (5)$$

$$\lambda \approx \frac{1}{\sqrt{\omega \mu_0 |\sigma_2|}} \quad (6)$$

Dans ces conditions, R_s dépend directement de σ_1 , aussi les valeurs de R_s (comme celles de σ_1) sont reportées, figure 5, jusque 70 K. On peut noter que la résistance de surface de L392Y est inférieure à celle du cuivre massif en dessous de 75 K et à 23 GHz. La réactance de surface X_s dépendant uniquement de σ_2 est reportée sur la même figure jusqu'à 30 K. Il est intéressant de constater que dans l'état supraconducteur elle est au moins 10 fois supérieure à celle du cuivre.

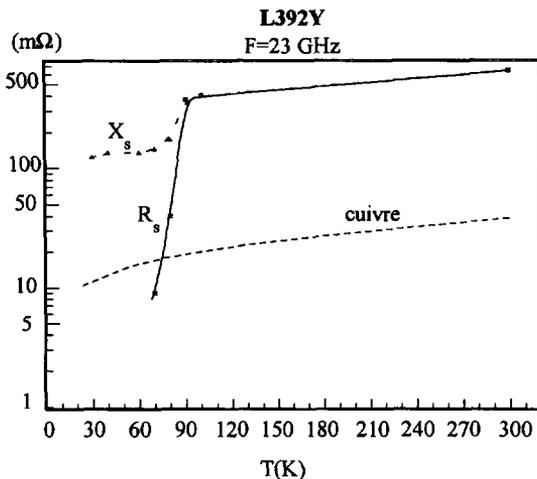


Fig. 5. — Evolution de la partie réelle et imaginaire de l'impédance de surface à 23 GHz.

[Evolution of the real and imaginary part of the surface impedance against temperature at 23 GHz.]

Echantillon F13362. — Cet échantillon a été préparé chez A.A.R. à Marcoussis. Il s'agit d'un film YBaCuO d'épaisseur 300 nm environ déposé sur 250 μ m de MgO. Le diagramme de rayons X montre une orientation suivant $C//$ de 2 % des grains et environ 5 % $C \perp 45^\circ$. La conductivité à 300 K de ce film est la même en continu et en hyperfréquences soit $\sigma \approx 1,2 \times 10^5$ S/m. Nous donnons figure 6 l'évolution de τ et de ϕ de 18 à 26 GHz pour 300 et 20 K.

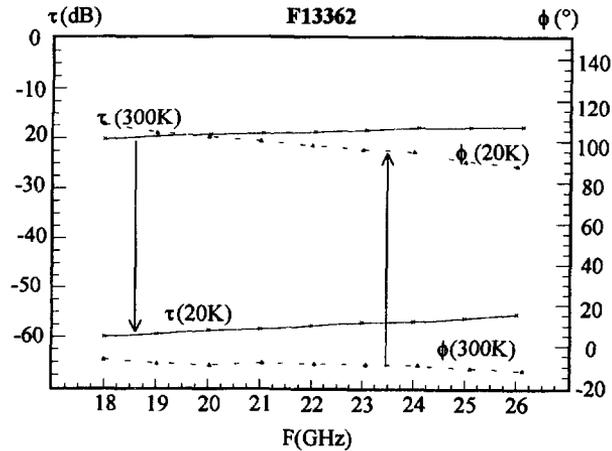


Fig. 6. — Module et phase du coefficient de transmission en fonction de la fréquence entre 300 K et 20 K.

[Amplitude and phase of transmission coefficient as a function of frequency for 300 K and 20 K.]

A 22 GHz nous présentons figure 7 les courbes τ et ϕ en fonction de la température. Nous remarquons que la température critique $T_c(R=0) = 85$ K, se situe dans la zone de transition supraconductrice en microondes. Nous remarquons aussi une variation supérieure à 90° de la phase pour le film supraconducteur (comme dans le cas de L392Y) : des mesures sont actuellement en cours pour déterminer s'il s'agit d'un artéfact ou d'un effet spécifique à l'YBaCuO.

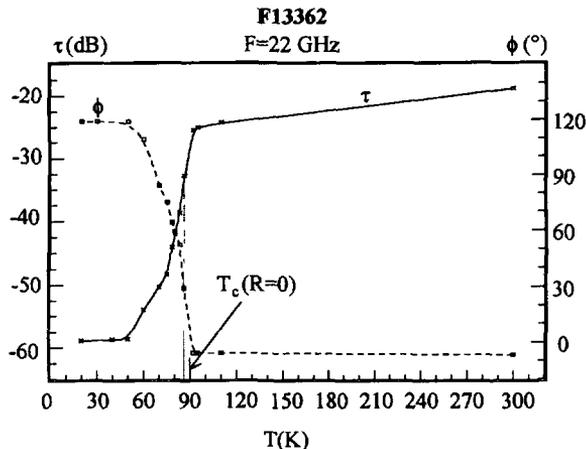


Fig. 7. — Module et phase du coefficient de transmission en fonction de la température à 22 GHz.

[Amplitude and phase of transmission coefficient as a function of temperature at 22 GHz.]

Les évolutions des courbes $\sigma_1(T)$, $\sigma_2(T)$, $R_s(T)$ et $X_s(T)$ sont analogues à celles du film précédent. En ce qui concerne la résistance de surface, à 22 GHz et en dessous de 75 K, elle est meilleure que celle du cuivre massif comme pour le film précédent. Nous donnons figure 8

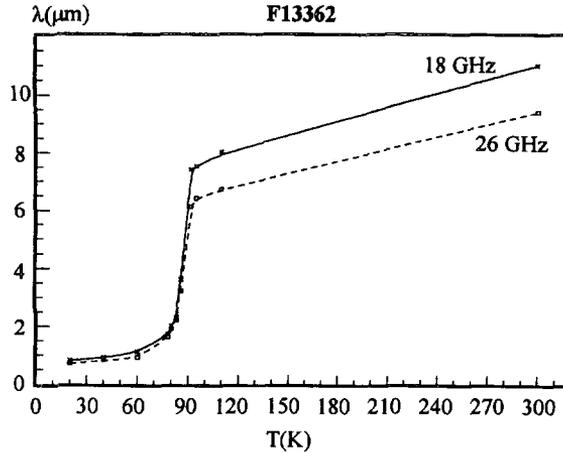


Fig. 8. — Profondeur de pénétration en fonction de la température à 18 et 26 GHz.

[Penetration depth as a function of temperature at 18 and 26 GHz.]

l'évolution de la profondeur de pénétration de 300 à 20 K pour les fréquences 18 et 26 GHz calculée à partir de (4). Dans l'état normal il y a un très bon accord entre les valeurs expérimentales et celles obtenues avec la formule classique de l'effet de peau. La transition supraconductrice en microondes est particulièrement bien mise en évidence entre 90 et 80 K environ, avec une diminution d'un facteur 4 de $\lambda(T)$ à 18 GHz. Dans l'état supraconducteur la profondeur de pénétration déterminée jusque 20 K est, comme prévu, indépendante de la fréquence de mesure.

Mesure de la résistance de surface avec une cavité métallique.

PRINCIPE. — La deuxième méthode de caractérisation utilise une cavité résonnante métallique. Nous avons réalisé une cavité cylindrique en laiton de diamètre 18 mm et de hauteur 13,3 mm fonctionnant à 23 GHz en mode TE_{011} [8]. Ce mode a été choisi car il n'y a pas de courants de circulation entre la paroi cylindrique et les disques, ce qui permet de remplacer un disque par l'échantillon à caractériser. Ce mode présente cependant l'inconvénient d'être dégénéré avec le mode TM_{111} . Pour lever cette dégénérescence une rondelle de duroïd est placée entre l'échantillon et la paroi cylindrique. La cavité fonctionne en transmission grâce à des boucles d'excitation situées à mi-hauteur de la paroi cylindrique. Cette cavité est placée dans un cryostat à azote liquide et couplée à l'analyseur de réseaux par des câbles semi-rigides (Fig. 9). La puissance incidente au niveau de la boucle d'excitation d'entrée est de -30 dBm de manière à ne pas perturber les propriétés supraconductrices des films.

La mesure de la fréquence de résonance et de la bande passante à 3 dB donne le coefficient de qualité chargé Q_L . Le coefficient de qualité à vide Q_0 est obtenu à partir de Q_L et du coefficient de transmission S_{21} par :

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - |S_{21}|^2}. \quad (7)$$

Comme Q_0 est inversement proportionnel aux pertes par effet Joule on peut déduire de manière analytique la résistance de surface R_{\square} du film supraconducteur [9, 10]. Pour se ramener à la valeur de l'échantillon massif on effectue la correction $R_{\square} = R_{\square} \text{th}(a/\lambda)$ [11] où « a » est

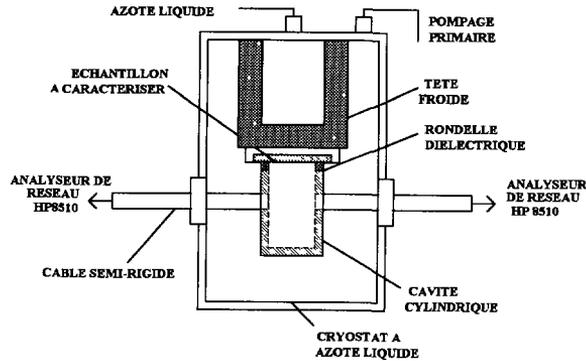


Fig. 9. — Schéma du montage de la cavité résonnante.

[Measurement set up of the resonant cavity.]

l'épaisseur du film et λ la profondeur de pénétration du champ électromagnétique. Cette dernière valeur peut être obtenue grâce à la méthode de mesure en transmission donc sans utiliser de modèle.

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Les échantillons supraconducteurs disponibles ont des dimensions inférieures au diamètre de la cavité. Ainsi l'échantillon L392Y recouvre seulement 45 % de la surface du fond de la cavité. Nous donnons figure 10 l'évolution du coefficient de qualité Q_0 . De 300 K à 87 K l'augmentation régulière de Q_0 traduit le comportement métallique du film d'YBaCuO. De 87 K à 78 K l'augmentation drastique de Q_0 d'un facteur 5 environ est attribuée à la transition supraconductrice.

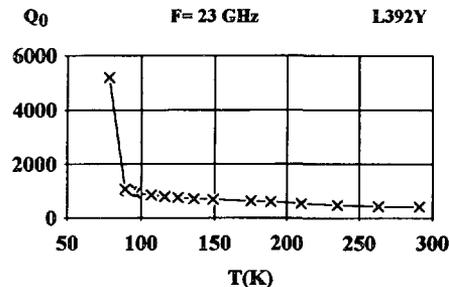


Fig. 10. — Coefficient de qualité à vide en fonction de la température à 23 GHz (échantillon L392Y).

[Unloaded quality factor as a function of temperature at 23 GHz (sample L392Y).]

L'allure de la résistance de surface en fonction de la température est en accord avec celle obtenue en transmission. A 78 K la résistance de surface calculée est supérieure d'un facteur trois à celle déterminée à partir de la mesure de σ^* . Cet écart provient de l'imprécision sur R_s lorsque le film ne recouvre pas tout le fond de cavité. De plus les performances de cette cavité sont limitées par le fait qu'elle est en laiton. Aussi pour améliorer la précision de nos mesures nous avons réalisé une cavité en cuivre de diamètre 16,5 mm, de hauteur 12,5 mm résonnant à 25 GHz. Actuellement cette cavité a été utilisée de 300 K à 78 K. Nous donnons

figure 11 l'évolution de Q_0 et de R_s pour un film de cuivre d'épaisseur $17 \mu\text{m}$ sur un substrat de duroïd (Mektron 6010). Il faut noter que l'évolution de R_s est en excellent accord avec $\sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma(T)}}$ où $\sigma(T)$ est la conductivité du cuivre massif. Dans un avenir proche cette cavité sera testée dans un cryostat à hélium liquide avec des échantillons supraconducteurs. Nous espérons ainsi déterminer à 25 GHz et 78 K des résistances de surface jusqu'au $\text{m}\Omega$.

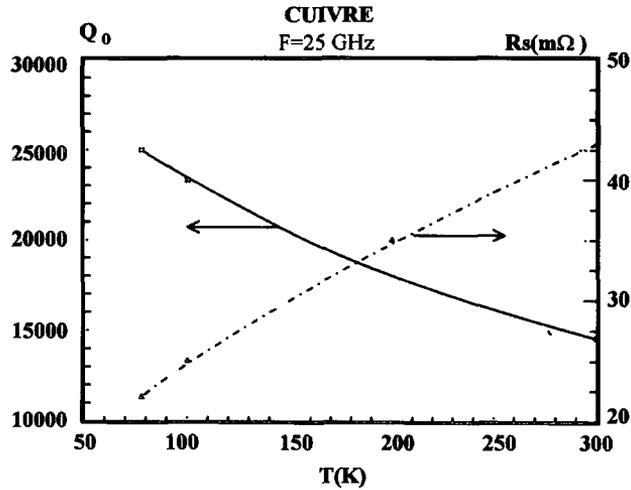


Fig. 11. — Coefficient de qualité à vide et résistance de surface d'un film de cuivre en fonction de la température à 25 GHz.

[Unloaded quality factor and surface resistance of a copper film as a function of temperature at 25 GHz.]

Conclusion.

Nous avons décrit 2 méthodes de caractérisation de films supraconducteurs en microondes (18-26 GHz). La première méthode, à partir du module et de la phase du signal transmis à travers l'échantillon, permet d'obtenir directement les grandeurs caractéristiques de la supraconductivité en microondes : σ_2 , X_s , λ et dans une moindre mesure σ_1 et R_s . La seconde méthode, en cours de développement, consiste à remplacer le fond d'une cavité cylindrique en cuivre par le film supraconducteur. Cette méthode, adaptée à la mesure de R_s , est complémentaire de la méthode en transmission.

Pour les deux méthodes les travaux actuels portent d'une part sur l'évaluation de la précision des mesures et d'autre part sur l'influence du niveau de puissance sur les résultats de mesure.

Les films utilisés dans cette étude proviennent de laboratoires universitaire et industriel. Ce sont des films YBaCuO déposés sur MgO qui globalement présentent des caractéristiques comparables dans l'état supraconducteur :

- i) même allure des courbes de conductivité complexe avec notamment un pic en $\sigma_1(T)$;
- ii) à 22 GHz et 75 K une valeur de R_s inférieure à celle du cuivre mais par contre la valeur de X_s est supérieure à 10 fois celle du cuivre ;
- iii) une profondeur de pénétration $\lambda(T)$ indépendante de la fréquence pour $T < T_c$.

Les valeurs de $R_s(T)$ et $\lambda(T)$ indiquent que ces films ont une bonne qualité cristalline mais qui devra encore être améliorée pour réaliser des composants passifs microondes à 10 GHz et fonctionnant à 77 K par exemple.

Remerciements.

Nous remercions les personnels de la centrale de caractérisation de l'IEMN-DHS : Mesdames E. Delos et S. Lepilliet pour leur aide amicale lors des mesures hyperfréquences.

Ce travail a été partiellement financé par le contrat ESPRIT III Basic Research n 6625.

Annexe.

Expressions du module et de la phase du signal transmis à travers le film et le substrat dans l'hypothèse où l'épaisseur du film « a » est faible vis-à-vis de la profondeur de pénétration λ .

Connaissant les impédances d'onde des différents milieux :

$$Z_1 = Z_4 = Z_{\text{air}} = \frac{120 \pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{F_c}{F}\right)^2}}$$

$$Z_2 = Z_{\text{supra}} = \frac{120 \pi}{\sqrt{\varepsilon_r^* - \left(\frac{F_c}{F}\right)^2}} \approx \frac{120 \pi}{\sqrt{\varepsilon_r^*}}$$

$$Z_3 = Z_{\text{diélectrique}} = \frac{120 \pi}{\sqrt{\varepsilon_r - \left(\frac{F_c}{F}\right)^2}}$$

et les constantes de phase des milieux 2 et 3 :

$$\beta_2 = \beta_{\text{supra}} = \frac{2 \pi}{v} \sqrt{\varepsilon_r^* F^2 - F_c^2} \approx \frac{2 \pi F}{v} \sqrt{\varepsilon_r^*}$$

$$\beta_3 = \beta_{\text{diélectrique}} = \frac{2 \pi}{v} \sqrt{\varepsilon_r F^2 - F_c^2}$$

on peut déduire des relations (1) et (2) :

$$|S_{21}|^2 = 4A \left\{ B \left[\left(1 + \frac{A}{B} + C \right)^2 + D^2 \right] + (\varepsilon_r - 1) \left[\frac{1 - \varepsilon_r}{B} + 2C + C^2 + D^2 \right] \cos^2 \beta d + \right. \\ \left. + (\varepsilon_r - 1) D \sqrt{\frac{A}{B}} \sin 2 \beta d \right\}^{-1}$$

$$\text{Arg}(S_{21}) = - \text{Arctg} \left\{ \frac{\sqrt{B} \left[1 + \frac{A}{B} + C \right] \sin \beta d + D \sqrt{A} \cos \beta d}{\sqrt{A} (2 + C) \cos \beta d - D \sqrt{B} \sin \beta d} \right\}$$

avec :

a = épaisseur du film, d = épaisseur du substrat, ε_r = permittivité du substrat, F = fréquence de mesure, F_c = fréquence de coupure du mode TE_{01} , $A = \varepsilon_r - (F_c/F)^2$, $B = 1 - (F_c/F)^2$, $C = \sigma_1 a Z_{10}$, $D = \sigma_2 a Z_{10}$, $\sigma^* = \sigma_1 + j \sigma_2$, $\beta = \frac{2 \pi}{v} \sqrt{\varepsilon_r F^2 - F_c^2}$, $v = 3 \times 10^8$ m/s, $Z_{10} = 120 \pi [1 - (F_c/F)^2]^{-1/2}$

Bibliographie

- [1] Guilloux-Viry M., Thivet C., Karkut M. G., Padiou J., Pena O., Perrin A., Sergent M., Gauneau M., Thin films of (RE) $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ epitaxially grown *in situ* by excimer laser ablation : structural and superconducting behaviour, *Mater. Sci. Eng. B* **18** (1993) 115-121.
- [2] Chambonnet D., Fages C., Belouet C., Keller D., Moriceau H., Schwerdtfeger M., Villegier J. C., Optimization of YBCO thin films grown on MgO for microwave applications, *J Alloys Compounds* **195** (1993) 243-246.
- [3] Glover R. E., Tinkham M., Conductivity of superconducting films for photon energies between 0.3 and $40 kT_c$, *Phys. Rev.* **108** (1957) 243-296.
- [4] Rugheimer N. M., Lehoczky A., Briscoe C. V., Microwave transmission- and reflection-coefficient ratios of thin superconducting films, *Phys. Rev.* **154** (1967) 414-421.
- [5] Kobrin P. H., Cheung J. T., Ho W. W., Glass N., Lopez J., Gergis I. S., De Wames R. E., Hall W. F., Millimeter-wave properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films grown by several methods, *Physica C* **176** (1991) 121-125.
- [6] Miranda F. A., Gordon W. L., Bhasin K. B., Heinen V. O., Warner J. D., Microwave properties of YBaCuO high-transition-temperature superconducting thin films measured by power transmission method, *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 5450-5462.
- [7] Mehri F., Thèse, Lille (à paraître en 1994).
- [8] Portis A. M., Cooke D. W., Gray E. R., RF properties of High-Temperature Supraconductors : cavity methods, *J. Superconductivity* **3** (1990) 297-304.
- [9] Ginzton E. L., Microwave measurement (Mac Graw Hill, New York, 1957).
- [10] Rizzi P. A., Microwave engineering (Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1988).
- [11] Drabeck L., Holczer K., Grüner G., Ohmic and radiation losses in superconducting films, *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 892-894.