

50376

1993

338

N° d'ordre: 1205

50376

1993

338

# THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Dominique CHAUVEL

ingénieur I.S.E.N

**MISE EN OEUVRE DE TECHNIQUES DE MESURES  
CRYOGENIQUES POUR LA CARACTERISATION  
HYPERFREQUENCES DE CIRCUITS  
SUPRACONDUCTEURS A HAUTE Tc .  
APPLICATION AUX RESONATEURS PLANAIRE ET  
CONCEPTION D'OSCILLATEURS à TRANSISTORS HEMT  
REFROIDIS.**

Soutenue le 23 NOVEMBRE 1993 devant la commission d'examen

Membres du jury: MM.

G. SALMER

Président

Y. CROSNIER

Directeur de thèse

J.C. CARRU

co-directeur

A. PERRIN

Rapporteur

J.C. VILLEGIER

Rapporteur

C. BELOUET

Examineur

G. BORGHS

Examineur

M. CHAUBET

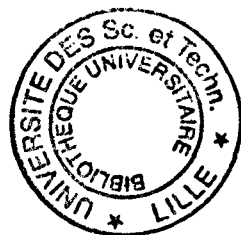
Examineur

P. KENNIS

Examineur

E. PLAYEZ

Examineur



030 047819 9



Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de L'institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN UMR CNRS 9929) de l'Université des Sciences et Technologie de Lille. Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance envers le Professeur G.Salmer, directeur du DHS, qui me fait l'honneur de présider mon jury.

Je remercie vivement le Professeur Y.Crosnier qui a assuré la direction de ce travail, ainsi que le Professeur J.C.Carru qui m'a suivi tout au long de cette étude.

J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur J.C.Villegier, responsable de l'activité supraconducteur au LETI du CENG de Grenoble, pour m'avoir accueillie à plusieurs reprises dans son laboratoire, pour ses conseils et sa gentillesse. Il me fait l'honneur de participer à ce jury en tant que rapporteur et je l'en remercie.

Je tiens à présenter ma gratitude à Monsieur A. PERRIN Professeur à l'Université de Rennes, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de rapporter ce travail.

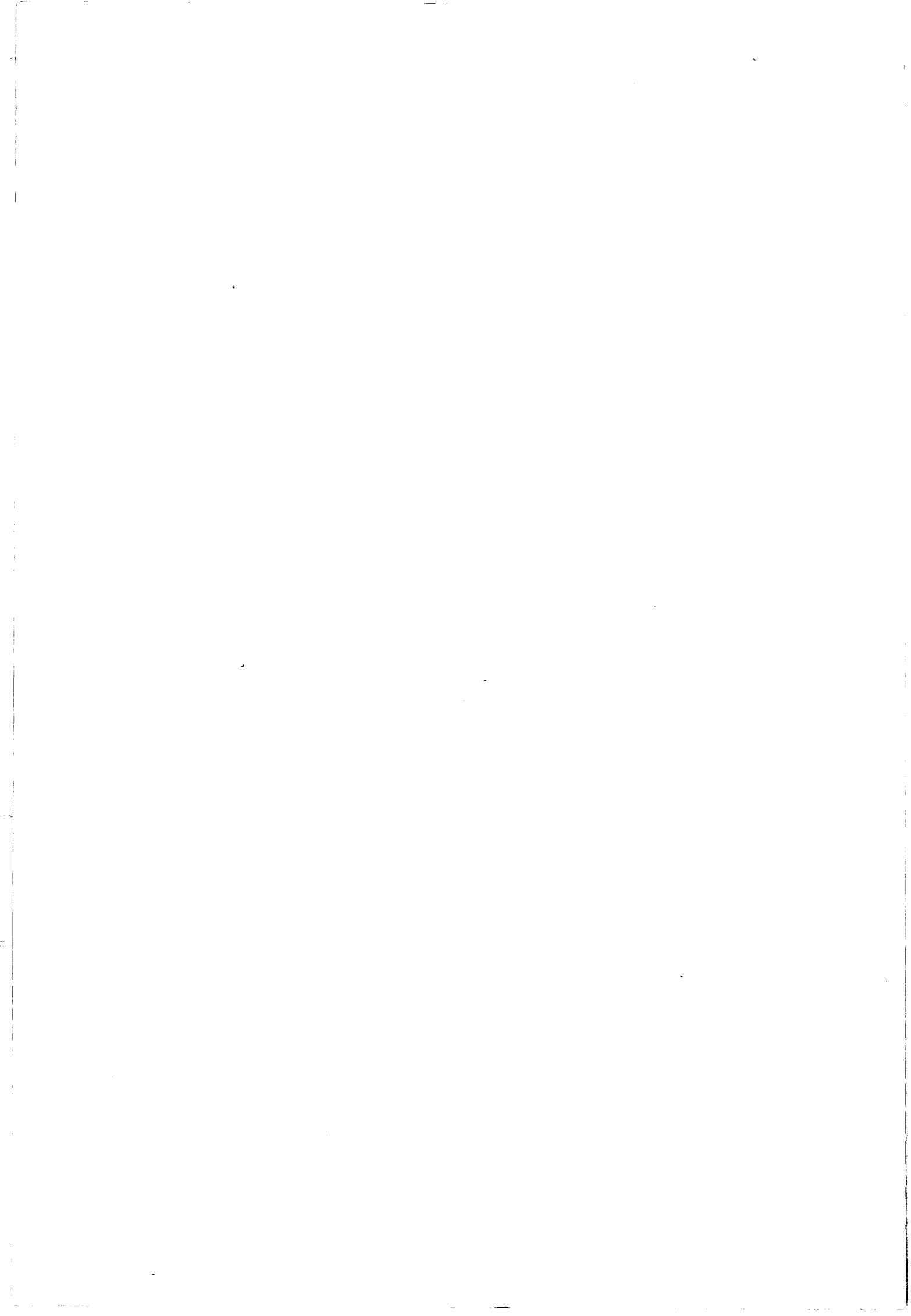
Mes plus vifs remerciements vont à Monsieur Borghs responsable du groupe Epitaxie des Matériaux Semiconducteurs à l'IMEC de Louvain (Belgique), à Monsieur Belouet responsable du groupe Génie des Matériaux à Alcatel Alsthom Recherche et à Monsieur M.Chaubet Docteur au Département Hyperfréquences du CNES de Toulouse pour avoir accepté d'honorer par leur présence la commission d'examen.

Je remercie également Monsieur E.Playez ingénieur responsable de la Centrale de Caractérisation de l'IEMN. Ses compétences, sa patience lors de ses explications et ses nombreux conseils ont été indispensables à l'aboutissement de ce travail.

Je remercie Monsieur Kennis d'avoir accepté de participer à mon jury, et toute son équipe pour les supports théoriques qu'ils nous ont apportés et pour leur amicale collaboration.

Je ne saurais oublier de remercier Mesdames E.Delos et S.Lepilliet de la Centrale de Caractérisation pour leur disponibilité et leur sympathie, Monsieur D.Vandermoere de la Centrale de Technologie pour son habileté, sa bonne humeur et sa participation à la réalisation de ce travail, Messieurs Michon, Jannequin et Andries de l'atelier de mécanique et Monsieur J.P. Dehorter qui a assuré la reprographie de ce mémoire.

J'adresse également mes plus vifs remerciements aux membres du DHS pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et leur aide amicale.





# INTRODUCTION

## CHAPITRE I

### Intérêt des supraconducteurs pour les structures de propagation planaires

<b>1</b>	<b><u>Rappel sur la supraconductivité</u></b> .....	<b>1</b>
1.1	<b>Rappels expérimentaux</b> .....	<b>1</b>
1.1.1	Disparition de la résistivité électrique.....	1
1.1.2	Effet Meissner-Ochsenfeld.....	2
1.1.3	Limites de la supraconductivité.....	3
1.2	<b>Rappels théoriques</b> .....	<b>4</b>
1.2.1	Modèles macroscopiques.....	4
	- La théorie de Gorter et Casimir	
	- La théorie de London	
	- Le modèle de Pippard	
	- la théorie de Ginzburg et Landau	
1.2.2	Modèle microscopique B.C.S.....	7
	- Aspect physique	
	- L'effet isotopique	
	- La bande interdite et la théorie B.C.S	
1.3	<b>Les supraconducteurs à haut <math>T_c</math></b> .....	<b>10</b>
1.3.1	La découverte.....	10
1.3.2	La structure.....	12
1.3.3	Les théories.....	12
1.4	<b>Propriétés électromagnétiques des supraconducteurs</b> .....	<b>14</b>
1.4.1	La profondeur de pénétration.....	14
1.4.2	La conductivité complexe.....	15
1.4.3	L'impédance de surface.....	16
<b>2</b>	<b><u>Propagation sur une ligne de propagation supraconductrice</u></b> .....	<b>20</b>
2.1	<b>Choix de la structure de propagation</b> .....	<b>20</b>
2.1.1	Les lignes à structures planaires.....	21
2.1.2	Choix de la ligne microruban.....	22
2.2	<b>Approche analytique classique</b> .....	<b>23</b>
2.2.1	L'impédance caractéristique $Z_c$ .....	24
2.2.2	Le coefficient de propagation $\gamma$ .....	29
2.2.3	Le facteur de qualité intrinsèque.....	31
2.3	<b>Comparaison avec des résultats de modèles plus élaborés</b> .....	<b>32</b>
<b>3</b>	<b><u>Conclusion</u></b> .....	<b>33</b>

## CHAPITRE II

### Aspects technologiques des oxydes supraconducteurs à haute Tc

<b>1</b>	<b><u>Dépôts des films supraconducteurs</u></b> .....	<b>34</b>
1.1	Le choix des substrats.....	35
1.2	La pulvérisation magnétron à cathode creuse.....	36
1.2.1	Description sommaire du bâti.....	36
1.2.2	Le dépôt.....	38
1.3	La caractérisation des dépôts.....	39
1.3.1	Mesure de résistivité continue à 300K.....	40
1.3.2	Mesure de résistivité en température.....	40
1.3.3	La diffraction de rayons X en mode $\Theta$ - $2\Theta$ .....	40
1.3.4	Mesures d'épaisseur.....	41
1.3.5	La caractérisation en hyperfréquences.....	42
<b>2</b>	<b><u>La gravure des films supraconducteurs</u></b> .....	<b>44</b>
2.1	La lithographie.....	44
2.2	L'attaque chimique.....	44
2.3	Les dépôts des contacts.....	45
<b>3</b>	<b><u>Dispositif de mesures hyperfréquences des circuits supraconducteurs</u></b> .....	<b>46</b>
3.1	La cellule de mesures.....	46
3.1.1	Les demi-boîtiers.....	46
3.1.2	L'insert.....	47
3.2	Les cryostats.....	47
3.2.1	Le cryostat azote.....	47
3.2.2	Le cryostat hélium.....	48
3.3	Le banc de mesures et la calibration.....	48
3.3.1	Le banc de mesures.....	48
3.3.2	La calibration.....	49
<b>4</b>	<b><u>conclusion</u></b> .....	<b>51</b>

## CHAPITRE III

### Etude de résonateurs supraconducteurs à haute Tc

<b>1</b>	<b><u>Les résonateurs à couplage localisé</u></b> .....	<b>55</b>
----------	---	-----------

1.1 Généralités sur les résonateurs étudiés.....	56
1.2 Le coefficient de qualité de rayonnement : $Q_r$ .....	58
1.3 L'influence du gap : $Q_{coup}$ .....	60
1.4 Les résultats expérimentaux.....	61
1.4.1 Les résonateurs en or.....	61
1.4.2 Les résonateurs supraconducteurs à haute $T_c$ .....	65
- Mesures préliminaires	
- Analyse des propriétés intrinsèques	
- Essais complémentaires	
<b>2 _ <u>Les résonateurs à couplage adjacent</u></b> .....	<b>72</b>
2.1 Les résonateurs droits à couplage adjacent.....	73
2.1.1 Approche ne prenant pas en compte la spécificité du supraconducteur.....	73
2.1.2 Approche prenant en compte la spécificité du supraconducteur.....	77
2.2 Les résonateurs en anneau à couplage adjacent.....	79
2.2.1 Etude préliminaire.....	79
2.2.2 Les résonateurs annulaires supraconducteurs à couplage adjacent.....	80
2.2.2 Les résonateurs annulaires à ergots.....	82
<b>3 _ <u>Conclusion</u></b> .....	<b>84</b>

## CHAPITRE IV

### Conception d'oscillateurs à 12GHz utilisant un résonateur supraconducteur à haute $T_c$

<b>1 _ <u>Les différentes configurations envisagées</u></b> .....	<b>87</b>
<b>2 _ <u>Caractérisation de transistors HEMT</u></b> .....	<b>88</b>
2.1 Caractérisation des transistors à 300K et 77K.....	89
2.2 Détermination d'un schéma équivalent du transistor en canal inversé.....	91
<b>3 _ <u>Conception d'un circuit avec le transistor en canal inversé</u></b> .....	<b>94</b>
3.1 Détermination de $Z_L$ .....	95
3.2 Positionnement du résonateur.....	96

3.3 Essais d'oscillateur sur des substrats d'alumine dorée.....	97
4 _ <u>Conception d'un circuit avec le transistor en canal direct</u> .....	98
5 _ <u>Conclusion</u> .....	99

## CONCLUSION

# INTRODUCTION



## INTRODUCTION

Découverte en 1911 par H.K.Onnes, la supraconductivité était connue comme une propriété ne concernant que certains métaux et ne se manifestant qu'en dessous d'une température critique très basse, proche du zéro absolu. La plus élevée, obtenue au début des années 1970, plafonnait à 23K. Les applications étaient de ce fait limitées par la nécessité d'utiliser des systèmes cryogéniques lourds et coûteux faisant appel à l'hélium liquide, et étaient réservées à quelques domaines très spéciaux, en particulier la radioastronomie.

La découverte en 1986, par J.Berdnoz et K.A.Müller, d'un composé à base d'oxyde de cuivre, devenant supraconducteur à 35K, a relancé l'intérêt de la supraconductivité et constitué le point de départ d'un foisonnement de travaux avec, dès 1987, le franchissement de la température de l'azote liquide par un composé à base d'Yttrium, de baryum et de cuivre, YBaCuO, qui reste le plus étudié aujourd'hui. D'autres composés tels que BiSrCaCuO, BiPbSrCaCuO et TlBaCaCuO sont venus rapidement compléter cette famille de supraconducteurs à haute température critique. La possibilité d'utiliser de l'azote liquide comme source cryogénique a dès lors ouvert l'espoir de nombreuses applications dans des domaines très variés.

Deux champs principaux d'investigation peuvent être distingués :

Le premier concerne l'exploitation des propriétés physiques particulières des supraconducteurs, telles que courant critique, effet Josephson, effet Meissner..., pour la réalisation de dispositifs très spécifiques. Entre autres exemples, on peut citer :

- Les SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Devices), en tant que capteurs à très grande sensibilité de flux magnétique, utilisant conjointement effet Josephson et effet Meissner, potentiellement promis à un avenir fructueux comme instrument de détection et surtout de diagnostique médical.

- Les transistors à flux de vortex basés sur le mouvement des vortex dans une jonction Josephson sous l'action d'un champ magnétique développé par une ligne de contrôle extérieure.

- Les transistors à base supraconductrice qui avec une injection de type à "électrons chauds" devraient pouvoir disposer de fréquence de coupure atteignant 1000GHz.

- Les transistors à effet de champ à canal semiconducteur très court entre deux contacts supraconducteurs de source et de drain, utilisant l'effet de proximité pour assurer un transit de type Josephson vers le drain.



-Les transistors à effet de champ à canal supraconducteur constitué par un film ou un superréseau de films alternativement supraconducteurs et non supraconducteurs à déplétion commandée classiquement par la grille...

Tous ces dispositifs, base d'une microélectronique active supraconductrice, font l'objet actuellement de travaux intenses au Japon et au Etats Unis, tant sur le plan théorique que sur le plan technologique.

Le deuxième champ d'investigation, relativement moins difficile et susceptible d'un développement à court terme, concerne les possibilités d'hybridation consistant à associer dans les fonctions microélectroniques hyperfréquences les composants actifs classiques à semiconducteurs avec des composants passifs supraconducteurs. Le bénéfice attendu de ce remplacement des métallisations classiques par des supraconducteurs est une forte diminution des pertes d'insertion et l'obtention de coefficients de qualité très supérieurs. De nombreux travaux ont déjà été effectués dans ce domaine, conduisant à la réalisation de résonateurs, filtres ou lignes à retard particulièrement prometteurs. Le stade de l'industrialisation a commencé à apparaître avec la mise sur pied de départements spécialisés dans les grands groupes, comme c'est le cas de Dupont de Neumours (Dupont's Superconductivity Business Development Organization), Mitsubishi, NEC, soit de nouvelles compagnies telles que Conductus ou Superconductor Technologies...les uns et les autres offrant des prestations commerciales adaptées aux demandes spécifiques des concepteurs de circuits microélectroniques.

Le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'IEMN, étant donné la diversité de ses directions de recherches, avait vocation pour apporter une contribution multiforme en matière de conception de circuits passifs hyperfréquences supraconducteurs et de leurs hybridation avec des composants actifs à semiconducteurs. Trois équipes apportent leur contribution :

- l'équipe "Matériaux nouveaux" fournit le support de son expérience dans le domaine des caractérisations hyperfréquences de matériaux, et a pour tâche de mettre au point des méthodes de mesures permettant de déterminer la conductivité complexe des films supraconducteurs jusqu'à 26GHz.

- l'équipe "Electromagnétisme des circuits hyperfréquences" apporte son expérience en matière de modélisation et met au point des outils de CAO adaptés aux caractères spécifiques des supraconducteurs, prenant en compte, en particulier, leur conductivité complexe.

- enfin, l'équipe "Composants à effet de champ de puissance" apporte son expérience dans le domaine de la caractérisation et de la modélisation des composants et dans leur



utilisation pour les diverses fonctions de microélectronique hyperfréquences : amplification de puissance, oscillateurs, mélangeurs, multiplicateurs de fréquences...

C'est dans le cadre de cette troisième équipe que s'est plus particulièrement déroulé notre travail, mais en disposant chaque fois que cela a été nécessaire, d'aides ponctuelles des deux autres équipes. Notre activité a été principalement centrée sur la mise en oeuvre d'un dispositif de mesures cryogéniques basé sur un analyseur de réseaux, et sur son application à la mise au point de circuits hybrides planaires utilisant supraconducteurs et HEMTs (High Electron Mobility Transistor) discrets. L'objectif ultime étant la réalisation d'un oscillateur destiné à fonctionner à la température de l'azote liquide, à la fréquence de 12 GHz.

Le plan de notre mémoire s'articule comme suit :

Après quelques rappels généraux concernant les propriétés relatives à la supraconductivité et les différentes théories existantes, nous avons cherché dans un premier chapitre à évaluer l'intérêt des supraconducteurs dans les structures de propagation planaires. Nous avons pour cela développé un modèle analytique simple basé sur le modèle à deux fluides, permettant une comparaison essentiellement qualitative des performances présentées par des lignes de propagation métalliques et supraconductrices, en technologie microruban.

Etant donné le caractère complexe des oxydes supraconducteurs à haute température critique, le second chapitre est entièrement consacré à la technologie de ces matériaux, concernant les méthodes de dépôts et de gravure. Les dispositifs de mesures cryogéniques en hyperfréquences y sont également décrits.

Les résultats expérimentaux obtenus sur des résonateurs simples à couplage d'extrémité faible sont donnés dans le troisième chapitre. A l'aide du modèle analytique développé, nous nous sommes attachés à déterminer les paramètres intrinsèques des films supraconducteurs, tels que la résistance de surface et la profondeur de pénétration. Une autre forme de couplage dite "couplage adjacent" a été étudiée sur des résonateurs droits et annulaires dans le but d'insérer ces derniers dans des circuits hyperfréquences fonctionnels.

Le dernier chapitre porte sur la conception d'oscillateurs intégrant un résonateur annulaire à couplage adjacent supraconducteur et un transistor à effet de champ de type HEMT.



# CHAPITRE I



# Chapitre I

## Intérêt de la supraconductivité pour les structures de propagation planaires

### I\_1 Rappels sur la supraconductivité

#### I\_1.1 Rappels expérimentaux

##### *I\_1.1.1 Disparition de la résistivité électrique*

La supraconductivité est le phénomène présenté par certains matériaux, dont la résistivité disparaît brutalement au-dessous d'une certaine température. En 1908, le physicien néerlandais Heike Kamerlingh Onnes est le premier à réussir la liquéfaction de l'hélium, à 4.2 K, rendant ainsi accessible à l'expérimentation une nouvelle gamme de températures, proche du zéro absolu. Trois ans plus tard, observant une disparition brutale de la résistivité électrique dans un échantillon de mercure refroidi à 4.2 K, H.K. Onnes découvre la supraconductivité [1] (figure 1). La même transition d'un état conducteur normal vers un état supraconducteur a depuis lors été observée dans de nombreux métaux, alliages métalliques et autres alliages plus ou moins exotiques. La figure 2 trace les grandes étapes de la découverte des matériaux supraconducteurs. La figure 3 indique les éléments supraconducteurs de la classification périodique. Curieusement, les métaux les plus conducteurs comme le cuivre, l'or ou l'argent, ne sont pas supraconducteurs.

En dessous de la température de transition, appelée température critique, et notée  $T_c$ , est-il vraiment correct de parler d'une disparition totale de la résistivité? Aucun appareil de mesures n'est évidemment assez sensible pour détecter une résistivité

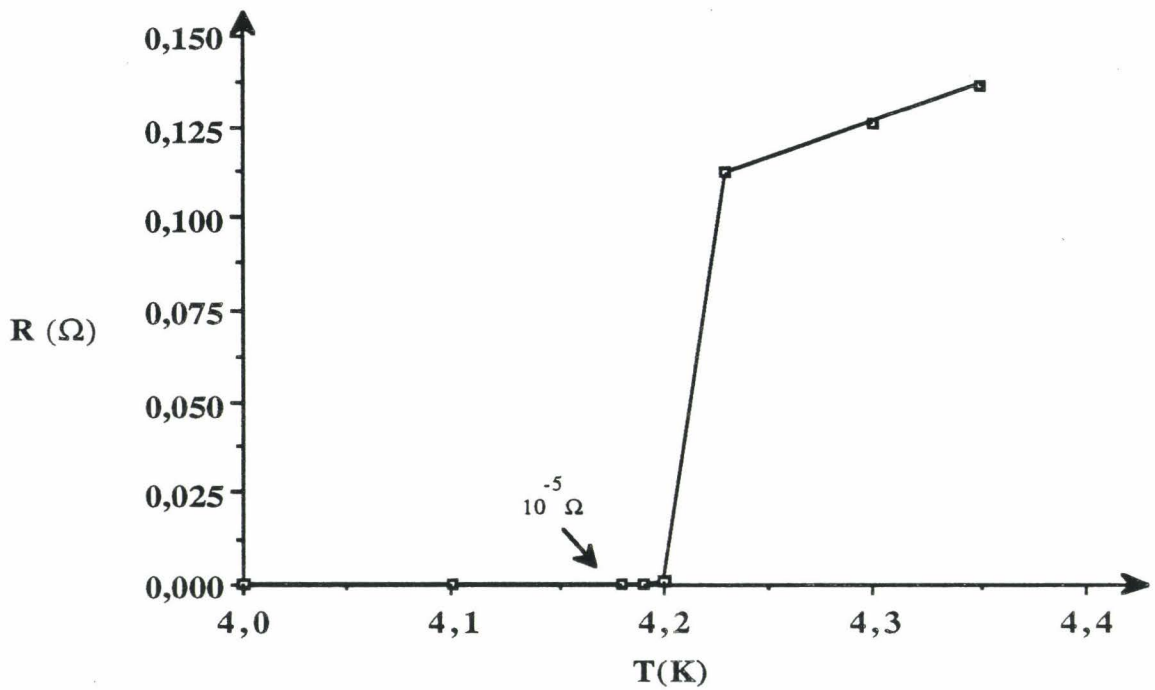


figure 1 : Supraconductivité du mercure découverte par H.K.Onnes  
résistance d'un échantillon de Hg en fonction de la température

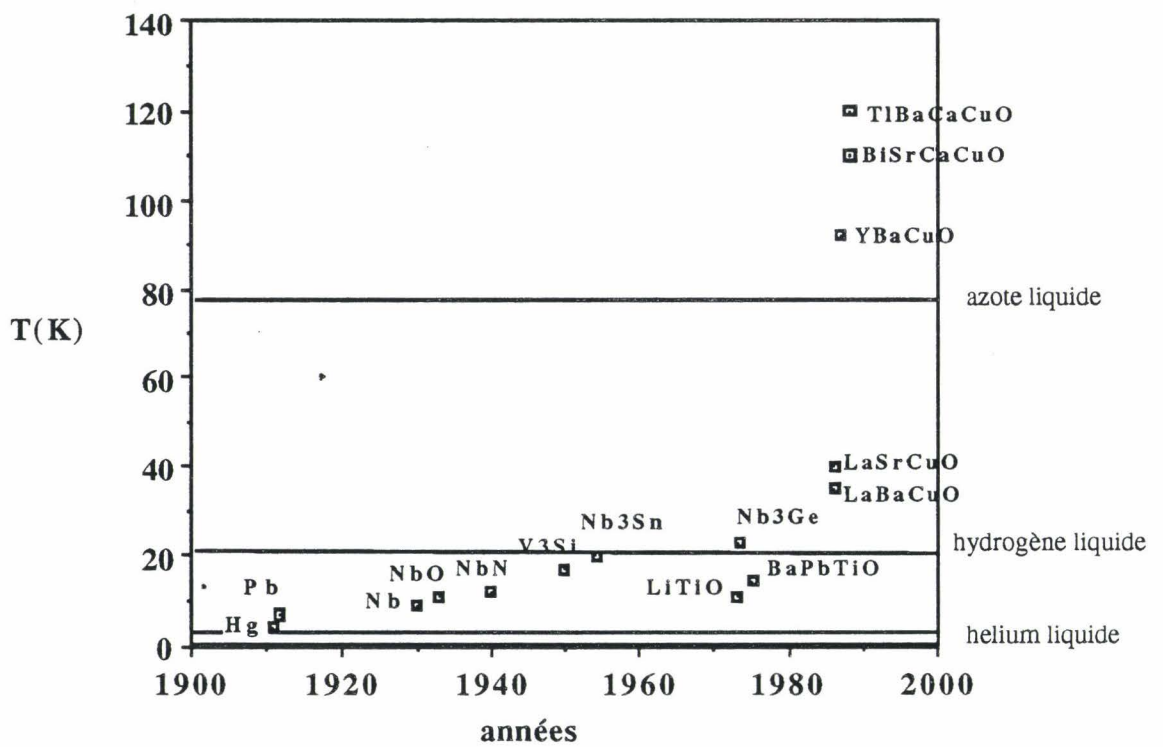


figure 2 : Les grandes étapes dans la découverte des matériaux supraconducteurs

effectivement nulle. Les mesures expérimentales conduisent à des valeurs limites en dessous desquelles la résistivité est considérée nulle. De nombreuses mesures ont été effectuées : la différence de résistivité entre un métal dans son état normal et son état supraconducteur est au moins aussi large que la différence de résistivité entre le cuivre et un isolant. Une des méthodes expérimentales visant à détecter l'existence éventuelle d'une résistivité résiduelle consiste à générer par induction un courant dans une boucle supraconductrice et à mesurer son amortissement (figure 4). Ces mesures de courant persistant se sont, jusqu'à ce jour, soldées par l'abandon de l'expérimentateur. J.Files et R.G.Mills [2] ont déduit par des mesures de champs magnétiques associés au supracourant parcourant un solénoïde, que le temps d'amortissement pouvait dépasser  $10^5$  ans. La résistivité d'un supraconducteur peut donc être considérée comme nulle, pour une température inférieure à  $T_c$ . Ceci constitue une première caractéristique fondamentale d'un supraconducteur. Elle n'est cependant pas suffisante à elle seule pour établir la supraconductivité.

### **I\_1.1.2** *L'effet Meissner-Ochsenfeld*

Les propriétés magnétiques des supraconducteurs sont aussi étonnantes que leurs propriétés électriques. Elles sont en outre d'un intérêt primordial dans la caractérisation de l'état supraconducteur. En effet, un échantillon supraconducteur placé dans un champ magnétique, se comporte comme un diamagnétique parfait, avec une induction nulle à l'intérieur de l'échantillon. De plus, quand ce même échantillon est placé à l'état normal dans un champ magnétique, puis refroidi à une température inférieure à  $T_c$ , le flux magnétique, présent au départ est expulsé de l'échantillon. Ce phénomène, découvert en 1933 par W.Meissner et R.Ochsenfeld [3], ne peut s'expliquer par le seul fait que la résistivité est nulle au dessous de  $T_c$  (figure 5). De cette deuxième propriété découle l'expérience spectaculaire de lévitation magnétique, représentée sur la figure 6.

élément																					
Tc(K)																					
H																	He				
Li (0,08)	Be (0,03)															B 1,19	C 6,7	N 4,6	O 5,4	F 6,9	Ne
Na (0,03)	Mg (0,05)															Al 1,19	Si 6,7	P 4,6	S 5,4	Cl 6,9	Ar
K (0,08)	Ca (0,3)	Sc (0,01)	Ti 0,39	V 5,3	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu (0,01)	Zn 0,9	Ga 1,09	Ge 5,4	As 0,5	Se 6,9	Br	Kr				
Rb (0,01)	Sr (0,3)	1,5	Zr 0,55	Nb 9,2	Mo 0,92	Tc 7,8	Ru 0,5	Rh 32 <sup>e</sup>	Pd (0,01)	Ag (0,01)	Cd 0,55	In 3,4	Sn 3,5	Sb 3,6	Te 4,5	J	Xe				
Cs 1,5	Ba 1,8	La 4,8	Hf 0,13	Ta 4,4	W 0,01	Re 1,7	Os 0,65	Ir 0,14	Pt (0,01)	Au (0,01)	Hg 4,15	Tl 2,39	Pb 7,2	Bi 3,9	Po	At	Rn				
Fr	Ra	Ac	Ce 1,7	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu 0,1					
			Th 1,37	Pa 1,3	U 0,2	Np 0,07	Pu	Am	Cm	Bh	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw					

figure 3 : **Éléments supraconducteurs de la classification périodique**  
 Zone ombrée : éléments supraconducteurs seulement sous pression  
 Chiffre ( ) : température à laquelle l'élément a été refroidi sans devenir supraconducteur

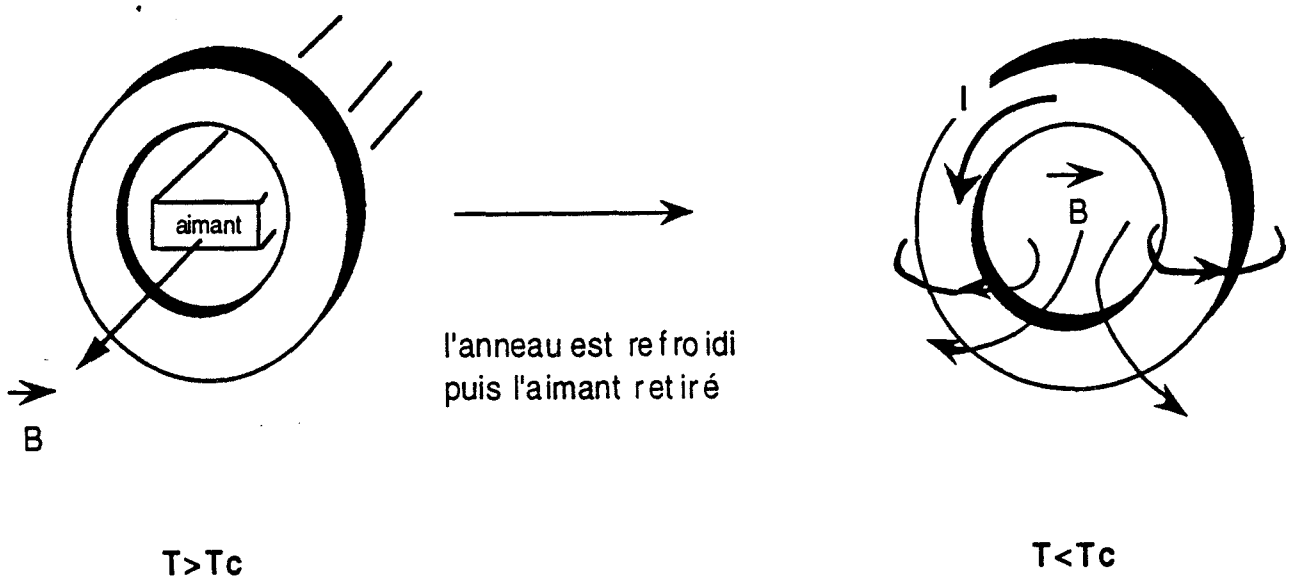
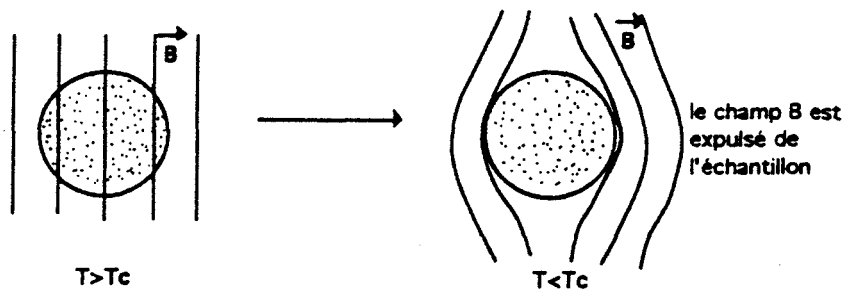
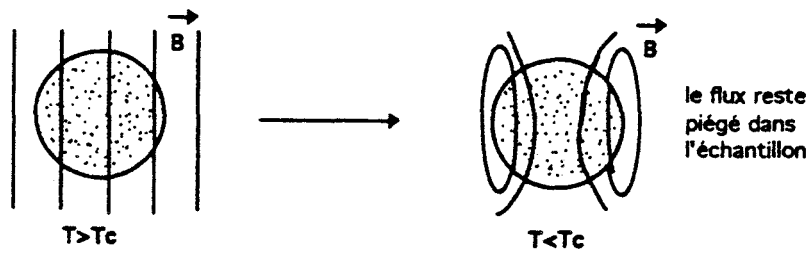


figure 4 : **Génération d'un courant permanent dans un anneau supraconducteur**





a \_ cas d'un supraconducteur de température critique  $T_c$



en effet  $\rho = 0$   
 $\vec{E} = \rho \vec{J} \Rightarrow E = 0$   
 $J$  fini

or d'après Maxwell  $\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\delta \vec{B} / \delta t \Rightarrow \delta \vec{B} / \delta t = 0$   
 $\vec{B}$  reste constant

b \_ cas d'un conducteur de résistivité nulle quand  $T < T_c$

figure 5 : Effet Meissner dans un supraconducteur (a)  
 L'effet Meissner ne s'explique pas par le seul fait que la résistivité est nulle au dessous de  $T_c$  (b).

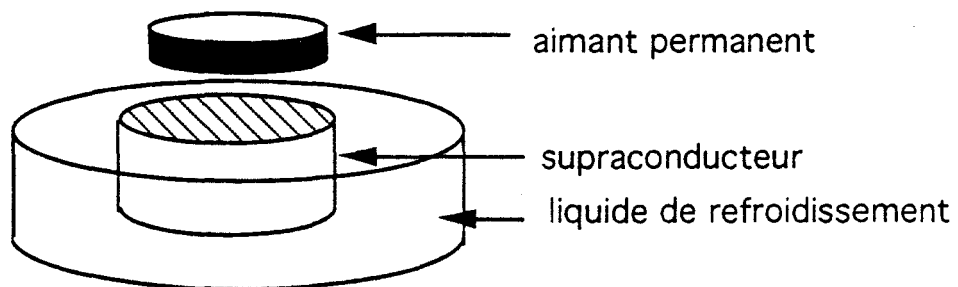
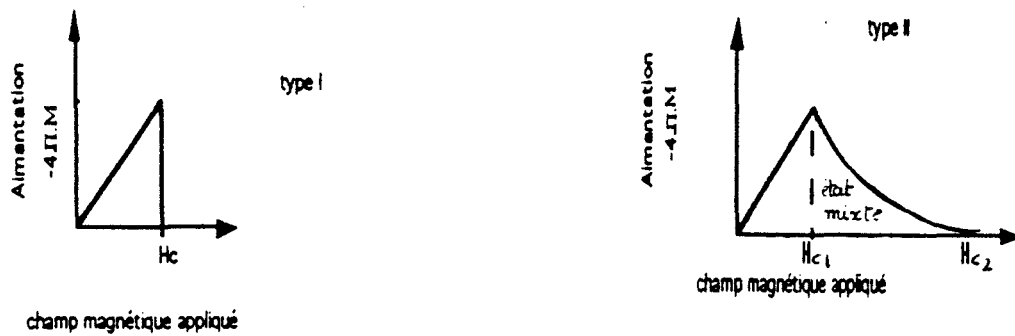


figure 6 : Un aimant permanent lévite au dessus d'un composé supraconducteur maintenu à  $T < T_c$

De leurs propriétés magnétiques, deux types de supraconducteurs peuvent être distingués. Les supraconducteurs de type I, dont font partie les éléments simples, interdisent toute pénétration du champ magnétique en deçà d'une valeur de champ magnétique appliqué, appelée champ critique et notée  $H_c$ . La valeur de  $H_c$  est toujours trop basse pour ce type de supraconducteurs pour qu'ils puissent être utilisés dans la construction de bobines pour aimants supraconducteurs. Ce genre d'application est réservé aux supraconducteurs de type II. Ces derniers se laissent partiellement pénétrer par le champ magnétique, lorsque celui-ci est compris entre deux valeurs seuils, notées  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$ . Le matériau se trouve alors traversé par des lignes de flux : les vortex. C'est l'ancrage de ces lignes de flux sur les défauts du matériau qui permet au courant de traverser le supraconducteur sans perte, par un effet de shunt. L'existence d'un réseau de vortex a été prédite en 1957 par A.A. Abrikosov [4]. La première mise en évidence expérimentale du réseau de vortex a été réalisée en 1964 par D. Cribier [5]. En 1967, V. Essman et H. Trauble [6] ont réussi à visualiser au microscope électronique un réseau de vortex, en saupoudrant l'échantillon supraconducteur de minuscules particules de fer. Tous les oxydes supraconducteurs, et notamment les oxydes supraconducteurs à haute température critique découverts depuis 1986, sont de type II. Les réseaux de vortex de ces supraconducteurs ont également été observés [7]. La figure 7 représente la courbe d'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué, pour les deux types de supraconducteurs, I et II.

### *I\_1.1.3 Limites de la supraconductivité*

La propriété de résistivité nulle et l'effet Meissner n'existent que lorsque le matériau se trouve dans l'état supraconducteur. Or il existe plusieurs limites au delà desquelles le matériau perd ses caractéristiques supraconductives, pour se retrouver dans son état dit "état normal". Nous avons vu que la température constitue une première limite, à savoir  $T_c$ . Ce n'est pas la seule: il existe aussi un seuil de densité de courant critique,  $J_c$ , au delà duquel l'état supraconducteur est détruit. De même un champ critique  $H_c$ , ( $H_{c2}$  pour les supraconducteurs de type II), fait transiter le matériau vers son état normal. Enfin, on peut ajouter à ces limites la fréquence d'une onde électromagnétique  $f_c$ .



a\_ Le supraconducteur possède un effet Meissner total. Au dessus de  $T_c$ , l'échantillon est conducteur normal, l'aimantation est trop faible pour être mesurée.

b\_ Le flux commence à pénétrer dans l'échantillon pour un champ  $H_{c1}$ . Entre  $H_{c1}$  et  $H_{c2}$ , il se trouve dans un état mixte, ou vortex. Il a des propriétés supraconductrices jusque  $H_{c2}$ .

figure 7 : courbe d'aimantation du champ magnétique appliqué pour des supraconducteurs de type I (a) et II (b).

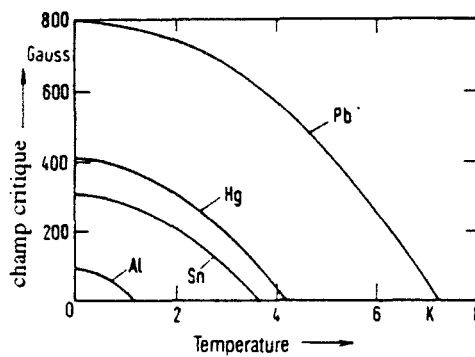


figure 8 : courbe de seuil de champ critique en fonction de la température

$T_c$ ,  $J_c$ ,  $H_c$  et  $f_c$  sont des paramètres importants, propres à un même supraconducteur: ils constituent un critère de référence ou de comparaison.  $H_c$  et  $J_c$  dépendent tous deux de la température, ils diminuent fortement au voisinage de la température critique. La figure 8 représente la variation du champ  $H_c$  en fonction de la température pour des supraconducteurs de types I.

## **I\_1.2 Rappels théoriques**

### **I\_1.2.1 Modèles macroscopiques**

#### La théorie de Gorter et Casimir

Les propriétés macroscopiques des supraconducteurs ont fait l'objet d'un certain nombre de théories phénoménologiques. En 1934, C.J.Gorter et H.B.G.Casimir [8] proposent un modèle thermodynamique, où la supraconductivité est schématisée par l'existence de deux fluides qui s'interpénètrent. L'un des fluides est composé d'électrons normaux, l'autre d'électrons participant à la supraconductivité. Ce modèle fait intervenir un paramètre de forme, lié à la proportion d'électrons supraconducteurs par rapport aux électrons normaux dans le matériau. Il est maximum à 0 K, et tend vers zéro quand la température se rapproche de  $T_c$ . De par son caractère artificiel, le modèle de Gorter et Casimir ne possède qu'une validité semi-quantitative. Il est néanmoins fort intéressant et souvent utilisé en complément de la théorie des frères London, développée à la même époque.

#### La théorie de London

Les frères F. et H. London [9] sont les premiers, en 1935, à décrire à la fois l'absence de résistivité et l'effet Meissner. Comme dans le modèle de Gorter et Casimir,

ils considèrent que deux types de porteurs coexistent dans un matériau à l'état supraconducteur. La densité de courant total,  $\vec{J}_t$ , se décompose alors en deux termes distincts représentatifs de l'état normal et de l'état supraconducteur :

$$\vec{J}_t = \vec{J}_n + \vec{J}_{sc}$$

avec  $\vec{J}_n$  : densité de courant normal  
 $\vec{J}_{sc}$  : densité de courant supraconducteur

Les équations de Maxwell et les relations qui en découlent, bien que n'étant pas en contradiction avec la supraconductivité, sont insuffisantes pour la décrire. Les équations de London viennent en complément.

Ainsi le terme  $\vec{J}_{sc}$  ne répond plus à la classique loi d'Ohm  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ , mais aux deux équations suivantes :

$$\frac{d\vec{J}_{sc}}{dt} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda_L^2} \quad (1)$$

$$\text{rot}(\vec{J}_{sc}) = -\frac{\vec{H}}{\lambda_L^2} \quad (2)$$

$\vec{E}$  : champ électrique

$\vec{H}$  : champ magnétique

$\lambda_L$  : profondeur de pénétration de London

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_{sc} e^2}}$$

$\mu_0$  : perméabilité du vide

$n_{sc}$  : densité d'électrons supraconducteurs

Ces deux équations, appelées équations de London, permettent de décrire les propriétés électromagnétiques des supraconducteurs. Elles font intervenir un nouveau terme  $\lambda_L$ , appelé profondeur de pénétration de London.

$\lambda_L$  est directement relié au diamagnétisme des supraconducteurs. D'après la théorie de London, ce diamagnétisme provient du courant induit par les électrons dans l'état supraconducteur à la surface du matériau, pour expulser tout champ provenant de l'extérieur. Cette région, où existe un champ magnétique puisqu'un courant y circule, est peu profonde ( $\lambda_L$  vaut quelques centaines d'Angström pour les supraconducteurs classiques à quelques milliers pour les nouveaux supraconducteurs) : c'est la profondeur de pénétration  $\lambda_L$ .

La théorie de Gorter et Casimir et la théorie de London sont deux théories phénoménologiques complémentaires l'une de l'autre. Elles constituent un outil précieux, permettant une analyse quantitative satisfaisante des problèmes relatifs aux supraconducteurs à basse température critique. Leurs limitations principales se manifestent surtout quand les effets de surface et de tailles sont importants.

#### Le modèle de Pippard

En 1953, A.B.Pippard [10] propose une généralisation du modèle de London, en introduisant la notion de longueur de cohérence  $\xi$ . La profondeur de pénétration dépend fortement de la nature du supraconducteur. Elle est d'autant plus importante que le matériau contient des impuretés. Le modèle de London ne tient pas compte de ces résultats. Afin d'expliquer ce phénomène, A.B.Pippard introduit une nouvelle relation, non locale, entre la densité de courant en un point, et le potentiel vecteur au voisinage de ce point. La taille de la région à considérer au voisinage de ce point, est limitée par la longueur de cohérence  $\xi$ , qui est en quelque sorte une mesure de l'extension de la supraconductivité.

En conséquence, la densité d'électrons supraconducteurs  $n_{SC}$  ne peut pas varier brusquement sur une distance inférieure à la longueur de cohérence  $\xi$ .

### La théorie de Ginzburg et Landau

En 1950, V.Ginzburg et L.Landau [11] ont développé une nouvelle théorie, compatible avec l'approche électromagnétique de Pippard, et qui en constitue un complément extrêmement utile.

Contrairement à la théorie essentiellement classique de London, la théorie de Ginzburg et Landau fait appel à la mécanique quantique pour prévoir le comportement électromagnétique des supraconducteurs. Elle fait intervenir une pseudo fonction d'onde complexe  $\psi$ , encore appelée paramètre d'ordre, dans le sens où elle mesure l'étendue de l'état ordonné dans le supraconducteur. La densité locale d'électrons supraconducteurs définie dans la théorie de London peut s'écrire :  $n_{SC} = |\psi|^2$ .

Le point fort de la théorie de Ginzburg et Landau est qu'elle permet de comprendre le comportement de la supraconductivité dans bon nombre de systèmes, où les variations de propriétés dans l'espace jouent un rôle important. Cette théorie, bien que permettant d'expliquer le phénomène où état supraconducteur et état normal coexistent, était utilisée avec appréhension à ses débuts, à cause de ses fondements phénoménologiques. La situation a changé en 1959, lorsque L.P.Gork'ov [12] montra que la théorie de Ginzburg et Landau est en fait, une limite rigoureuse de la théorie microscopique BCS, que nous allons voir dans la suite de ce chapitre.

A cause de sa relative simplicité, la théorie de Ginzburg et Landau valable pour une température proche de  $T_c$ , est cependant souvent utilisée en deçà de cette limite.

#### *I\_1.2.2 Modèle microscopique B.C.S.*

Le nombre de théories microscopiques est faible en comparaison de celui des théories macroscopiques, dont les plus connues ont été énumérées.

La théorie microscopique la plus élaborée a été publiée en 1957 par J.Bardeen, L.Cooper et J.R.Schrieffer [13]. Connue plus simplement sous le sigle B.C.S elle constitue un remarquable travail de physique théorique, récompensé par le prix Nobel en 1972.

Cette théorie est fondée sur le fait établi par L.Cooper en 1956 [14], qu'en présence d'une interaction attractive, les électrons au voisinage de la surface de Fermi se condensent en un état d'énergie plus faible. Chaque électron est appairé avec un autre électron de moment  $k$  et de spin opposés :  $\{k\uparrow, -k\downarrow\}$ . Ils forment ainsi des paires dans l'espace des moments, appelées paires de Cooper, qui, en se regroupant dans un même état quantique, se déplacent dans un mouvement d'ensemble, sans collision, donc sans perte d'énergie.

### Aspect physique

La formation de ces paires dans les matériaux supraconducteurs classiques, se fait par l'intermédiaire du réseau: elle est attractive et s'oppose à la force coulombienne. Un électron de conduction se déplaçant, provoque sur son passage une déformation locale du réseau cristallin, par la force qu'il exerce sur les cations. Un second électron subit l'influence du réseau localement déformé, ce qui se traduit par une baisse de son énergie. En conséquence, le second électron interagit avec le premier via le réseau.

Ceci est valable dans le cas des anciens supraconducteurs. Dans le cas des oxydes supraconducteurs à haute  $T_c$ , le couplage entre porteurs semble faire intervenir des interactions de nature plus forte.

### L'effet isotopique :

Historiquement, l'importance de l'interaction entre électrons et réseau cristallin dans l'explication de la supraconductivité a été suggéré par H.Frölich [15] en 1950. Cette suggestion a été confirmée expérimentalement par la découverte simultanée de l'effet isotopique, la même année, par E.Maxwell [16] et C.A.Reynolds [17]. La température critique dépend de la masse des atomes constituant le supraconducteur. Ainsi, en échangeant un isotope par un autre, on vérifie que  $T_c$  varie. Les résultats expérimentaux, pour chaque série d'isotopes, conduisent à une relation de la forme :

$$M^\alpha T_c = \text{constante} \quad (3)$$



où  $M$  représente la masse atomique,  
 $T_c$  la température critique  
 et  $\alpha$  est proche de 0.5.

Cette relation montre que les vibrations du réseau, et donc les interactions entre électrons et réseau interviennent dans le phénomène de la supraconductivité.

### La bande interdite et la théorie BCS

L'existence d'une interaction entre les électrons d'une paire de Cooper conduit à une modification du spectre en énergie des électrons. Un conducteur normal est caractérisé par une bande de conduction partiellement remplie jusqu'à un certain niveau  $E_f$ , appelé niveau de Fermi. La théorie BCS prédit pour un supraconducteur, à cette énergie  $E_f$ , l'existence d'une bande interdite séparant l'état fondamental du système d'électrons appairés, des états excités occupés par les électrons normaux célibataires (figure 9). La largeur  $2\Delta$  de cette bande interdite représente tout autant l'énergie de formation de la paire, que le seuil énergétique nécessaire à sa dissociation. Le facteur 2 signifie qu'il s'agit d'une paire d'électrons.  $\Delta$  représente l'abaissement de l'énergie de la paire de Cooper par rapport au niveau de Fermi.

Un des résultats de la théorie BCS se présente sous la simple relation :

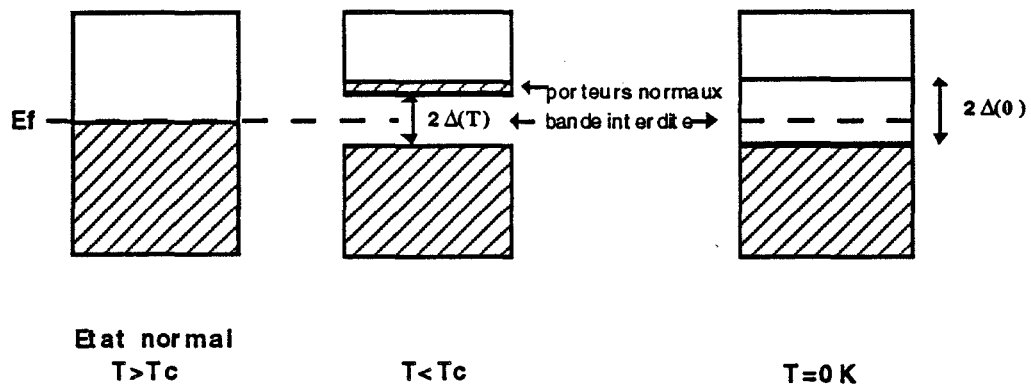
$$\frac{2\Delta(0)}{k_b T_c} = 3.5 \quad (4)$$

où  $2\Delta(0)$  représente la bande interdite à 0K,

$k_b$  la constante de Boltzman

et  $T_c$  la température critique

Cette relation est largement vérifiée expérimentalement, sauf pour les supraconducteurs à couplage fort (ex: Hg, Pb), pour lesquels une modification de la théorie s'impose. Il faut noter que des mesures faites sur les nouveaux oxydes supraconducteurs conduisent en



Les électrons dans les états excités au dessus de la bande interdite, se comportent comme des électrons normaux, et contribuent à l'existence d'une résistance dans un champ alternatif. En continu, ils sont court-circuités par les porteurs supraconducteurs.

**figure 9 : Schéma de la densité en électrons des bandes d'énergie permises dans un supraconducteur**

général à des rapports supérieurs à 3.5, confirmant le caractère particulier de ces matériaux.

Un autre résultat de la théorie BCS concerne le critère d'apparition de la supraconductivité, et plus particulièrement la valeur de la température critique, qui est régie par une équation de la forme :

$$T_c = \frac{h\omega_d}{k_b} \exp\left(-\frac{1}{N(E_f)U}\right) \quad (5)$$

où  $\omega_d$  est la fréquence de vibration moyenne des phonons

$N(E_f)$	la densité d'état au niveau de Fermi
$U$	l'intensité de l'interaction électron-phonon
$k_b$	la constante de Boltzman
$h$	la constante de Planck

Afin d'obtenir un supraconducteur à température ambiante, il ne reste plus qu'à trouver le matériau idéal pour lequel les valeurs de  $N(E_f)$ ,  $U$  et  $\omega_d$  seraient quasi-infinies!

La relation (5) n'est valable que si l'interaction entre les porteurs est faible. Avec l'avènement des oxydes supraconducteurs à haute  $T_c$ , le contexte d'alliages métalliques dans lequel se font les calculs BCS se trouve profondément modifié, cette relation ne peut donc pas être appliquée aux nouveaux supraconducteurs.

### **I\_1.3 Les supraconducteurs à haute $T_c$**

#### **I\_1.3.1 La découverte**

La théorie BCS a orienté les recherches et permis quelques améliorations ponctuelles des propriétés de certains alliages, mais rien de vraiment décisif dans

l'élévation de  $T_c$ . Elle a surtout le mérite d'avoir permis d'expliquer bon nombre d'observations, non interprétées auparavant.

En 1973, la température critique la plus élevée est portée à 23.3 K pour un alliage de Niobium et de Germanium ( $Nb_3Ge$ ). L'utilisation de supraconducteurs à de telles températures nécessite la mise en oeuvre de systèmes de refroidissement lourds et coûteux, fonctionnant à l'hélium liquide. La majorité des spécialistes s'étaient fait à l'idée qu'il existait une limitation fondamentale condamnant la supraconductivité à se manifester uniquement aux basses températures.

D'où l'impact de la découverte des supraconducteurs à haute  $T_c$  [18], en 1986. Jusqu'alors, on connaissait très peu de composés supraconducteurs contenant de l'oxygène, à l'exception de quelques uns, dont  $LiTi_2O_4$  ( $T_c=11K$ ),  $BaPb_{0.75}Bi_{0.25}O_3$  ( $T_c=13K$ ) et  $NbO$  ( $T_c=1.2K$ ). Au début des années 80, C.Michel et B.Raveau de l'Université de Caen, avaient synthétisé des oxydes de lanthane et de cuivre ( $BaLaCuO$ ), dans lesquels le cuivre présente une valence mixte +2 et +3. Cette dernière propriété a attiré l'attention du professeur A.Müller, des laboratoires IBM de Zürich (Suisse), qui a découvert avec G.Berdnoz, en mars 1986, les premiers signes de supraconductivité à 35 K dans un système de  $BaLaCuO$  constitué d'un mélange de plusieurs phases cristallographiques. La barrière des 23K est largement dépassée, ce qui vaut à G.Berdnoz et K.A.Müller le prix Nobel en 1987.

La recherche de nouveaux composés dans le but d'obtenir une température critique toujours plus élevée, conduit les physiciens P.Chu et M.K.Wu à la découverte de l' $YBaCuO$  [19], dont la température critique est de 92K. La barre fatidique des 77 K est enfin franchie : l'hélium liquide peut désormais être remplacé par l'azote liquide, bien moins coûteux et plus simple d'utilisation.

Depuis 1988, la température critique semble plafonner à 125K, avec un oxyde à base de thallium, baryum, calcium et cuivre :  $TlBaCaCuO$  [20].

### I\_1.3.2 *La structure*

Tous ces nouveaux composés sont fort différents des supraconducteurs à basse température critique. Alors que ces derniers sont majoritairement des métaux ou alliages métalliques de structure tridimensionnelle, les nouveaux supraconducteurs sont des oxydes à base de cuivre, dont la structure cristalline dérive de celle de la pérovskite, et se présente sous forme de mille-feuilles

Les trois grands systèmes d'oxydes supraconducteurs qui ont vu le jour après la découverte de J.Berdnoz et K.A.Müller sont les suivants : la famille des YBaCuO, celle des BiSrCaCuO et enfin celle des TlBaCaCuO. Ces trois systèmes constituent une base à partir de laquelle d'autres composés supraconducteurs à haute Tc ont été élaborés par des méthodes de substitution. Les figures 10, 11 et 12 représentent les structures cristallines des phases supraconductrices de ces trois familles d'oxydes.

Un point commun à tous ces oxydes supraconducteurs à haute Tc est leur caractère fortement bidimensionnel, accentué dans le cas des familles au bismuth et au thallium. Chaque famille se caractérise par la présence de plans cuivre-oxygène, dits plans CuO<sub>2</sub>. Dans le composé YBaCuO, dont la structure en couches a très vite été établie, deux plans de CuO<sub>2</sub> sont séparés entre eux par des atomes d'yttrium. L'ensemble forme une couche, qui est considérée comme le siège de la supraconductivité. Entre deux plans supraconducteurs, est intercalée une couche formée de chaînes CuO<sub>x</sub> (0 < x < 1), d'atomes de baryum et d'oxygène. Ces couches, dont le rôle exact n'est pas encore établi, pourraient être un réservoir de porteurs de charges, alimentant les couches supraconductrices, ou bien devenir elles aussi supraconductrices, par des effets de proximité.

### I\_1.3.3 *Les théories*

Il a été montré expérimentalement que les particules intervenant dans la supraconductivité à haute Tc, possèdent la même charge qu'une paire d'électrons. Cependant le couplage entre deux particules d'une même paire pourrait être de nature

- cuivre
- oxygène
- ◼ Ba Barium
- ⊙ Yttrium

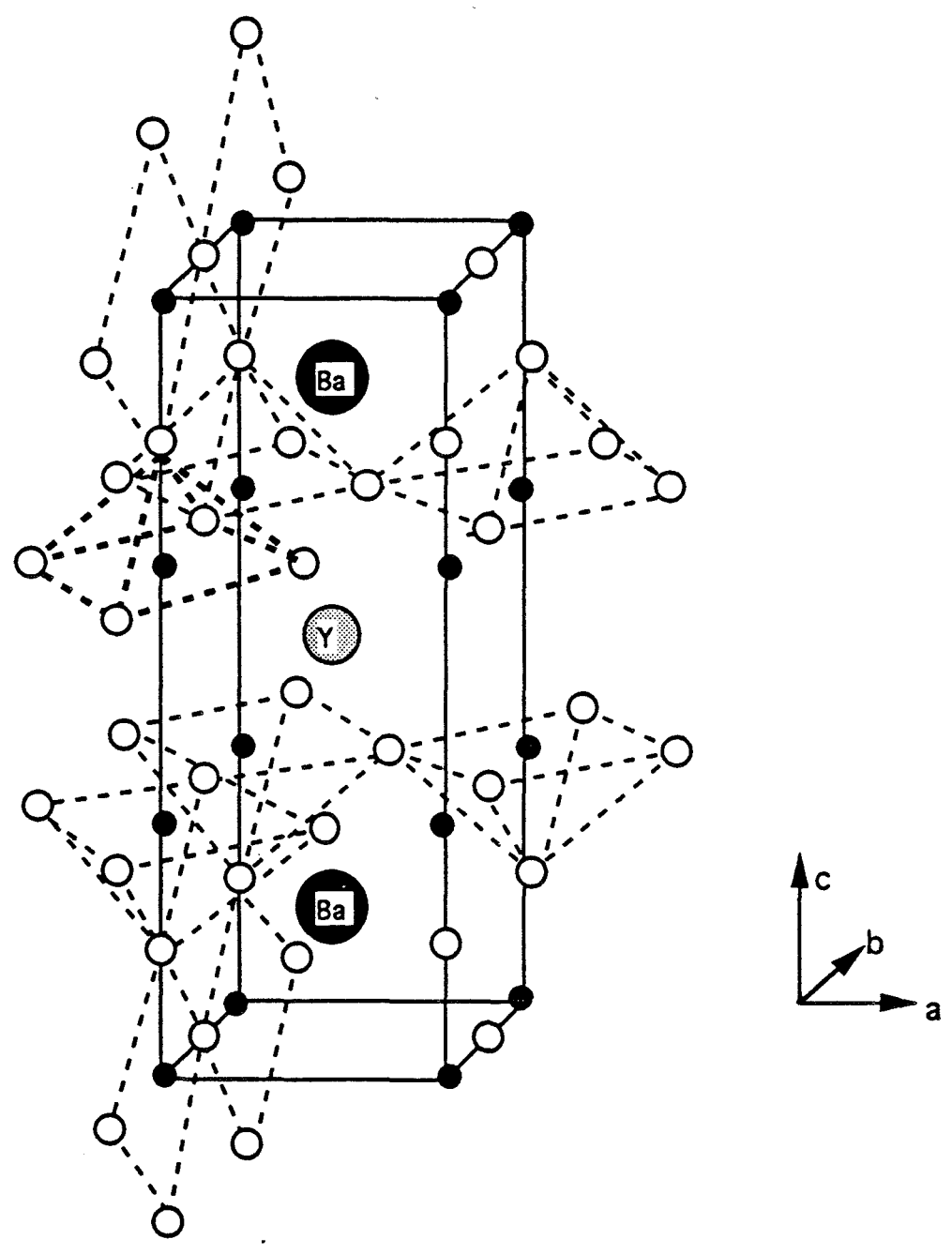


figure 10 : Structure de la phase supraconductrice orthorombique YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>

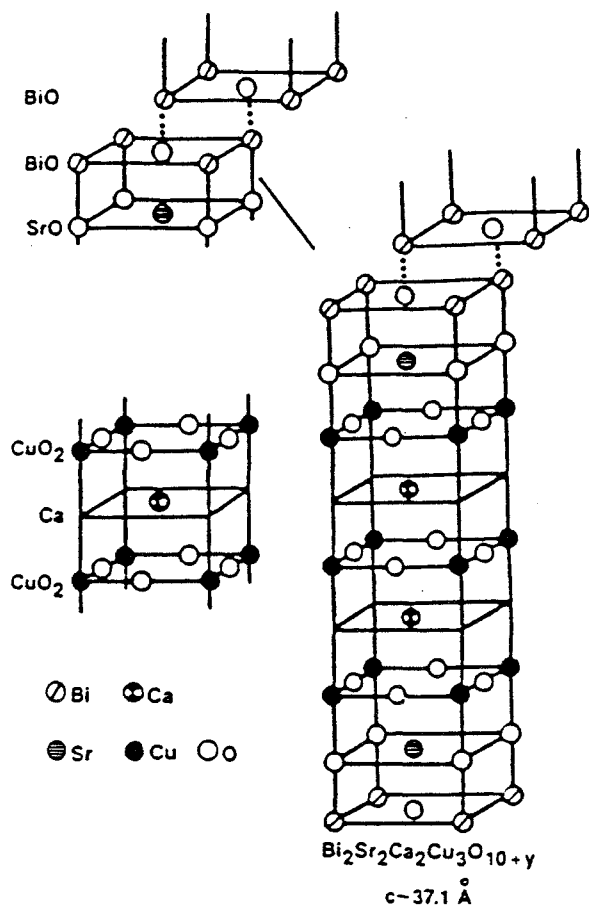


figure 11 : Structure cristallographique de la phase supraconductrice à 110K du système BiSrCaCuO

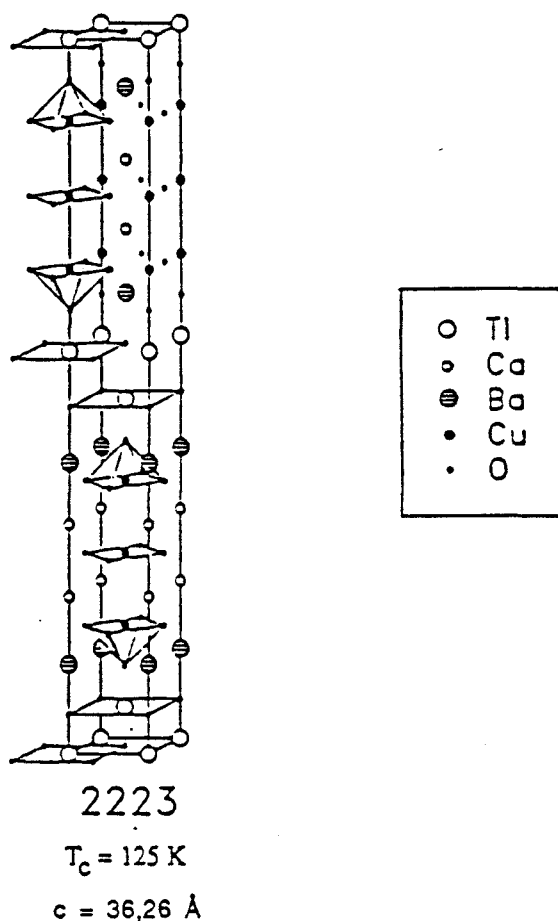


figure 12 : Structure cristallographique de la phase supraconductrice à 125K du système TlBaCaCuO

différente de celle des supraconducteurs classiques. Le mécanisme de formation de ces paires dans les supraconducteurs à haute  $T_c$  est actuellement très controversé. Un bon nombre de modèles ont été formulés, allant des plus classiques, du type BCS, aux plus exotiques [21], [22], sans qu'il soit possible de n'en retenir qu'un et un seul.

A défaut de disposer d'une théorie capable d'expliquer le mécanisme de la supraconductivité à haute  $T_c$ , examinons les particularités essentielles de ces nouveaux matériaux. La longueur de cohérence, qui est parfois reliée à la distance entre deux porteurs d'une même paire, est très petite, de l'ordre de la dizaine d'Ångström. Il s'agit là d'une différence importante avec le modèle classique de BCS, où les paires sont cent à mille fois plus étendues. La profondeur de pénétration  $\lambda_L$ , c'est à dire la profondeur sur laquelle un champ magnétique se manifeste à l'intérieur d'un supraconducteur, dépasse d'un facteur dix environ celle des anciens supraconducteurs.

La bidimensionalité de ces matériaux se traduit par une importante anisotropie des constantes physiques, ce qui explique les différentes valeurs numériques données pour une même constante dans le tableau de la figure 13.

Il faut noter également la faiblesse de l'effet isotopique pour ces nouveaux matériaux. Les mesures faites conduisent à des valeurs bien différentes du coefficient  $\alpha$  espéré par la théorie BCS.

Malgré ces différences, les théories classiques ne doivent pas être écartées. En effet, les expériences dégagent actuellement une tendance très nette vers un mécanisme classique. La formation de paires de Cooper est largement admise, mais semble faire appel à une interaction forte, et non plus faible comme dans le cas des anciens supraconducteurs.

Il semble que les modèles classiques utilisés alors, restent valables pour traiter la plupart des problèmes posés par les supraconducteurs à haute  $T_c$ . Nous les utiliserons dans la suite de notre étude.



	supraconducteur HTc			supraconducteur classique
	YBaCuO	BiSrCaCuO	TlBaCaCuO	Nb
T <sub>c</sub> (K)	92	110	125	9,2
H <sub>c1</sub> (T)	//c 7.10 <sup>-2</sup> ⊥c 10 <sup>-2</sup>			0,198
H <sub>c2</sub> (T)	//c 50 ⊥c 200	108	130	
λ(0K) Å	//c 5 à 10000 ⊥c 1500	4200	2200	850
ξ (0K) Å	//c 3 ⊥c 16	17	16	300
2Δ(0K) meV	40			2,8
J <sub>c</sub> (A/cm <sup>2</sup> )	10 <sup>6</sup> à T <sub>c</sub> /2			10 <sup>6</sup> à T <sub>c</sub> /2

figure 13 : Quelques grandeurs physiques des matériaux supraconducteurs à haute T<sub>c</sub>. Comparaison avec un supraconducteur classique Nb.

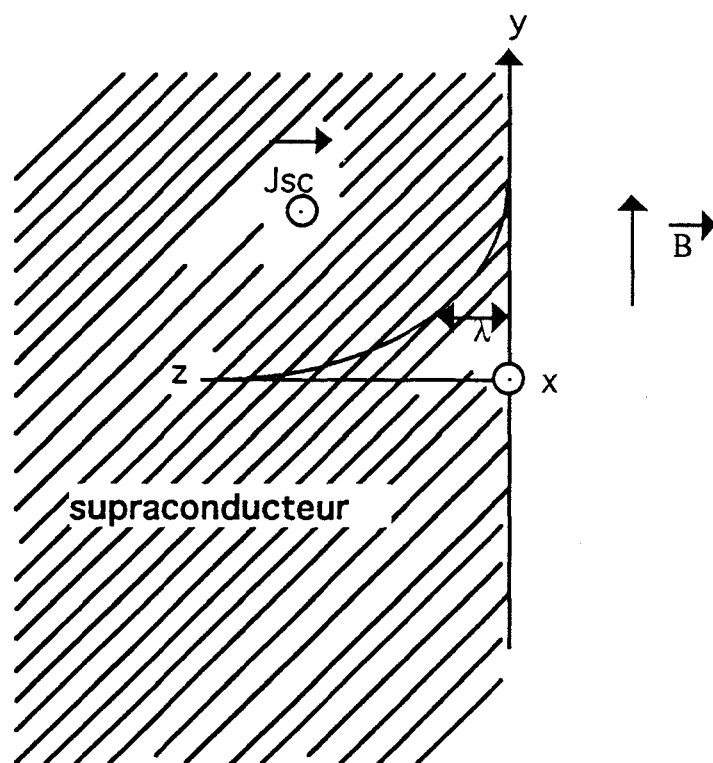


figure 14 : Profondeur de pénétration  $\lambda_L$  pour un supraconducteur semi-infini, soumis à un champ magnétique B.

## I\_1.4 Propriétés électromagnétiques des supraconducteurs

### I\_1.4.1 La profondeur de pénétration

L'exclusion du champ magnétique dans un supraconducteur n'est pas totale, rappelons le, puisqu'elle nécessite l'apparition d'un courant à la surface de l'échantillon. Intéressons nous au comportement du champ magnétique dans cette région. Afin de simplifier les calculs, considérons un supraconducteur de dimension finie, limité par le plan (x,y), et soumis à un champ magnétique  $\vec{B}$ , constant et parallèle à y (figure 14).

A partir des équations de Maxwell et de London, on obtient la densité de courant lié aux électrons appairés

$$\text{soit} \quad \vec{J}_{sc} = \vec{J}_0 \exp\left(\frac{-z}{\lambda_L}\right)$$

$\lambda_L$  représente donc la profondeur de pénétration du courant continu dans un supraconducteur. Ainsi, dans un supraconducteur, même en continu, le courant ne circule que sur une profondeur limitée. Il existe donc en continu une sorte d'effet de peau similaire à celle que l'on a pour les conducteurs normaux en alternatif.

En régime sinusoïdal,  $\lambda_L$  est indépendant de la fréquence, mais varie fortement avec la température.

D'après le modèle à deux fluides :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_{L0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (6)$$

où  $\lambda_{L0}$  est la profondeur de pénétration de London à  $T=0K$ .

De façon plus générale, on peut utiliser une seule formulation faisant intervenir l'effet de peau normale  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$  et la profondeur de pénétration  $\lambda_L$  :

$$\delta_T = \sqrt{\frac{2}{\left(\frac{1}{\lambda_L^2} + \sqrt{\frac{1}{\lambda_L^4} + \omega^2 \sigma_n^2 \mu_0^2}\right)}} \quad (7)$$

Dans l'état normal, c'est à dire pour  $T < T_c$ ,  $\lambda_L$  étant infini, on retrouve l'épaisseur de peau classique :  $\delta_T = \delta$ . Dans l'état supraconducteur dès que  $T$  devient inférieur à  $T_c$ ,  $\delta_T$  tend vers  $\lambda_L$ .

La figure 15 représente cette évolution, pour un supraconducteur de type YBaCuO, de conductivité à  $T=T_c$  égale à  $2 \text{ S}/\mu\text{m}$ , avec  $T_c=92\text{K}$ .

#### I\_1.4.2 La conductivité complexe

Le comportement particulier des supraconducteurs donne lieu à une expression nouvelle de la conductivité, qui s'écrit d'après le modèle à deux fluides introduit par Gorter et Casimir, sous la forme complexe :

$$\sigma^* = \sigma_n - j \sigma_{sc} \quad (8)$$

où  $\sigma_n$  est la conductivité des porteurs normaux et correspond à l'énergie perdue dans le matériau,

$\sigma_{sc}$  est liée aux porteurs participant à la supraconductivité, et correspond à l'énergie stockée dans le matériau.

Les valeurs de  $\sigma_n$  et  $\sigma_{sc}$  que nous utiliserons par la suite sont données, dans le cas des supraconducteurs classiques, par les expressions empiriques [23] :

$$\sigma_n = \sigma_{nc} \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (9)$$

pour  $T < T_c$

$$\sigma_{sc} = \frac{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}{\omega \mu_0 \lambda_{L0}^2} \quad (10)$$

où  $\sigma_{nc}$  représente la conductivité pour une température  $T$  juste supérieure à  $T_c$ ,  
 $\lambda_{L0}$  est la profondeur de pénétration de London à 0K.

La profondeur de pénétration effective est en générale plus élevée que la profondeur de pénétration de London calculée, surtout pour les supraconducteurs à haute  $T_c$  actuels, à cause de l'existence de défauts, d'impuretés, des joints de grains ou de l'anisotropie de ces matériaux. Malgré cette incertitude sur la valeur de  $\lambda_L$ , le modèle à deux fluides est un outil pratique, quoique sa validité n'ait pas été établie pour les nouveaux supraconducteurs. Il sera utilisé dans ce qui suit, avec prudence cependant, pour les valeurs de  $T$  proches de 0K ou de  $T_c$ .

A titre d'exemple pour YBaCuO, les évolutions de  $\sigma_n$  et  $\sigma_{sc}$  en fonction de la température sont données sur la figure 16. Pour cet exemple, on a pris des valeurs de paramètres  $T_c$ ,  $\lambda_0$  et  $\sigma_{nc}$  obtenues actuellement avec les meilleurs films minces.

Il existe bien sûr d'autres expressions plus élaborées des valeurs de  $\sigma_n$  et  $\sigma_{sc}$ , issues de la théorie BCS [13], ou de celle de Mattis et Bardeen [24], expressions valables dans les cas où  $\lambda_L \ll \xi$ . Dans notre étude, nous utiliserons les formulations (9) et (10).

### I\_1.4.3 L'impédance de surface

Les propriétés de propagation d'une ligne de transmission, et les facteurs de qualité des cavités résonantes, dépendent directement de l'impédance de surface des conducteurs constituant la structure. Dans ce paragraphe, nous utiliserons la conductivité

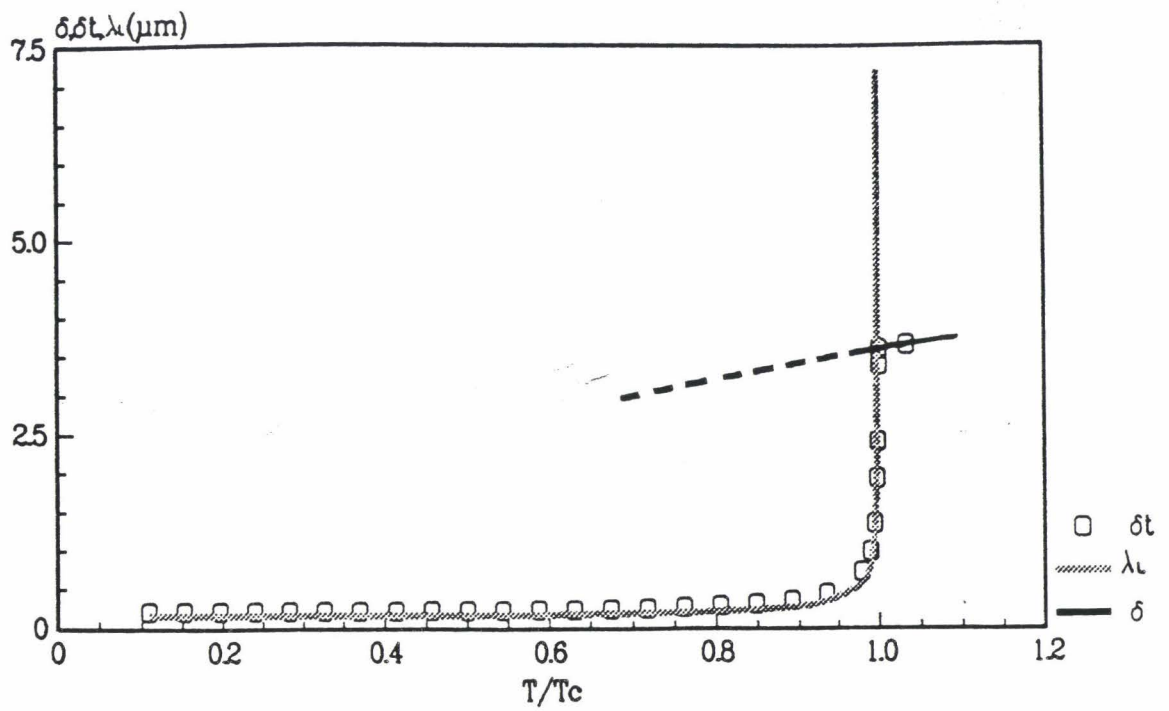


figure 15 : Evolution en température de l'épaisseur de peau  $\delta_t$  pour un supraconducteur :  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{\AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6 \text{ S/m}$  10GHz

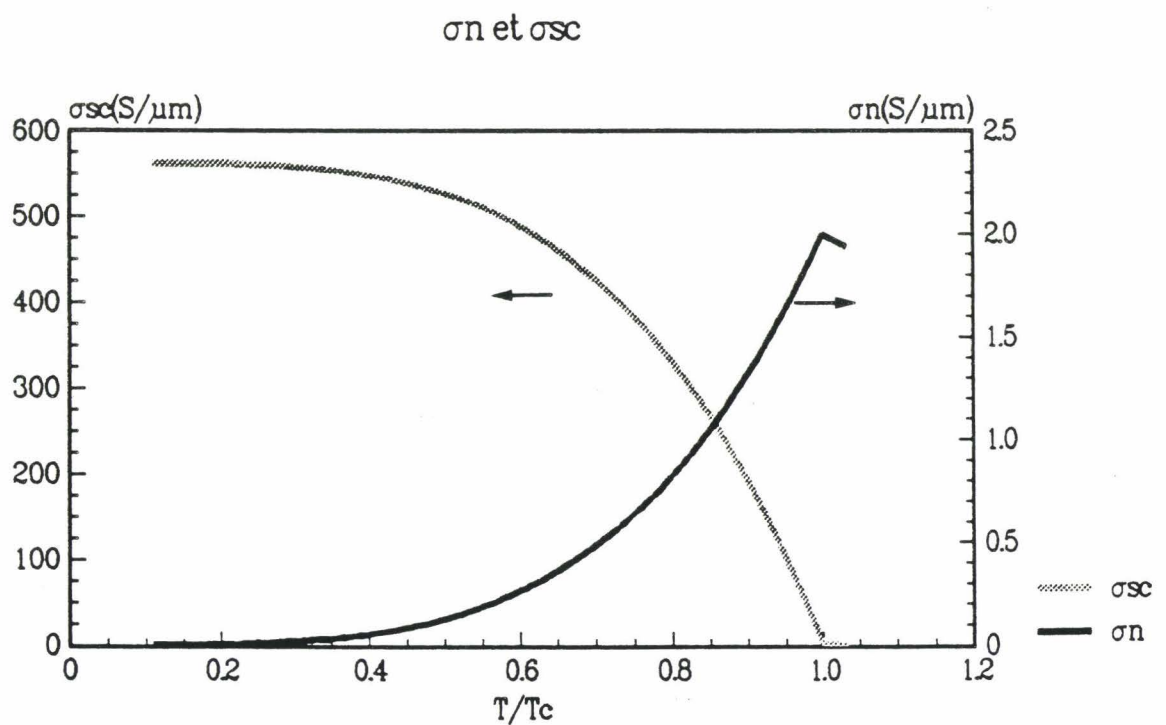


figure 16 : Evolution en température de la conductivité complexe  $\sigma^* = \sigma_n - j\sigma_{sc}$  pour un supraconducteur :  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{\AA}$   $\sigma_{nc}=2.10^6 \text{ S/m}$  10GHz

complexe définie précédemment, pour obtenir les expressions de l'impédance de surface d'un supraconducteur.

Soit une surface plane conductrice semi-infinie, d'épaisseur  $t$ , de conductivité  $\sigma$ . Son impédance de surface carrée  $Z_{s\sigma}$  est classiquement donnée par le rapport des champs électriques et magnétiques tangentiels régnant à sa surface [25] :

$$Z_{s\sigma} = \frac{E_{\text{tan}}}{H_{\text{tan}}} = \frac{E_{\text{tan}}}{\int_0^t J_t dz} \quad (11)$$

qui prend après utilisation des équations de Maxwell, l'expression bien connue :

$$Z_{s\sigma} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} \coth(\sqrt{j\omega\mu_0\sigma} \cdot t) \quad (12)$$

a) cas du conducteur normal :

Pour un film conducteur classique,  $Z_{s\sigma}$  peut s'écrire  $Z_{s\sigma} = R_{s\sigma} + jX_{s\sigma}$ , où  $R_{s\sigma}$  et  $X_{s\sigma}$  présentent des expressions en fonction de l'épaisseur de peau  $\delta$ , peu différentes l'une de l'autre :

$$R_{s\sigma} = \frac{(1 + \tan^2 \frac{t}{\delta}) \cdot \text{th} \frac{t}{\delta} + (1 - \text{th}^2 \frac{t}{\delta}) \cdot \tan \frac{t}{\delta}}{\delta \sigma \cdot (\tan^2 \frac{t}{\delta} + \text{th}^2 \frac{t}{\delta})} \quad (13)$$

$$X_{s\sigma} = \frac{(1 + \tan^2 \frac{t}{\delta}) \cdot \text{th} \frac{t}{\delta} - (1 - \text{th}^2 \frac{t}{\delta}) \cdot \tan \frac{t}{\delta}}{\delta \sigma \cdot (\tan^2 \frac{t}{\delta} + \text{th}^2 \frac{t}{\delta})} \quad (14)$$

Ainsi dans le cas de films conducteurs métalliques, les évolutions de  $R_{sa}$  et  $X_{sa}$  en fonction de la fréquence sont données sur la figure 17, pour une épaisseur de  $3 \mu\text{m}$ .

b) cas du supraconducteur :

Comme nous l'avons vu, la densité de courant total  $\vec{J}_t$  dans un supraconducteur, est une somme des deux termes  $\vec{J}_n$  et  $\vec{J}_{sc}$ , densité de courant des porteurs normaux et appairés.

Afin d'obtenir l'expression de l'impédance de surface d'un supraconducteur, il suffit de remplacer les termes  $\vec{J}_t$  de l'équation (21) par la somme:

$\vec{J}_t = \vec{J}_n + \vec{J}_{sc} = \sigma_n \vec{E} - j\sigma_{sc} \vec{E}$ . Ceci revient à remplacer la conductivité  $\sigma$  de l'équation (22) par la quantité complexe  $\sigma = \sigma_n - j\sigma_{sc}$ .

Les valeurs des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface s'écrivent alors :

$$R_{sa} = \frac{A}{\text{th}^2(Bx_2) + \tan^2(Bx_1)} (x_1 \cdot (1 + \tan^2(Bx_1)) \cdot \text{th}(Bx_2) + x_2 \cdot (1 - \text{th}^2(Bx_2)) \cdot \tan(Bx_1)) \quad (15)$$

$$X_{sa} = \frac{A}{\text{th}^2(Bx_2) + \tan^2(Bx_1)} (x_2 \cdot (1 + \tan^2(Bx_1)) \cdot \text{th}(Bx_2) - x_1 \cdot (1 - \text{th}^2(Bx_2)) \cdot \tan(Bx_1)) \quad (16)$$

$$\text{avec } A = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{(\sigma_n^2 + \sigma_{sc}^2)}} \quad ; \quad B = \sqrt{\omega\mu_0 \cdot t}$$

$$x_1 = \sqrt{\frac{-\sigma_{sc} + \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{sc}^2}}{2}} \quad ; \quad x_2 = \sqrt{\frac{\sigma_{sc} + \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{sc}^2}}{2}}$$

La figure 18 représentent l'évolution théorique de  $R_{sa}$  et  $X_{sa}$  en fonction de la fréquence, pour un échantillon supraconducteur de type YBaCuO, d'épaisseurs  $0,3 \mu\text{m}$  à  $77\text{K}$ .

La figure 19 représente l'évolution de ces mêmes grandeurs en fonction, cette fois de la température, à une fréquence de  $10 \text{ GHz}$ .

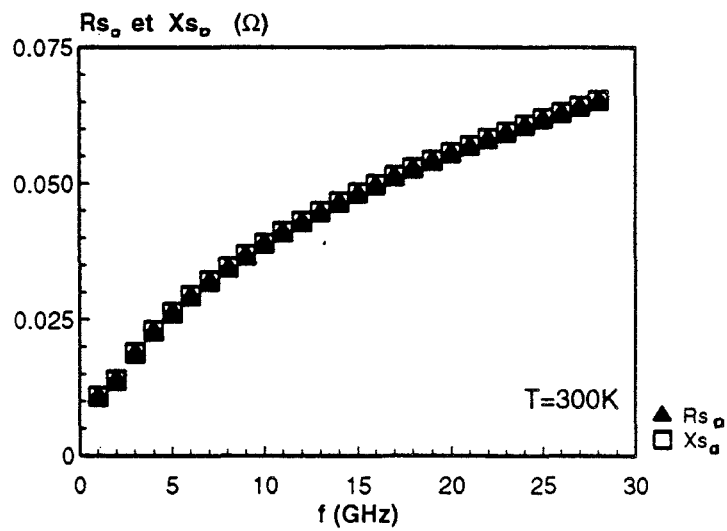


figure 17 : Evolution en fréquence des parties réelle  $R_{s_0}$  et imaginaire  $X_{s_0}$  de l'impédance de surface d'un conducteur métallique de conductivité  $\sigma=4.5.10^7$ S/m et d'épaisseur  $t= 3 \mu\text{m}$

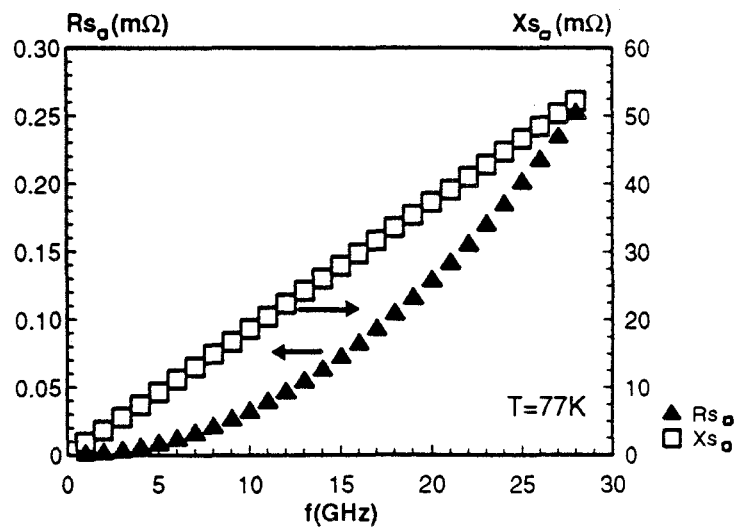


figure 18 : Evolution en fréquence des parties réelle  $R_{s_0}$  et imaginaire  $X_{s_0}$  de l'impédance de surface d'un supraconducteur :  $T_c=92$ K,  $\lambda_0=1500 \text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m et d'épaisseur  $t=0.3 \mu\text{m}$



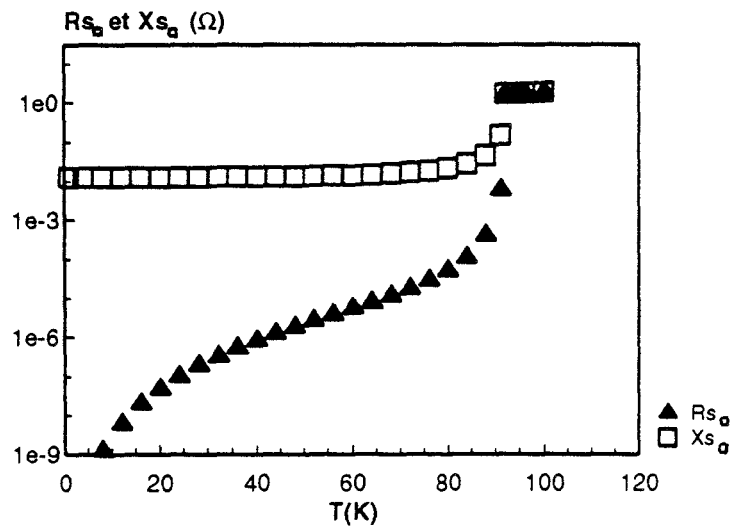


figure 19 : Evolution en température des parties réelle  $R_{s_0}$  et imaginaire  $X_{s_0}$  de l'impédance de surface d'un supraconducteur :  $T_c=92K$ ,  $\lambda_0=1500 \text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6 \text{ S/m}$  et d'épaisseur  $t=0.3 \mu\text{m}$  à 10GHz.

Pour un supraconducteur, d'après le modèle à deux fluides,  $\sigma_{sc}$  devient prépondérant devant  $\sigma_n$ , quand la température diminue en dessous de  $T_c$ . La partie imaginaire  $X_s$  devient alors supérieure à la résistance de surface  $R_s$ , comme le montre les figures 18 et 19. Ce phénomène traduit, dans l'état supraconducteur, l'existence d'un terme inductif important,  $L_k$ , appelé inductance cinétique lié à la présence d'électrons appairés. L'existence d'une telle inductance dans une ligne de propagation en hyperfréquences, peut modifier considérablement la propagation de l'onde le long de cette ligne.

Si la géométrie de la structure de propagation et les conditions d'utilisation permettent une contribution non négligeable de l'inductance  $L_k$ , cette dernière pourra influencer sur la vitesse de phase, et être à l'origine d'un ralentissement de l'onde. La figure 20 représente l'évolution de  $L_k$  avec la température, pour un film supraconducteur de type YBaCuO avec  $T_c=92K$ ,  $\sigma_{nc}=2 S/\mu m$ , et une épaisseur de  $0,3 \mu m$ . L'inductance  $L_k$  reste invariant avec la fréquence. Par contre, elle est dépendante de l'épaisseur  $t$  du film supraconducteur. Cet effet a été décrit par P.Swihart [26], qui prévoit la loi de variation suivante :

$$L_k = \mu_0 \lambda_L(T) \coth \frac{t}{\lambda_L(T)} \quad (17)$$

Cette formule cesse d'être valable pour des températures proches de  $T_c$ . Ceci est montré sur la figure 20, où la valeur de  $L_k$  est représentée, d'une part à partir de la formule approchée de Swihart (17), et d'autre part à partir de l'expression plus complète de  $\frac{X_{sa}}{\omega}$  (14). Ces deux

courbes sont analogues jusqu'à une température d'environ  $0,95T_c$ .

Par ailleurs, l'emploi d'un film d'épaisseur inférieure à  $\lambda_L$  permet d'augmenter la valeur de l'inductance  $L_k$  dans des proportions importantes comme le montre la figure 21 .

A cet effet d'inductance cinétique vient s'ajouter une chute de la résistance de surface  $R_s$ , quand la température diminue en dessous de  $T_c$ . Les avantages qui en découlent sont évidents pour les applications de propagation en hyperfréquences. Cependant, comme on peut le constater sur la figure 18, la résistance de surface  $R_s$  d'un supraconducteur augmente proportionnellement au carré de la fréquence, alors qu'elle n'est proportionnelle qu'à la racine carrée de la fréquence (ou indépendante pour un film très fin) pour un conducteur ordinaire, ce qui limite la fréquence d'utilisation d'un supraconducteur.

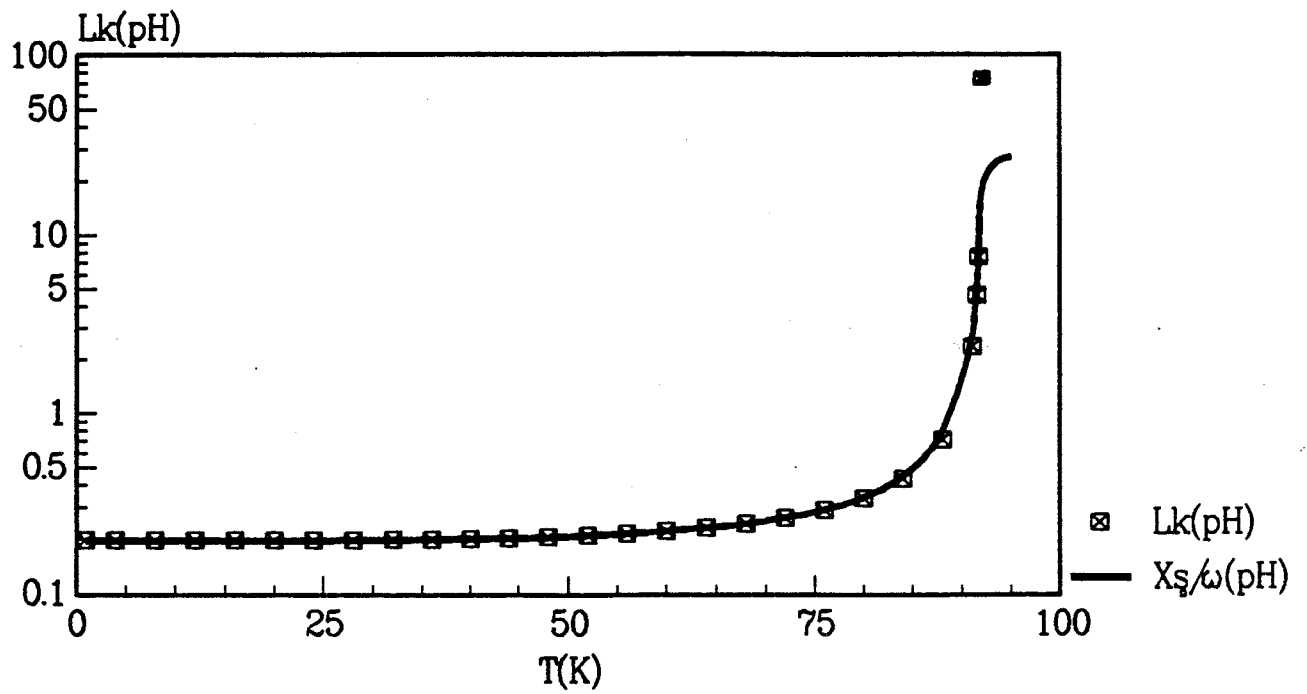


figure 20 : Evolution en température de l'inductance cinétique  $L_k$ , pour un supraconducteur :  $T_c=92$ K,  $\lambda_0=1500$  Å,  $\sigma_{nc}=2.10^6$ S/m,  $t=0.3\mu\text{m}$ , à 10GHz.

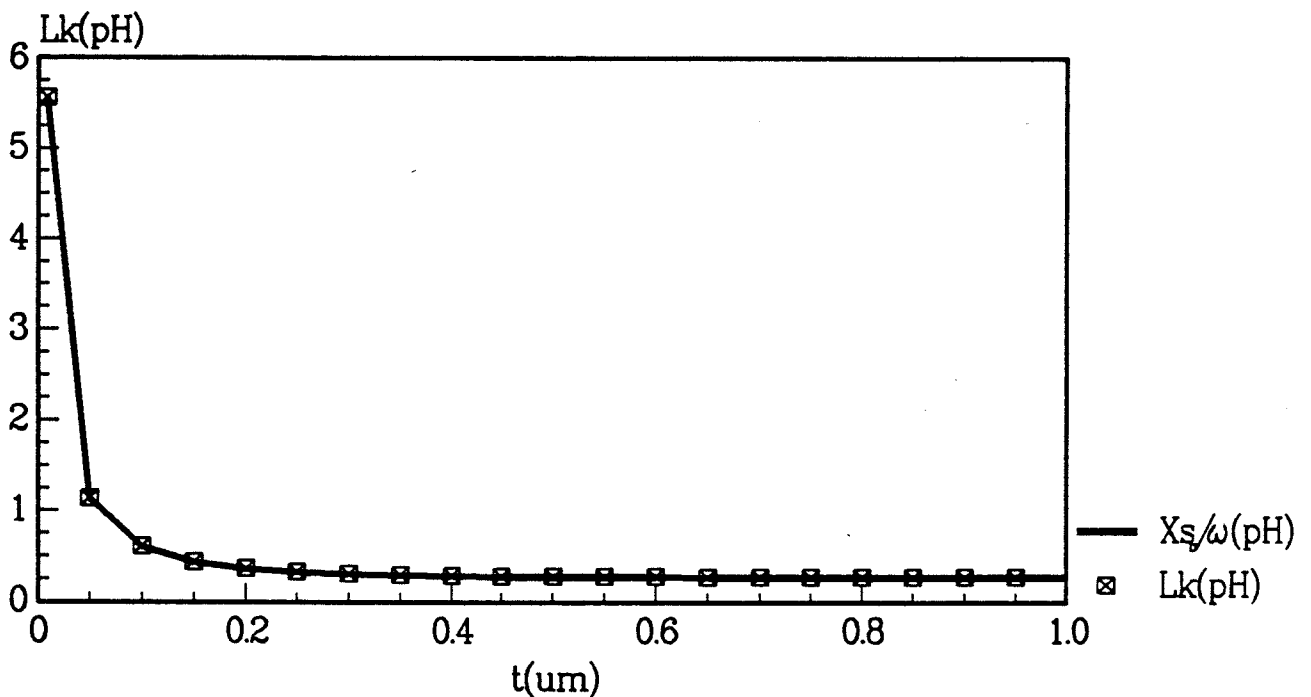


figure 21: Evolution de l'inductance cinétique  $L_k$  en fonction de l'épaisseur d'un film supraconducteur :  $T_c=92$ K,  $\lambda_0=1500$  Å,  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m, à 10GHz et 77K.

Ainsi, pour obtenir une valeur importante de l'inductance cinétique  $L_k$ , un film très fin ou une température proche de  $T_c$  sont nécessaires. Mais, dans ces deux cas, la valeur de la résistance de surface  $R_s$  se trouve, elle aussi, augmentée, effet le plus souvent indésirable.

La température d'utilisation et la géométrie, notamment les épaisseurs des films et substrats, devront être judicieusement choisies selon l'application et les performances désirées, afin de bénéficier du comportement particulier de l'impédance de surface  $Z_s$  d'un supraconducteur.

## **I\_2 Propagation sur une ligne de transmission supraconductrice**

### **I\_2.1 Choix de la structure de propagation**

Il existe un grand nombre de structures permettant la transmission des ondes hyperfréquences. Ces structures, dont les principales sont répertoriées dans le tableau de la figure 22, se différencient par :

- une géométrie ouverte ou fermée,
- un milieu de propagation homogène ou non,
- le nombre de conducteurs métalliques.

Les guides d'ondes sont caractérisés par de faibles pertes, mais ils sont lourds et encombrants. La réalisation de circuits hyperfréquences en guides d'ondes pose de sérieux problèmes d'assemblage et d'intégration des circuits, tels que les semi-conducteurs.

Les lignes coaxiales, fragiles et d'utilisation difficiles, sont surtout utilisées pour les équipements d'instrumentation et de précision.

Les lignes unifilaires ou bifilaires, en raison de leur rayonnement, sont très peu adaptées à la propagation des microondes.

Les lignes à ruban équilibré, ou “striplines”, posent quant à elles des problèmes de connexions et d’intégration de composants, puisqu’il s’agit de lignes à structure fermée.

### **I\_2.1.1 Les lignes à structure planaire**

#### **a) Les avantages**

En vue de réaliser des dispositifs hyperfréquences peu encombrants, intégrant des composants actifs et passifs sur un seul circuit, hybride ou même monolithique, il est nécessaire de disposer de circuits à structure planaire. Ces derniers se situent pratiquement dans un univers à deux dimensions. Leur fabrication par des procédés lithographiques est relativement simple, et facile à reproduire en grande série.

Les lignes planaires sont composées de films conducteurs, déposés sur l’une ou les deux faces d’une plaque isolante, appelée substrat diélectrique. Leurs propriétés dépendent des dimensions et de la permittivité du substrat. Les trois types de lignes planaires les plus couramment employées sont : la ligne microruban, la ligne coplanaire et la ligne à fente, toute trois représentées sur la figure 22.

L’implantation de composants actifs ou passifs, tels que les diodes et les transistors, y est relativement facile. Ils sont généralement connectés en série sur les lignes microrubans, et en parallèle sur les lignes à fentes et les lignes coplanaires.

#### **b) Les inconvénients**

Les lignes de transmission planaires sont des lignes inhomogènes, puisque la propagation des ondes s’effectue d’une part dans le diélectrique, et d’autre part dans l’air. Le mode dominant de ces structures est donc un mode hybride, les six composantes des champs électromagnétiques étant non nulles.

Les lignes de transmission planaires sont à structure ouverte. De ce fait, elles rayonnent dans l’espace environnant, effet le plus souvent indésirable, et qui augmente

structure	Homogène	Inhomogène
ouverte	ondes dans l'espace libre ligne unifilaire ligne bifilaire	guides diélectriques fibres optiques ligne de Goubau ligne microruban ligne coplanaire ligne à fente ligne bifilaire isolée
fermée	guides d'ondes métalliques ligne coaxiale ligne à ruban	guides d'ondes métalliques chargé ligne coaxiale chargée

les circuits planaires :



ligne microruban

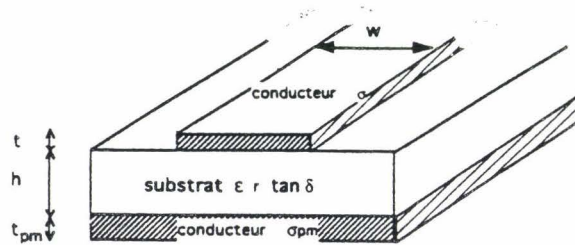


ligne coplanaire

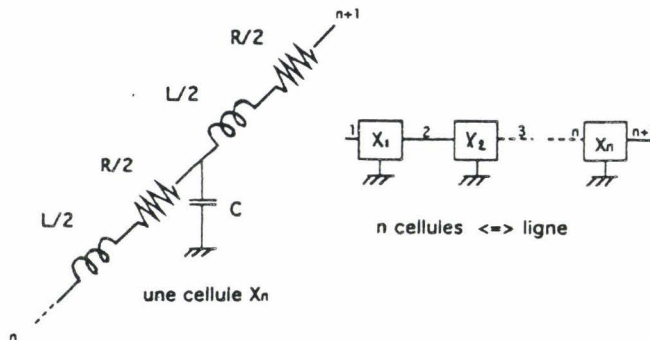


ligne à fente

figure 22: Classification des lignes et guides d'ondes



a\_ Structure géométrique d'une ligne microruban



b\_ schéma équivalent de la ligne microruban

figure 23 : Structure géométrique (a) et schéma équivalent distribué (b) d'une ligne microruban

avec la fréquence. L'utilisation de substrats à haute permittivité diélectrique permet de réduire ce rayonnement, et par la même occasion les dimensions du circuit.

Deux autres limitations des structures planaires sont également à noter: leur faible tenue en puissance, et les discontinuités introduites par les connecteurs. Ces derniers, indispensables, sont en effet à l'origine de réflexions multiples difficiles à supprimer.

### *I\_2.1.2 Le choix de la ligne microruban*

La ligne microfente a été proposée par S.B.Cohn en 1968 [27], pour être utilisée avec ou en remplacement de la ligne microruban, dans certaines réalisations intégrées en hyperfréquences. Cependant, elle reste fort peu usitée en comparaison avec la ligne coplanaire ou la ligne microruban.

Les circuits coplanaires offrent de nombreux avantages sur les lignes microrubans conventionnelles pour les applications de circuits microondes hybrides ou monolithiques, sur des substrats tels que GaAs. Il est facile notamment d'y insérer des composants actifs ou passifs, en parallèle comme en série. Cependant les circuits coplanaires présentent des difficultés de mise en oeuvre, lorsque les schémas électriques envisagés deviennent complexes. Il n'est pas toujours aisé de relier les plans de masse entre eux à l'aide, par exemple, des ponts conducteurs, qui sont souvent à l'origine d'effets parasites. Actuellement, le principal atout des circuits coplanaires pour des supraconducteurs à haute  $T_c$ , est qu'ils ne nécessitent qu'une seule face de déposition du matériau. En effet, rares sont les laboratoires, qui parviennent aujourd'hui, à faire croître des films supraconducteurs à haute  $T_c$  de bonne qualité, sur les deux faces d'un même substrat [28].

En fait, il est encore difficile à l'heure actuelle de prévoir laquelle des deux structures, microruban ou coplanaire, permettra de valoriser au mieux les performances des supraconducteurs.

En raison de leur facilité de réalisation et de leur souplesse d'utilisation, les lignes microrubans sont actuellement utilisées dans la plupart des circuits microondes, jusqu'à des fréquences de plusieurs dizaines de gigahertz. La technologie microruban étant la mieux adaptée aux techniques de mesures en froid, dont nous disposons au laboratoire, c'est cette dernière que nous avons choisie d'étudier par la suite, en remplaçant la métallisation classique du ruban par un dépôt supraconducteur à haute  $T_c$ .

### I\_2.2 Approche analytique classique

Une ligne microruban est classiquement constituée d'un substrat complètement métallisé sur l'une de ses faces, et recouvert d'un ruban conducteur sur l'autre face (figure 23). Ses principaux paramètres sont :

pour le substrat :  $h$  : hauteur du diélectrique

$\epsilon_r$  : permittivité

$\tan\delta$  : angle de pertes

pour le conducteur

$w$  : largeur du microruban

$t$  : épaisseur du ruban

$t_{pm}$  : épaisseur du plan de masse

$\sigma$  : conductivité du matériau utilisé pour le ruban

$\sigma_{pm}$  : conductivité du matériau utilisé pour plan de masse

Dans les simulations qui suivent, le plan de masse est considéré parfait :  $\sigma_{pm}$  est infini

La figure 24 donne une indication de la répartition des champs électrique et magnétique. La distribution de ces champs et les caractéristiques de la ligne ne peuvent pas être décrites exactement par des méthodes analytiques. Il est nécessaire de faire appel à des modèles de simulation plus élaborés, telles que la méthode des éléments finis (FEM), l'approche dans le domaine spectral (SDA), ou le raccordement de champs (Mode Matching), dont nous disposons aujourd'hui au laboratoire, grâce à l'équipe d'électromagnétisme, et qui a fait l'objet de nombreuses publications sur les supraconducteurs à haute  $T_c$  [29], [30].



Cependant, il existe un certain nombre de méthodes analytiques approchées, simples à mettre en oeuvre, qui seront utilisés par la suite. Nous vérifierons leur validité par des comparaisons avec les modèles plus complexes, rappelés ci-dessus.

### I\_2.2.1 L'impédance caractéristique $Z_c$

L'impédance caractéristique  $Z_c$  d'une ligne de transmission en hyperfréquences est classiquement donnée par la relation :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R+jL\omega}{G+jC\omega}} \quad (18)$$

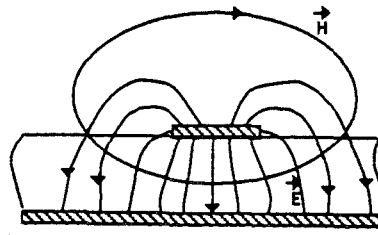
où  $L$ ,  $C$ ,  $G$  et  $R$  sont respectivement: l'inductance, la capacité, la conductance, et la résistance linéique.

#### *L'inductance $L$ :*

Quel que soit le type de conducteur utilisé, l'inductance  $L$  de la ligne de transmission, est la somme de la composante magnétique  $L_m$ , et de la composante cinétique  $L_k$ . Typiquement l'inductance magnétique est prépondérante, et les caractéristiques de la ligne, telles que  $Z_c$  ou la vitesse de phase  $v_\phi$ , sont déterminées uniquement par la géométrie, et les propriétés du diélectrique séparant les conducteurs.

Cependant, il existe des cas où l'inductance cinétique  $L_k$  n'est pas négligeable et où les caractéristiques de la ligne de transmission deviennent alors dépendantes de facteurs extrinsèques, tels que la température ou les champs magnétiques appliqués ; les lignes microrubans supraconductrices en sont un exemple.

Ainsi, pour une ligne microruban supraconductrice, l'inductance totale s'écrit :



**figure 24 :** Lignes de champs électriques et magnétiques dans une ligne microruban

$$L = L_m + L_k \quad H/m$$

$L_m$  peut s'écrire simplement sous la forme  $L_m = \frac{\mu_0 h}{w}$

Il est possible de déterminer  $L_m$  en tenant compte des effets de bords, en utilisant les expressions dûes à Wheeler [31] :

$$L_m = \frac{\mu_0}{2\pi} \left( \ln\left(\frac{8h}{w}\right) + \frac{1}{32} \left(\frac{w'}{h}\right)^2 \right)$$

où  $w'$  est la largeur équivalente du microruban .

A ce terme d'inductance magnétique, vient s'ajouter celui de l'inductance cinétique  $L_k$  qui s'écrit, d'après Swihart [26] :

$$L_k = \frac{\mu_0 h}{w} \left( \frac{\lambda_L}{h} \coth\left(\frac{t}{\lambda_L}\right) + \frac{\lambda_{Lpm}}{h} \coth\left(\frac{t_{pm}}{\lambda_{Lpm}}\right) \right)$$

ou bien, en utilisant les formules précédemment établies (16) :

$$L_k = \frac{X_{sa}}{\omega w} + \frac{X_{s_{pm}}}{\omega w}$$

$pm$  se rapporte au plan de masse.

*La capacité C:*

La capacité linéique s'écrit :

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{eff} w}{h} \quad F/m$$

où  $\epsilon_{eff}$  est la permittivité effective du diélectrique et permet de rendre compte en première approximation de l'inhomogénéité du diélectrique.

Une vérification des valeurs fournies par les expressions simplifiées ci-dessus de l'inductance magnétique  $L_m$  et de la capacité  $C$  a été effectuée sur différents

exemples en utilisant le logiciel de simulation M.D.S (Microwave Design System) de Hewlett-Packard. Cette vérification a été opérée par comparaison des réponses en fréquence fournies par les deux approches en supposant le conducteur idéalement sans pertes.

#### *La conductance G:*

La conductance linéique  $G$ , qui est négligée la plupart du temps, en présence de métallisations classiques de type or ou cuivre, doit être prise en compte dans le cas des supraconducteurs. En effet, la résistance de ces derniers devenant très faible en dessous de  $T_c$ , les pertes diélectriques peuvent devenir prépondérantes devant les pertes conducteur. Si  $G$  n'a pas une grande influence sur l'impédance  $Z_c$ , elle peut en avoir sur la valeur de l'atténuation et de la constante de phase, c'est pourquoi nous la prenons d'ores et déjà en compte :

$$G = \sigma_d \frac{w}{h} \text{ S/m}$$

$$\text{avec } \sigma_d = \omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan \delta_e$$

$$\text{et } \tan \delta_e = \tan \delta \left( \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{\text{eff}}} \left( \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\epsilon_r - 1} \right) \right)$$

#### *La résistance R:*

Il reste à déterminer la résistance linéique  $R$ . Celle-ci est la somme de deux termes résistifs reliés au ruban conducteur  $\frac{R_{s_{\text{c}}}}{w}$  et au plan de masse  $\frac{R_{s_{\text{p.m}}}}{w}$ , où  $R_{s_{\text{c}}}$  est la résistance de surface définie par (15).

#### *Expression de $Z_c$ :*

Dans le cas d'une ligne microruban supraconductrice de largeur  $w$  très grande devant  $h$ , utilisée à une température très inférieure à  $T_c$ , pour que les pertes soient négligeables, l'impédance caractéristique s'écrit :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = 120\pi \frac{h}{w} \sqrt{\frac{1 + \frac{\lambda_L}{h} \coth\left(\frac{t}{\lambda_L}\right) + \frac{\lambda_{Lpm}}{h} \coth\left(\frac{t_{pm}}{\lambda_{Lpm}}\right)}{\epsilon_{eff}}} \quad (19)$$

Cette formule, quoique très simplifiée, valable pour les cas où  $\sigma_1 \ll \sigma_2$ , permet d'évaluer rapidement l'influence des différents paramètres de la structure, tels que  $t$  et  $\lambda_L$ , sur la valeur de l'impédance  $Z_c$ . Elle est en outre très utilisée dans la littérature [31], [32]...

Les dispositifs étudiés dans notre cas présentent des largeurs de lignes du même ordre de grandeur que la hauteur du diélectrique. De plus si l'on veut tenir compte des pertes de la ligne, il est nécessaire d'utiliser les expressions plus complètes de  $L, C, G$  et  $R$ . En remplaçant ces dernières dans (18), nous obtenons les expressions des parties réelle  $\text{Re}(Z_c)$  et imaginaire  $\text{Im}(Z_c)$  de l'impédance caractéristique suivantes :

$$\text{Re}(Z_c) = \sqrt{\frac{(RG + LC\omega^2) + \sqrt{(RG + LC\omega^2)^2 + (LG\omega - RC\omega)^2}}{2(G^2 + C^2\omega^2)}} \quad (20)$$

$$\text{Im}(Z_c) = \pm \sqrt{\frac{-(RG + LC\omega^2) + \sqrt{(RG + LC\omega^2)^2 + (LG\omega - RC\omega)^2}}{2(G^2 + C^2\omega^2)}} \quad (21)$$

$$\text{avec } R = \frac{R_{sa}}{w}, \quad L = L_m + \frac{X_{sa}}{\omega w}$$

$L_m, G$  et  $C$  définis précédemment

$R_{sa}$  et  $X_{sa}$  tirés de (15) et (16).

Le signe de  $\text{Im}(Z_c)$  dépend de celui de  $(GL - RC)$  :

$$\text{Im}(Z_c) > 0 \quad \text{si } (GL - RC) > 0$$

$$\text{Im}(Z_c) < 0 \quad \text{sinon.}$$

$$\text{Im}(Z_c) > 0 \quad \text{si } (GL-RC) > 0$$

$$\text{Im}(Z_c) < 0 \quad \text{sinon.}$$

A titre d'illustration, les figures 25-26 et 27-28 montrent les évolutions de  $\text{Re}(Z_c)$  et  $\text{Im}(Z_c)$  obtenues en fonction de la température et de la fréquence dans le cas d'un film de conductivité  $\sigma=4,5.10^7$  S/m et d'un film supraconducteur de type YBaCuO, dont les paramètres sont :  $T_c=92\text{K}$ , une conductivité à  $T \approx T_c$  :  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m et une profondeur de pénétration  $\lambda_0=1500\text{\AA}$  à  $T=0\text{K}$ . La largeur de la ligne microruban est de  $252 \mu\text{m}$ , le diélectrique a une hauteur de  $254 \mu\text{m}$ , une permittivité de 9,6 et des pertes  $\tan\delta$  égales à  $5.10^{-5}$ .

Dans le cas du film métallique, la variation en température de  $Z_c$  est principalement dûe au terme résistif  $R$ . Il n'intervient pour ainsi dire pas pour  $\text{Re}(Z_c)$  qui reste sensiblement égal à  $\sqrt{\frac{L}{C}}$ . Son influence sur la partie imaginaire est plus marquée.

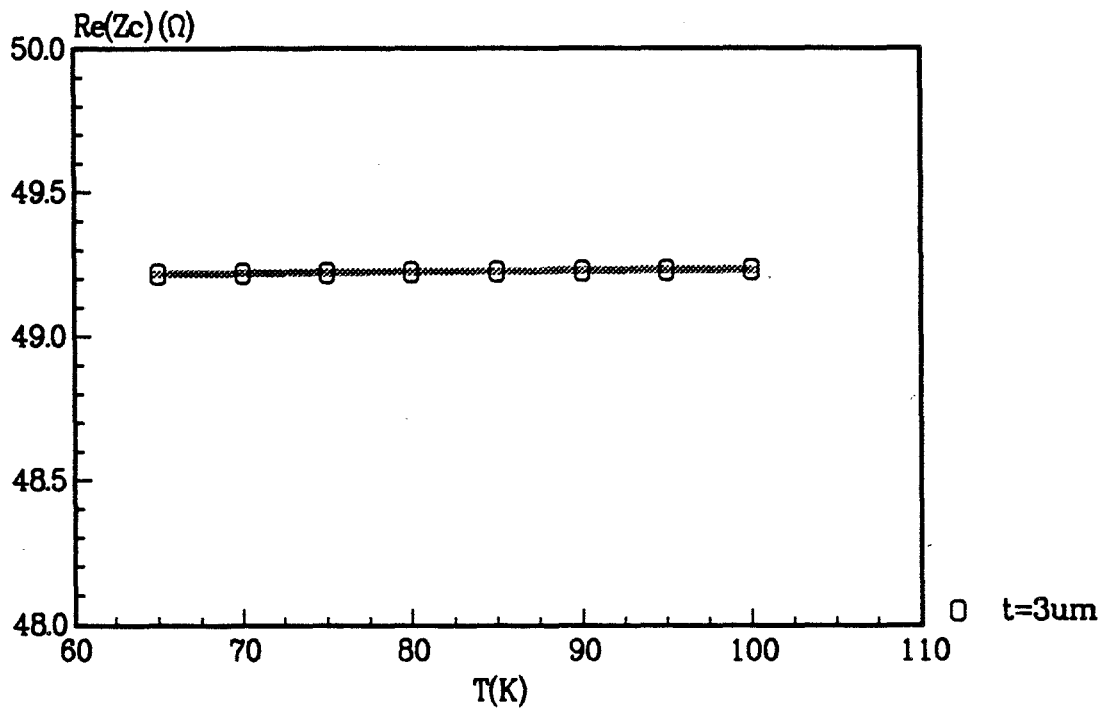
Cependant cette dernière reste négligeable vis à vis de  $\text{Re}(Z_c)$ .

Dans le cas du film supraconducteur, pour une température inférieure à  $T_c$ , les parties réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique  $Z_c$  ont le même comportement en température que celle du film métallique. Quand la température se rapproche de  $T_c$ , l'augmentation simultanée de l'inductance cinétique  $L_k$  et de  $R$  se répercute directement sur les valeurs de  $\text{Re}(Z_c)$  et  $\text{Im}(Z_c)$ .

Les parties réelles des impédances caractéristiques des rubans métallique et supraconducteur tendent vers la valeur  $\sqrt{\frac{L}{C}}$  pour des fréquences supérieures à 10 GHz.

Les variations en basses fréquences sont dûes principalement à l'existence des pertes conducteurs pour la ligne microruban métallique, et des pertes diélectriques pour la ligne supraconductrice. De la même façon, ces pertes sont responsables du comportement basse fréquence des parties imaginaires de  $Z_c$ . Les pertes diélectriques confèrent à  $\text{Im}(Z_c)$  de la ligne supraconductrice une valeur positive en basse fréquence. Le terme résistif  $R$  de cette même ligne, qui varie quasiment avec le carré de la fréquence, fait décroître  $\text{Im}(Z_c)$  vers 0.

(a) métal



(b) supraconducteur

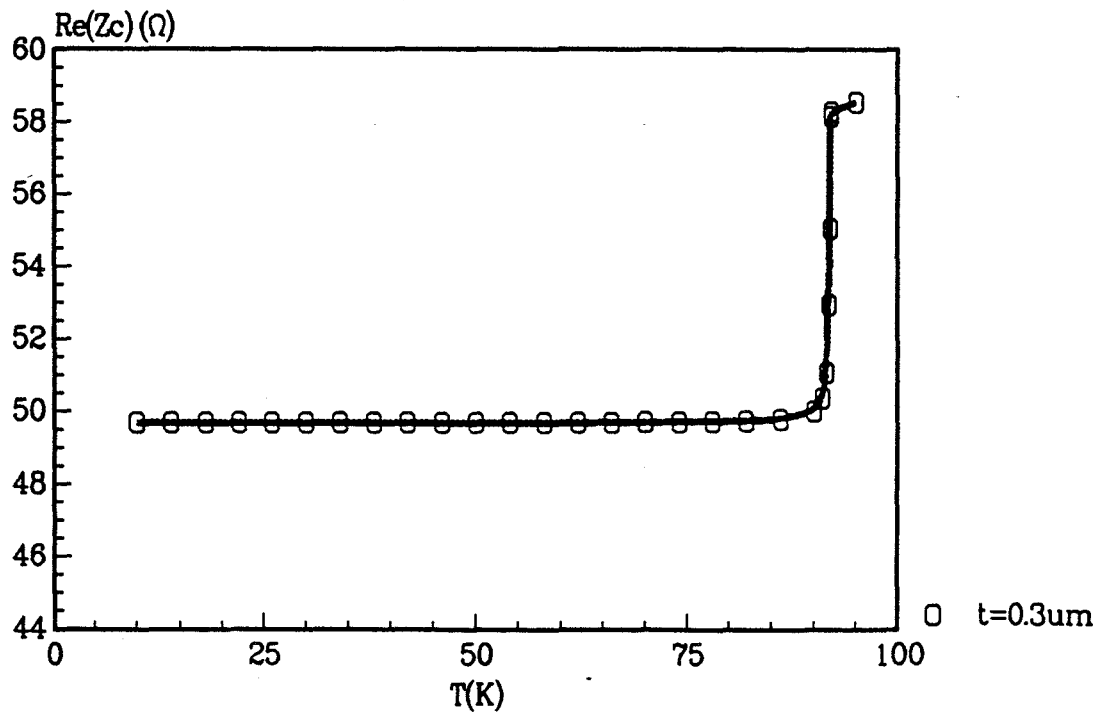


figure 25

Evolutions en température de la partie réelle de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban ( $W=252 \mu\text{m}$ ,  $h=254 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) à 10GHz, avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7 \text{ S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500 \text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6 \text{ S/m}$  (b)

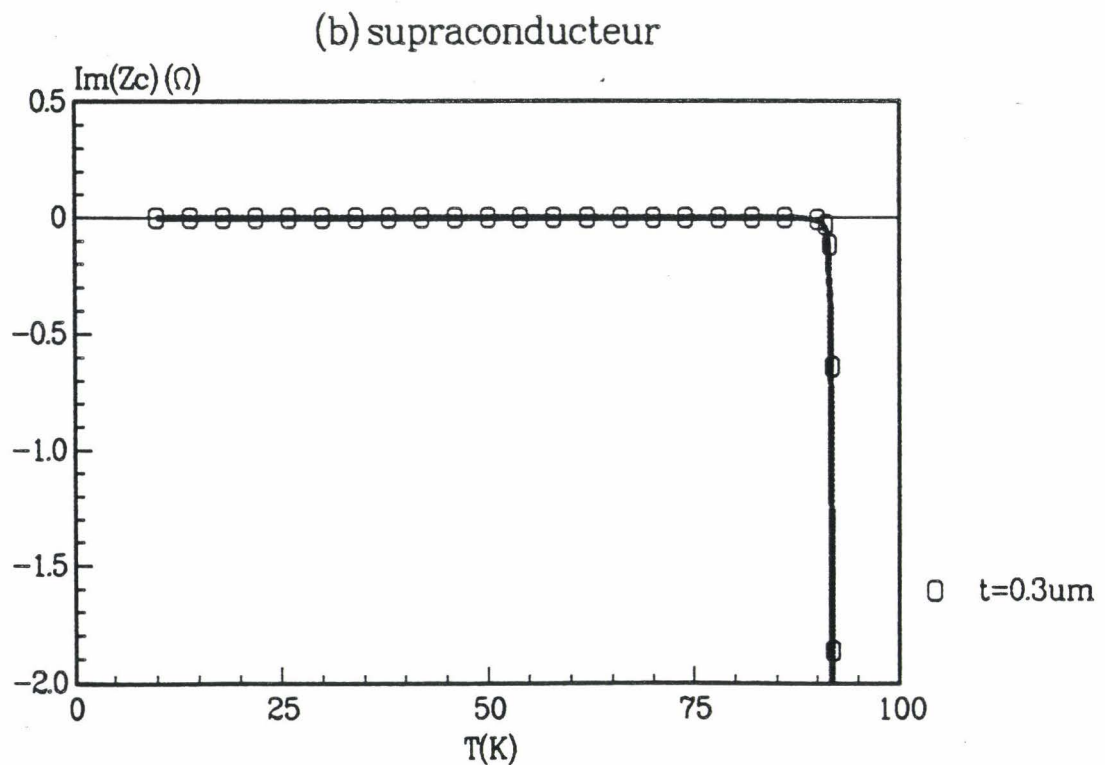
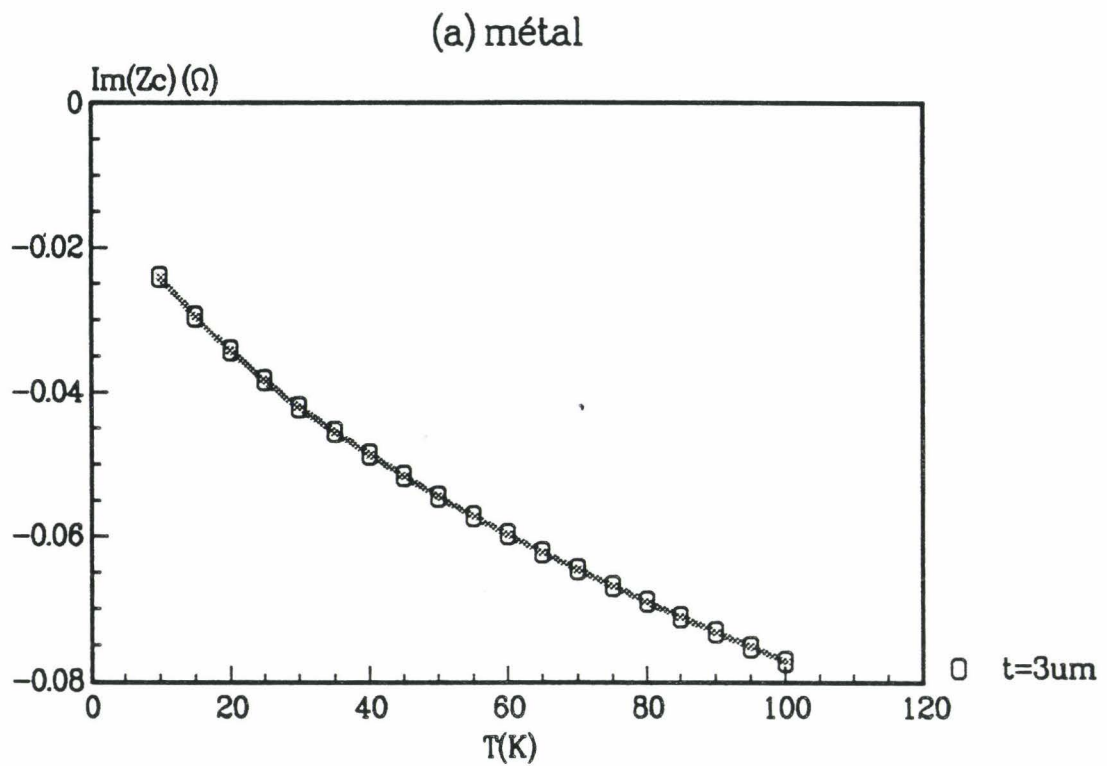
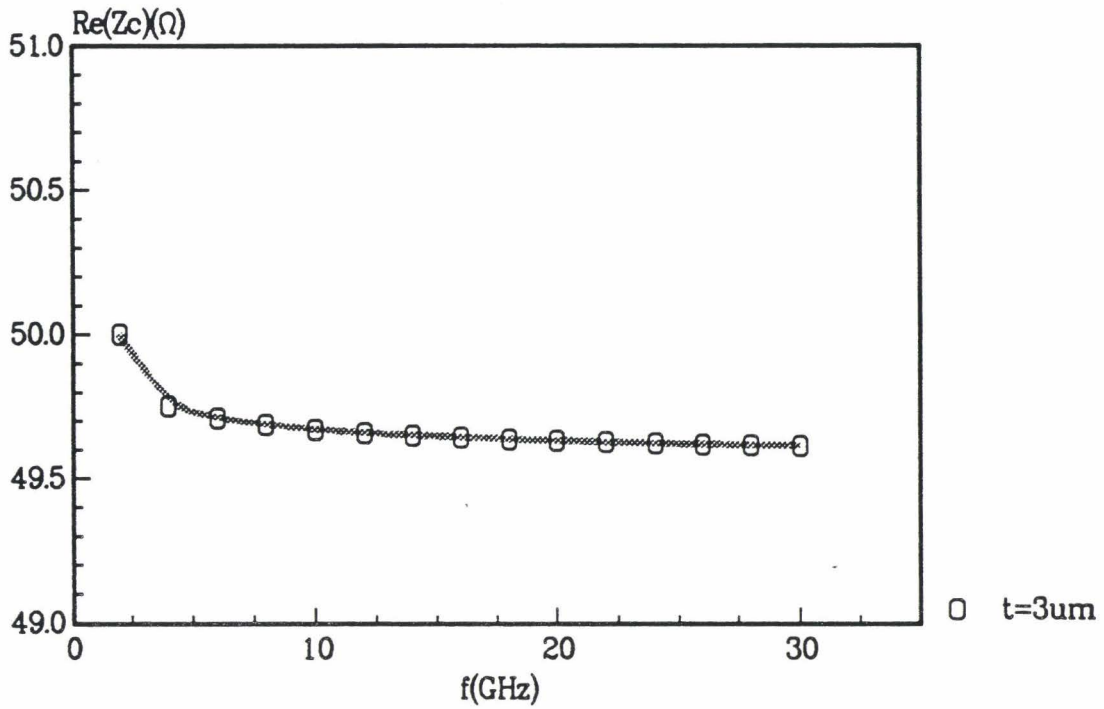


figure 26

Evolutions en température de la partie imaginaire de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban ( $W=252\ \mu\text{m}$ ,  $h=254\ \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) à 10GHz , avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\ \text{S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\ \text{\AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\ \text{S/m}$  (b)



(a) métal



(b) supraconducteur

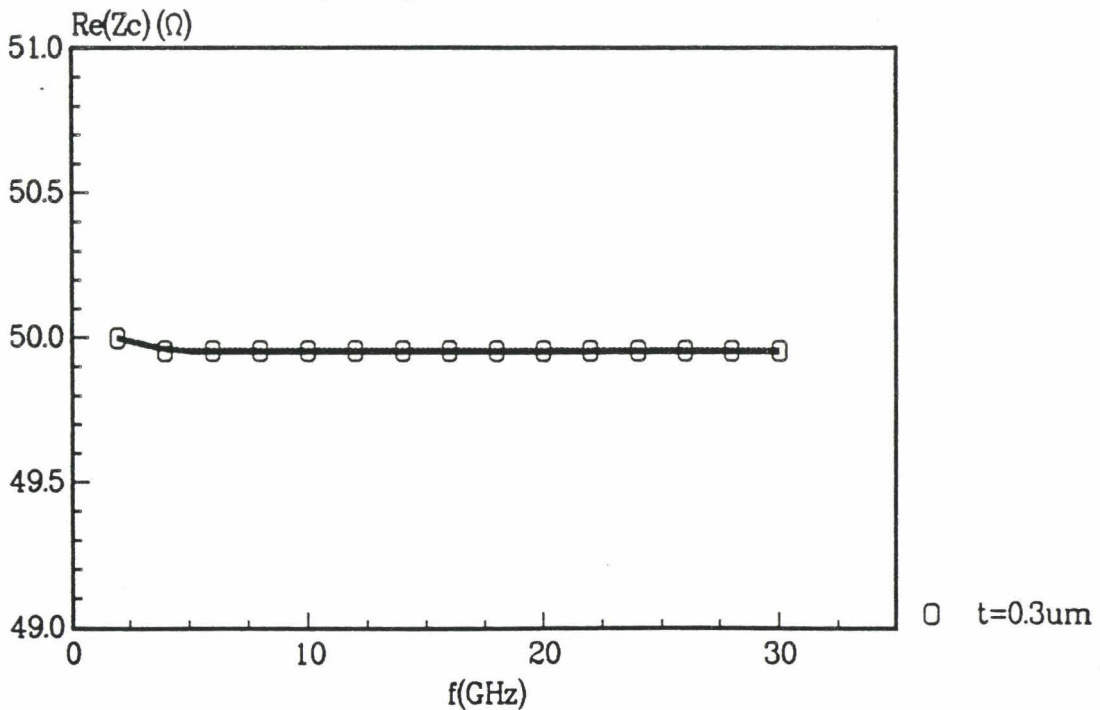


figure 27

Evolutions en fréquence de la partie réelle de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban ( $W=252\ \mu\text{m}$ ,  $h=254\ \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ), avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\ \text{S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\ \text{\AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\ \text{S/m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

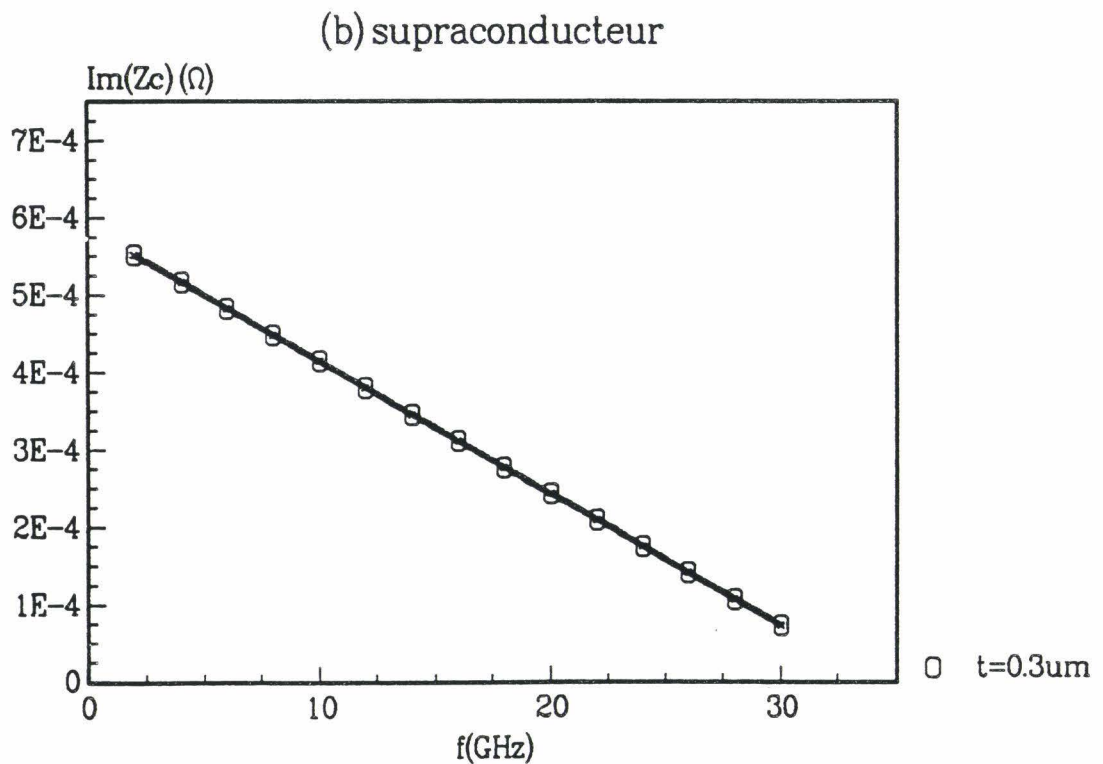
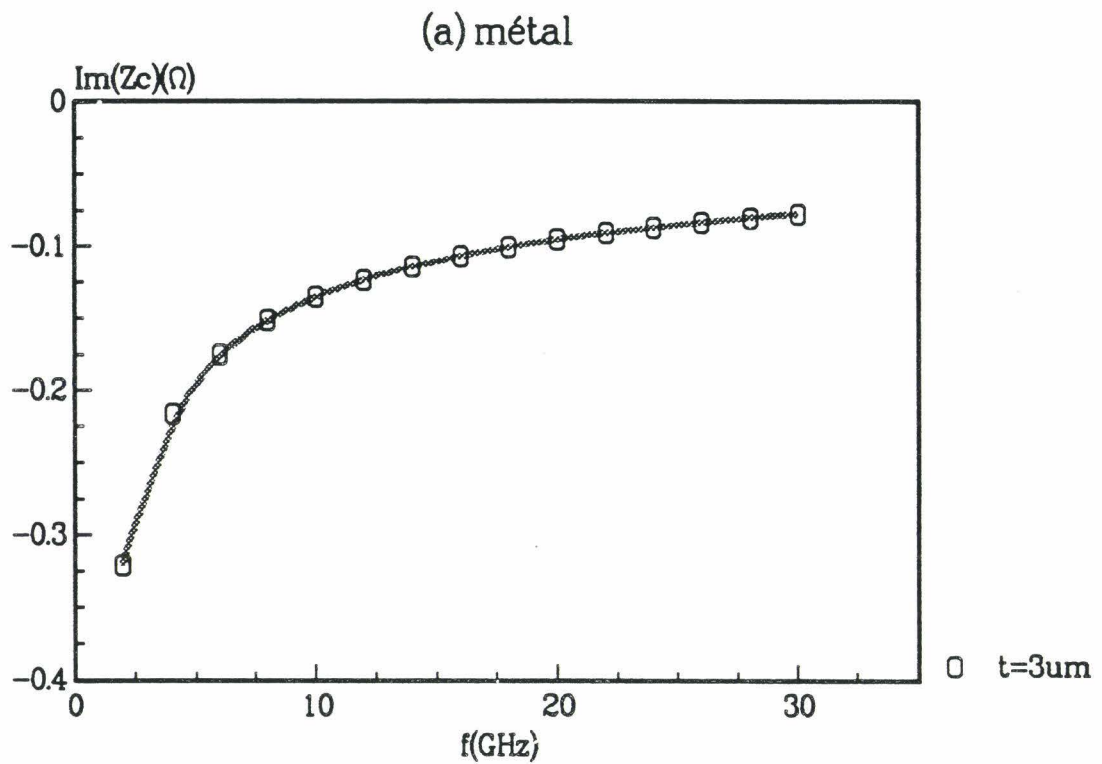


figure 28

Evolutions en fréquence de la partie imaginaire de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban ( $W=252 \mu\text{m}$ ,  $h=254 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ), avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7 \text{ S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500 \text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6 \text{ S/m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

### I\_2.2.2 Le coefficient de propagation $\gamma$

Le coefficient de propagation de l'onde s'écrit classiquement sous la forme complexe :  $\gamma = \alpha + j\beta$  (22).

La partie réelle  $\alpha$ , mesurée en Neper par mètre, est appelée facteur d'atténuation et représente la décroissance de l'onde dans la direction de propagation.

La partie imaginaire  $\beta$ , mesurée en radian par mètre, représente la variation de phase de l'onde dans la direction de propagation. C'est le déphasage linéique.

Pour la ligne microruban hyperfréquence considérée, dont le mode de propagation est un mode quasi TEM, la théorie des lignes donne :

$$\gamma = \sqrt{Z_{\text{série}} \cdot Y_{\text{parallèle}}} \quad (23)$$

$$\text{avec } Z_{\text{série}} = \frac{R_{\text{sa}}}{W} + j \left( Lm + \frac{X_{\text{sa}}}{\omega W} \right)$$

$$\text{et } Y_{\text{parallèle}} = G + jC\omega$$

Ce qui conduit aux expressions de  $\alpha$  et  $\beta$  suivantes :

$$\alpha = \sqrt{\frac{(GR - LC\omega^2) + \sqrt{(RG - LC\omega^2)^2 + (LG\omega + RC\omega)^2}}{2}} \quad (24)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{-(GR - LC\omega^2) + \sqrt{(RG - LC\omega^2)^2 + (LG\omega + RC\omega)^2}}{2}} \quad (25)$$

Les figures 29-30 et 31-32 représentent les évolutions de  $\alpha$  et  $\beta$  en fonction de la température et de la fréquence, pour un dépôt supraconducteur de type YBaCuO.

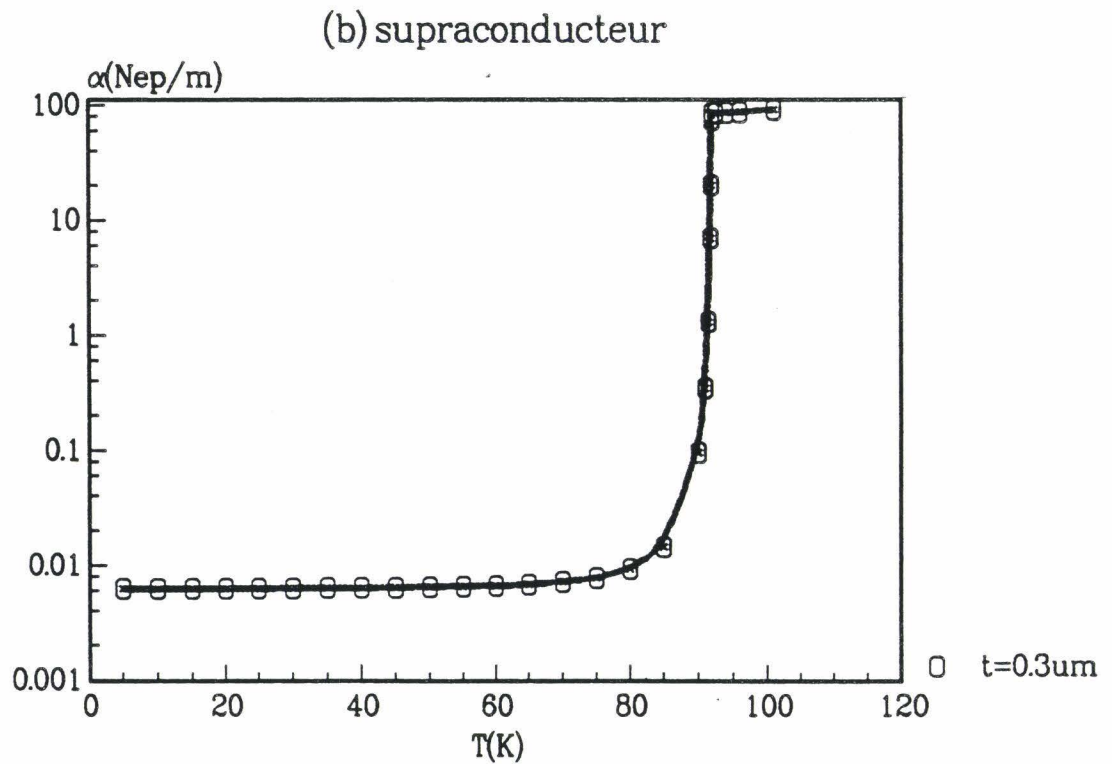
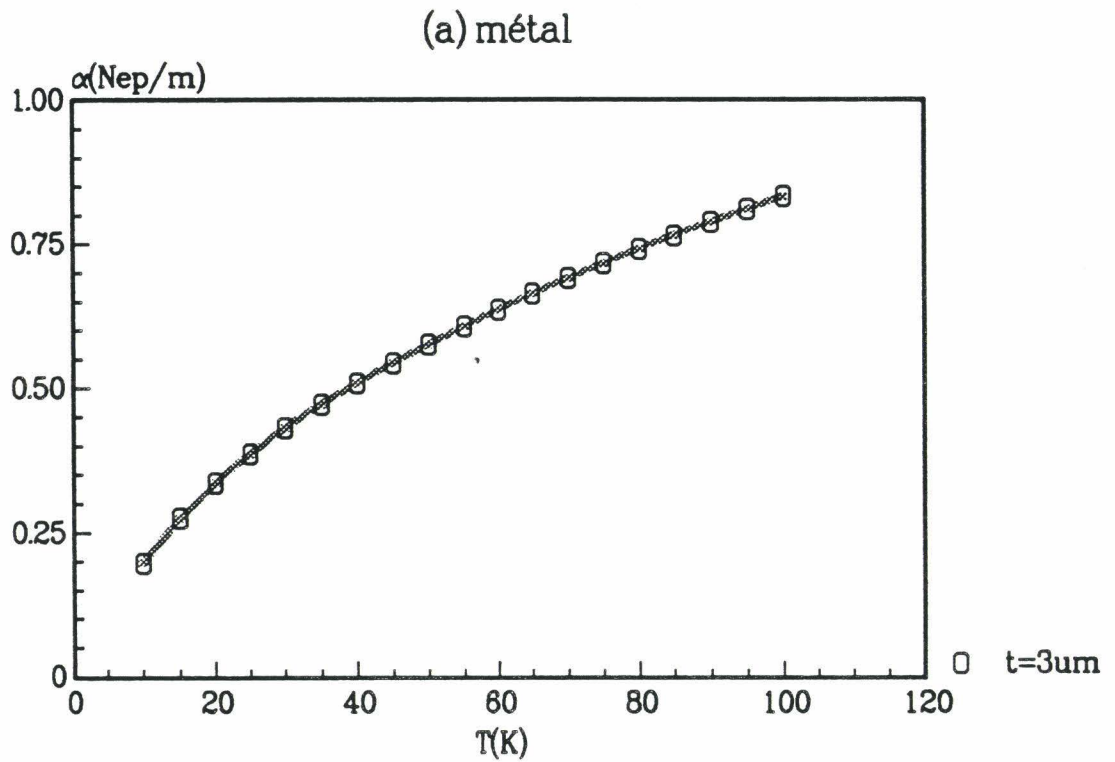


figure 29

Evolutions en température de la constante d'atténuation  $\alpha$  d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) à 10GHz, avec ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7$  S/m (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{Å}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m (b)

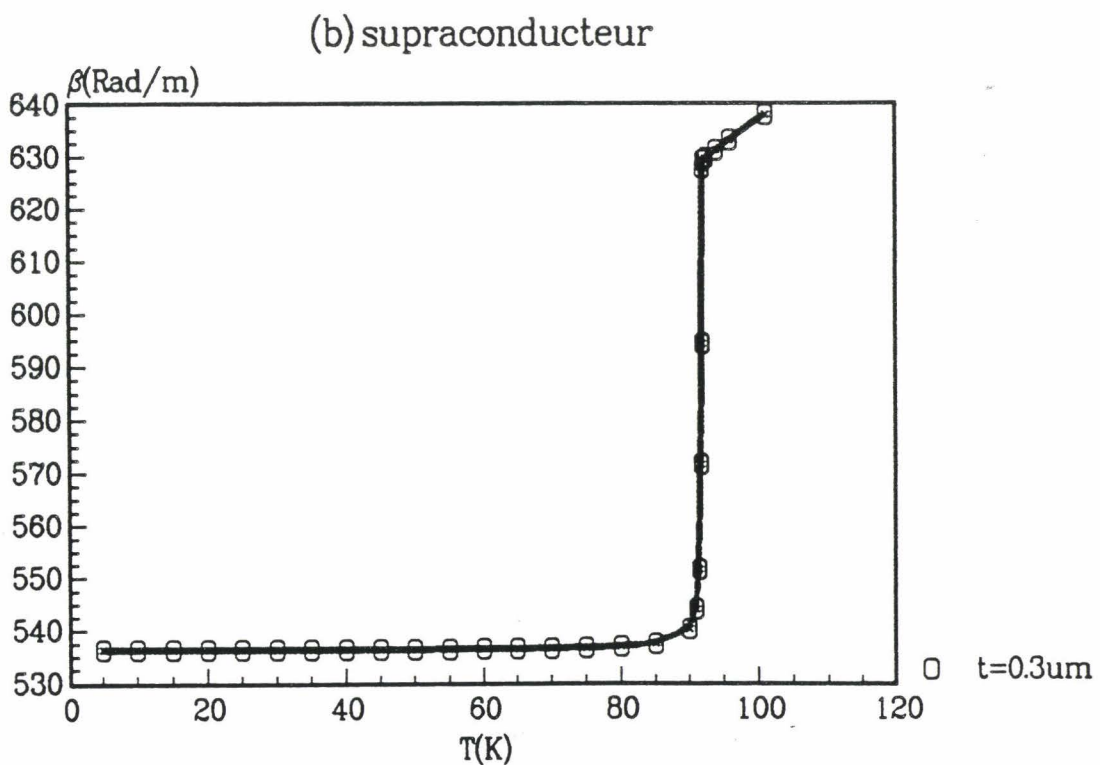
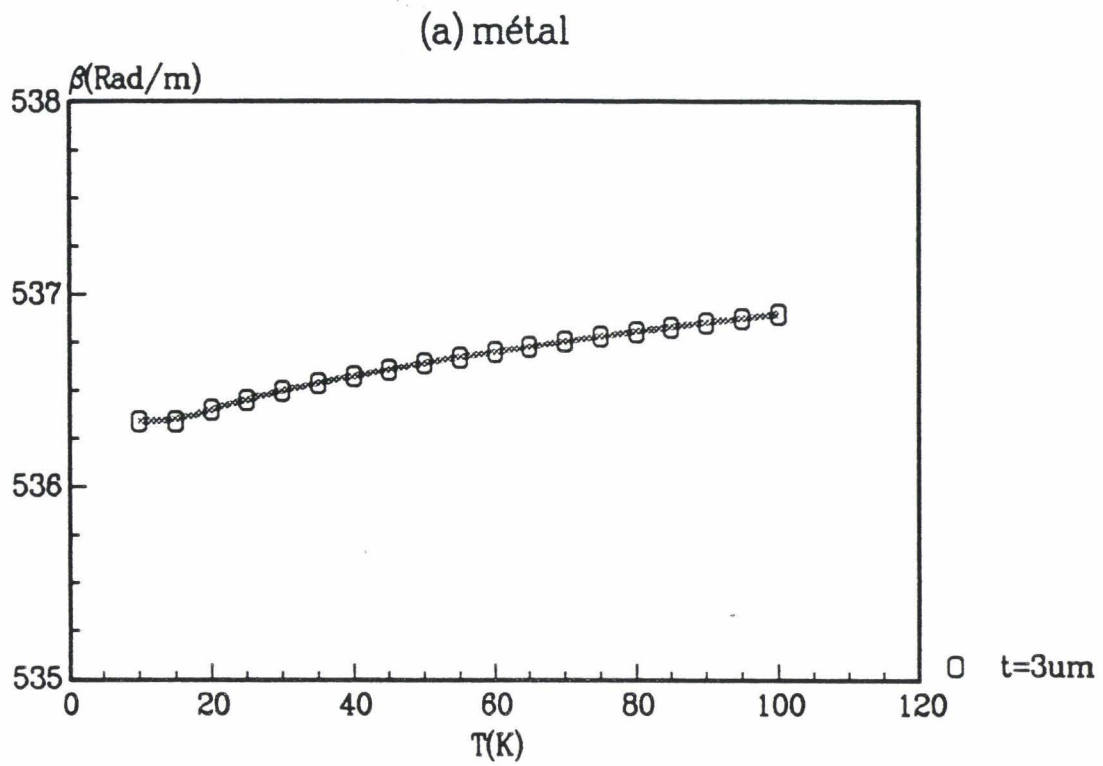
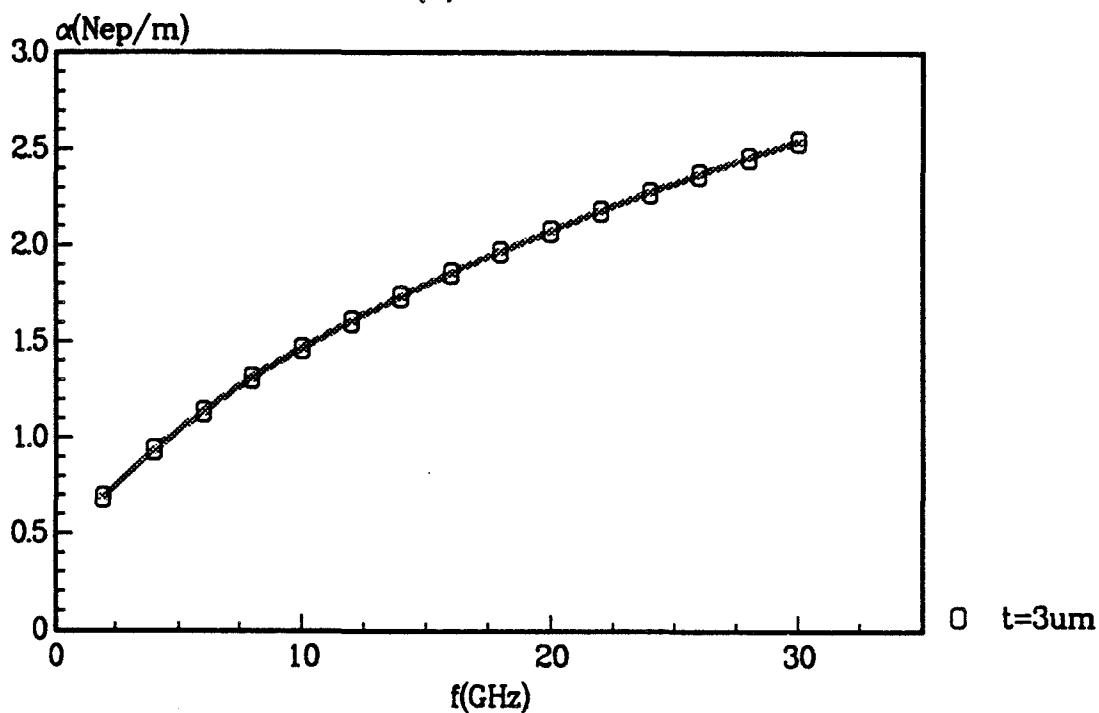


figure 30

Evolutions en température de la constante de phase  $\beta$  d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ), à 10GHz ,avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\text{ S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$  (b)

(a) métal



(b) supraconducteur

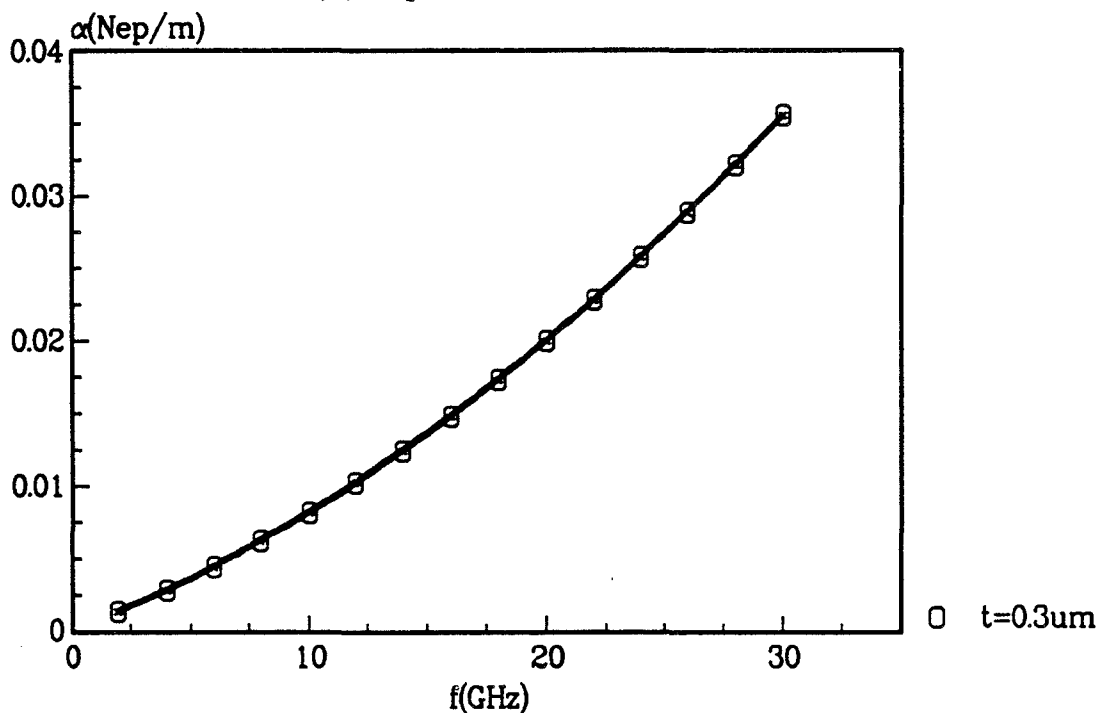


figure 31

Evolutions en fréquence de la constante de d'atténuation  $\alpha$  d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\text{ S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

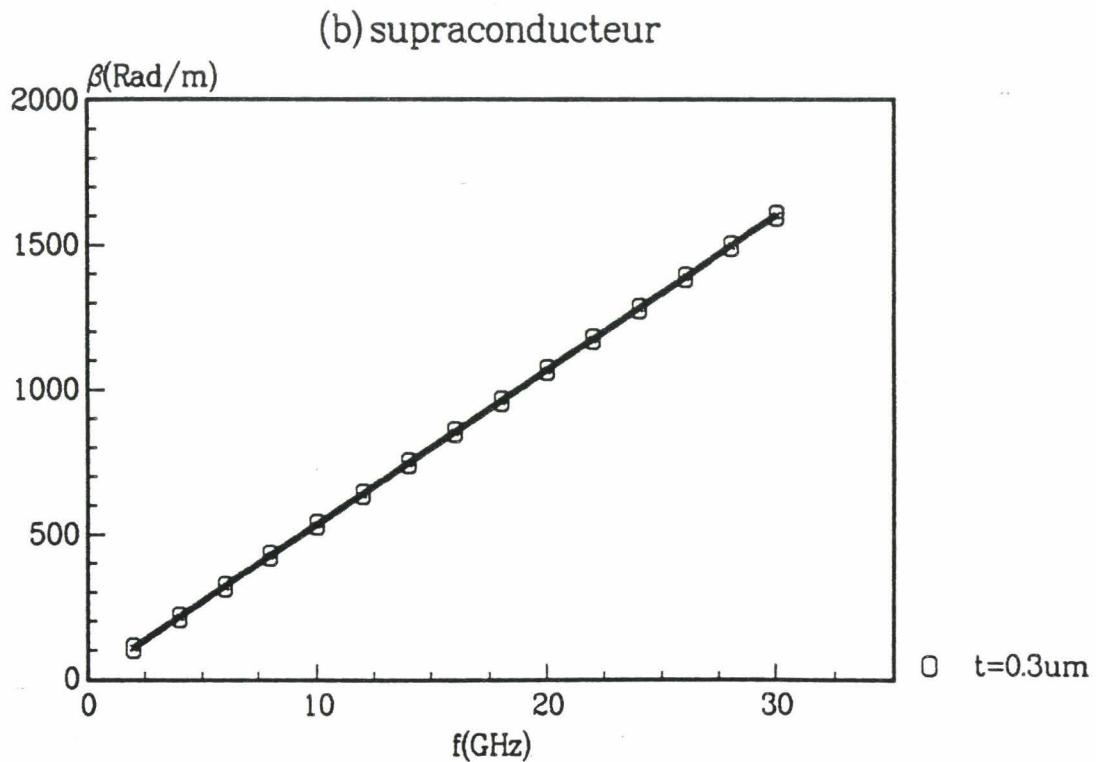
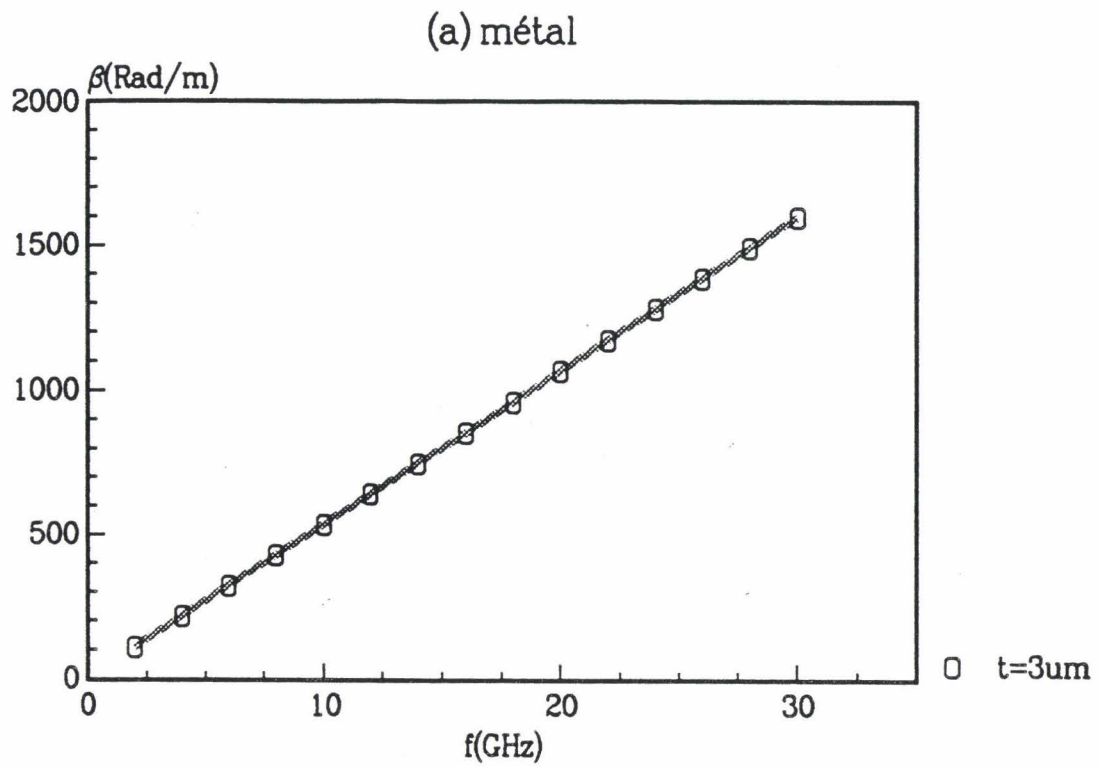


figure 32

Evolutions en fréquence de la constante de phase  $\beta$  d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\text{ S/m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

Le terme  $\alpha$  considéré ici ne prend en compte que deux types de pertes : les pertes dues aux conducteurs, notées  $\alpha_c$ , et les pertes dues au diélectrique, notées  $\alpha_d$ . A ces pertes, viennent s'ajouter les pertes par rayonnement, notées  $\alpha_r$ . Ces dernières sont liées à l'apparition de modes supérieurs non guidés, qui sont excités au voisinage des discontinuités. Souvent négligées devant  $\alpha_d$  et  $\alpha_c$ , elles doivent toutefois être prises en compte dans le cas des lignes résonantes supraconductrices. Mais étant donné que les pertes par rayonnement dépendent de la configuration utilisée pour le résonateur, nous reportons au chapitre 3 l'analyse de leur influence.

De 10K à 80K, l'atténuation d'une ligne microruban supraconductrice de  $0,3\mu\text{m}$  d'épaisseur est 30 à 70 fois plus faible que celle d'une ligne microruban classique d'épaisseur  $3\mu\text{m}$ . La constante de phase varie peu en fonction de la température pour les deux types de films : elle est proche de  $\omega\sqrt{\frac{L}{C}}$ . La situation se dégrade au delà de 80K pour le supraconducteur. En effet, à cette température, le film commence à transiter vers l'état normal et voit sa résistance  $R$  augmenter rapidement. Si la transition n'a pas trop d'influence sur la constante de phase  $\beta$ , qui ne varie que de 17%, l'atténuation, dominée par les pertes conductrices, augmente quant-à-elle d'un facteur 10000.

Aux fréquences considérées, pour le film métallique, les pertes conductrices sont dominantes et imposent leur évolution : elles sont proportionnelles à la racine carrée de la fréquence. Pour le ruban supraconducteur, les deux types de pertes interviennent :  $\alpha_c$  proportionnellement au carré de la fréquence, et  $\alpha_d$  proportionnellement à la fréquence.

La constante de phase est quant-à-elle sensiblement égale à  $\omega\sqrt{\frac{L}{C}}$ , d'où son évolution en fréquence quasi identique pour les deux natures de ruban.

Cependant, pour le ruban métallique,  $\beta$  n'est pas exactement proportionnelle à  $\omega$ . Ceci se voit simplement si l'on s'intéresse au facteur de ralentissement, défini par le rapport des

longueurs d'ondes à vide et guidée :  $\lambda_0/\lambda_g = \frac{c\beta}{\omega}$

avec  $\lambda_g = \frac{\omega}{\beta \cdot f} = \frac{2 \cdot \pi}{\beta}$



La figure 33 représentant le comportement en fréquence du facteur de ralentissement, nous donne un exemple du caractère peu dispersif d'une ligne microruban supraconductrice par rapport à une ligne métallique.

### I\_2.2.3 Le facteur de qualité intrinsèque

Les performances d'une ligne de transmission hyperfréquence peuvent être évaluées par la valeur de son coefficient de qualité intrinsèque  $Q_{int}$ , défini par le rapport :

$$Q_{int} = \frac{\beta}{2 \cdot \alpha} \quad (26)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont respectivement le coefficient d'atténuation et la constante de phase obtenus par les relations (24) et (25).

Les coefficients de qualité  $Q_{int}$  d'une ligne microruban métallique, et d'une ligne microruban supraconductrice, sont représentés en fonction de la température (figure 34) et de la fréquence (figure 35).

Tout comme pour l'atténuation, ce sont les pertes conducteurs qui imposent leur évolution en température pour le coefficient  $Q_{int}$  du ruban métallique. Ces pertes limitent considérablement  $Q_{int}$ .

Au contraire, pour le supraconducteur, ce sont les pertes diélectriques qui, à basses températures limitent le facteur de qualité intrinsèque. Ce dernier est alors particulièrement constant, et plus de cent fois supérieur à celui du ruban conducteur à 300K.

Les comportements en fréquence de  $Q_{int}$  pour les deux types de films sont opposés.  $Q_{int}$  augmente dans le cas du microruban métallique, alors qu'il diminue dans le cas du microruban supraconducteur. Ceci s'explique par la dépendance en fréquence, différente pour chacun d'eux, de l'atténuation, et plus particulièrement de la résistance de surface  $R_s$ , quasi proportionnelle à  $\sqrt{\omega}$  pour un métal, et à  $\omega^2$  pour un supraconducteur.

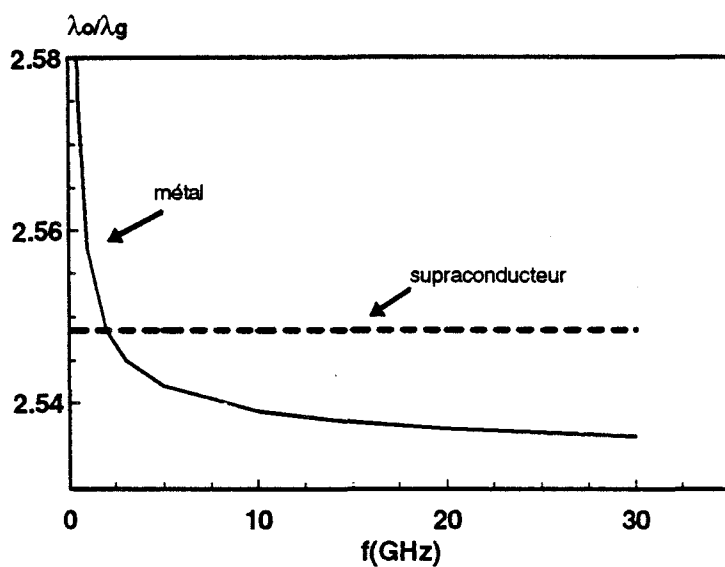


figure 33

Evolutions en fréquence du facteur de ralentissement  $\lambda_0/\lambda_g$  d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7\text{ S/m}$ ,  $t=3\mu\text{m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{ \AA}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$ ,  $t=0.3\mu\text{m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

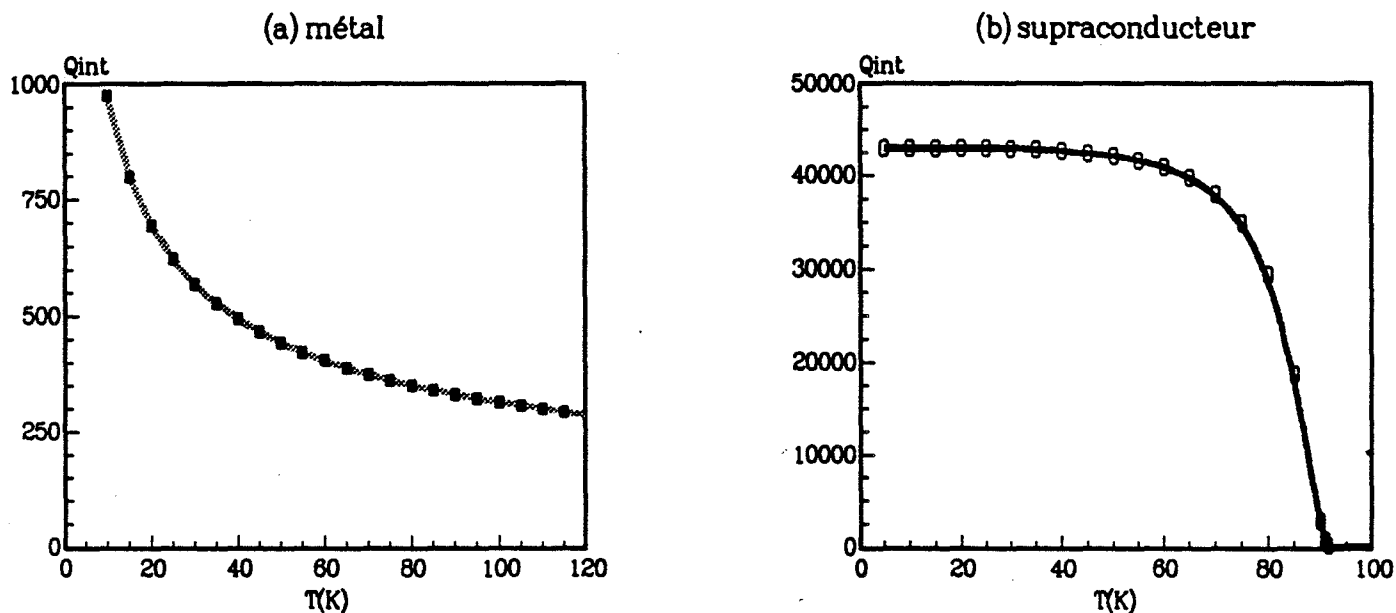


figure 34

Evolutions en température du facteur de qualité intrinsèque d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ) à 10GHz, avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7$  S/m,  $t=3\mu\text{m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{Å}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m,  $t=0.3\mu\text{m}$  (b)

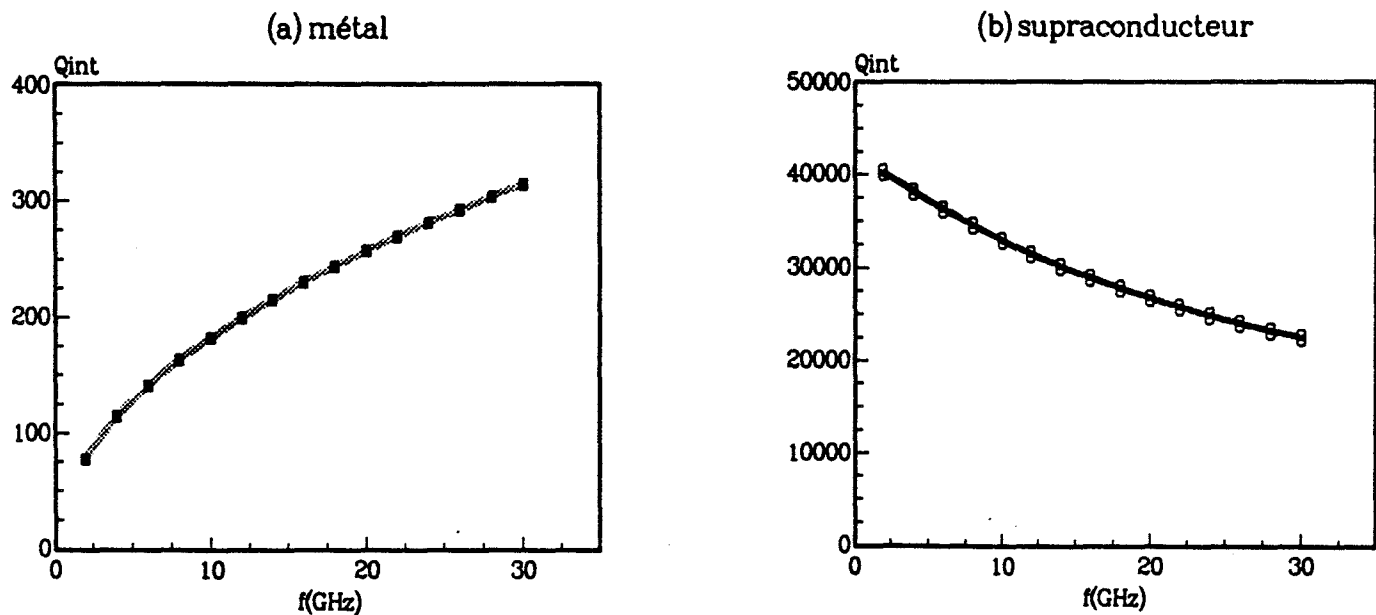


figure 35

Evolutions en fréquence du facteur de qualité intrinsèque d'une ligne microruban ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ), avec un ruban métallique  $\sigma=4,5.10^7$  S/m,  $t=3\mu\text{m}$  (a) et un ruban supraconducteur  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{Å}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6$  S/m,  $t=0.3\mu\text{m}$ ,  $T=77\text{K}$  (b)

Malgré cette diminution, les performances d'une ligne supraconductrice restent bien supérieures à celle d'une ligne microruban. Une autre forme de limitation, que nous avons déjà évoquée, risque de faire alors son apparition : le facteur de rayonnement  $Q_r$  (lié à  $\alpha_r$ ), et sur lequel nous reviendrons dans le chapitre 3.

### I\_2.3 Confrontation avec des résultats de modèles plus élaborés

Il est évident que l'approche analytique utilisée dans les paragraphes précédents est approximative. Il est nécessaire de valider ces résultats en les confrontant à ceux obtenus par des méthodes d'analyses plus rigoureuses, telles que l'approche dans le domaine spectral (SDA). Cette méthode numérique, développée au laboratoire par l'équipe électromagnétisme, offre l'avantage de donner des résultats précis avec un temps de calcul raisonnable. Les supraconducteurs y sont introduit par le biais du modèle à deux fluides. Ces résultats peuvent ensuite être confirmés grâce au modèle lourd du raccordement de champs (Mode Matching) ou à la méthode des éléments finis (FEM), également développés au laboratoire. Les supraconducteurs y sont introduit par le biais du modèle à deux fluides.

A titre d'exemple, les figures 36 et 37 représentent les évolutions en température de l'impédance caractéristique  $Z_c$  et du coefficient de propagation  $\gamma$ , pour un ruban supraconducteur déposé sur un substrat de type MgO.

En ce qui concerne les parties réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique  $Z_c$ , le modèle analytique donne des valeurs tout à fait comparables à celles obtenues par l'approche dans le domaine spectral. Des valeurs similaires sont également obtenues par les deux modèles pour la constante de phase  $\beta$ .

Il n'en va pas de même pour le coefficient d'atténuation  $\alpha$ , qui est sous-estimé par le modèle analytique. Cette différence peut être mise sur le compte de l'imprécision des valeurs données à R,L,C et G dans (24) et des nombreuses approximations faites dans le modèle analytique : mode de propagation quasi-TEM, non prise en compte de la distribution des champs électromagnétiques le long de la ligne microruban...

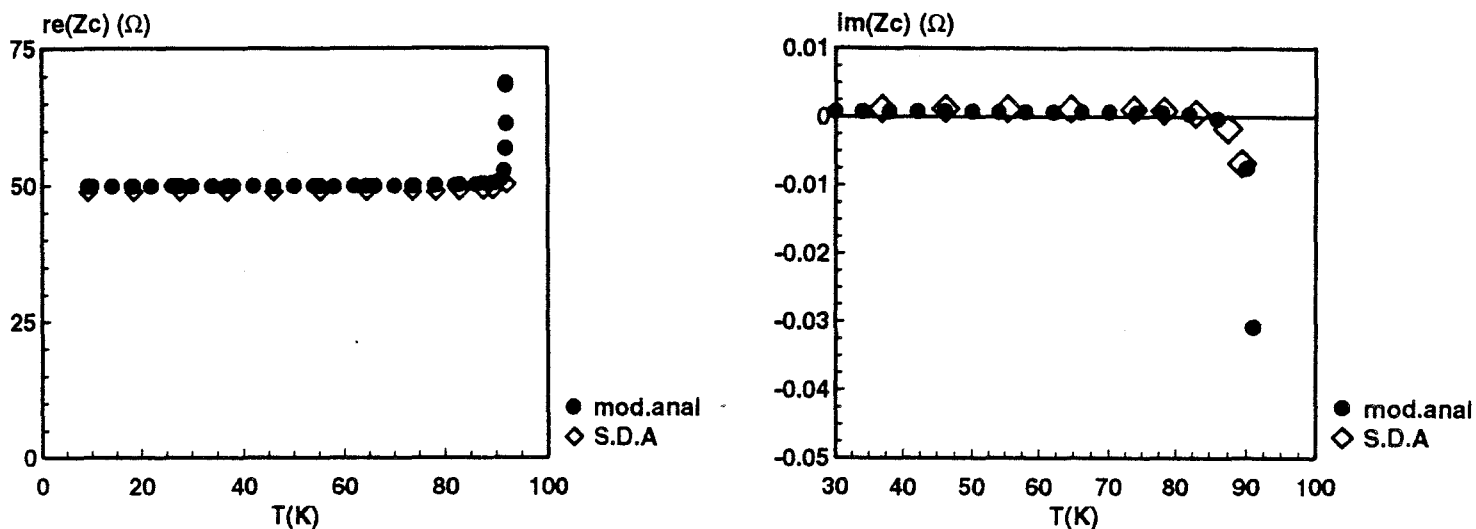


figure 36

Comparaison des résultats obtenus par la S.D.A et le modèle analytique pour l'impédance caractéristique  $Z_c$  d'une ligne microruban supraconductrice ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ,  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{Å}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$ ,  $t=0.3\mu\text{m}$ ) à 10GHz

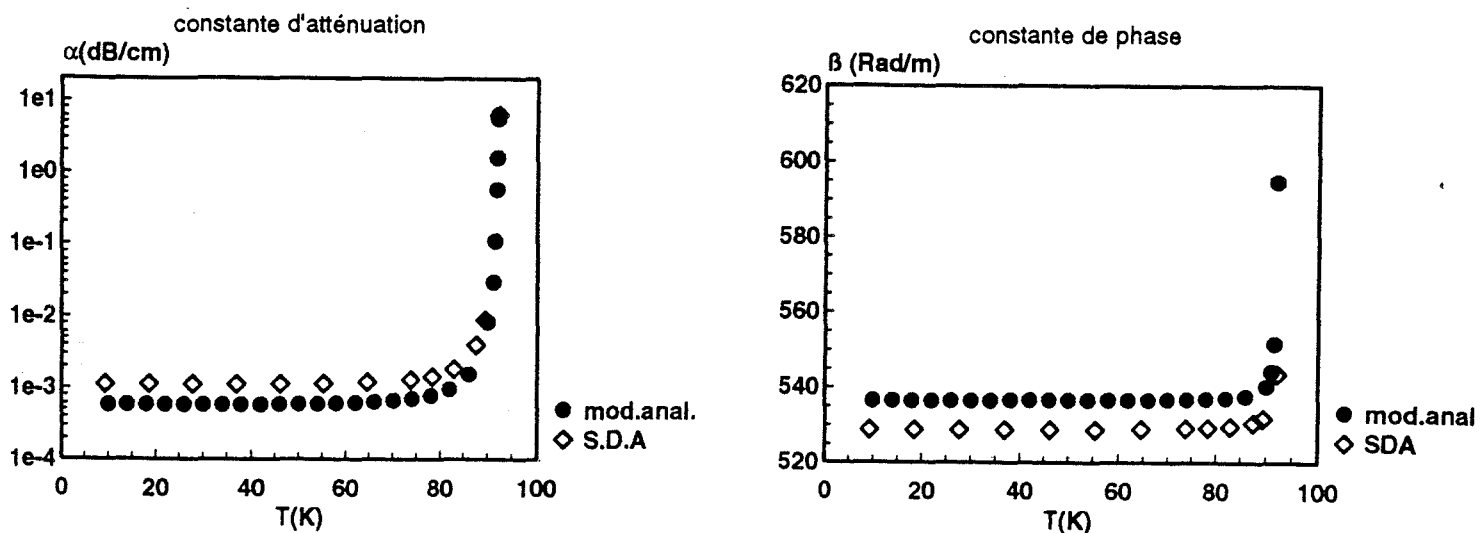


figure 37

Comparaison des résultats obtenus par la S.D.A et le modèle analytique pour la constante de propagation  $\gamma$  d'une ligne microruban supraconductrice ( $W=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,6$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ,  $T_c=92\text{K}$ ,  $\lambda_0=1500\text{Å}$ ,  $\sigma_{nc}=2.10^6\text{ S/m}$ ,  $t=0.3\mu\text{m}$ ) à 10GHz

### **I\_3 Conclusion**

Après quelques rappels généraux sur la supraconductivité et quelques mots sur les nouveaux oxydes supraconducteurs à haute  $T_c$ , nous avons énoncé dans ce chapitre les principales propriétés électromagnétiques des matériaux supraconducteurs. Nous nous en sommes servis afin d'élaborer un modèle analytique simple visant la détermination des valeurs caractéristiques d'une ligne supraconductrice en technologie microruban, telles que l'impédance de surface  $Z_s$ , l'impédance caractéristique  $Z_c$ , le coefficient de propagation  $\gamma$  ou encore le coefficient de qualité intrinsèque  $Q_{int}$ .

Afin d'évaluer la validité du modèle, nous l'avons confronté avec un modèle de simulation plus élaboré de type SDA, dans des cas de figures proches de ceux qui seront étudiés par la suite. Les écarts entre les résultats donnés par les deux modèles sont satisfaisants, même en ce qui concerne la constante d'atténuation, pour laquelle le modèle analytique présente cependant un intérêt plus qualitatif que quantitatif.

Ce modèle va donc nous servir pour les simulations des circuits à réaliser sur des couches supraconductrices à haute  $T_c$ . De plus, nous nous en servirons pour accéder aux paramètres caractéristiques ( $R_s$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda_L$ ..) de ces nouveaux supraconducteurs, en respectant ses limites de validités, et en sachant que ce modèle est issu du modèle à deux fluides spécifique aux anciens supraconducteurs.

# CHAPITRE II





## Chapitre II

### ASPECTS TECHNOLOGIQUES DES OXYDES SUPRACONDUCTEURS à HAUTE T<sub>c</sub>

La technologie des matériaux supraconducteurs à haute température critique est un sujet très vaste. Dans ce chapitre, nous avons choisi de nous limiter aux aspects que nous avons eu personnellement à connaître de près pour mener à bien notre étude. Ainsi nous abordons successivement la technique du dépôt de films supraconducteurs, leur lithographie par gravure chimique et enfin, le dispositif hyperfréquences et basse température de mesures de notre circuits.

#### II\_1 Dépôts des films supraconducteurs

La plupart des techniques de dépôts de films minces utilisées en microélectronique, incluant l'évaporation, la pulvérisation, l'ablation laser, l'épitaxie par jet moléculaire, etc , peuvent être utilisées pour déposer des films fins d'oxydes supraconducteurs à haute T<sub>c</sub> [33], [34], [35], [36]. L'YBaCuO étant le premier oxyde supraconducteur au dessus de 77K à avoir été découvert, il est actuellement le plus étudié et le plus utilisé. Nous nous intéressons donc ici essentiellement à ce matériau.

L'une des principales difficultés des dépôts est de retrouver uniformément la bonne stoechiométrie (Y:Ba:Cu 1:2:3 ) sur le substrat. Il faut de plus que la composition en oxygène soit correcte pour assurer la supraconductivité de la structure. L'Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> possède deux structures cristallines : la phase tétragonale (x>0,5) et la phase orthorombique (0<x<5). La phase orthorombique seule est supraconductrice. Ainsi la composition de la cible, les conditions de dépôt, les substrats employés doivent être judicieusement choisis, puisqu'ils conditionnent à la fois la composition et la structure du film déposé.

Dans le cadre de stages que nous avons effectués au Laboratoire d'Electronique de Technique et d'Instrumentation (LETI) de Grenoble, nous avons réaliser des dépôts de films supraconducteurs dans un bâti de pulvérisation magnétron à cathode creuse. Les systèmes de dépôts par pulvérisation cathodique sont sans doute les plus répandus. L'ablation laser présente pourtant des vitesses de dépôt plus importantes

( $v \approx 300 \text{ \AA/mn}$ ). Elle ne pose en outre aucun problème de stoechiométrie entre la cible et le film en train de croître. Les couches ainsi déposées peuvent être homogènes sur de grandes surfaces. L'utilisation de l'építaxie par jet moléculaire (EJM) permet le contrôle de la croissance des films supraconducteurs couche atomique par couche atomique. Cette technique est très utilisée pour la croissance de multicouches de différentes natures, ceci afin d'essayer de comprendre le mécanisme de la supraconductivité dans les oxydes à haute  $T_c$ . Le principal atout de la pulvérisation cathodique est sans doute son faible encombrement et sa flexibilité. L'utilisation d'un système cylindrique à cathode creuse permet d'augmenter la vitesse de dépôt ( $v \approx 100 \text{ \AA/mn}$ ) tout en évitant le problème de repulvérisation du film en train de croître.

En nous appuyant sur notre expérience personnelle, nous allons montrer quels sont les principaux problèmes rencontrés. A côté d'aspects bien spécifiques à la technique que nous avons utilisée, nous verrons des aspects généraux que l'on peut considérer comme communs aux différentes techniques de dépôts.

### II\_1.1 Le choix des substrats

Un problème important rencontré avec les oxydes de cuivre supraconducteurs est celui des interactions chimiques ou cristallographiques avec le substrat.

Les interactions chimiques sont déterminantes pour la qualité des films, puisqu'elles peuvent conduire à la destruction complète du matériau déposé. La principale difficulté est liée d'une part à la formation de la structure à haute température, ce qui induit de fortes diffusions dans le substrat, et d'autre part à la présence d'oxygène en quantité suffisante pour obtenir la transition supraconductrice.

Ainsi lors des dépôts d' $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  sur des substrats classiques utilisés en microélectronique, tels que l' $\text{Al}_2\text{O}_3$ , l'aluminium diffuse dans la couche déposée, entraînant la formation de phases telles que  $\text{YBa}_4\text{Cu}_8\text{O}_{20-x}$ , supraconductrice à 69K seulement [37], [38].

Le phénomène est identique, voire beaucoup plus destructif, lorsqu'il s'agit de déposer des oxydes supraconducteurs sur des semiconducteurs de type silicium ou arseniure de gallium [39], [40], [41]. Une solution consiste à déposer sur le substrat une fine couche

tampon d'un matériau isolant évitant la diffusion et permettant une bonne croissance du supraconducteur [42].

Les interactions cristallographiques jouent un rôle lors de la croissance des films, qui seront amorphes, texturés ou monocristallins.

Ces critères ont conduit à la réalisation en tout premier lieu de films minces sur des substrats qui ne sont pas usuels en microélectronique. Le titanate de strontium ( $\text{SrTiO}_3$ ), répondant bien aux conditions de non diffusion et présentant un bon accord des paramètres de maille avec  $\text{YBaCuO}$ , a été l'un des premiers substrats à être utilisé pour la croissance de ce dernier. Par la suite, d'autres substrats monocristallins ont été utilisés avec succès : la zircone stabilisée à l'yttrium, (YSZ), la magnésite ( $\text{MgO}$ ), l'aluminate de lanthane ( $\text{LaAlO}_3$ ), etc [43], [44], [45].

Afin de réaliser des circuits hyperfréquences performants avec des films supraconducteurs à haute  $T_c$ , le substrat doit non seulement permettre la croissance correcte du film, mais posséder lui-même de bonnes caractéristiques microondes : faibles pertes, permittivité pas trop élevée ( $<30$ ). Il doit également être stable en température, tant du point de vue mécanique qu'électrique. Le tableau de la figure 38 donne des exemples de substrats utilisés pour les dépôts de films d' $\text{YBaCuO}$ .

Actuellement les films de meilleure qualité supraconductrice sont réalisés sur  $\text{LaAlO}_3$ . Cependant ce substrat est extrêmement friable et possède une surface maclée. Le  $\text{MgO}$  présente un bon rapport qualité prix, des caractéristiques hyperfréquences proches de celles de l'alumine, qui peuvent néanmoins se dégrader en présence d'humidité. C'est essentiellement sur ce dernier que nos circuits hyperfréquences ont été réalisés.

## II\_1.2 La pulvérisation magnétron à cathode creuse

### II\_1.1.1 Description sommaire du bâti

Une partie des films supraconducteurs dont nous disposons a été réalisée au LETI dans un bâti de pulvérisation à cathode creuse (figure 39). Ce dernier est composé d'une enceinte en forme de croix, équipée pour l'ultravide. Un système de pompage, formé par une pompe primaire et une pompe secondaire de type Roots en série, permet d'atteindre un vide inférieur à  $10^{-4}$  mbar. La cathode magnétron cylindrique creuse, de

nature	structure	paramètre de mailles			coef. de dilat. D(10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	ε <sub>r</sub> à 77K	tanδ à 77K	freq(GHz)
		a(Å)	b(Å)	c(Å)				
YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub>	orthorombique (001)	3,82	3,89	11,68	10-15			
SrTiO <sub>3</sub>	c.s (100)	3,91			10.8	2200	60.10 <sup>-4</sup>	10-1000
YSZ	c.f.c (100)	5.16			10	25	70.10 <sup>-4</sup>	10-1000
MgO	c.f.c (100)	4.2			13	13	0,4-1.10 <sup>-4</sup>	10-1000
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	hexagonale (1102)	4,76		12,99	7	9,4-11,6	<10 <sup>-4</sup>	10-1000
AsGa		5,653				13	6.10 <sup>-4</sup>	83
Si	c.f.c (100)	5,43			2,4	11,4	10 <sup>-3</sup>	83
LaAlO <sub>3</sub>	perovskite	3,79			10-15	24	8,3.10 <sup>-5</sup>	10
LaGaO <sub>3</sub>	" "	5,519	5,494	7,77		25	1,8.10 <sup>-3</sup>	
NdGaO <sub>3</sub>	" "	3,86			11	20-25	10 <sup>-4</sup> (300K)	
KTaO <sub>3</sub>		3,999			5,3-8,4	1000	5.10 <sup>-3</sup> (300K)	

Figure 38 : Caractéristiques de quelques substrats utilisés pour le dépôt de films supraconducteurs.

type KFK (Kernforschungszentrum Karlsruhe) [46] est disposée verticalement, et refroidie par circulation d'eau. Elle est composée d'YBaCuO frittée. Un circuit équipé d'une microvanne de réglage permet l'arrivée des gaz oxygène et argon.

Un système de porte substrat chauffant a été mis au point au LETI. Celui-ci est maintenu dans un gainage Inconel, qui permet de résister aux atmosphères oxydantes et sert en même temps de réflecteur de chaleur.

Les mesures en température se font à l'aide d'un thermocouple posé sur le porte substrat. Le chauffage s'effectuant par rayonnement et par conduction et la conductivité thermique du substrat influant beaucoup sur la température, ces mesures sont extrêmement délicates.

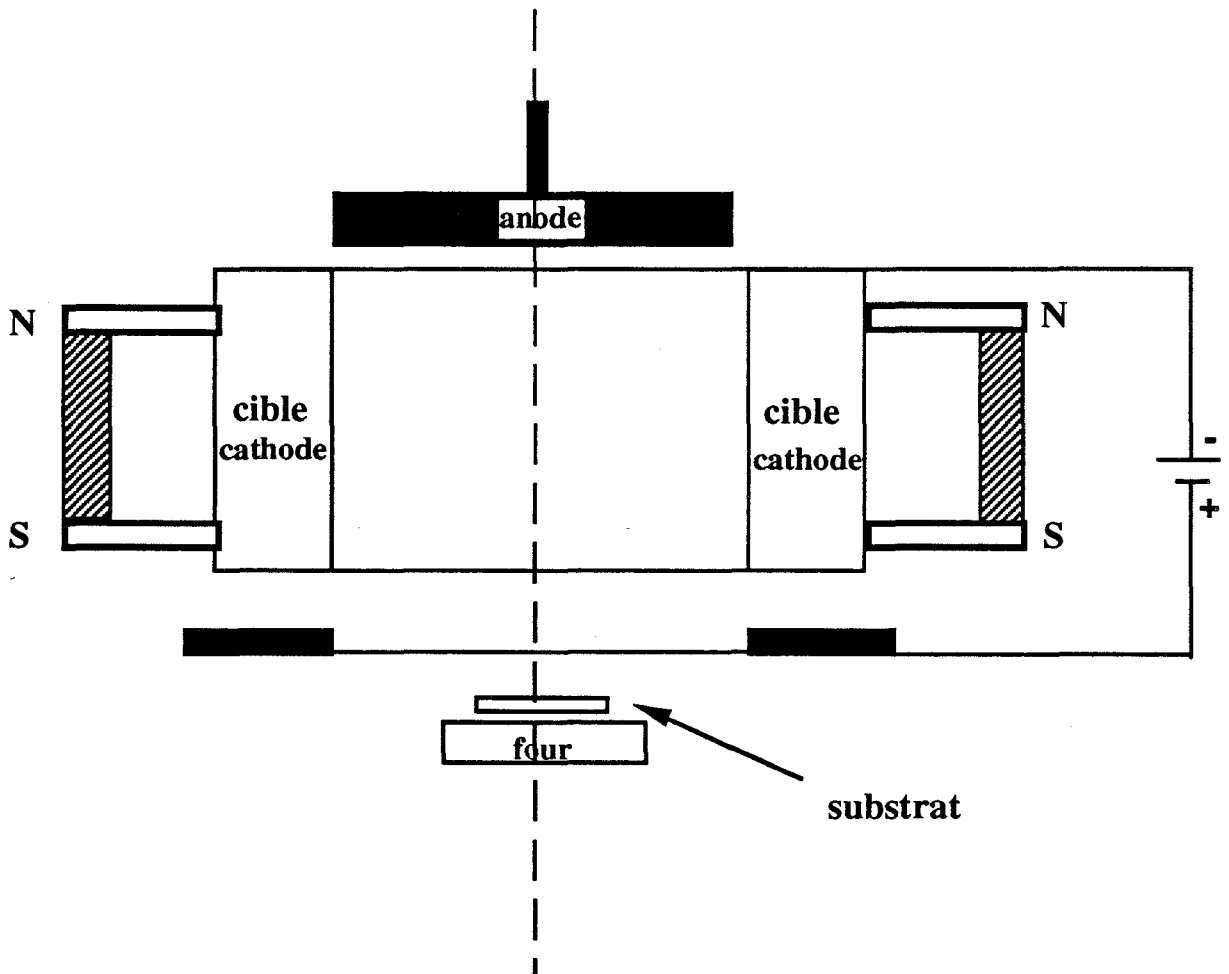


figure 39a : Schéma du bâti de pulvérisation à cathode creuse

K108 YBaCuO/MgO  
Dépôt pulvérisation cathode creuse  
temps de dépôt : 30 mn

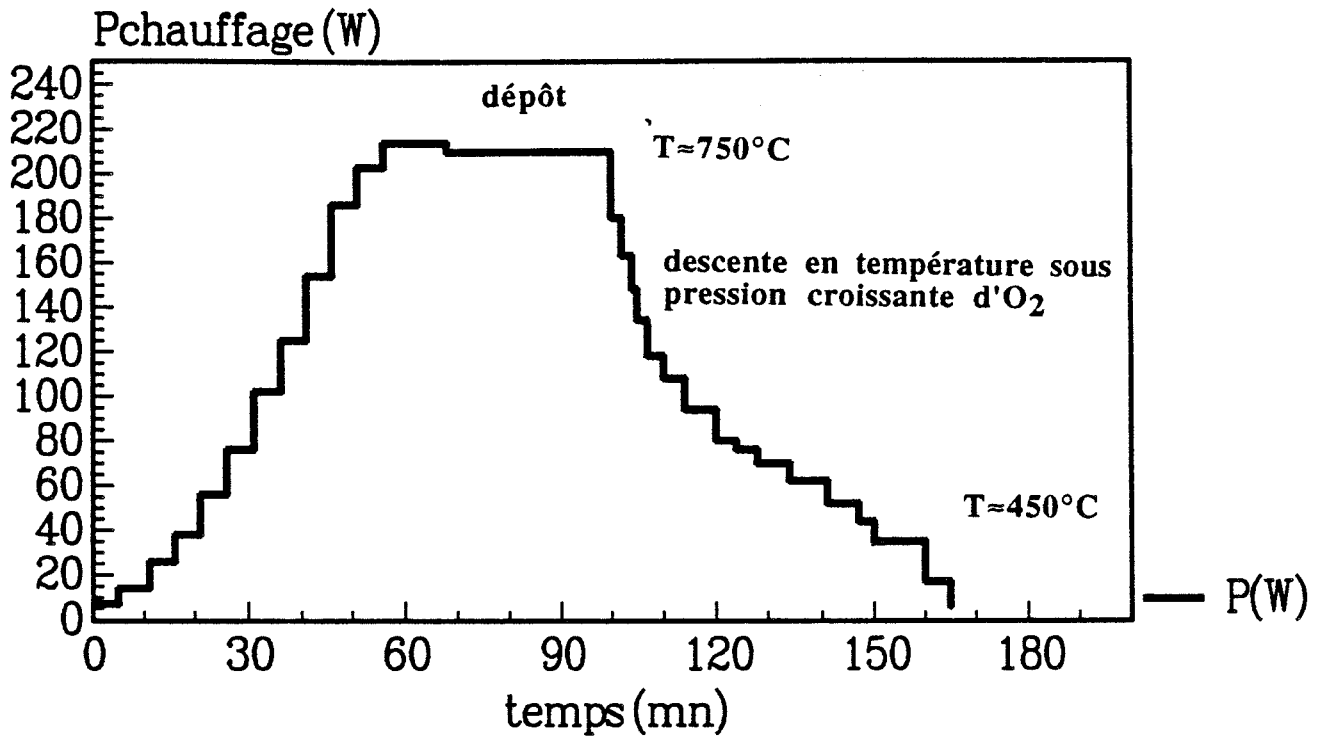


Figure 39 b : Cycle de température pendant le dépôt du film.K108 sur MgO :  
 $t=3000\text{\AA}$   $T_c=83\text{K}$ .

### II\_1.1.2 *Le dépôt*

Trois stades essentiels constituent le dépôt : le vide avant dépôt et le chauffage du substrat, le dépôt proprement dit, et la descente en température sous atmosphère d'oxygène.

Le substrat est préalablement nettoyé aux ultrasons, dans l'acétone, puis dans l'alcool. Il est alors placé dans l'enceinte, sur le porte substrat chauffant. La pompe permet de créer un vide inférieur à  $10^{-3}$  mbar. Le substrat est alors chauffé très progressivement sous une pression d'oxygène de 100mbar. Le dépôt se fait aux alentours de 700°C.

Après un éventuel nettoyage de la cible, le dépôt peut commencer. La pression dans l'enceinte est alors de quelques dixièmes de mbar d'oxygène et d'argon. La pulvérisation se fait en mode DC avec un courant de 0,5A et une tension de 110V environ.

La cible d'YBaCuO est bombardée par des ions argons accélérés par la cathode. Un plasma se crée, qui est condensé grâce au magnétron. L'YBaCuO vient alors se déposer sur le substrat, la présence d'oxygène permettant le maintien approximatif de la composition du matériau de la cible vers le substrat. La vitesse de dépôt est de l'ordre de 100 Å/mn. La structure alors obtenue est de type tétragonale. C'est en se refroidissant que le supraconducteur va fixer l'oxygène nécessaire pour former la structure orthorombique supraconductrice.

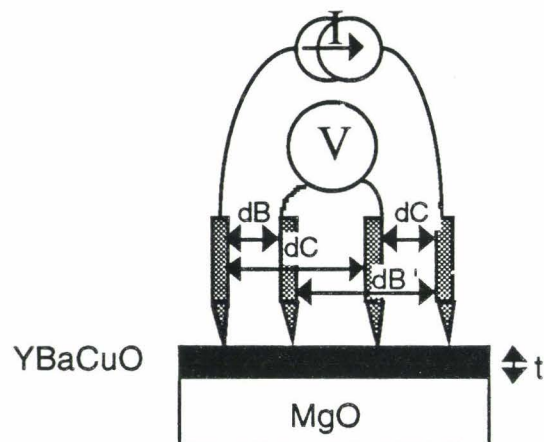
La descente en température s'effectue sous pression croissante en oxygène jusqu'à atteindre 1 atm. Un palier plus important doit avoir lieu aux alentours de 400°C, car c'est à cette température que la fixation d'oxygène semble critique. Un exemple du cycle complet de température pendant le dépôt est donné sur la figure 39 (b) .

Cette méthode de dépôt, relativement simple à mettre en oeuvre, peu encombrante, permet de réaliser des films supraconducteurs "in situ", c'est-à-dire sans post traitement à haute température ( $\approx 900^\circ\text{C}$ ). Un tel traitement à haute température, le plus souvent pratiqué pour réoxygéner le supraconducteur, conduit à l'obtention de films d'aspect rugueux, de qualité inférieure à ceux obtenus "in situ" (faible  $J_c$ ,  $R_{sq}$  élevé, difficulté de gravure...).

## II\_1.3 La caractérisation des dépôts

### II\_1.3.1 Mesure de résistivité continue à 300K

La mesure de la résistance carrée continue à température ambiante se fait à l'aide de quatre pointes que l'on vient déposer avec précaution sur le film (figure 40).



2,57 $\Omega$	3,46
2,5	2,45
2,9	2,29
2,3	3
	3,45

$$V = \frac{I}{2\pi\sigma t} \ln \left( \frac{dC}{dB} \cdot \frac{dB'}{dC'} \right)$$

$$R_{\square} = \frac{I}{2\pi\sigma t} \ln \left( \frac{dB}{dC} \cdot \frac{dC'}{dB'} \right)$$

Si les pointes sont à égales distances :  $R_{\square} = \frac{1}{2\pi\sigma t} \ln(4)$

exemple de cartographie

échantillon K136

$t=3000\text{\AA}$

$\sigma \in [2,1 \cdot 10^5 - 3,2 \cdot 10^5 \text{ S/m}]$

**figure 40 : Mesure de résistivité à température ambiante**

Cette caractérisation permet de dresser une cartographie de la résistivité de l'échantillon et d'avoir un aperçu de son homogénéité.

D'autre part la résistivité à 300K donne déjà une indication sur la qualité du film.



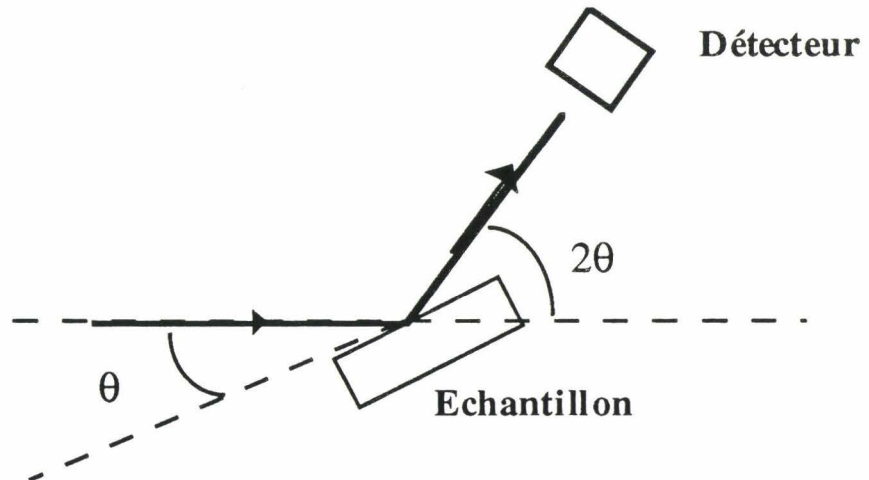
### II\_1.3.2 Mesure de résistivité en température

L'objectif principal de cette mesure est la détermination de la température critique de l'échantillon supraconducteur. Elle est systématique au LETI après la réalisation de chaque film. Quatre contacts sont déposés sur le film avec de la laque d'argent, et reliés à un générateur de courant et un voltmètre. L'échantillon est collé à la graisse à vide sur un support cuivré, lui-même fixé sur une canne qui plonge dans le dewar d'hélium. Ce système permet d'obtenir l'évolution de la résistance continue  $R$  en fonction de la température  $T$ , de 4.2K à 300K (figure 41).

La valeur de  $T_c$  est donnée par le point d'intersection de la tangente correspondant à la chute de résistance, avec l'axe des abscisses. Cette valeur est parfois notée  $T_{cOff}$ , par opposition au  $T_{cOn}$ , qui correspond quant-à-lui à l'amorce de la chute de résistance.

### II\_1.3.3 La diffraction de rayons X en mode $\theta-2\theta$

Le diffractomètre est schématisé ci-dessous :



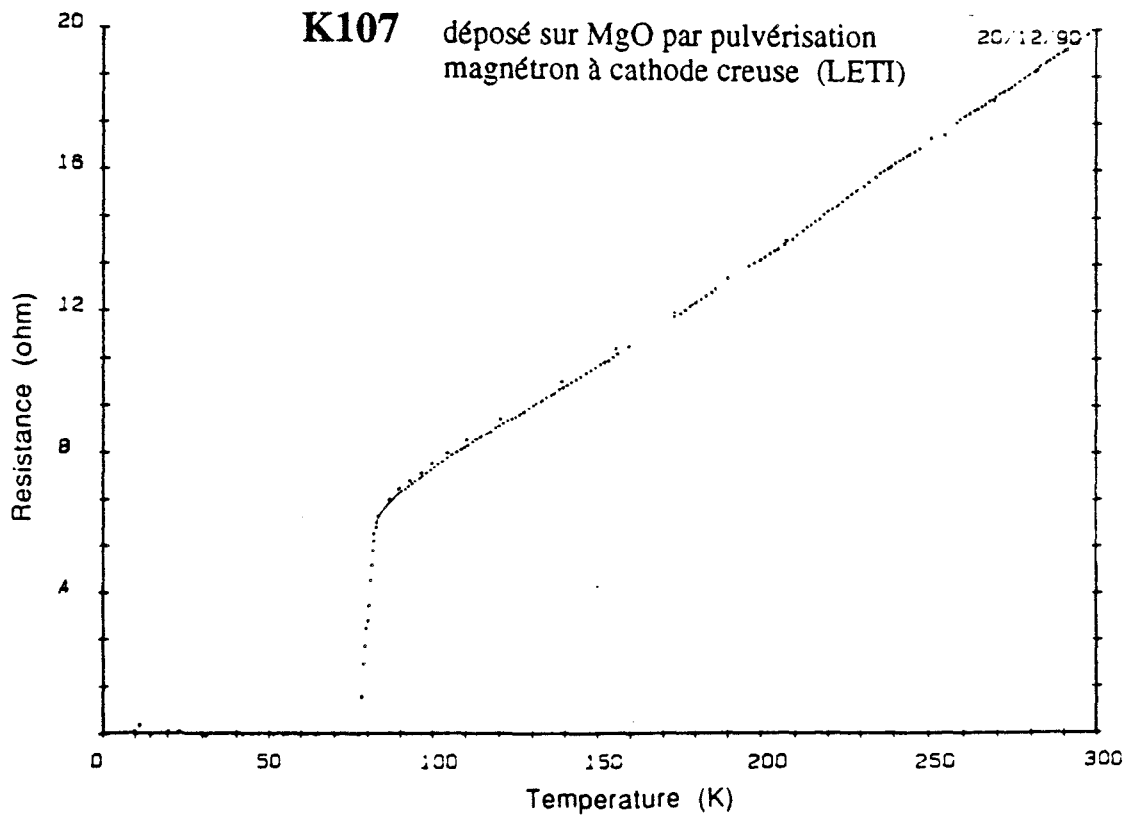
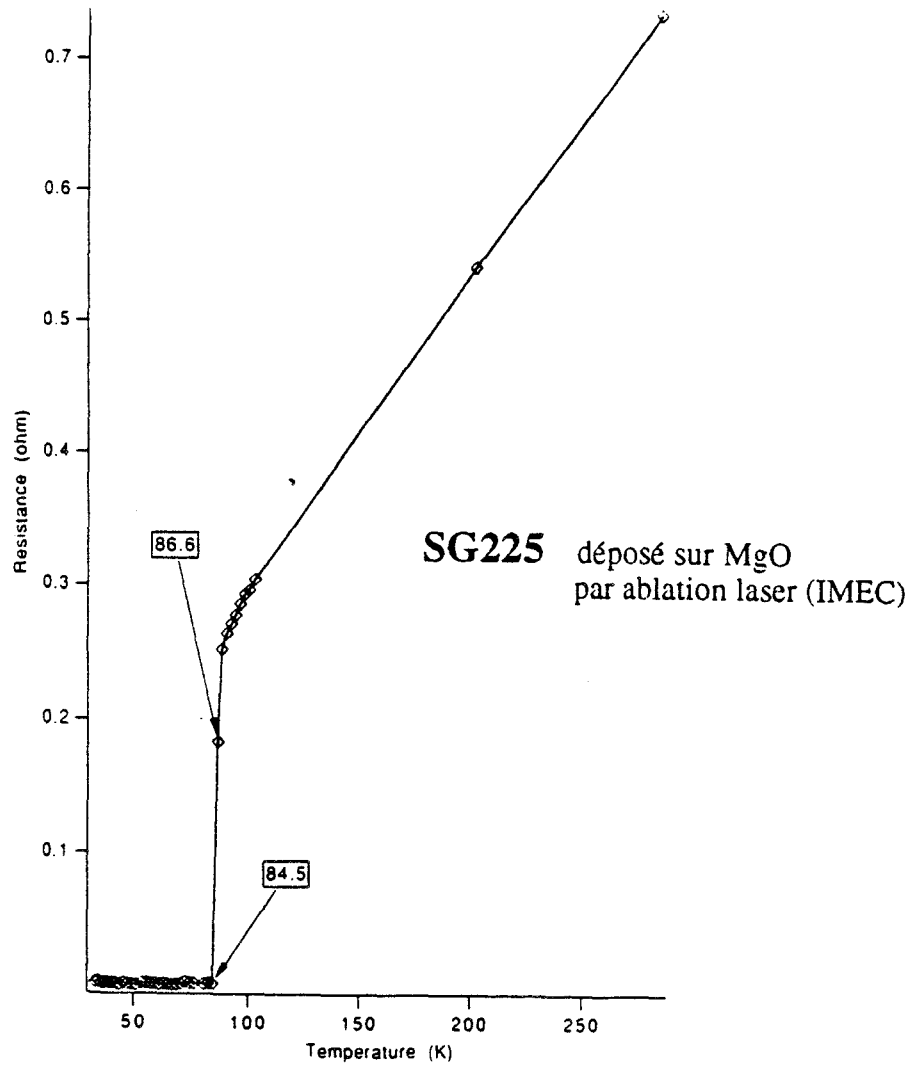


Figure 41 : Evolution en température de la résistance continue R de couches supraconductrices à haute Tc

Le détecteur effectue un angle  $2\theta$  alors que la plaquette porte-échantillon tourne d'un angle  $\theta$ . La diffraction a lieu à chaque fois que la loi de Bragg est vérifiée, c'est à dire pour l'ordre 1 :

$\lambda = 2.d.\sin\theta$  où  $d$  est la distance interréticulaire,  $\theta$  l'angle d'incidence des rayons X et  $\lambda$  la longueur d'onde utilisée ( $\lambda_{\text{CuK}\alpha 1} = 1,54059\text{\AA}$ )

Cette caractérisation donne donc des renseignements concernant l'orientation du film supraconducteur, qui sera de bonne qualité (notamment pour  $J_c$ ) si l'axe  $c$  est perpendiculaire au substrat. Cependant un film monocristallin aura le même diagramme qu'un film texturé, car un tel diagramme ne permet pas de distinguer l'orientation des axes  $a$  et  $b$  dans le plan du substrat..

La figure 42 donne un exemple de diagramme obtenu sur l'échantillon K136 et sur un échantillon mal orienté K207, où l'on voit apparaître un nombre important de raies correspondantes à une désorientation du film par rapport au substrat.

Il est en outre possible de remonter aux valeurs du paramètre de maille  $c$  d'un film texturé, qui doit approcher la valeur de  $11.68\text{\AA}$  de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

Un balayage en  $\theta$  avec  $2\theta$  fixé, appelé "rocking curve", donne une indication sur la désorientation éventuelle de domaines par rapport à la normale au plan du film, ou sur des effets de contraintes entraînant une courbure de l'échantillon.

En ce qui concerne ces mesures de diffraction, nous avons pu disposer des équipements du LETI, du laboratoire de chimie de l'université de Rennes I, et aussi du laboratoire de chimie de l'Université de Lille I.

#### II\_1.3.4 *Mesure d'épaisseur*

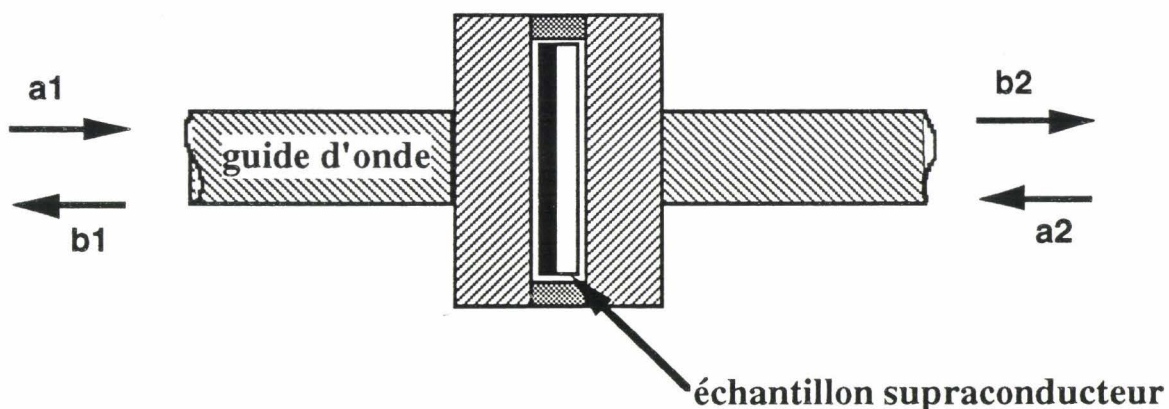
Cette mesure se fait à l'aide d'un alphasstep : un stylet se déplace à la surface de l'échantillon sur lequel une marche a été gravée. Cette mesure permet de déterminer à posteriori la vitesse de dépôt du film supraconducteur. La connaissance de l'épaisseur permet en outre d'accéder à divers paramètres, tels que la conductivité  $\sigma$ , l'impédance de surface  $Z_s$ , la profondeur de pénétration  $\lambda_L$  ...



### II\_1.3.5 La caractérisation en hyperfréquences.

Les caractérisations hyperfréquences des films supraconducteurs, développées au laboratoire résultent de deux méthodes différentes.

La première méthode est une caractérisation en transmission d'un film supraconducteur placé en obstacle dans un guide d'onde (figure 43). Les valeurs mesurées du module et de la phase de l'onde transmise permettent d'accéder à la conductivité complexe  $\sigma^* = \sigma_n - j \sigma_{sc}$ , ceci sans faire appel à des théories concernant les supraconducteurs. Ce dernier point présente un intérêt non négligeable, quand on sait qu'aucune théorie n'est encore vraiment adaptée en microondes pour les oxydes supraconducteurs à haute  $T_c$ . Ces mesures sont effectuées entre 18 et 26 GHz, par F.Mehri [47].



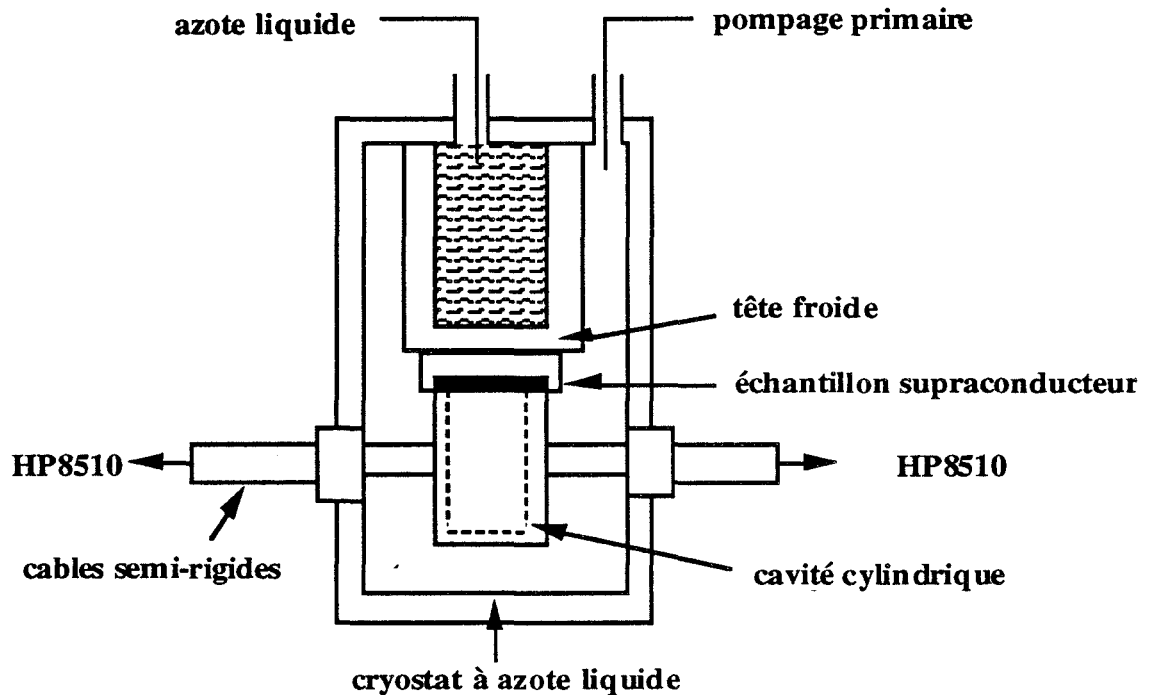
$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = f(\sigma_1, \sigma_2, \dots)$$

Connaissance de  $S_{21}$  en module et phase  $\implies \sigma^*$

**Figure 43 : Caractérisation d'un film supraconducteur à travers un guide d'onde**

La deuxième méthode utilise une cavité résonnante métallique, dont le fond peut être remplacé par le film supraconducteur à caractériser (figure 44). La mesure du coefficient de qualité avec et sans film permet de remonter à la valeur de la résistance de surface  $R_s$  à 25 GHz. Ces mesures sont effectuées par P.Lepercq.

$$Q = \frac{\omega \int_V \epsilon |E|^2 dV}{R_{\text{m\u00e9tal.}} \int_{S_{\text{m\u00e9tal}}} |H \tan \delta|^2 dS + R_{\text{supra.}} \int_{S_{\text{supra}}} |H \tan \delta|^2 dS}$$



**Figure 44 : Dispositif de mesures en cavit\u00e9**

Ces deux types de caract\u00e9risations pr\u00e9sentent l'avantage d'\u00eatre non-destructives pour le film, puisqu'elles ne n\u00e9cessitent aucune op\u00e9ration pr\u00e9alable (gravure, m\u00e9tallisation...). Le film peut alors \u00eatre \u00e0 nouveau utilis\u00e9 pour la r\u00e9alisation de circuits hyperfr\u00e9quences.

Une autre m\u00e9thode, que nous allons d\u00e9velopper dans le chapitre suivant, vise \u00e0 d\u00e9terminer la r\u00e9sistance de surface des films supraconducteurs par des mesures de coefficients de qualit\u00e9 de r\u00e9sonateurs, en technologie microruban.

## **II\_2 La gravure des films supraconducteurs**

Même s'il est à craindre des dégradations du supraconducteur susceptibles de se produire lors d'une gravure par voie humide, avec des composés aussi réactifs que l'YBaCuO, cette dernière conduit à des résultats aussi bons que ceux obtenus par des gravures sèches (gravures ioniques, laser..) [48], [49].

Etant donnée sa simplicité de mise en oeuvre, nous avons choisi d'utiliser la gravure chimique par voie humide.

### **II\_2.1 La lithographie**

La lithographie se fait suivant un processus classique :

- Enduction de résine positive (Shipley 1400-27J) à l'aide d'une tournette (vitesse = 4000 tours/mn accélération = 4000 tours/mn/s)
- Séchage dans une étuve à 60°C pendant 20 mn
- Insolation aux rayons ultraviolets
- Révélation (AZ developer)
- Recuit dans une étuve à 90°C pendant 40 mn
- Attaque humide
- Rinçage au jet d'azote

### **II\_2.2 L'attaque chimique**

Nous avons testé différentes solutions d'attaques chimiques acides, dont des solutions d'acide nitrique  $\text{HNO}_3$ , et d'acide orthophosphorique  $\text{H}_3\text{PO}_4$ , à différents degrés de dissolution.

Les premiers essais de gravures ont été effectués dans des solutions d'acide nitrique diluées dans l'eau désionisée (EDI) (1 à 5 : 100). Plusieurs problèmes se sont posés : l'aspect des lignes observées au microscope optique était médiocre, des traces de supraconducteurs persistaient sur le substrat, lui donnant une teinte grisâtre.

Nous nous sommes alors intéressés à des solutions d'acide orthophosphorique. La dissolution de ces dernières dans l'eau désionisée a été déterminée en fonction de la vitesse d'attaque désirée. Une solution d'H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> : EDI (3 : 100) correspond à une attaque de l'YBaCuO de 3000 Å / mn, vitesse suffisamment rapide pour éviter les phénomènes de sous-gravure, et suffisamment lente pour permettre le contrôle de l'attaque. La précision obtenue, atteint quelques %, variant suivant l'état de surface des échantillons à graver.

Une autre sauce d'attaque a également été utilisée : l'ethylènediaminetetraacetic acide (EDTA). Ce produit, sous forme de poudre, est d'abord dissout dans l'eau déionisée soumise aux ultrasons (US). Les résultats obtenus avec cette attaque sont semblables à ceux obtenus avec l'acide orthophosphorique. Des vitesses d'attaque pour différentes solutions selon les degrés de dissolution sont données sur la figure 45.

Pour moyen de vérification de la qualité des différentes attaques chimiques, nous avons essentiellement utilisé l'observation au microscope optique, des motifs gravés (dimensionnement, aspect). Dans un certain nombre de cas, nous avons aussi pratiqué un test sur la température critique en continu. Il est apparu que notre processus de gravure chimique n'apporte ni dégradation de la température critique en continu, ni altération cristallographique. Des exemples typiques en sont donnés sur la figure 46.

## II\_2.2 Les dépôts des contacts

La réalisation de contacts de bonne qualité entre un oxyde supraconducteur et un métal ordinaire sont un problème majeur, tant pour la caractérisation de ces matériaux, que pour leur application en microélectronique. De nombreux métaux (Ti, Sn, In...) réagissent avec l'oxygène du supraconducteur. Le contact résultant possède alors un comportement semiconducteur : sa résistivité augmente quand la température décroît. Les meilleurs résistivités de contacts sont obtenues actuellement en déposant de l'or ou de l'argent, par pulvérisation ou évaporation :  $\rho = 10^{-10} \Omega \text{ cm}^2$  à 76K [50], [51].



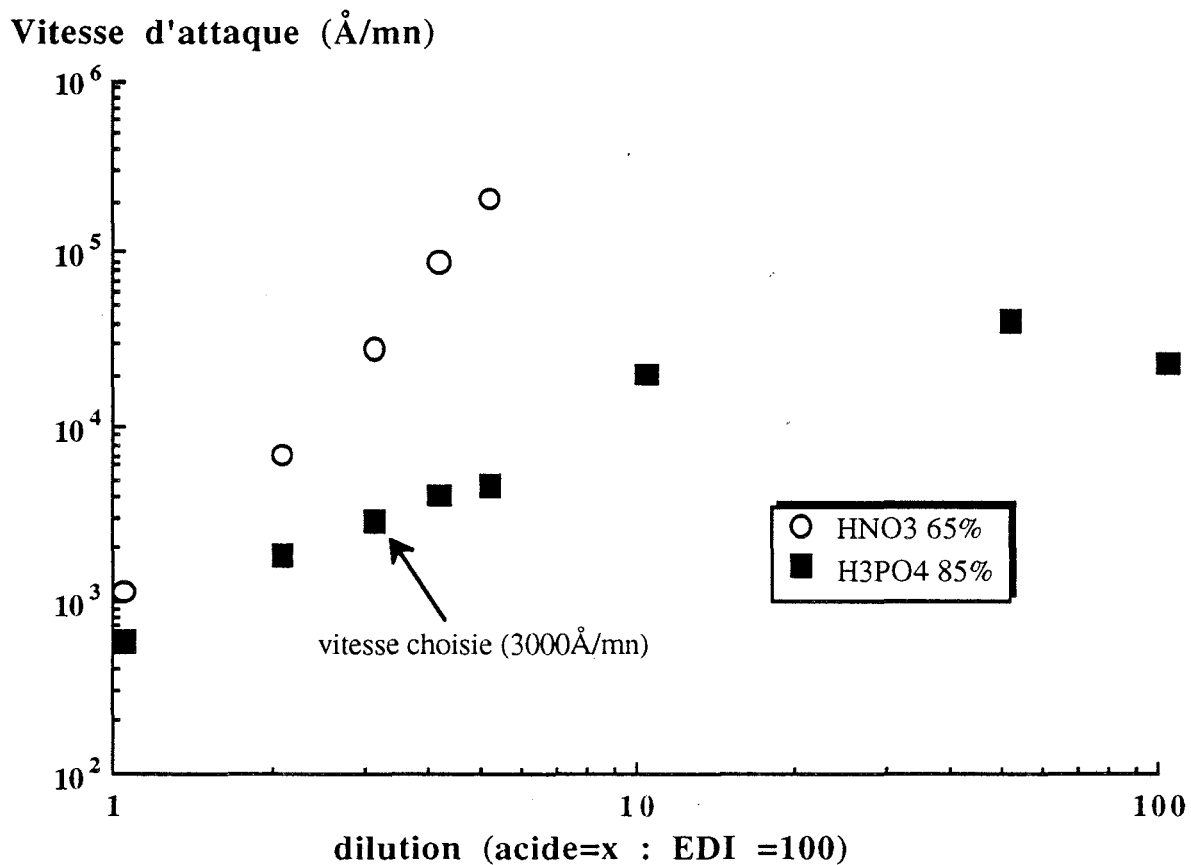


Figure 45 : Vitesse d'attaque des différentes solutions chimiques utilisées pour la gravure à température et pression ambiante.

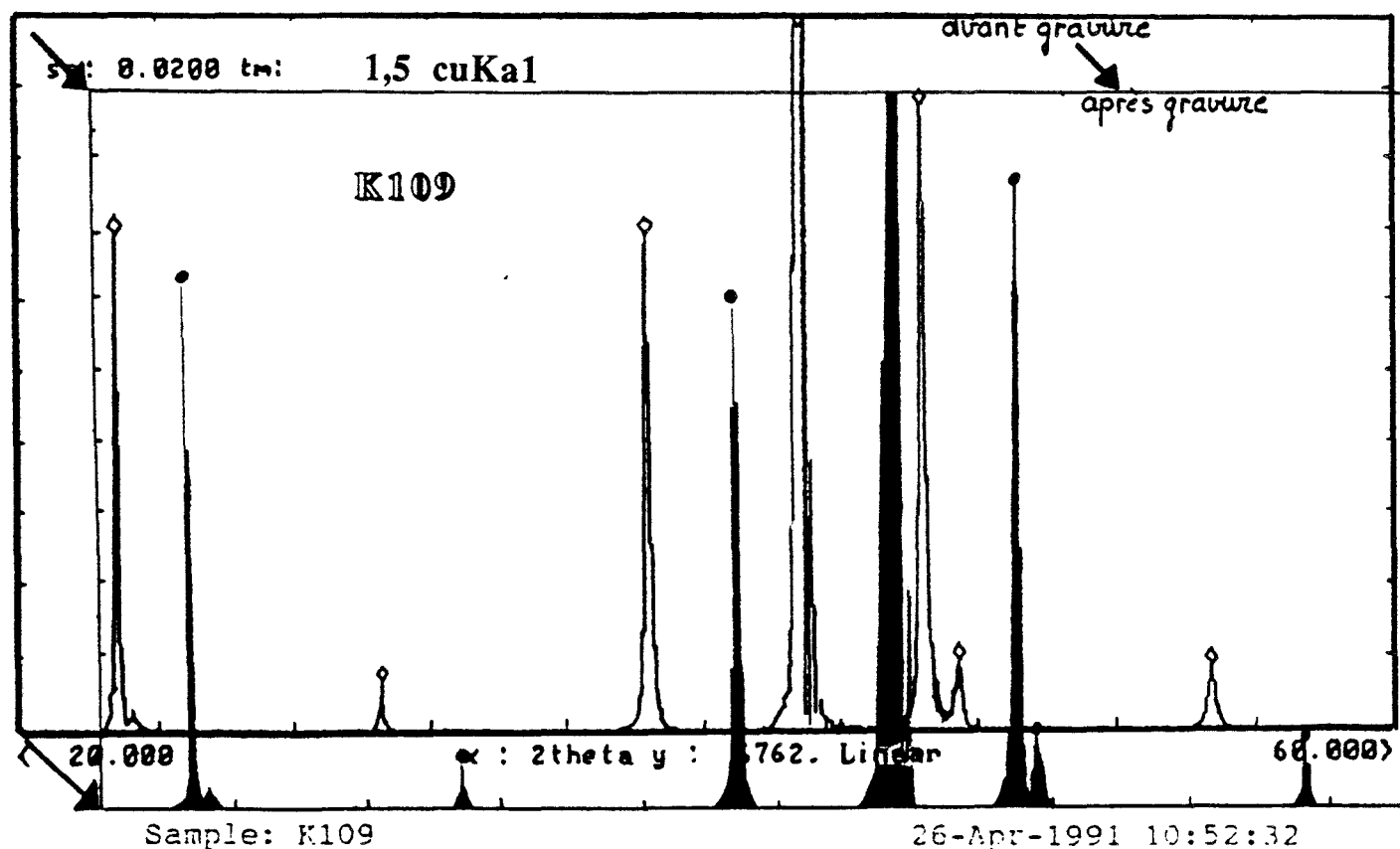
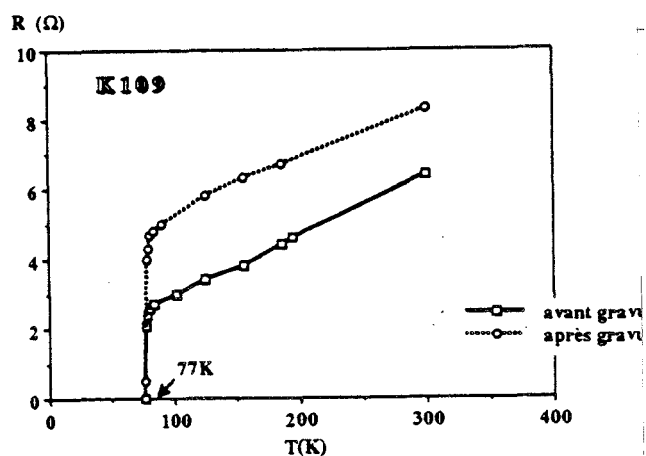
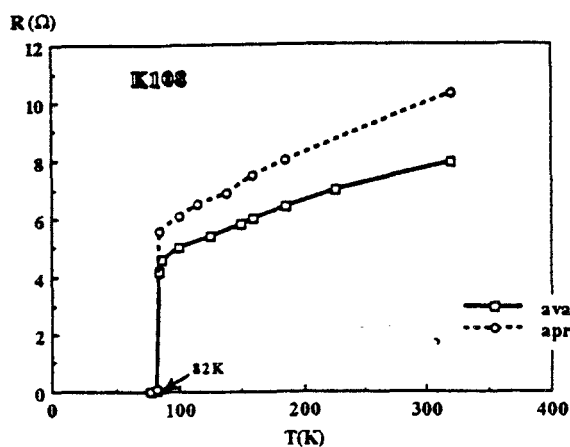


Figure 46 : Evolutions en température de la résistance continue des échantillons K108 et K109 et diagramme de diffraction X (K109), avant et après gravure ( $H_3PO_4$  3:100).

Les contacts réalisés au laboratoire ont été fait par pulvérisation d'or sous atmosphère d'argon, sur le film supraconducteur, après un léger décapage de ce dernier pour ôter la couche non-supraconductrice qui peut se former par réaction du film avec l'humidité de l'air. Quelques essais ont également été réalisés par évaporation d'or, avec ou sans couche d'accrochage (Ti, Ni, Cr ). Il semble cependant que les contacts d'or, sans couches d'accrochage, obtenus par pulvérisation présentent une meilleure résistance mécanique à la microsoudure de fils d'or que ceux fait par évaporation.

## II\_3 Dispositifs de mesures hyperfréquences des films supraconducteurs

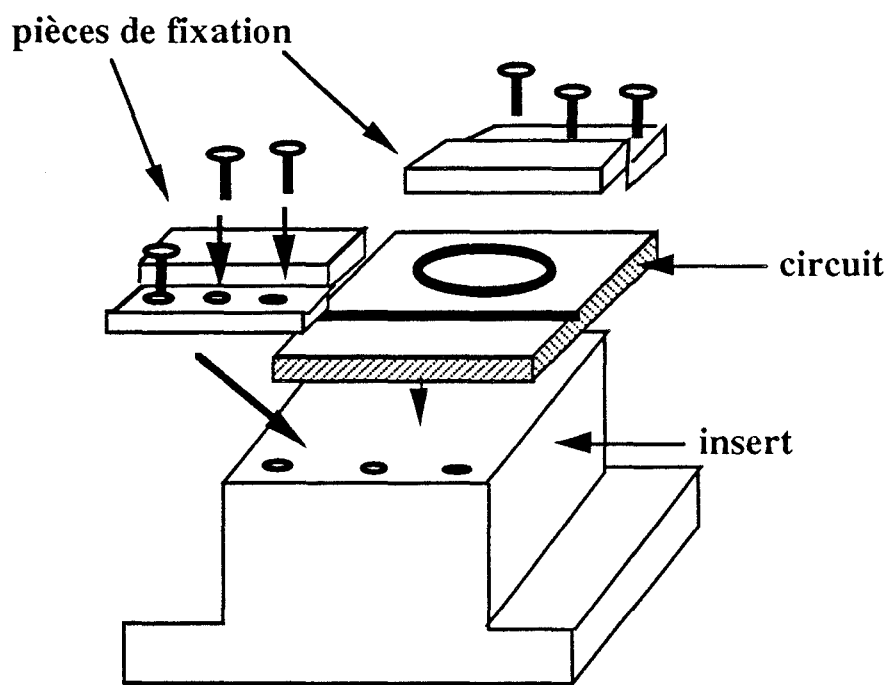
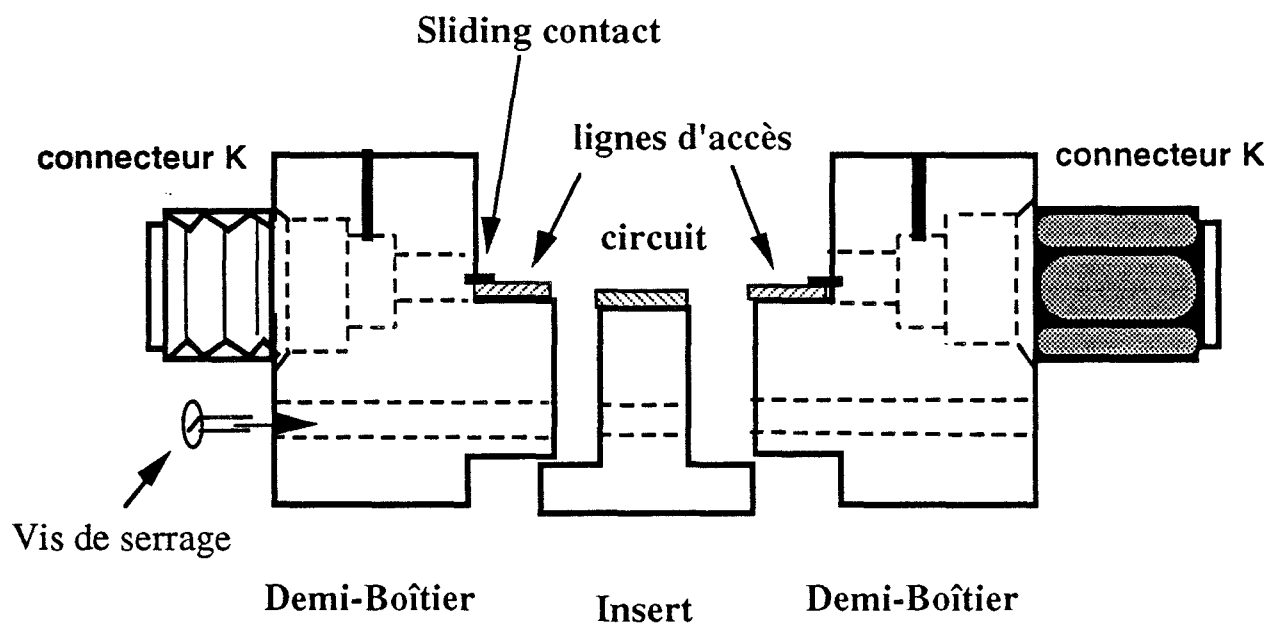
### II\_3.1 La cellule de mesures

Une fois gravés, les circuits supraconducteurs sont fixés sur une cellule de mesures similaire à celle conçue initialement au laboratoire par G.Dambrine [52] pour des caractérisations de transistors. Cette cellule comporte trois parties reliées entre elles par des vis de serrage (figure 47) :

- Deux demi-boîtiers mécaniques identiques servant de transitions coaxiale / microruban
- Un insert servant de support du circuit à tester.

#### II\_3.1.1 *Les demi-boîtiers*

La transition coaxiale / microruban est assurée par un connecteur de type K (Wiltron). Les lignes microrubans, collées sur les deux demi-boîtiers, sont réalisées sur des substrats d'alumine, de 254  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, recouverte de 5 $\mu\text{m}$  d'or. Ces lignes, larges de 252  $\mu\text{m}$ , longues de 2.4 mm, d'impédance caractéristique 50  $\Omega$  , permettent l'accès au composant à mesurer. La liaison entre les conducteurs centraux des connecteurs et ces lignes se fait par l'intermédiaire d'un contact glissant qui vient coulisser dans le conducteur, et dont l'extrémité aplatie vient se poser sur la ligne microruban.



Fixation du circuit sur l'insert par collage ou par serrage mécanique

Figure 47 : Cellule de mesures

### II\_3.1.2 *L'insert*

L'insert est une pièce métallique, sur lequel le composant, ou le circuit à tester, est soit collé avec de la colle chargée à l'argent (epoxy), soit appliqué mécaniquement.

L'insert, tout comme les demi-boîtier, est réalisé en laiton puis doré électrolytiquement.

Si les performances de cette cellule sont reconnues à température ambiante jusqu'à des fréquences avoisinant 40GHz, elles sont cependant différentes en basses températures. En effet, il est apparu au cours des manipulations, que les qualités conductrices hyperfréquences de la colle se détérioraient aux alentours de 77K.

De plus, étant donné la différence entre les coefficients de dilatation thermique de l'alumine et du laiton, le contact des lignes d'accès avec le demi-boîtier sur lequel elles sont collées n'est pas forcément assuré à ces températures. Un matériau comme le kovar, possédant un coefficient de dilatation semblable à celui de l'alumine (7ppm/K), serait plus adapté à la réalisation d'une telle cellule, destinée à fonctionner à différentes température. Le kovar est cependant un matériau moins tendre que le laiton. L'usinage de l'emplacement mécanique prévu pour les connecteurs K risquerait de casser l'outil spécifique Wiltron.

Cependant, avec une calibration précise à différentes température, fréquemment renouvelée, en évitant les variations trop brutales de températures, la cellule présente de bonnes performances de 30K à 300K, jusqu'à une vingtaine de GHz.

## II\_3.2 Les cryostats

### II\_3.2.1 *Le cryostat azote*

Les premières mesures ont été faites dans un cryostat à azote liquide représenté sur la figure 48, muni d'une sonde et d'un système de régulation de température, permettant des mesures de 77K à 300K. Les circuits supraconducteurs dont nous disposions alors présentaient des températures critiques proches de 80K. Sachant

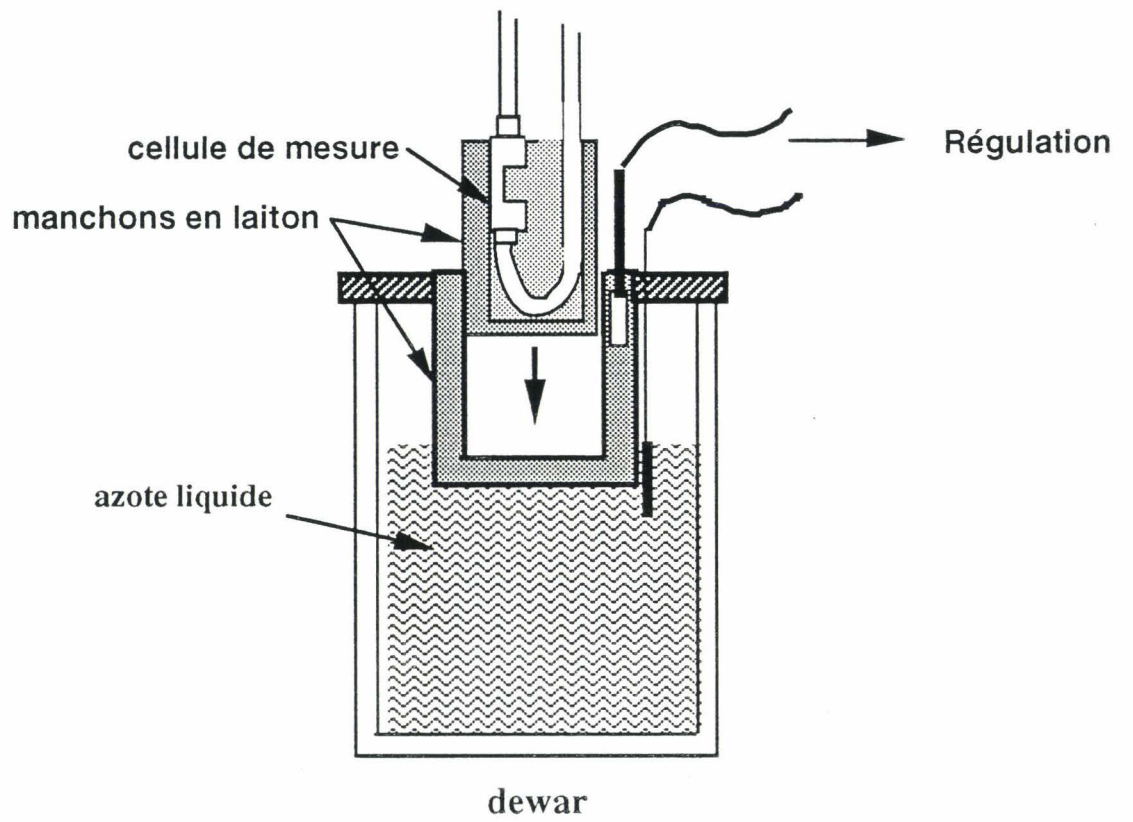


Figure 48 : Cryostat à azote

que la transition état normal - état supraconducteur est moins abrupte en hyperfréquences qu'en continu, il s'est avéré que les échantillons testés n'étaient pas encore totalement supraconducteurs à 77K. Nous nous sommes donc intéressés aux mesures à l'hélium .

### **II\_3.2.1 *Le cryostat hélium***

Le cryostat à hélium que nous avons utilisé, est représenté sur la figure 49. Il avait été conçu initialement pour permettre des mesures d'effet Hall à basses températures, avec par conséquent une queue très étroite pour pouvoir être glissée dans l'entrefer d'un électroaimant. La canne cryogénique prévue pour ce genre de mesures était de ce fait, elle aussi très étroite. Il paraissait impossible de venir y placer notre cellule de mesure.

Afin de disposer d'un espace suffisant pour cette dernière, à l'intérieur de ce cryostat, nous avons dû concevoir une nouvelle canne cryogénique s'arrêtant en bas de la tête du cryostat. Cette canne (figure 50) a été réalisée par la Société des matériaux cryogéniques, au service des très basses températures (T.B.T ), à Paris Orly. Une sonde et une résistance de chauffage ont été prévues sur la canne même, afin de permettre la régulation en température. Du fait de la position de la cellule par rapport à la queue du cryostat et afin de limiter les consommations d'hélium liquide, les mesures ont été limitées à la plage de températures 30K-300K.

## **II\_3.3 Le banc de mesures et la calibration**

### **II\_3.3.1 *Le banc de mesures***

La canne cryogénique est reliée à l'analyseur de réseaux HP8510 à l'aide de câbles souples hyperfréquences (figure 51).

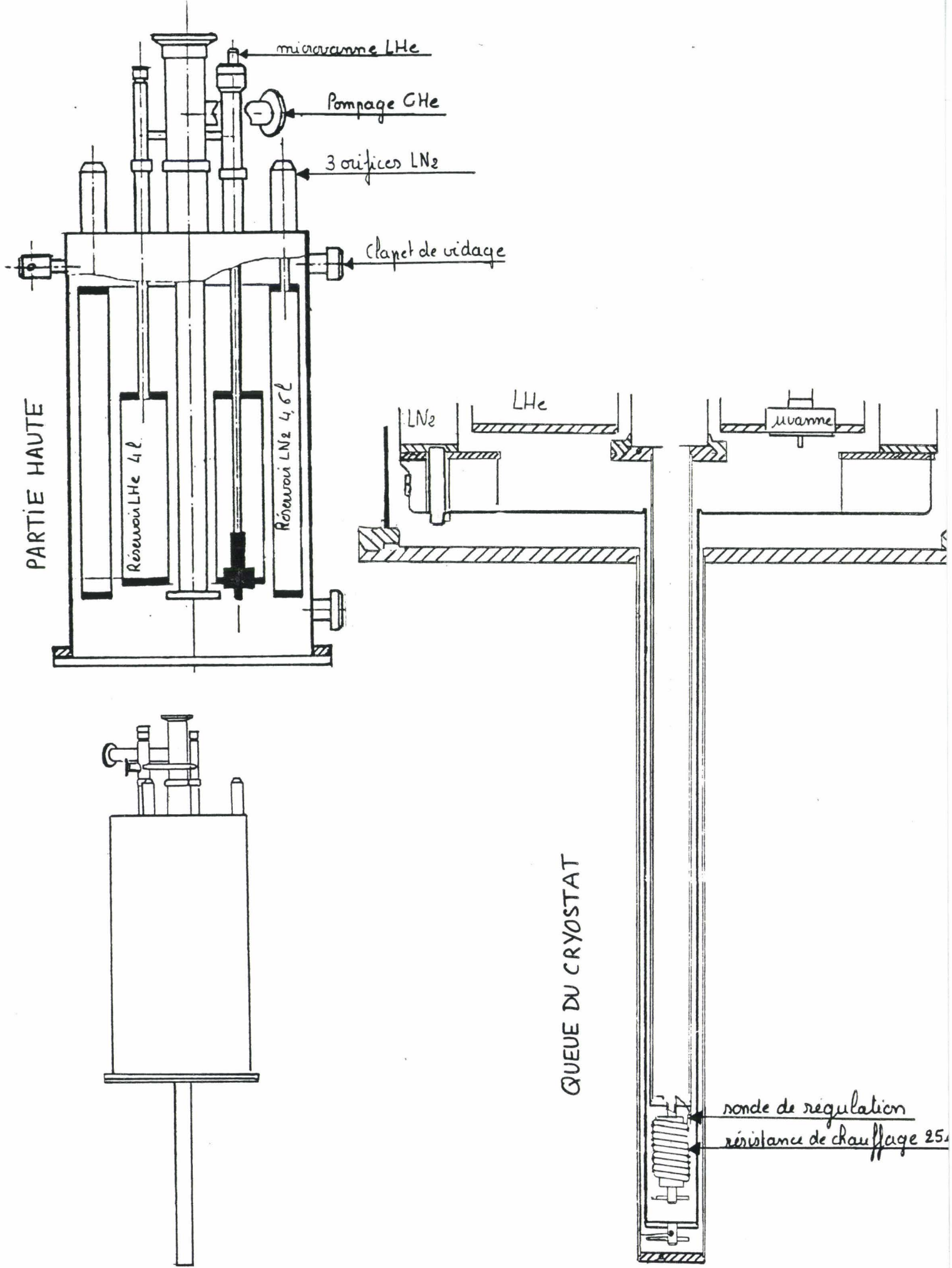


Figure 49 : Cryostat à helium liquide



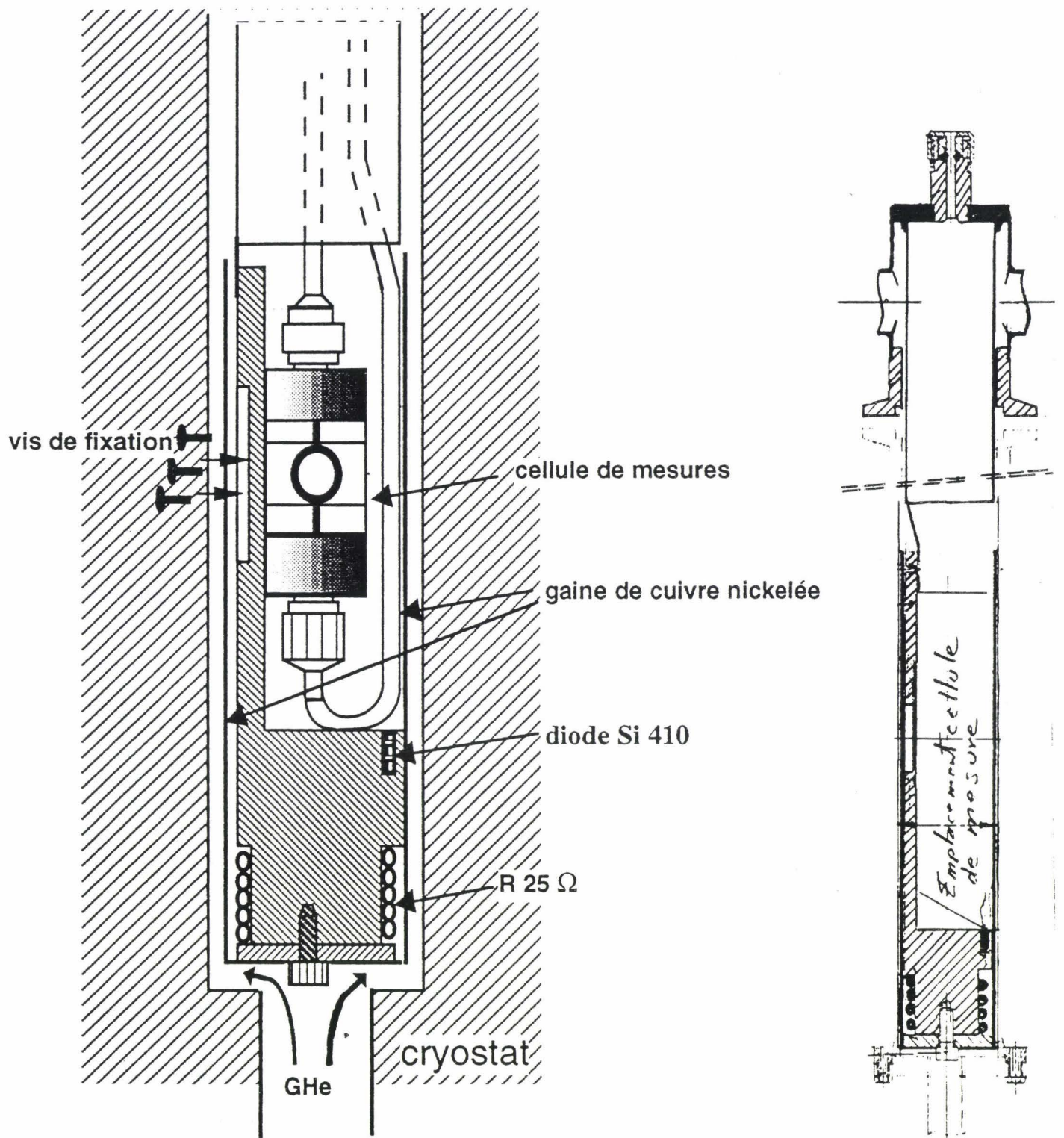


Figure 50 : Nouvelle canne cryogénique s'arrêtant dans la partie haute du cryostat à hélium liquide

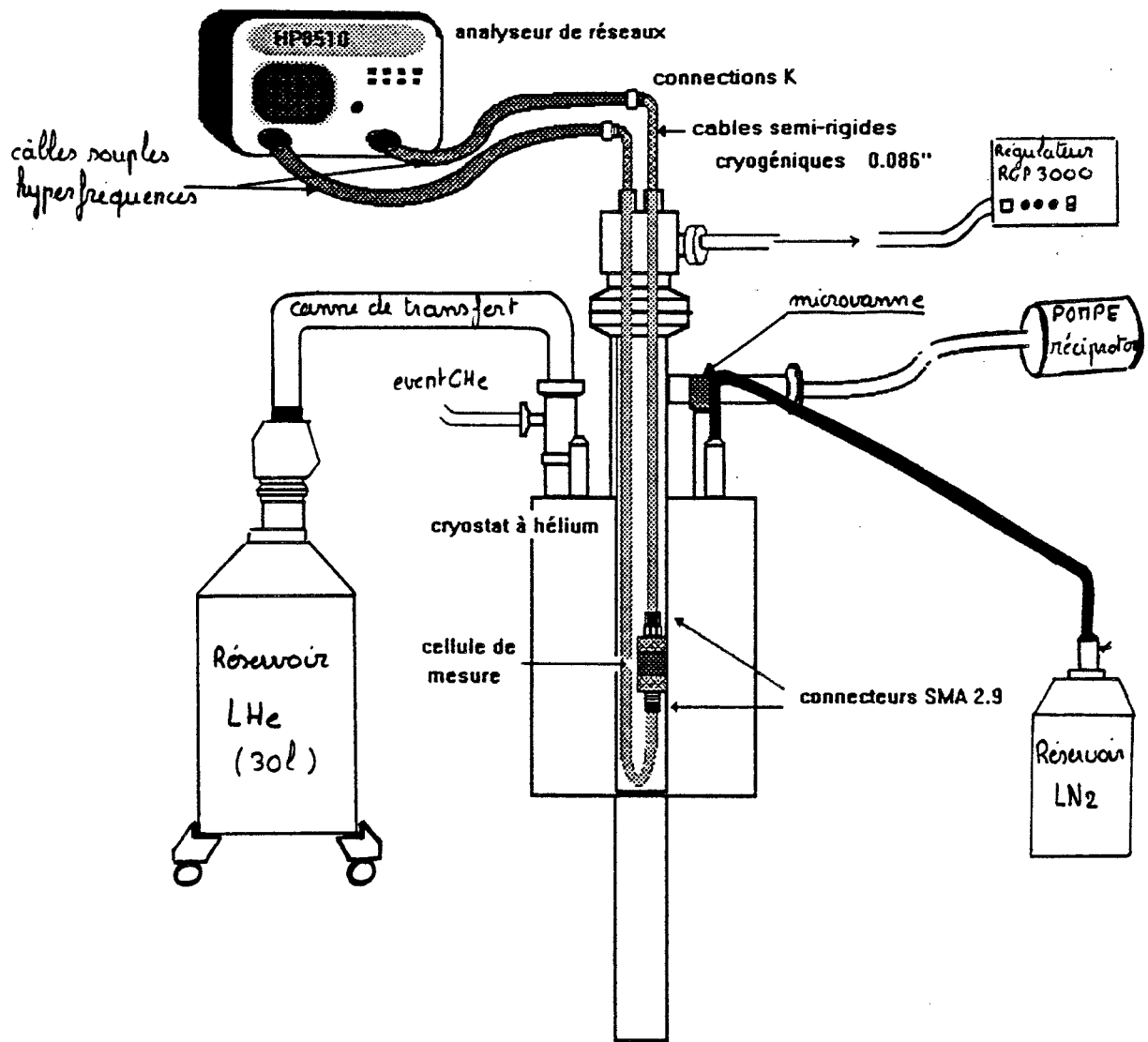
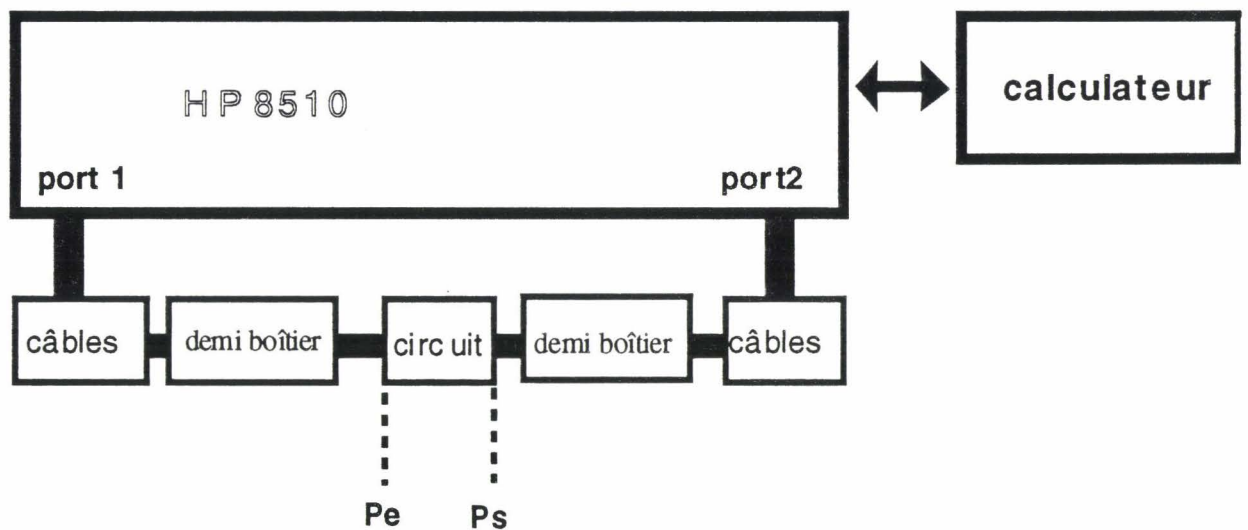


Figure 51 : Schéma du banc de mesures en froid

Les câbles descendant dans le cryostat et sur lesquels ont été montés des connecteurs SMA 2.9, sont de type ISOCORE 0,086". Ces câbles sont susceptibles de fonctionner à très basses températures et en hyperfréquences. Leur principal avantage par rapport aux câbles dont le diélectrique est en téflon microporeux, est leur stabilité en température, tant du point de vue mécanique (contraction ou dilatation du diélectrique, craquelures au niveau des connecteurs), que du point de vue hyperfréquences (phase et atténuation).

### II\_3.3.2 La calibration

Le système de mesures est schématisée sur la figure 52



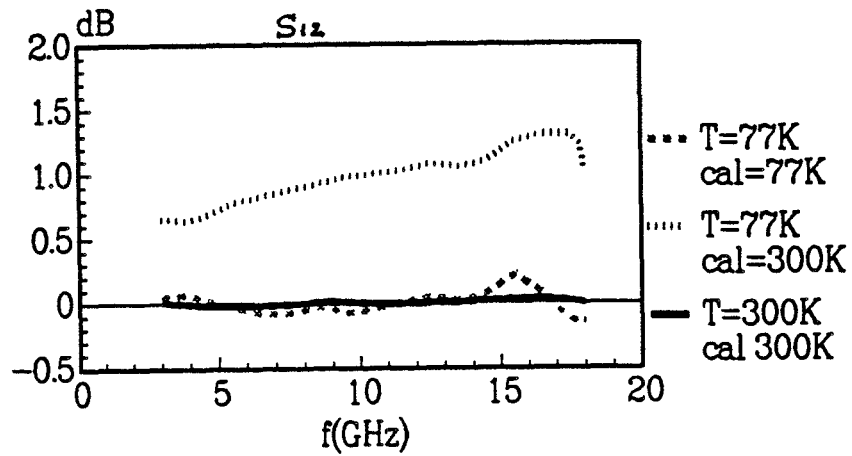
**Pe** : plan de référence du circuit à l'entrée

**Ps** : plan de référence du circuit à la sortie

**figure 52** : système de mesures à calibrer

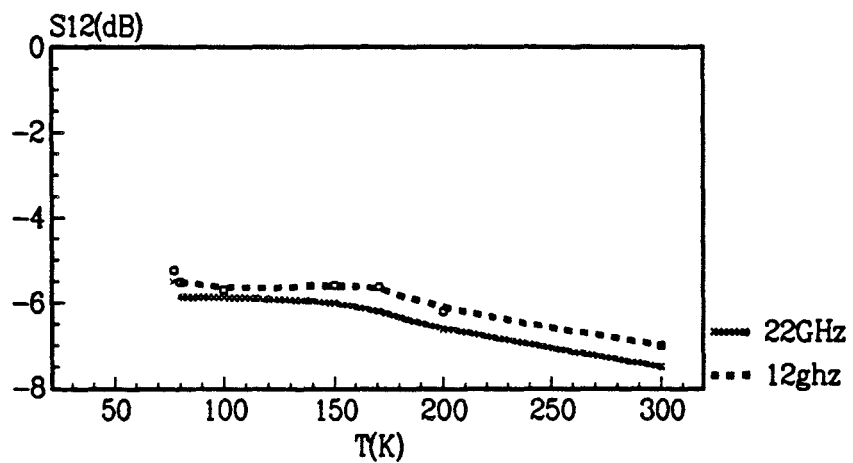
Ce système est équivalent au modèle d'erreurs représenté sur la figure 53.

vérification de calibrage 300K  
 câbles souples + câbles isocores  
 thru dans canne cryogénique



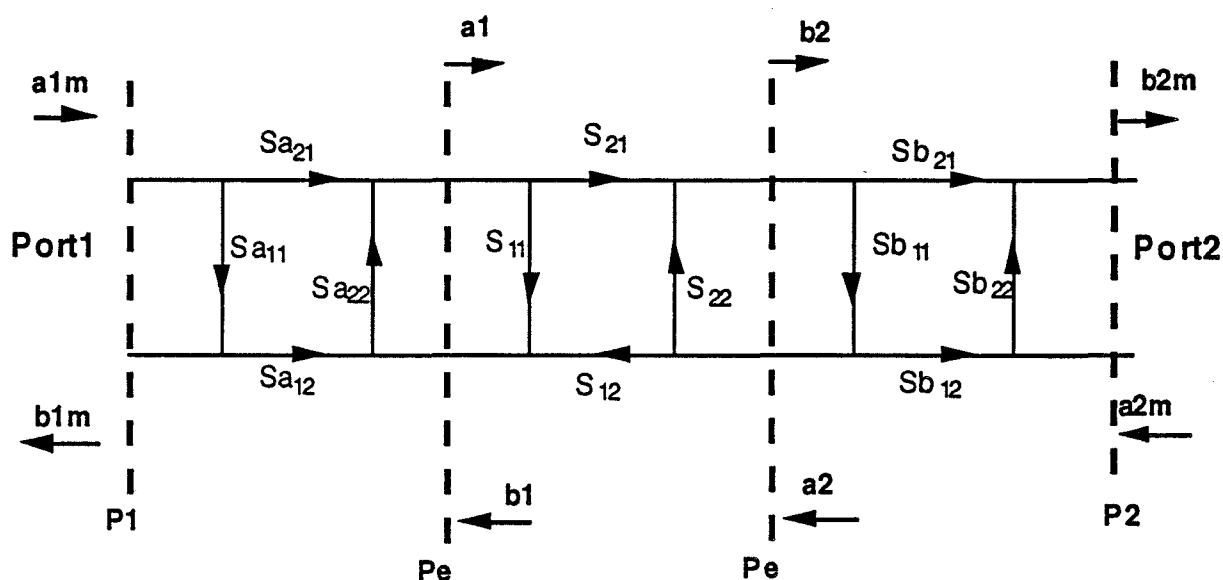
(a) Mesures du thru de calibration de la cellule de mesures à 77K pour une calibration effectuée à 300K et à 77K.

câbles isocores 0.085"  
 dans canne cryogénique hélium  
 à 12GHz et 22 GHz



(b) Comportement en température des câbles isocores 0,085" avec leurs connecteurs SMA2.9 à 12GHz et 22GHz, pour une longueur de câbles de 50mm.

Figure 55 :Vérification partielle de la calibration de la cellule à l'aide du thru (a). Comportement des câbles et connecteurs à basses températures.(b).



$S_{aj}$  : paramètres de dispersion des réseaux d'erreur d'entrée

$S_{bj}$  : paramètres de dispersion des réseaux d'erreur de sortie

Figure 53 : Modèle à huit termes d'erreur du système de mesures

Le circuit dont on veut connaître les paramètres  $S_{ij}$  est localisé sur l'insert de la cellule de mesures. Leur extraction doit s'opérer à partir des paramètres  $S_m$  bruts mesurés par l'analyseur. Il est donc nécessaire de connaître les huit termes d'erreur  $S_{aj}$  et  $S_{bj}$  représentant les deux demi-boîtiers de la cellule et les deux câbles de liaisons à l'analyseur. Pour cela, nous avons utilisé un calibrage de type TRL (Thru-Reflect-Line) adapté aux structures microrubans. Les éléments de calibration nécessaires sont :

**THRU** : Il est réalisé par la connection directe entre les deux demi-boîtiers

**REFLECT** : La charge réfective choisie dans notre cas est le circuit ouvert, qui est plus facile à réaliser et plus reproductible que le court circuit. Les deux demi-boîtiers lorsqu'ils sont ouverts, constituent naturellement cet élément de calibrage. Ils sont mesurés successivement.

**LINE** : Il s'agit d'une ligne microruban d'impédance  $50 \Omega$  et de longueur  $l$  choisie en fonction de la bande de fréquence de mesures, intercalée entre les deux demi-boîtiers.

Les connections pour le "thru" et le "line" se font par thermocompression d'une dizaine de fils d'or ( $\phi = 17\mu\text{m}$ ).

Les éléments de calibration sont mesurés un à un pour les plages de fréquences et les températures désirées. Leurs paramètres sont stockés dans des fichiers, puis traités par un logiciel de calibrage prévu à cet effet ("cas\_K"). Ce logiciel permet de déterminer les huit termes d'erreurs du modèle de la figure 54 et de passer à un modèle à 12 termes d'erreurs propre à l'analyseur de réseaux.

La validation du calibrage peut se faire en remesurant chaque étalon, puis un élément test, en vérifiant le recouplement des mesures pour les différentes plages de fréquences. A titre d'exemple, la figure 55a représente l'évolution du thru en transmission et en réflexion, à 77K, entre 3GHz et 18 GHz, avec une calibration à 77K et à 300K. Cette figure met en valeur la nécessité de calibration en froid dûe aux variations des comportements fréquentiels des câbles et des connecteurs à basse température. La figure 55b représente quant à elle les pertes propres aux câbles isocores à 12GHz et 22 GHz, en fonction de la température.

## **II\_4 Conclusion**

La collaboration avec le LETI nous a donc permis de nous familiariser avec les dépôts de films supraconducteurs à haute  $T_c$  et avec le nombre imposant de paramètres à ajuster (pression  $O_2$ , pression Ar, distance cible-substrat, température, durée des paliers...), afin d'obtenir les conditions de dépôt adéquates.

Le choix des substrats est extrêmement important, d'une part du point de vue cristallographique pour assurer la croissance des couches avec l'axe  $c$  perpendiculaire au substrat, d'autre part du point de vue de leurs performances hyperfréquences. Le MgO répondant à ces critères, nous avons travaillé essentiellement avec ce dernier, en prenant soin de le tenir à l'abri de l'humidité.

Comme nous l'avons vu, un dépôt des films "in situ" des films supraconducteurs à haute  $T_c$  est nécessaire pour obtenir des couches de bonne qualité. Il n'est cependant pas aisé de déposer "in situ" ce genre de films sur les deux faces opposées d'un même substrat, ce qui serait pourtant bien utile pour la réalisation de circuits microrubans. Nous nous contenterons dans ce qui suit de plans de masse métalliques.

Afin de caractériser nos circuits à basse température dans le cryostat à hélium déjà existant, il nous a été nécessaire de concevoir une canne cryogénique permettant de fixer des cellules de mesures de  $20 \times 60 \text{ mm}^2$  environ. Cette canne n'occupant que la partie haute du cryostat, nous nous sommes contentés de mesures entre 30K et 300 K, ceci afin d'éviter des consommations trop importantes d'hélium liquide.

Les oxydes supraconducteurs étant sensibles à l'humidité de l'air, certaines équipes [53], ont cherché à les protéger en les recouvrant d'une couche de passivation. Ces dernières sembleraient utiles, essentiellement lors des remontées en températures, en fin de mesures, lorsque du givre vient se former sur la cellule et l'échantillon. Dans la mesure du possible, nous les avons protégées avec de la résine.

Les mesures à l'hélium liquide étant délicates, encombrantes et coûteuses (l'hélium n'étant pas récupéré), des études sont en cours pour l'installation d'un cryogénérateur fonctionnant avec un compresseur à hélium.





# CHAPITRE III



## Chapitre III

### Etude de résonateurs supraconducteurs à haute Tc

De nombreux travaux ont déjà été effectués concernant les résonateurs supraconducteurs à haute Tc réalisés en technologie microruban [54] [55] [56]. Leur objectif essentiel était de déterminer les performances intrinsèques du résonateur (facteur de qualité, fréquence de résonance), et d'en extraire les caractéristiques propres de la couche supraconductrice (résistance de surface  $R_s$ , profondeur de pénétration  $\lambda_L$ ..). Pour ce type d'étude à finalité purement physique, le résonateur doit alors être excité par un couplage le plus faible possible et le plus localisé possible, généralement réalisé symétriquement et en extrémités.

Le problème posé par la mise en oeuvre de circuits hyperfréquences utilisant la sélectivité des résonateurs pour réaliser des fonctions électroniques est substantiellement différent. L'énergie dérivée par le résonateur doit être suffisamment importante pour que le rôle fonctionnel que l'on attend de lui soit effectif. Le couplage ne peut plus être aussi faible que dans le cas de l'étude purement physique et un compromis doit être trouvé pour qu'il soit suffisant, mais n'affecte pas trop la propriété de sélectivité. Notre choix s'est porté sur une forme de couplage qui offre l'avantage d'offrir de nombreuses possibilités de réglage. Il s'agit d'une configuration où la ligne d'excitation est placée à côté du résonateur et que nous avons appelé "couplage adjacent".

Le présent chapitre est composé de deux parties portant respectivement sur chacune des deux finalité évoquées ci-dessus : tout d'abord le cas où le couplage étant très faible et localisé, on s'intéresse essentiellement au résonateur et, en second, le cas du couplage adjacent où ce qui prime est l'utilisation extérieure qui peut être faite du résonateur et la recherche des conditions optimales.

#### III\_1 Les résonateurs à couplage faible et localisé

Les deux types de résonateurs étudiés sont le résonateur droit et le résonateur en anneau, qui sont les plus fréquemment rencontrés dans la littérature.

### III\_1.1 Généralités sur les résonateurs étudiés

Le résonateur droit est représenté sur la figure 56. Il est couplé symétriquement et en série à la ligne d'excitation par des "gaps" suffisamment larges pour que la perturbation apportée au résonateur, par rapport à ce qu'il serait s'il était libre, reste très faible.

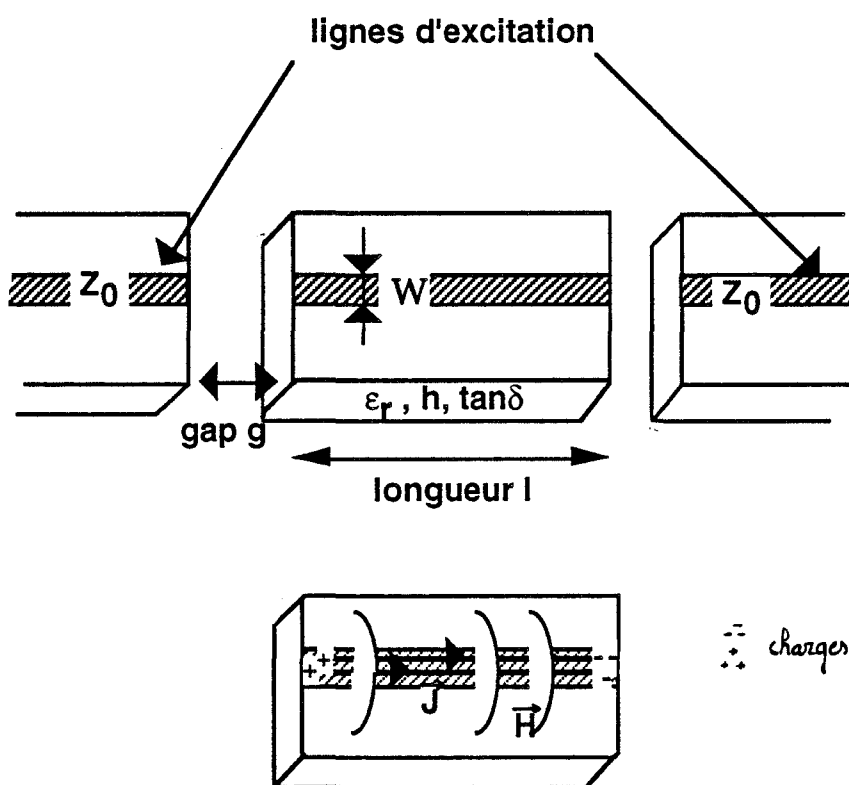


figure 56 : Résonateur droit en technologie microruban:  
caractéristiques géométriques (a) et répartition des  
lignes de champ et de courant pour  $n=1$  (b)

Le mode résonant à l'ordre 1 est un mode quasi TEM. Les résonances ont lieu quand la longueur  $l$  du résonateur est égale à un nombre entier de fois la demi-longueur d'onde guidée :

$$l = n \cdot \frac{\lambda_g}{2} \quad (27) \quad \text{avec } n : \text{entier}$$

$l$  : longueur du résonateur

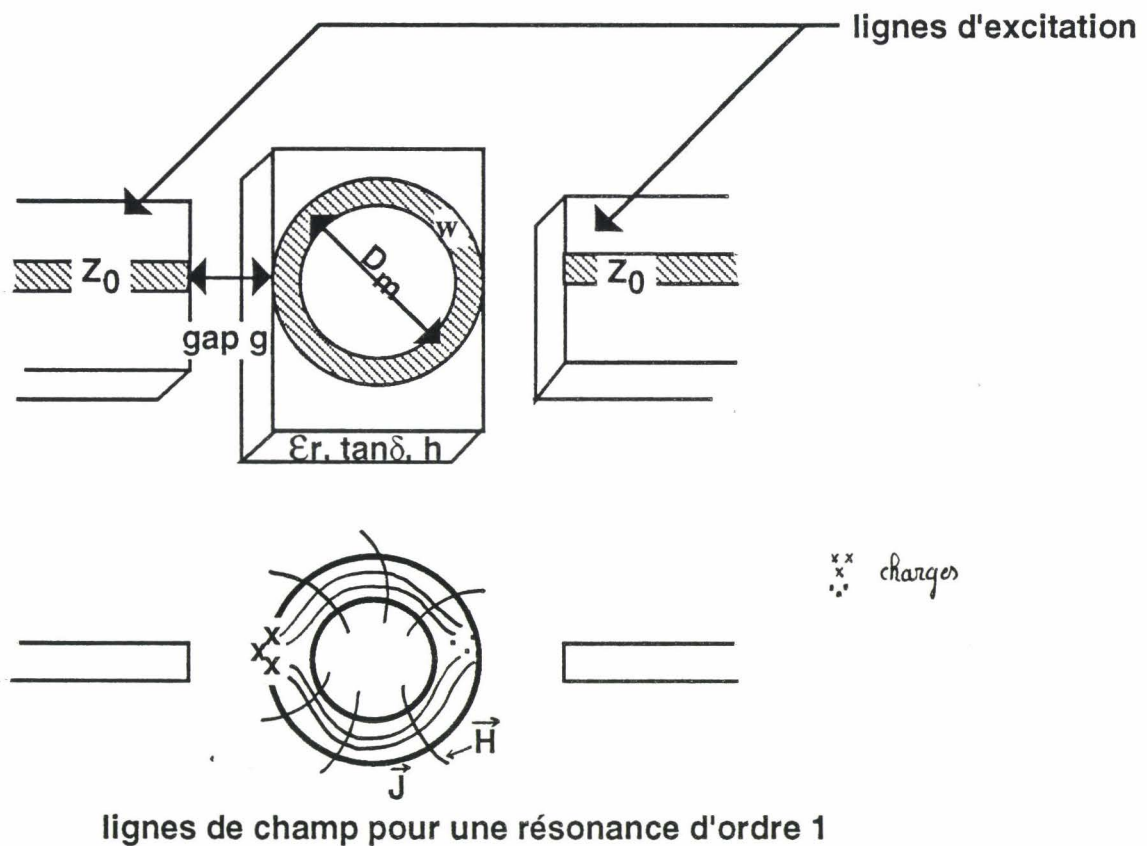
$$\lambda_g : \text{longueur d'onde guidée} = \frac{c_0}{f_{\text{resn}} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$$

$\epsilon_{\text{eff}}$  : permittivité effective

$$c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$f_{\text{resn}}$  : fréquence de résonance à l'ordre n

Le résonateur en anneau est représenté sur la figure 57. Ses paramètres caractéristiques sont le diamètre moyen  $D_m$ , la circonférence  $l_m$  et la largeur  $W$ .



**figure 57 : Résonateur annulaire en technologie microruban: caractéristiques géométriques (a) et répartition des lignes de champ et de courant pour n=1 (b)**

Le mode résonant à l'ordre 1 est  $TM_{001}$ . Cependant pour des largeurs  $W$  telles que  $\frac{2w}{D_m} \geq 1$ , d'autres modes  $TM_{nm0}$  peuvent être excités [57]. Les résonances ont lieu quand la circonférence  $l_m$  de l'anneau est égale à un nombre entier de fois la longueur d'onde guidée  $\lambda_g$  :

$$I_m = n\lambda g \quad (28)$$

Le couplage à la ligne d'excitation est réalisé comme dans le cas du résonateur droit, par deux gaps en vis à vis et suffisamment faibles pour n'entraîner qu'une faible perturbation du résonateur. La mesure des fréquences de résonance et des coefficients de qualité s'opère par l'intermédiaire des lignes d'accès à la cellule de mesures, qui sont reliées à un analyseur de réseaux. La fréquence de résonance est donnée par le maximum de la courbe  $S_{12}(f)$  ou le minimum de  $S_{11}(f)$ . Le coefficient de qualité en charge est déterminé par le rapport  $\frac{f_{resn}}{f_{n1}-f_{n2}}$ , où  $f_{n1}$  et  $f_{n2}$  sont les fréquences pour lesquelles l'amplitude de  $S_{12}$  ou de  $S_{11}$  diffère de 3 dB par rapport à sa valeur à la fréquence de résonance.

Le coefficient de qualité total  $Q_t$  ainsi mesuré inclut, en plus des pertes conductrices (reliées à  $Q_c$ ) et des pertes diélectriques (reliées à  $Q_d$ ) déjà étudiées dans le premier chapitre, les pertes dûes au rayonnement (reliées à  $Q_r$ ) et l'influence du couplage (relié à  $Q_{coup}$ ).

$$\frac{1}{Q_t} = \underbrace{\frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}}_{\frac{1}{Q_{int}}} + \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_{coup}}$$

$$\frac{1}{Q}$$

### III\_1.2 Le coefficient de qualité de rayonnement : $Q_r$

Une partie de la puissance rayonnée par un résonateur se fait par l'intermédiaire des ondes de surface :  $P_{rsurf}$  tandis que l'autre partie est portée par les ondes d'espace :  $P_{resp}$ , comme le schématise la figure 58.

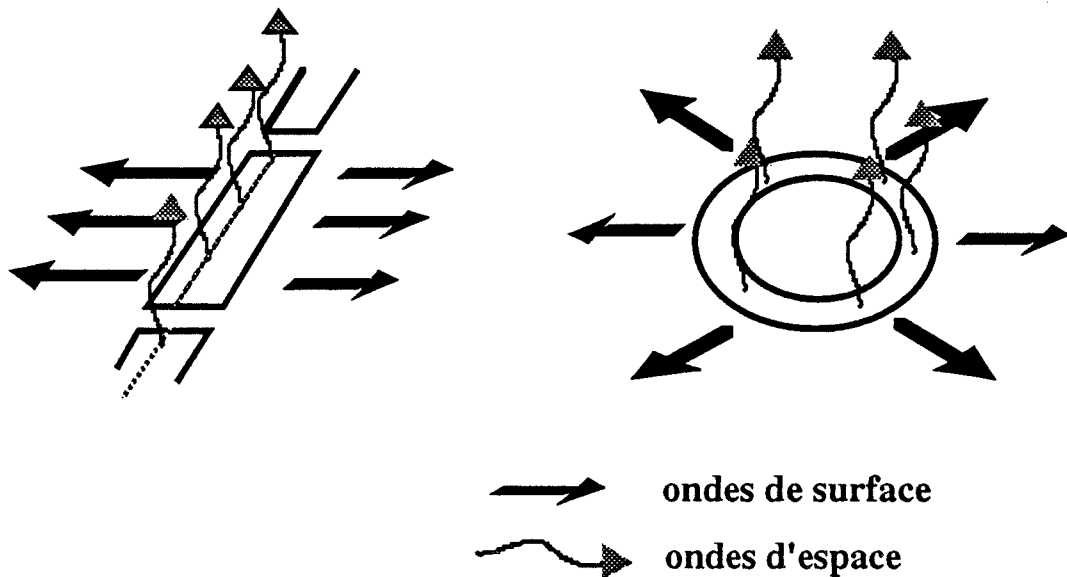


figure 58 : Rayonnement du résonateur microruban porté par les ondes de surface et les ondes d'espace.

Une méthode de calcul de la puissance rayonnée par un circuit ouvert, inspiré par Lewin [58] et développé par Van der Pauw [59] permet de calculer séparément  $P_{\text{surf}}$  et  $P_{\text{resp}}$ . Il apparaît que le terme  $P_{\text{resp}}$  est proportionnel à  $(\frac{h}{\lambda_0})^2$  tandis que  $P_{\text{surf}}$  est proportionnel à  $(\frac{h}{\lambda_0})^3$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde à vide. Pour  $\frac{h}{\lambda_0} \ll 1$ ,  $P_{\text{surf}}$  peut donc être négligé. De façon générale, le coefficient de qualité dû au rayonnement  $Q_r$

s'écrit : 
$$Q_r = \frac{2 \pi f_{\text{res}} U}{(P_{\text{surf}} + P_{\text{resp}})}$$
 où  $f_{\text{res}}$  est la fréquence de résonance

$U$  est l'énergie emmagasinée

En considérant que les rayonnements de chacune des extrémités du résonateur droit n'ont pas d'interférence entre eux,  $Q_r$  peut s'écrire pour ce dernier :

$$Q_r = \frac{Z_c}{480 \pi \left( \left( \frac{h}{\lambda_0} \right)^2 F(\epsilon_{\text{eff}}) \right)}$$

$$F(\epsilon_{\text{eff}}) = \frac{\epsilon_{\text{eff}} + 1}{\epsilon_{\text{eff}}} - \frac{(\epsilon_{\text{eff}} - 1)^2}{2\epsilon_{\text{eff}}^{3/2}} \ln\left(\frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} + 1}}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} - 1}}\right)$$

Dans le cas du résonateur annulaire, la discontinuité a lieu tout au long de la circonférence. La méthode de Van der Pauw [59] conduit à l'expression suivante :

$$Q_r = \frac{\epsilon_{\text{eff}} Z_c}{120 \pi^3 \left( \left(\frac{h}{\lambda_0}\right)^2 \left(1 - \frac{4}{3\epsilon_r} + \frac{8}{15\epsilon_r^2}\right) \right)}$$

Dans le cas des dimensionnements et substrats que nous utilisons ici, le rayonnement est à peine différent pour un résonateur annulaire ou un résonateur droit.  $Q_r$  augmente quand  $Z_c$  et  $\epsilon_r$  augmentent et quand la fréquence diminue (figure 59).

Pour les circuits hyperfréquences supraconducteurs pour lesquels les pertes de conduction sont très faibles, les pertes dues au rayonnement tout comme les pertes diélectriques auront une influence non négligeable sur le coefficient de qualité total. Les formules énoncées ci-dessus ont été calculées dans le cas de conducteurs métalliques. Elles sont valables dans l'approximation d'un mode de propagation quasi-TEM et ne tiennent pas compte de la distribution du courant sur la largeur de la ligne microruban. Cette distribution étant différente pour un supraconducteur, ces formules ne devront leur être appliquées qu'à titre d'approximation.

### III\_1.3 L'influence du couplage : $Q_{\text{coup}}$

Une façon de s'affranchir du couplage et d'accéder ainsi directement au coefficient non chargé  $Q$ , est d'accroître les valeurs des gaps jusqu'à ce que cette variation n'ait plus d'effet sur les mesures de  $Q_t$ . On a alors  $Q_t = Q$ . Ceci s'effectue au détriment de



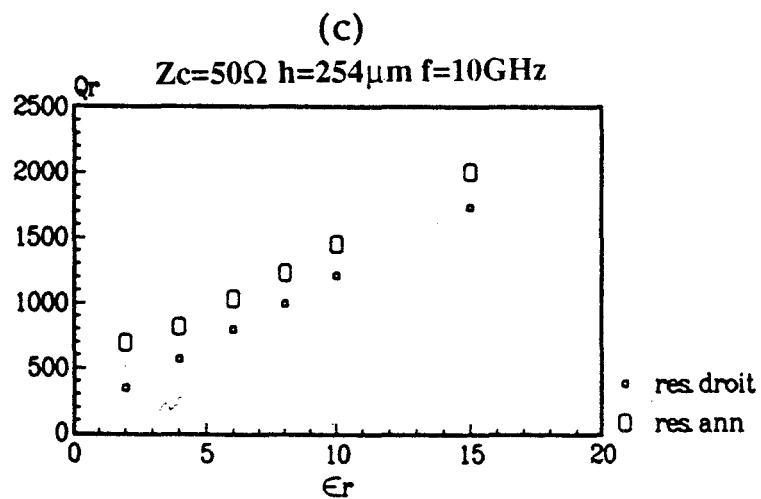
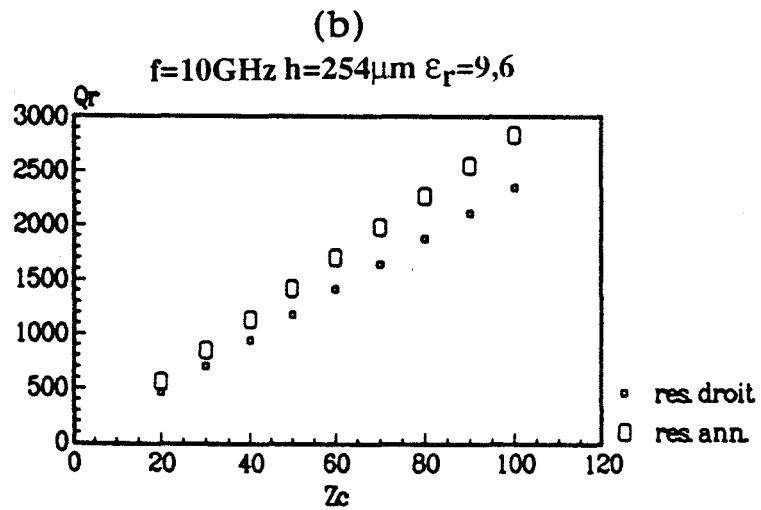
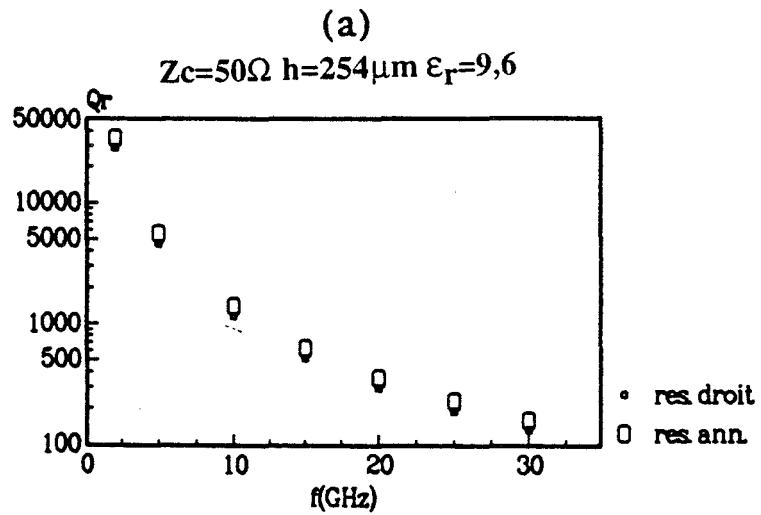


Figure 59 : Evolutions théoriques du coefficient de qualité de rayonnement  $Q_r$  de résonateurs droit et annulaire métalliques en fonction de la fréquence (a), de l'impédance caractéristique  $Z_c$  (b) et de la permittivité  $\epsilon_r$  (c).

la puissance transmise et celle-ci peut devenir insuffisante pour permettre des mesures correctes. Un compromis raisonnable est donc nécessaire.  $Q_{\text{coup}}$  dans le cas d'un résonateur mesuré en transmission, s'exprime sous la forme [60] :  $Q_{\text{coup}} = \frac{Q_t}{|S_{21}|}$ ,  $S_{21}$  étant pris à la résonance.

Comme  $Q = \frac{Q_t}{1-|S_{21}|}$ , si  $|S_{21}| \leq 0,03$  soit  $|S_{21}|(\text{dB}) < -30\text{dB}$ , on a  $Q \approx Q_t$

### III\_1.4 Les résultats expérimentaux

#### III\_1.4.1 Les résonateurs en or

A titre de référence, pour évaluer les performances des résonateurs supraconducteurs, nous avons étudié au préalable des résonateurs en or sur des substrats d'alumine. Les caractéristiques communes pour ces résonateurs sont les suivantes :

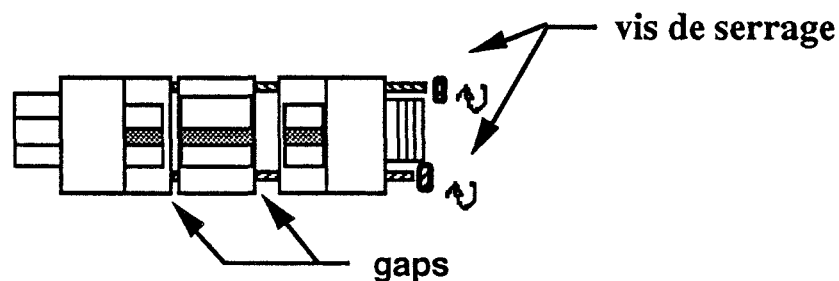
$$\begin{aligned} t &= 5\mu\text{m} \\ \sigma &= 4.5 \cdot 10^7 \text{ S/m} \\ \epsilon_r &= 9,6 \\ \tan\delta &= 10^{-4} \\ h &= 254 \mu\text{m} \\ w &= 252 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Comme pour les échantillons supraconducteurs, la gravure des circuits en or a été effectuée par voie chimique. La solution d'attaque est la suivante :

$$\begin{aligned} &30\text{g d'iode} \\ &100\text{g d'iodure de potassium} \\ &15\text{g de tétraborate de sodium} \quad \text{à } 60^\circ\text{C} \\ &2\text{g d'acide borique} \\ &1 \text{ l d'eau désionisée} \end{aligned}$$

La couche d'accrochage est ôtée dans une solution à base d'acide acétique glacial.

L'alumine est ensuite découpée au dimensions de l'insert à l'aide d'une scie à lame circulaire. Les gaps d'excitation sont fixés par l'assemblage mécanique de la cellule : c'est la distance séparant les lignes microrubans des demi-boîtiers de celle de l'insert. Il sont de l'ordre de 250  $\mu\text{m}$ .



Des exemples typiques de résultats sont montrés sur les figures 60 et 61 donnant respectivement les réponses en fréquences du paramètre  $S_{21}$  (module et phase) à 300K, d'un résonateur droit de longueur  $l=10\text{mm}$  et d'un résonateur annulaire de diamètre moyen  $D_m=5,91\text{mm}$ . Ces résonateurs ont également été caractérisés à 77K.

Les faibles valeurs obtenues pour  $|S_{ij}|$  à la résonance traduisent le fait que le couplage est lâche. Les pics de résonances correspondant en réflexion  $|S_{ii}|$  ne descendent pas en dessous de 3dB et sont donc difficilement exploitables.

La fréquence de résonance augmente légèrement quand la température diminue. Une première explication peut être l'augmentation de la permittivité effective  $\epsilon_{\text{eff}}$  (figure 62a). Une autre explication possible de cette évolution est la contraction de l'alumine avec la température. La longueur du résonateur alors réduite entraîne une augmentation de la fréquence de résonance. Cette variation n'excède pas 0,05GHz pour le résonateur droit. Elle est nulle pour le résonateur annulaire.

Le paramètre  $|S_{21}|$  à la résonance reste quasi constant avec la température (figure 62b). La raison probable est que l'augmentation de la conductivité  $\sigma$  et celle des gaps (dûe à la contraction de l'alumine) jouent des rôles antagonistes.

Le coefficient de qualité augmente légèrement (figure 62c), passant de 138 à 215 pour le résonateur droit et de 130 à 200 pour le résonateur annulaire. Cette évolution doit

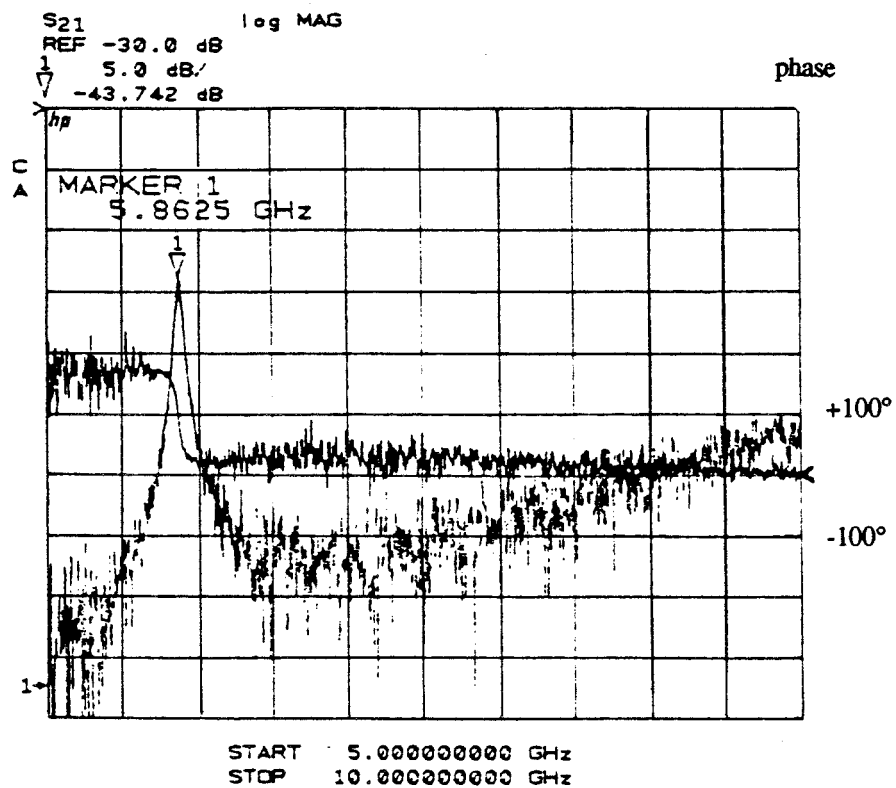


Figure 60 : Réponse en fréquence d'un résonateur droit en or sur un substrat d'alumine :  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $T=300\text{K}$ .

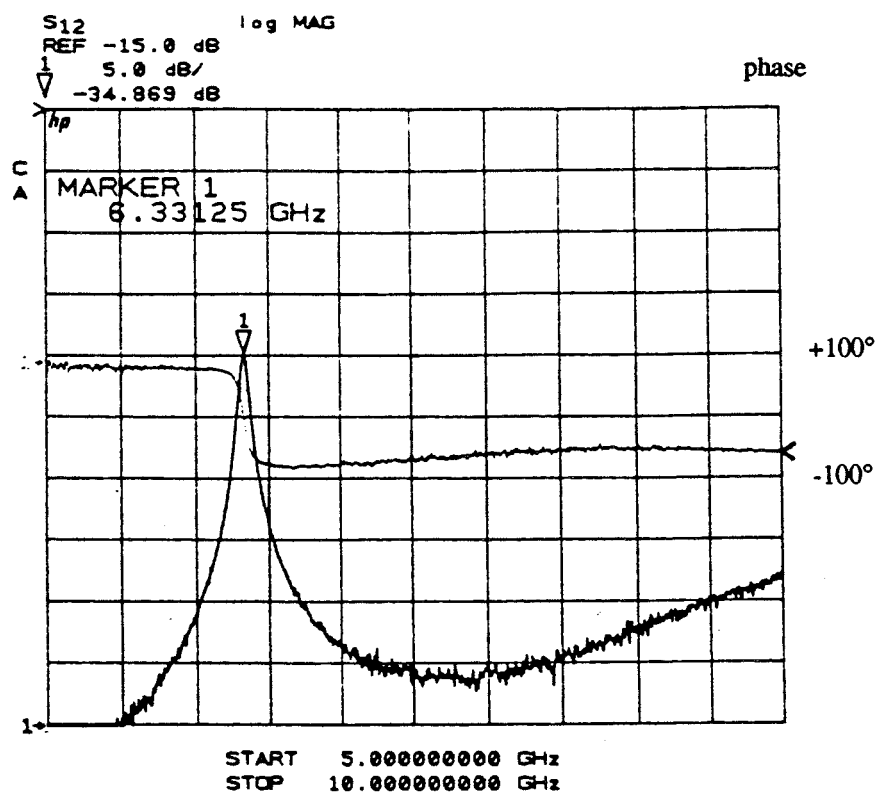
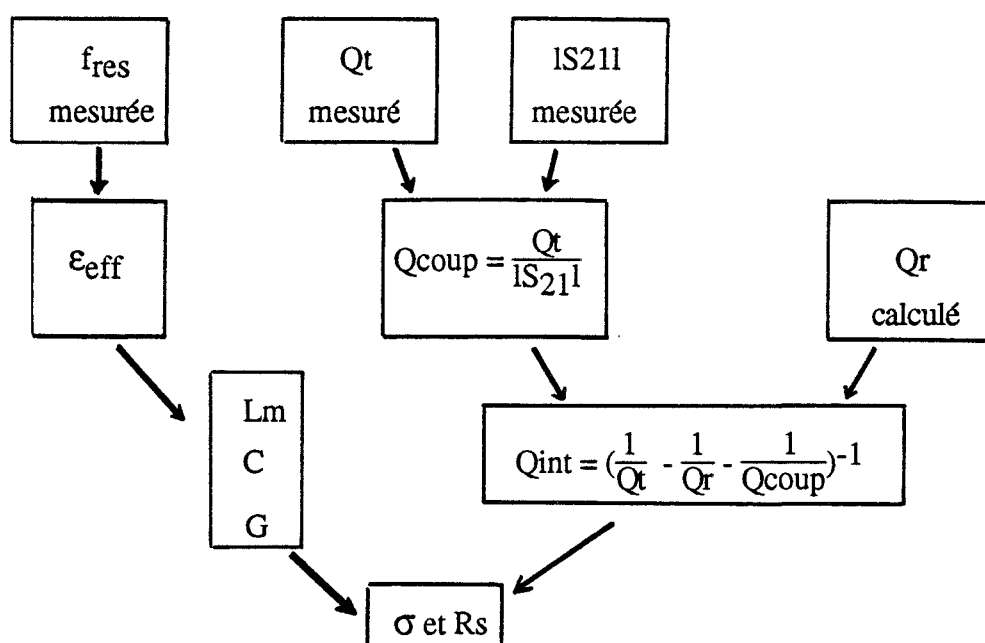


Figure 61 : Réponse en fréquence d'un résonateur annulaire en or sur un substrat d'alumine:  $D_m=5.91\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $T=300\text{K}$ .

probablement être liée à l'augmentation de  $\sigma$  et à la diminution des pertes diélectriques quand la température décroît.

A l'aide des valeurs mesurées  $f_{res}$ ,  $Q_t$ ,  $|S_{21}|$ , et en utilisant les expressions établies au chapitre 1 nous pouvons déduire la valeur de la conductivité du conducteur constituant le microruban. La figure 63 schématise la procédure suivie.



**figure 63 : Procédure de calcul de la conductivité du film métallique constituant le résonateur microruban.**

Les résultats obtenus à 300K et à 77K pour les deux types de résonateurs sont reportés dans le tableau 64.

Les valeurs de conductivité trouvées recoupent celles de la littérature [61]. Dans le cas d'échantillons massifs, ces valeurs seraient :  $\sigma = 4,5 \cdot 10^7$  S/m à 300K et  $\sigma = 2,17 \cdot 10^8$  S/m à 77K [62]. Les valeurs que nous avons trouvées sont plus faibles, ce qui est normal puisque la conductivité d'un film métallique est inférieure à celle d'un métal massif.

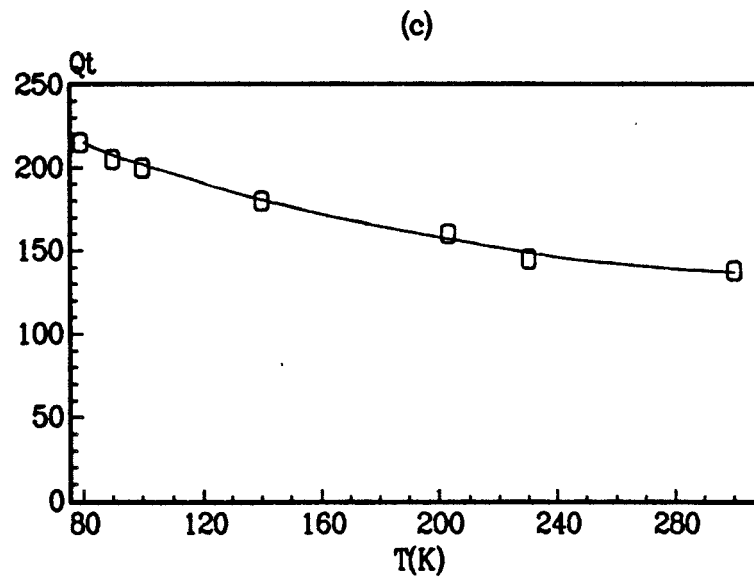
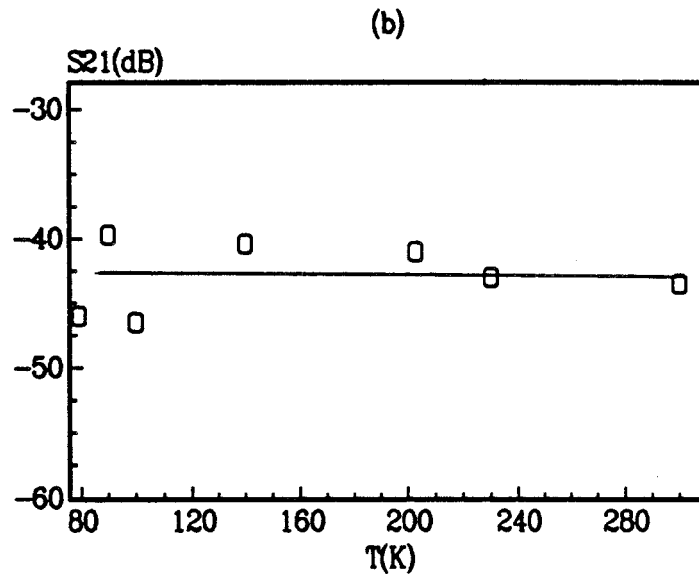
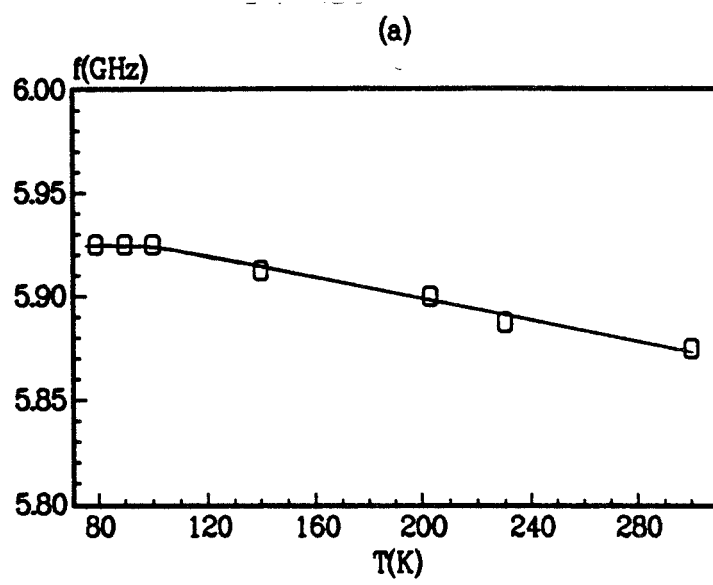


Figure 62 : Evolution en température de la fréquence de résonance (a), du coefficient de transmission  $|S_{21}|$  (b) et du coefficient de qualité (c) du résonateur droit en or  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ .

## résonateurs en or sur alumine

résonateur droit  $l=10\text{ mm}$   $h=254\text{mm}$   $t=5\mu\text{m}$   $\epsilon_r = 9,6$   $\tan\delta=10^{-4}$ 

T(K)	300	77		300	77
f <sub>res</sub> (GHz)	5,875	5,925	Q <sub>int</sub>	145	232
$\epsilon_{\text{eff}}$	6,51	6,52	$\sigma$ (S/m)	$4,17 \cdot 10^7$	$10,9 \cdot 10^7$
Q <sub>t</sub>	138	215	R <sub>sa</sub> (mΩ)	23,5	14,5
Q <sub>coup</sub>	21129	21500	$\alpha$ (Nep/m)	1,09	0,67
Q <sub>r</sub>	3366	3310	$\beta$ (Rad/m)	314	315

résonateur annulaire  $l_m=18,56\text{ mm}$   $h=254\text{mm}$   $t=5\mu\text{m}$   $\epsilon_r = 9,6$   $\tan\delta=10^{-4}$ 

T(K)	300	77		300	77
f <sub>res</sub> (GHz)	6,33	6,33	Q <sub>int</sub>	141	221
$\epsilon_{\text{eff}}$	6,52	6,52	$\sigma$ (S/m)	$3,9 \cdot 10^7$	$10,1 \cdot 10^7$
Q <sub>t</sub>	130	200	R <sub>sa</sub> (mΩ)	25,1	15,7
Q <sub>coup</sub>	3265	5023	$\alpha$ (Nep/m)	1,2	0,7
Q <sub>r</sub>	3503	3503	$\beta$ (Rad/m)	339	339

Tableau 64 : Résultats obtenus pour des résonateurs droit et annulaire réalisés en or sur des substrats d'alumine

Cette approche analytique nous permet donc d'accéder aux valeurs des différents coefficients de qualité d'un résonateur microruban, ainsi qu'aux valeurs de résistance de surface et conductivité des métallisations utilisées. En estimant le coefficient de qualité propre au diélectrique par l'expression simplifiée  $Q_d = \frac{1}{\tan \delta}$ , soit environ 10000

dans le cas de l'alumine, les pertes conductrices apparaissent comme étant le principal facteur empêchant l'obtention d'un coefficient de qualité élevé. Avec des supraconducteurs la limitation des coefficients de qualité est imposée par les pertes diélectriques ou par les pertes par rayonnement.

Bien que les formulations utilisées ci-dessus aient été établies, notamment en ce qui concerne le rayonnement, dans le cas de métallisations classiques, nous les utiliserons dans le cas des nouveaux supraconducteurs.

### III\_1.4.2 *Les résonateurs supraconducteurs à haute T<sub>c</sub>*

#### Mesures préliminaires

Tous les premiers échantillons dont nous avons disposés avaient la face arrière du substrat dépourvue de tout dépôt. Une fois leur face avant supraconductrice gravée, les échantillons étaient collés directement sur l'insert de la cellule de mesures avec de la colle conductrice chargée à l'argent. Cette dernière assurant le contact entre le substrat de MgO et l'insert doré de la cellule intervenait ainsi dans la réalisation du plan de masse du résonateur microruban. Par ailleurs, comme au début de l'étude nous ne disposions pas du cryostat à hélium, toutes les premières investigations ont été faites dans un dewar à azote liquide permettant des mesures entre 300K et 77K seulement.

La mauvaise conductivité des oxydes supraconducteurs au dessus de leur température critique et la faible épaisseur  $t$  des films par rapport à l'épaisseur de peau  $\delta$ , ne permettent pas usuellement d'observer le moindre pic de résonance à température ambiante. Quand la température se rapproche de 77K, les pics de résonance commencent



à apparaître. En ce qui concerne les premiers échantillons dont nous avons pu disposer au laboratoire, ces pics de résonance sont toujours restés d'amplitude très faible. A titre d'exemple, la figure 65 présente l'évolution en fréquence du module du paramètre  $S_{12}$  à 77 K d'un résonateur droit gravé sur un des premiers échantillons d'YBaCuO en provenance de l'IsMRA de Caen. Le film d'épaisseur 1  $\mu\text{m}$ , avait été déposé par pulvérisation cathodique multicible. Le substrat alors utilisé était de la Zircone polycristalline stabilisée à l'Yttrium (YSZ), d'épaisseur 1mm, de permittivité proche de 25 et de  $\tan\delta$  compris entre  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$ . Il n'était pas adapté à la réalisation de circuits en hyperfréquences, ce qui explique en partie la faiblesse des coefficients de qualité obtenus. Autre exemple, la figure 66 représente l'évolution en fréquence de  $|S_{12}|$  d'un résonateur annulaire gravé sur un échantillon de GdBaCuO en provenance du laboratoire mixte de S<sup>t</sup>Gobain/P<sup>t</sup>-à-Mousson. Le film de 1,3  $\mu\text{m}$  avait été déposé par co-évaporation thermique sur un substrat d'YSZ monocristallin de 0,5mm d'épaisseur. Dans les deux cas ci-dessus, les performances des résonateurs étaient inférieures à celles de résonateurs classiques réalisés en or sur des substrats d'alumine.

Plusieurs explications pouvaient être à l'origine de ces résultats. En premier lieu les substrats, qui ne possédaient pas de bonnes qualités hyperfréquences et dont les pertes diélectriques élevées pouvaient limiter le facteur de qualité à quelques centaines. En second lieu le recuit des échantillons opéré ex-situ avait pour conséquence un état de surface rugueux qui pouvait être à l'origine de pertes supplémentaires. Par ailleurs, c'est sur ces échantillons que nous avons mis au point nos solutions d'attaques pour la gravure. Enfin la température de mesure de 77K n'était peut-être pas suffisamment basse par rapport à  $T_c$  pour que l'ensemble du film soit dans l'état supraconducteur.

D'autres mesures ont ensuite été effectuées, sur des échantillons d'YBaCuO de 0,3 $\mu\text{m}$  déposés au LETI par pulvérisation à cathode creuse, sur des substrats de MgO de 245 $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les films étaient bien orientés, peu rugueux et les substrats possédaient de bonnes caractéristiques hyperfréquences. Les résultats obtenus :  $Q=200$  à 77K et 8GHz, restaient similaires à ceux de résonateurs en or sur alumine de même géométrie, mais d'épaisseur de film de 5 $\mu\text{m}$ , soit 17 fois supérieur à celle du film supraconducteur étudié.

C'est devant le caractère systématique de cette limitation des résultats que nous avons décidé d'aménager un cryostat à hélium liquide pour avoir la possibilité d'effectuer des mesures en dessous de 77K. Les premiers essais avec le nouveau

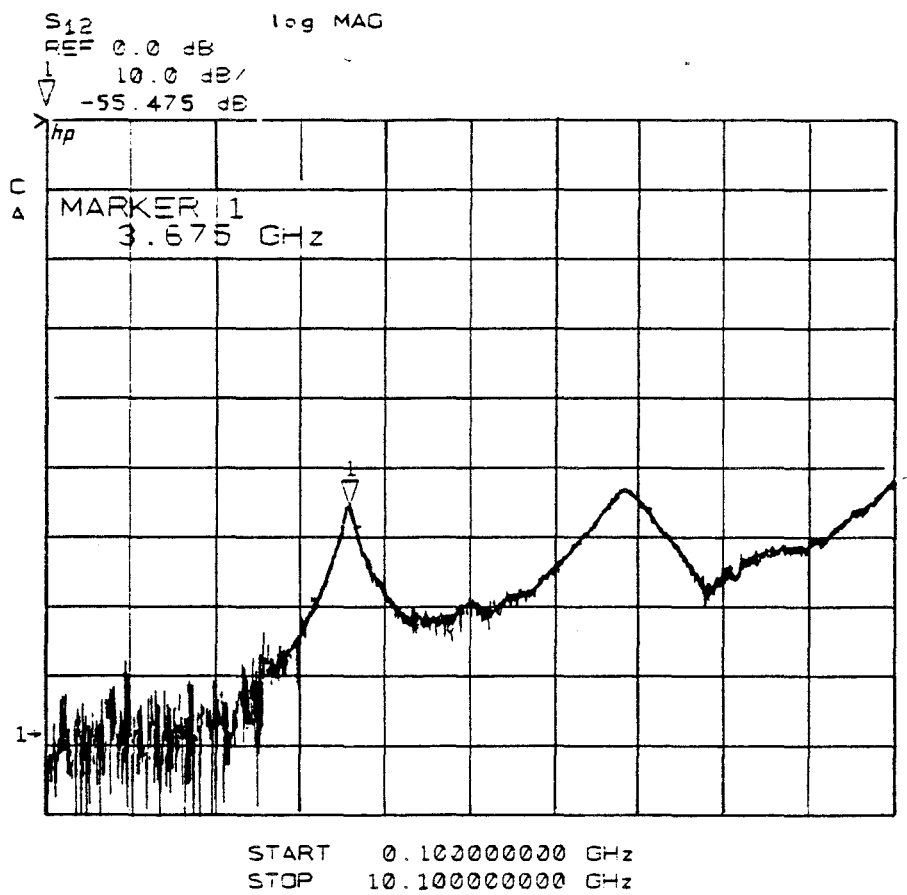


Figure 65 : Réponse en fréquence à 77K d'un résonateur droit d'YBaCuO sur YSZ polycristallin (A4) avec plan de masse epoxy : T<sub>c</sub>=80K, t=1μm, w=322μm, h=1mm, l=10mm .

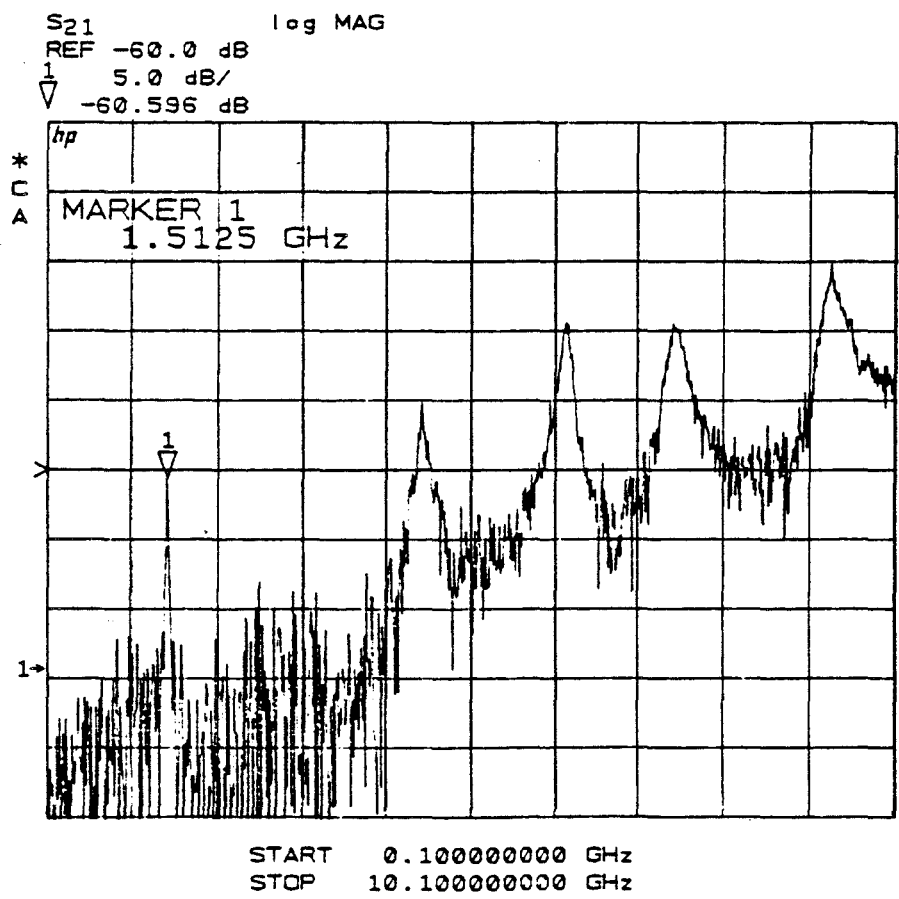
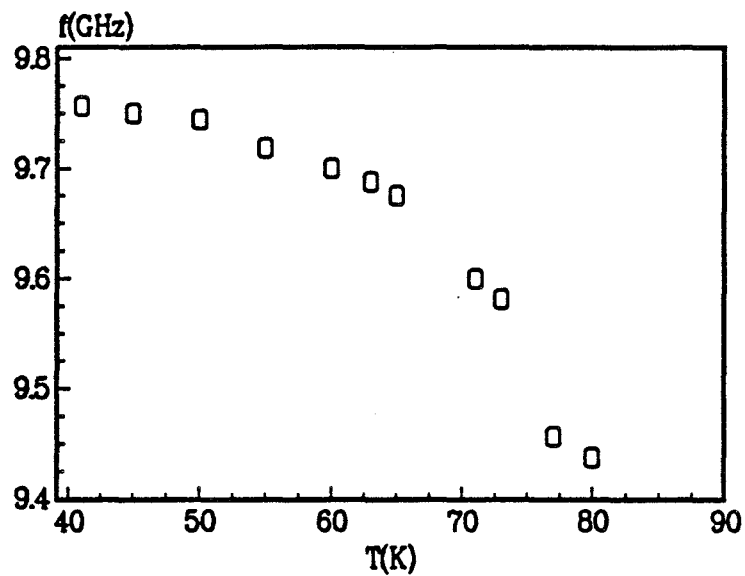


Figure 66 : Réponse en fréquence d'un résonateur annulaire de GdBaCuO sur YSZ monocristallin (280R153) avec plan de masse epoxy : T<sub>c</sub>=83K, t=1.3μm, w=252μm, h=0.49mm, D<sub>m</sub>=8.125 mm, à 77K.

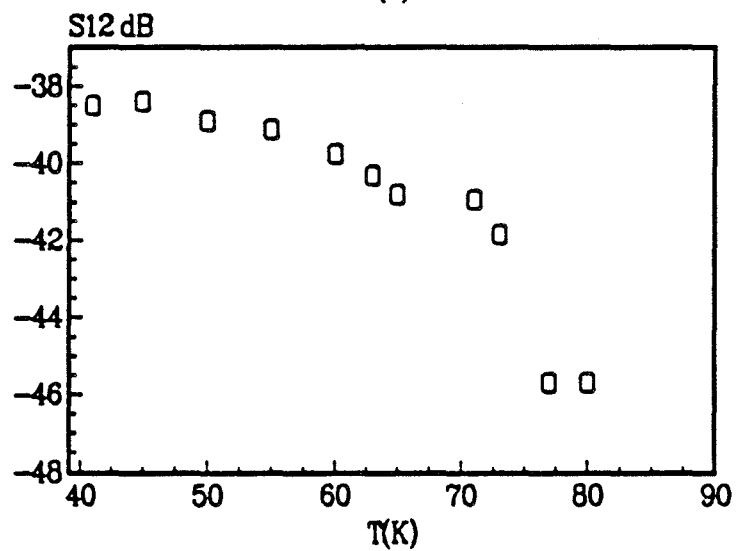
dispositif ont portés sur un échantillon de GdBaCuO (K258) de température critique égale à 88K, déposé au LETI sur un substrat de MgO d'épaisseur 250 $\mu$ m. Comme précédemment les circuits gravés étaient directement collés sur l'insert de la cellule. Nous avons ainsi caractérisé un résonateur droit (figure 67) et un résonateur annulaire (figure 68) issus du même film supraconducteur. Ces mesures nous ont permis d'accéder aux évolutions en température des fréquences de résonance, des paramètres de transmission, et des coefficients de qualité, de 300K à 40K, c'est à dire à des températures largement inférieures à  $T_c$ . Les valeurs des coefficients de qualité obtenus étaient toujours loin de celles escomptées pour des résonateurs supraconducteurs. La température de mesure n'étant plus à mettre en cause, nous nous sommes intéressés au plan de masse. Nous avons suspecté la colle utilisée, qui avec l'insert de la cellule faisait office de plan de masse. Il paraissait clair que la conductivité de celle-ci devait être mise en cause et que le plan de masse ainsi constitué n'était que d'une qualité médiocre. En outre, à ce problème de conductivité s'ajoutait le fait que cette colle sous l'effet du froid et de la différence des coefficients de dilatation entre substrat et insert avait tendance à s'effriter entraînant d'une part une mauvaise adhérence de l'échantillon et sans aucun doute une dégradation supplémentaire de ses propriétés conductrices.

C'est pourquoi il s'est avéré nécessaire de supprimer l'utilisation de cette colle, soit en plaquant mécaniquement le résonateur sur un plan de masse doré, cuivré, voire supraconducteur, soit en déposant de l'or avec une couche d'accrochage sur la face arrière de l'échantillon.

Un résonateur droit issu du même échantillon (K258) que les résonateurs précédents a ainsi été caractérisé avec un plan de masse en or, puis supraconducteur, appliqués par pression. Le coefficient de qualité obtenu à basse température, a alors dans les deux cas, été près de dix fois supérieur à celui d'un résonateur en or de même géométrie. Les figures 69 et 70 représentent les évolutions en température de la fréquence de résonance et du coefficient de qualité mesurés pour les deux cas de plan de masse. La couche supraconductrice utilisée comme plan de masse ne transitant qu'à 78K en continu, les résonances ne commencent à apparaître qu'à cette température. Le coefficient de qualité total semble se stabiliser dans les deux cas aux environ de 1200 aux basses températures. En évitant l'utilisation de la colle epoxy chargée à l'argent et en fixant mécaniquement un plan de masse en or au résonateur, nous avons donc amélioré le coefficient de qualité



(b)



(c)

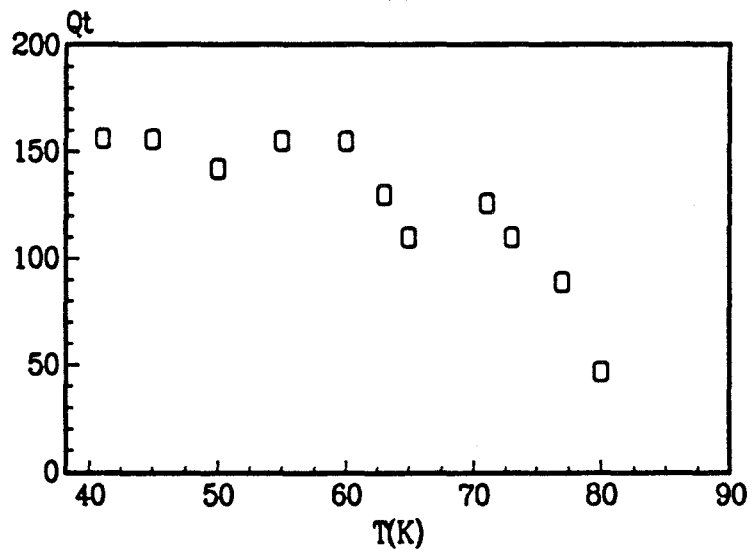


Figure 67 : Evolution en température de la fréquence de résonance (a), du paramètre  $|S_{21}|$  (b) et du coefficient de qualité  $Q_t$  (c) d'un résonateur droit de  $\text{GdBaCuO}$  sur  $\text{MgO}$  monocristallin (K258) avec plan de masse epoxy :  $T_c=88\text{K}$ ,  $t=0.3\mu\text{m}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=0.25\text{mm}$ ,  $l=6\text{mm}$ .

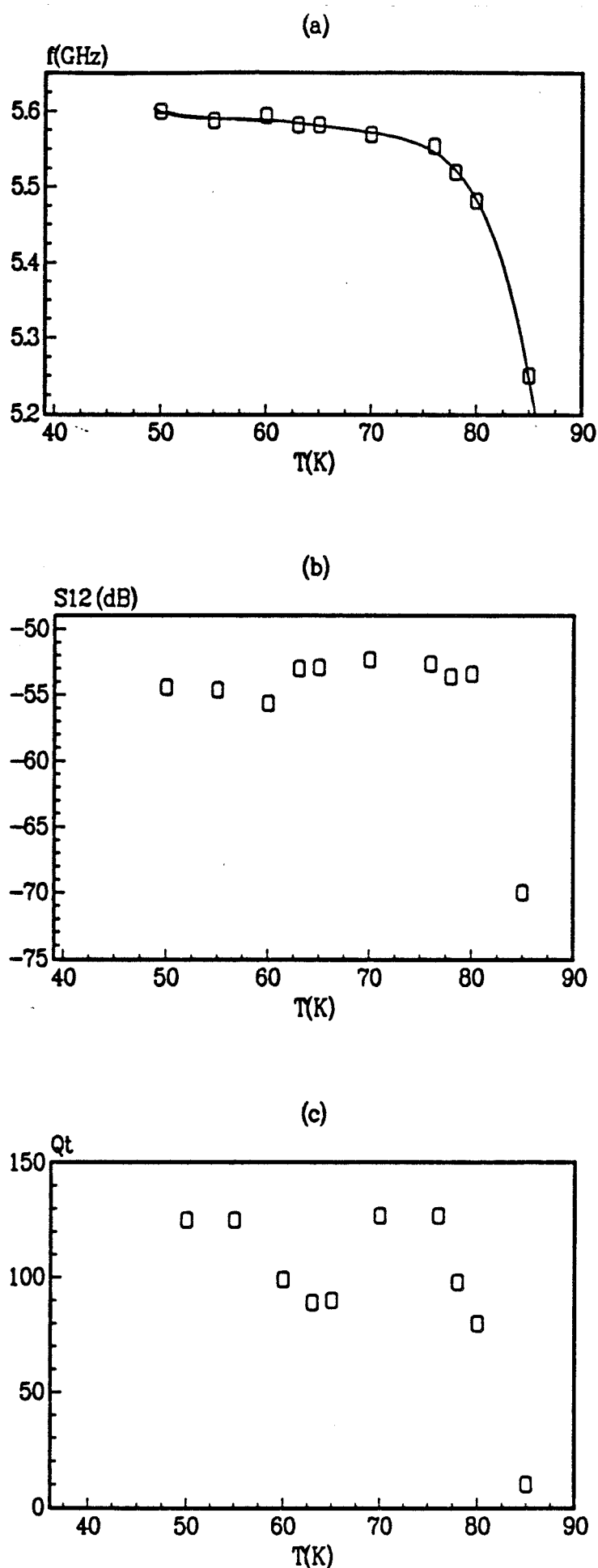


Figure 68 : Evolution en température de la fréquence de résonance (a), du paramètre  $|S_{21}|$  (b) et du coefficient de qualité  $Q_t$  (c) d'un résonateur annulaire de GdBaCuO sur MgO monocristallin (K258) avec plan de masse epoxy :  $T_c=88K$ ,  $t=0.3\mu m$ ,  $w=252\mu m$ ,  $h=0.25mm$ ,  $D_m=3.25mm$ .

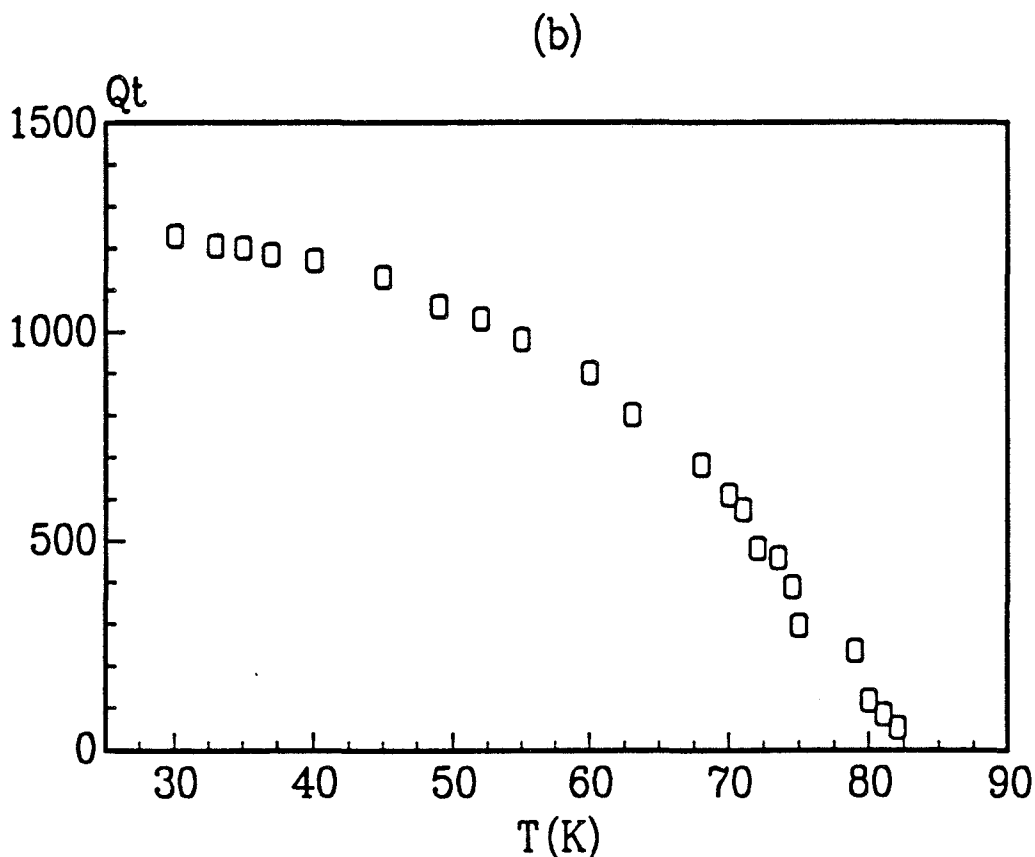
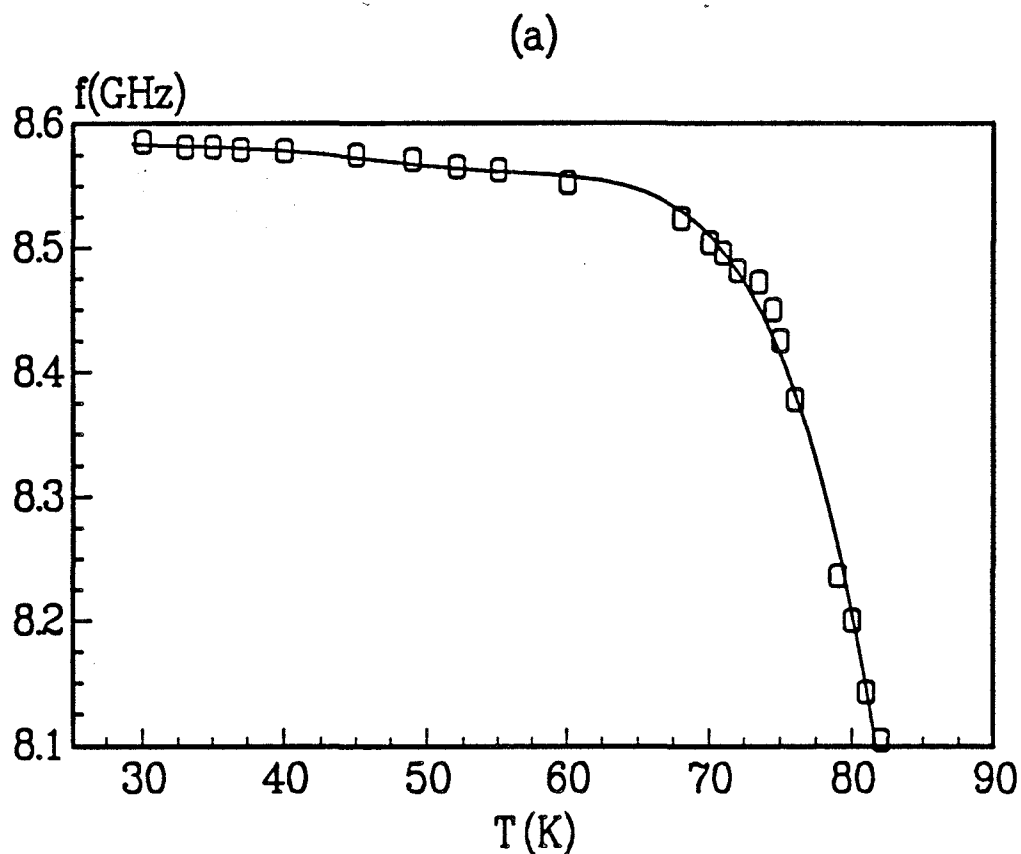


Figure 69 : Evolution en température de la fréquence de résonance (a), et du coefficient de qualité  $Q_t$  (b) d'un résonateur droit de GdBaCuO sur MgO monocristallin (K258) avec un plan de masse en or appliqué par pression :  $T_c=88K$ ,  $t=0.3\mu m$ ,  $w=252\mu m$ ,  $h=0.25mm$ ,  $l=6.8mm$ .

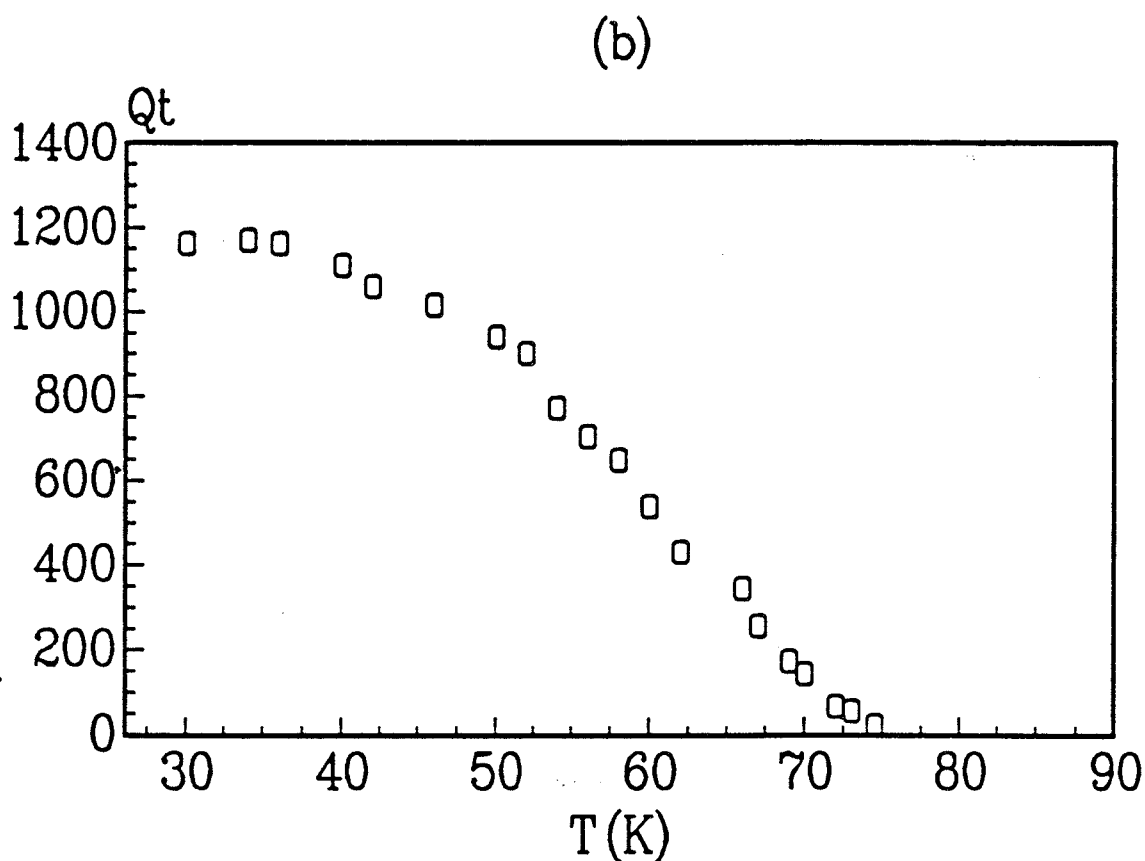
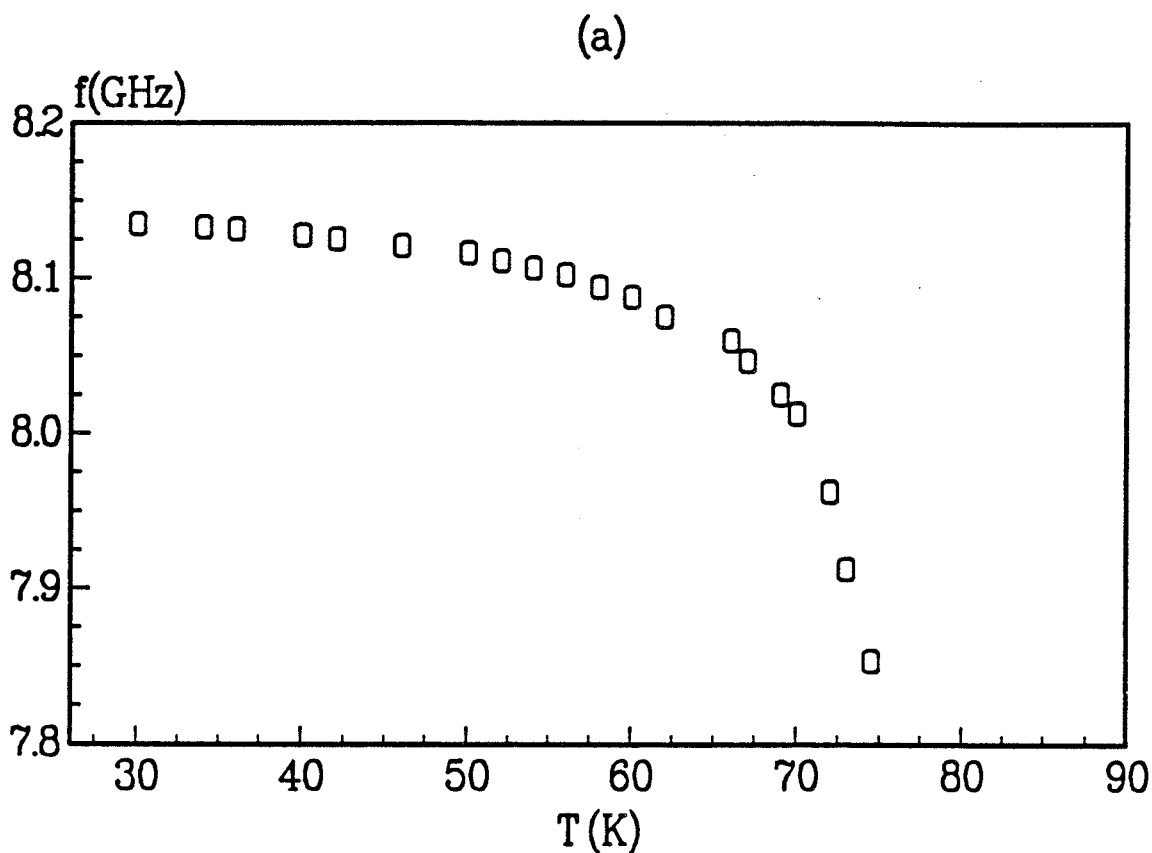


Figure 70 : Evolution en température de la fréquence de résonance (a), et du coefficient de qualité  $Q_t$  (b) du même résonateur droit (K258 figure précédente) avec un plan de masse supraconducteur appliqué par pression (Sg126 :YBaCuO  $T_c=78K$ ,  $t=0.3\mu m$ ).

d'un facteur 8 pour des résonateurs issus de même couches, en augmentant la fréquence de résonance de 6GHz à .8GHz.

Ayant résolu ce problème, nous étions alors en mesure d'aller plus en avant dans l'étude des propriétés intrinsèques des résonateurs supraconducteurs et dans l'analyse des résultats. Par soucis de simplicité, nous nous sommes intéressés essentiellement au résonateur droit possédant un plan de masse en or appliqué mécaniquement.

### Analyse des propriétés intrinsèques :

#### *Effet de Lk sur la fréquence de résonance - Détermination de $\lambda_{LO}$*

En première approximation, la vitesse de phase de l'onde se propageant le long de la ligne microruban s'écrit  $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . Elle est reliée à la fréquence par la relation  $\lambda_g = \frac{v}{f}$ , où  $\lambda_g$  représente la longueur d'onde guidée.

Or à la résonance, pour un résonateur droit :  $1 = \frac{\lambda_g}{2} = \frac{v}{f_{res} \cdot 2}$  (n=1)

$$\text{On a donc pour } T < T_c : f_{res}(T) = \frac{1}{2 \cdot 1 \cdot \sqrt{(L_m + L_k(T))C}}$$

$$\text{et pour } T = 0 : f_{res}(0) = \frac{1}{2 \cdot 1 \cdot \sqrt{(L_m + L_k(0))C}}$$

$$\text{soit } f_{res}(T) = f_{res}(0) \cdot \sqrt{\frac{L_m + L_k(0)}{L_m + L_k(T)}}$$

$L_m$ ,  $L_k$  et  $C$  sont déterminées par le modèle analytique développé dans le premier chapitre. A des températures proches de la température critique  $T_c$ , nous avons vu que l'inductance cinétique  $L_k$  du ruban supraconducteur peut atteindre des valeurs fort élevées, non négligeables devant l'inductance magnétique  $L_m$  des lignes microrubans considérées. Quand la température diminue,  $L_k$  diminue rapidement jusqu'à devenir sans effet sur la valeur de la fréquence de résonance, ce qui explique l'allure des courbes

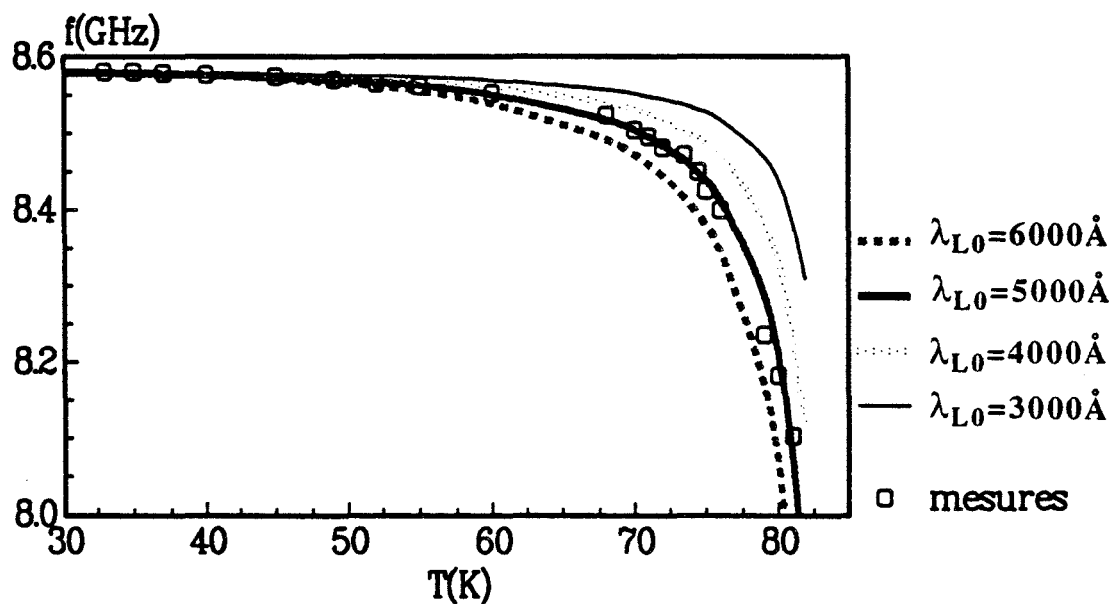


représentant  $f_{\text{res}}$  (figure 67 à 70). A des températures suffisamment faibles devant  $T_c$ , la fréquence de résonance ne varie quasiment plus.

Afin de déterminer la profondeur de pénétration  $\lambda_{L0}$  à 0 Kelvin, il suffit d'ajuster ce paramètre afin de retrouver l'évolution de la fréquence de résonance avec la température. Nous prendrons pour la valeur de  $f_{\text{res}}(0)$  la valeur de  $f_{\text{res}}$  à 30K, celle-ci restant quasiment constante à ces températures. A titre d'exemple, dans le cas du résonateur droit K258 avec un plan de masse en or appliqué par pression, la valeur de  $\lambda_{L0}$  trouvée est de 5000Å (figure 71). Cette valeur est élevée par rapport à la valeur de 1500Å idéale reconnue pour l'YBaCuO. Pourtant de telles valeurs ont souvent été trouvées pour des films de cette nature. La qualité du film peut être mis en cause. Cependant cette différence doit être due essentiellement à l'utilisation du modèle. La valeur de  $T_c$  a beaucoup d'influence sur  $\lambda_{L0}$  et doit être connue avec précision. Or le modèle à deux fluides utilisé suppose une température critique unique :  $T_{c\text{on}} = T_{c\text{off}}$ . D'autre part ce modèle, rappelons-le, n'est pas valable pour les températures proche de  $T_c$ , températures auxquelles il est utilisé pour la détermination de  $\lambda_{L0}$ .

#### *Le coefficient de qualité $Q_t$*

Comme pour les résonateurs en or, nous avons calculé le coefficient de qualité interne  $Q_{\text{int}}$  du résonateur à partir du coefficient mesuré  $Q_t$ , après avoir déterminé l'influence du couplage  $Q_{\text{coup}}$  et du rayonnement  $Q_r$  à l'aide de l'organigramme de la figure 63. Les différentes valeurs de ces coefficients sont données à 77K et à 30K dans le tableau 72. Ne connaissant pas les variations en température ni en fréquence des caractéristiques du diélectrique MgO, nous avons considérées  $\tan\delta$  constante et égale à  $5.10^{-5}$  pour l'échantillon K258. Cette valeur est parmi les meilleures fournies par la littérature. Il faut cependant rappeler que le MgO est un substrat fortement hygroscopique dont les propriétés peuvent évoluer au cours des différents processus technologiques qu'il subit.



**Figure 71 : Détermination de la profondeur de pénétration  $\lambda_L$  de la couche supraconductrice K258 à partir de la fréquence de résonance du résonateur droit (courbe 69 (a)).**

résonateur droit  $l=6,8$  mm  $T_c=88$ K  $w=250\mu\text{m}$   $t=0.3\mu\text{m}$   $h=250\mu\text{m}$   $\epsilon_r = 9,6$   $\tan\delta=5.10^{-5}$

T(K)	77	30		77	30
$f_{\text{res}}$ (GHz)	8,3	8,58	$Q_{\text{int}}$	200	4966
$\epsilon_{\text{eff}}$	6,59	6,593	$\lambda_{L0}$ (Å)	9222	5041
$Q_t$	180	1250	$R_{\text{sa}}$ (mΩ)	8	0,02
$Q_{\text{coup}}$	18000	17656	$\alpha$ (Nep/m)	0,52	0,07
$Q_r$	1972	1845	$\beta$ (Rad/m)	461	444

**Tableau 72 : Résultats obtenus pour un résonateur droit supraconducteur (K258) de GdBaCuO sur MgO avec un plan de masse en or appliqué par pression.**

Le coefficient de qualité interne ainsi obtenu à partir des mesures, dont le comportement en température est donné sur la figure 73a, englobe les pertes diélectriques et les pertes conductrices du microruban supraconducteur et du plan de masse métallique. A l'aide du modèle analytique développé dans le chapitre 1, en prenant comme résistance du plan de masse celle de l'or et en ajustant celle du supraconducteur pour retrouver la courbe issue des mesures, nous obtenons l'évolution de  $Q_{\text{int}}$  représenté sur la figure 73a. Afin d'estimer l'influence du plan de masse sur l'ensemble de la structure, nous avons simulé ce même résonateur en considérant un plan de masse parfait :  $R_{\text{spm}} = 0$  (figure 73b). Une courbe similaire est obtenue en considérant un plan de masse supraconducteur de même nature que le microruban. Il est clair que dans ce dernier cas, ce sont les pertes diélectriques qui viennent limiter les performances du résonateur, puisque  $Q_{\text{int}}$  tend alors aux basses températures vers  $Q_d \approx \frac{1}{\tan\delta}$ .

Néanmoins si l'on s'intéresse au coefficient de qualité total du résonateur, il faudra chercher à diminuer avant tout les pertes par rayonnement, qui limitent ce dernier de façon

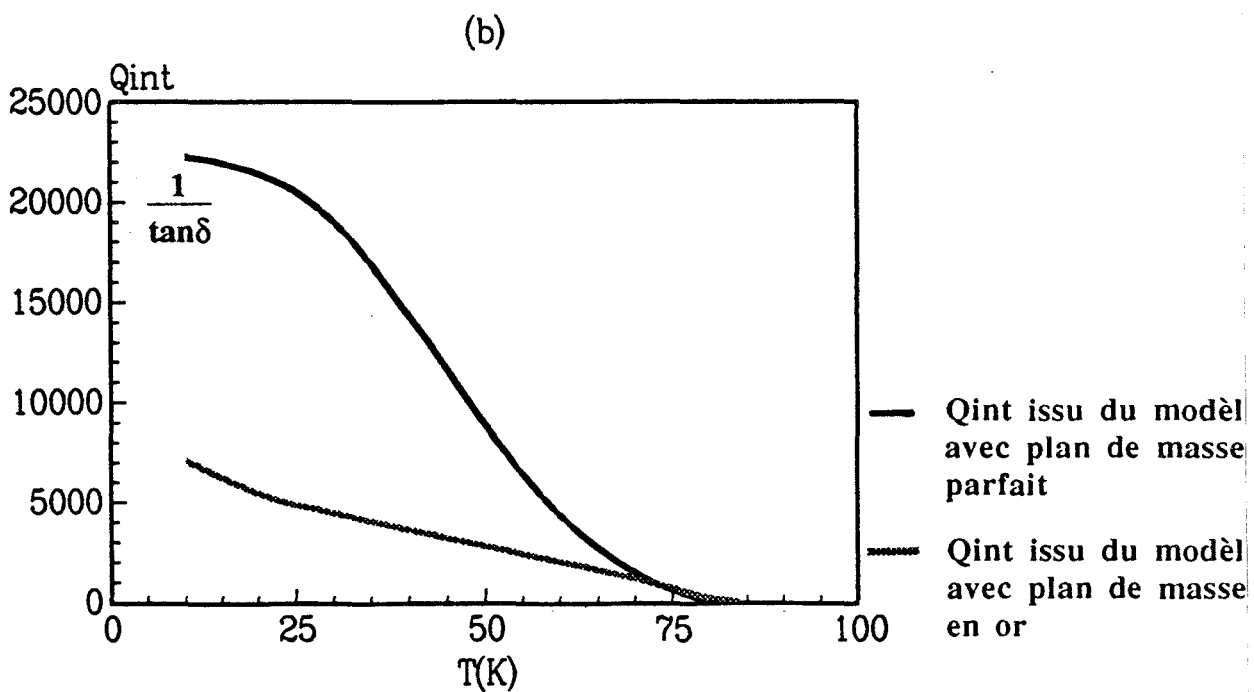
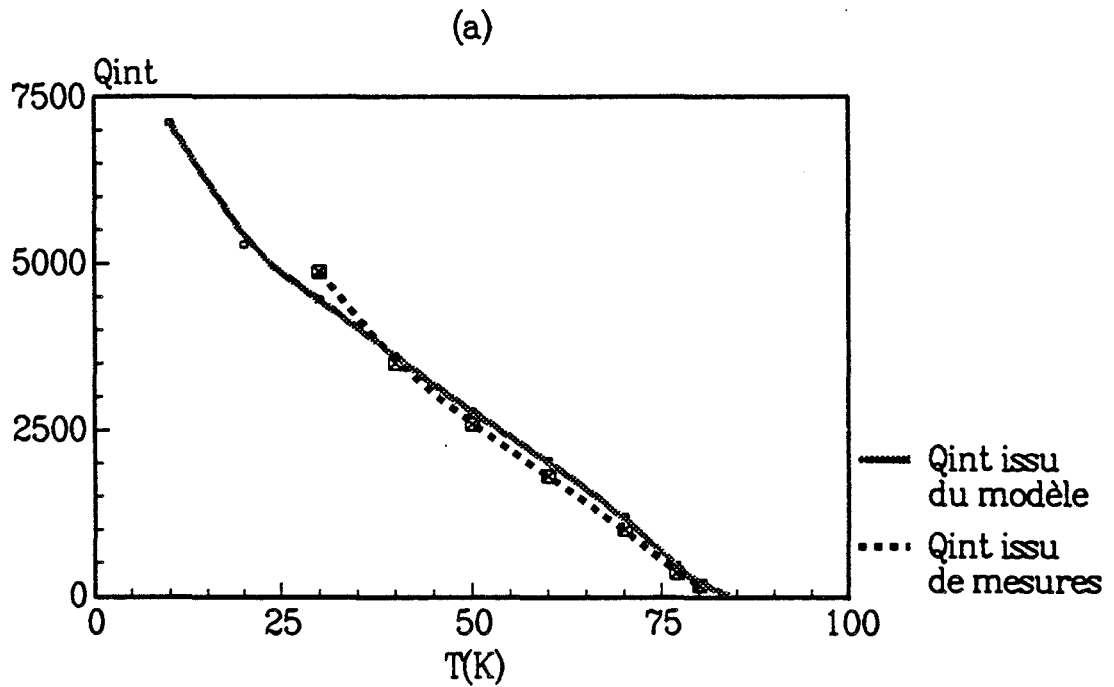


Figure 73 : Coefficient de qualité interne du résonateur supraconducteur issu des mesures et déterminé à l'aide du modèle analytique (a). Estimation de  $Q_{int}$  de ce résonateur en considérant un plan de masse parfait (b).

significative à basse température, et les pertes dues à un plan de masse non supraconducteur.

#### *Estimation de $\gamma$ et $R_{s\Omega}$*

Connaissant  $\lambda_{L0}$  et  $Q_{int}$ , à l'aide de l'approche analytique développée au chapitre 1 et basée sur le modèle à deux fluides, nous pouvons estimer  $R_{s\Omega}$  et  $\gamma$  selon la procédure donnée par la figure 63. Nous supposons cette fois connue la conductivité du plan de masse en or, et nous ajustons  $R_s$  du microruban afin de retrouver la valeur de  $Q_{int}$  issue des mesures. La valeur de  $X_s$  a très peu d'influence sur la valeur de  $Q_{int}$  pour les températures suffisamment inférieures à  $T_c$ . Il est donc difficile de remonter à ce paramètre. Les valeurs de  $R_{s\Omega}$  sont données dans le tableau 72 ainsi que sur la figure 74.

Afin de comparer aux mêmes fréquences les résultats obtenus avec les films supraconducteurs (tableau 72), dont la fréquence de résonance est proche de 8,5GHz et les films en or (tableau 64) dont la fréquence est proche de 6GHz, nous avons considéré pour ces derniers une dépendance de  $R_{s\Omega}$  en  $\sqrt{f}$ . Ainsi pour un film supraconducteur de GdBaCuO d'épaisseur 17 fois inférieure à celle d'un film en or, à une fréquence de 8.3 GHz, à 77K, la résistance de surface égale à  $8m\Omega$  est près de 2 fois plus faible que celle du film en or ramenée à la même fréquence, soit  $17.16m\Omega$ . La différence est moins marquée lorsque l'on compare la valeur des atténuations de la structure microruban complète avec ruban en or et ruban supraconducteur, puisqu'elles englobent les pertes conductrices du ruban et du plan de masse, ainsi que les pertes diélectriques.

#### Essais complémentaires :

Les résonateurs réalisés ci-dessus, en technologie microruban avec des supraconducteurs à haute  $T_c$  et des plans de masse en or appliqués mécaniquement, présentent en dessous de 77 K de meilleures performances que les résonateurs en or. Leurs caractérisations nous ont permis d'accéder aux valeurs de  $R_{s\Omega}$  du supraconducteur en fonction de la température. La valeur de  $X_{s\Omega}$  est plus délicate à obtenir. Elle intervient

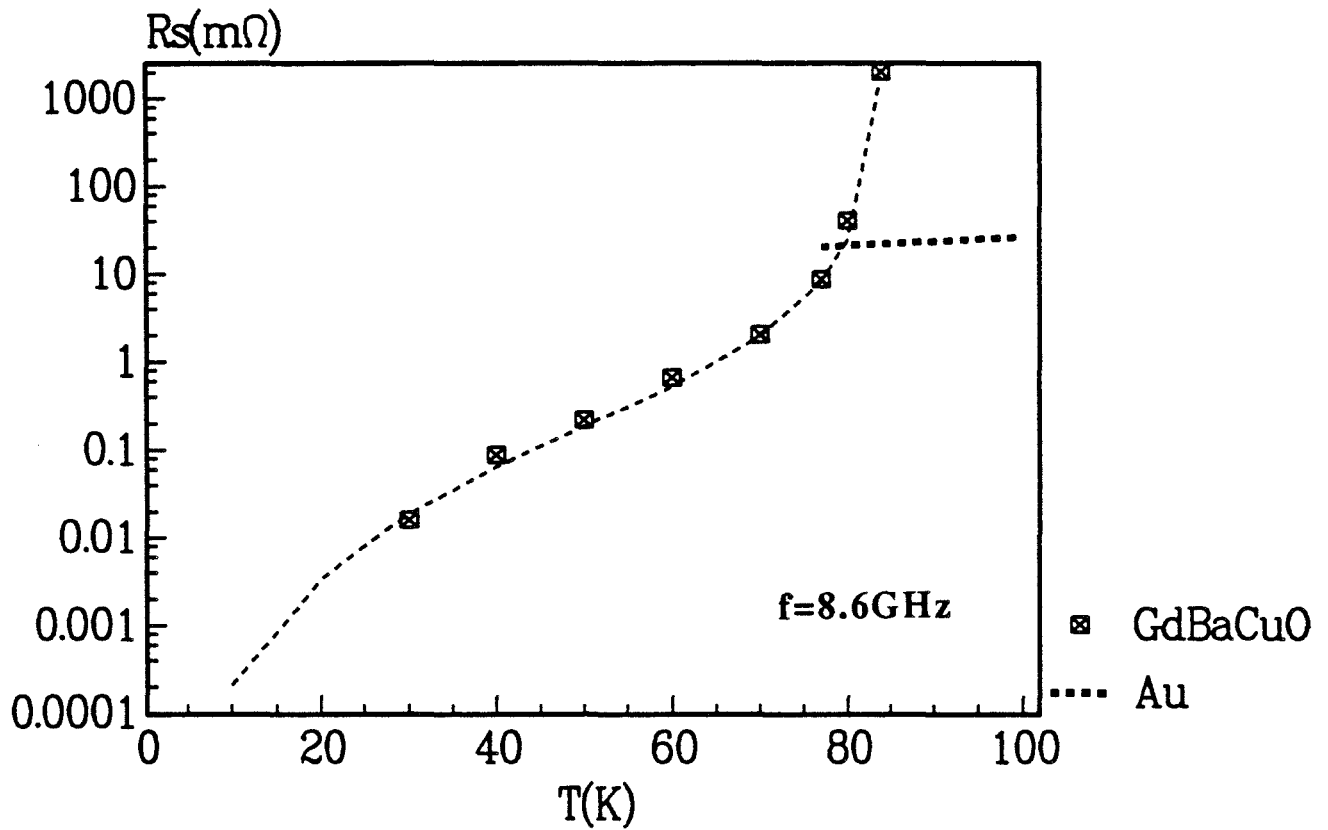


Figure 74 : Evolution en température de la résistance de surface carrée du film supraconducteur GdBaCuO (K258) d'épaisseur  $3000\text{\AA}$ , à  $8.5\text{GHz}$ , calculé à partir des mesures de  $Q_t$  du résonateur.

de façon significative quand la température avoisine  $T_c$ , valeurs pour lesquelles le modèle à deux fluides n'est plus valable.

Dans le but d'une part d'améliorer les performances des résonateurs étudiés, et d'autre part d'évaluer les limitations engendrées par le rayonnement et le plan de masse en or appliqué par pression mécanique, nous avons réalisé un résonateur droit sur un échantillon d'YBaCuO sur MgO (L327) déposé par ablation laser à l'Université de Rennes, dont les caractéristiques sont les suivantes :  $T_c=86,5K$ ,  $t=2000\text{\AA}$ ,  $h=0.47\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $l=7.3\text{mm}$ . Nous avons caractérisé ce résonateur avec un plan de masse en or appliqué par pression, puis avec un plan de masse en or d'environ  $1\mu\text{m}$  déposé par évaporation avec une couche d'accrochage de nickel. Le facteur de qualité est à peine supérieur dans le second cas, comme le montre la figure 75. La fréquence de résonance a diminué de  $0,2\text{GHz}$  (figure 76), ce qui peut s'expliquer par l'élimination du gap d'air existant dans le cas du plaquage mécanique et qui réduit la valeur de  $\epsilon_{\text{eff}}$ . Un plan de masse supraconducteur déposé devrait avoir une influence bénéfique sur le facteur de qualité du résonateur. Nous n'avons malheureusement pas pu disposer de substrats possédant deux faces supraconductrices.

Nous avons ensuite réduit la largeur du résonateur à  $100\mu\text{m}$ , c'est à dire augmenté l'impédance caractéristique, en espérant ainsi diminuer les pertes dues au rayonnement. La valeur du coefficient de qualité est cette fois nettement améliorée (figure 77), dépassant  $700$  à  $77K$ , ce qui correspond à une valeur de  $R_{\text{sa}}$  de  $6\text{m}\Omega$  pour un film de  $2000\text{\AA}$  à  $8\text{GHz}$ . Le rayonnement joue donc un rôle limitatif important. Afin de s'en affranchir, il serait souhaitable de recouvrir la cellule de mesure d'un couvercle métallique placé à une distance adéquate du résonateur.

### III\_2 Les résonateurs à couplage adjacent

Nous passons maintenant aux problèmes posés par l'utilisation des résonateurs supraconducteurs dans les circuits fonctionnels hyperfréquences passifs ou actifs, tels que les filtres [63] [64], les mélangeurs[65], les oscillateurs[66] [67] .. etc. Le couplage dit "adjacent" que nous avons choisi s'opère par le passage à proximité du résonateur, d'une ligne d'excitation. Ce type de couplage est fréquemment rencontré pour la réalisation de filtres. Il est en outre similaire à celui utilisé dans le cas des oscillateurs hyperfréquences à résonateurs diélectriques. Notre principal objectif dans ce qui suit, est de trouver une configuration géométrique susceptible d'être utilisée dans un oscillateur, en réflexion ou éventuellement en transmission.

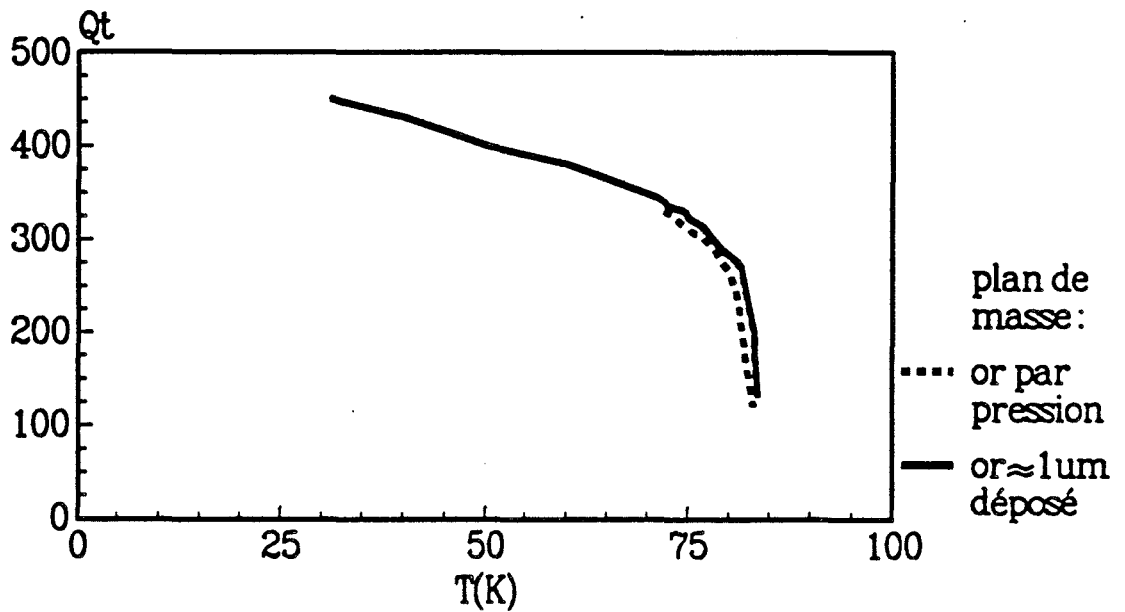


Figure 75 : Comparaison de  $Q_t$  pour un résonateur réalisé sur l'échantillon L327 avec plan de masse en or appliqué par pression et un plan de masse en or déposé par évaporation ( $\text{Ni} \approx 100\text{\AA}$   $\text{Au} \approx 1\mu\text{m}$ ).  
 $\text{YBaCuO}$  :  $2000\text{\AA}$ ,  $T_c = 86.5\text{K}$ ,  $w = 252\mu\text{m}$ ,  $l = 7.3\text{mm}$   
 $\text{MgO}$  :  $h = 470\mu\text{m}$ .

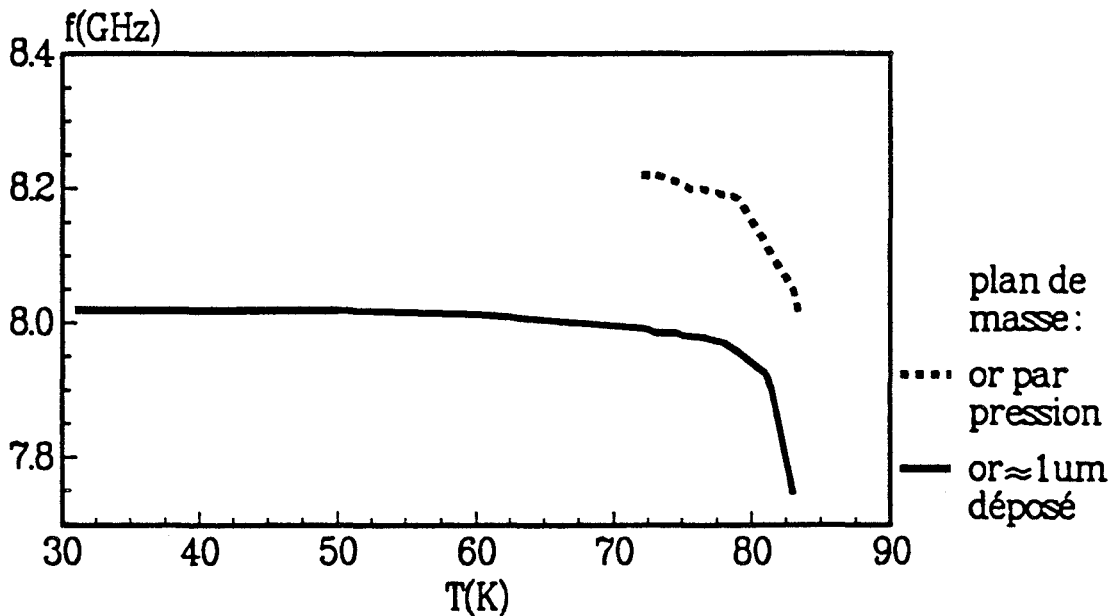


Figure 76 : Diminution de la fréquence de résonance pour le résonateur réalisé sur l'échantillon L327 avec plan de masse en or déposé par évaporation ( $\text{Ni} \approx 100\text{\AA}$   $\text{Au} \approx 1\mu\text{m}$ ) par rapport au plan de masse en or appliqué par pression.



### III\_2.1 Les résonateurs droits à couplage adjacent

Nous avons choisi dans un premier temps d'étudier le résonateur droit, dont la géométrie est simple (figure 78) et peu encombrante. L'approche que nous en avons faite est essentiellement théorique et s'appuie soit sur un formalisme analytique du type lignes couplées, soit en utilisant le modèle offert par le simulateur M.D.S.

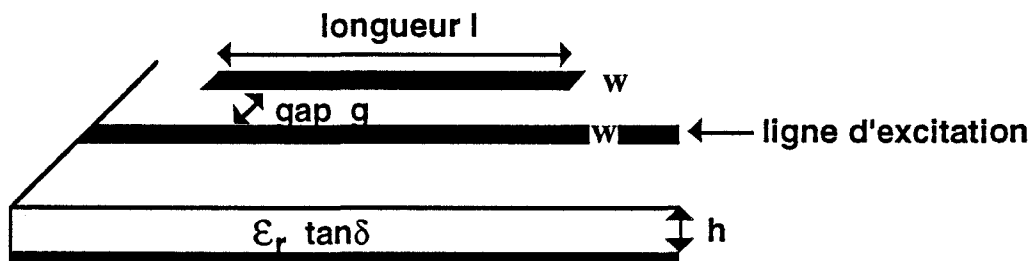


figure 78 : Schéma du résonateur droit à couplage adjacent.

#### III\_2.1.1 Approche ne prenant pas en compte la spécificité du supraconducteur

Plusieurs résonateurs ont été caractérisés avec différentes longueurs (8 et 10mm) et différentes valeurs de gap (50, 100, 250 et 500  $\mu\text{m}$ ), sur alumine et sur YSZ. Les évolutions des paramètres de réflexion  $|S_{11}|$  et de transmission  $|S_{12}|$ , ainsi que des coefficients de qualité de résonateurs en or sur alumine, de longueur 10mm, sont représentées sur la figure 79 en fonction de la largeur du gap  $g$ . Des simulations effectuées sur le logiciel M.D.S (Microwave Design System) viennent corroborer les résultats expérimentaux. Les pics de résonances en réflexion ont une allure particulière, s'élargissant rapidement lorsque la fréquence s'écarte de la fréquence centrale (figure 80). Cette dernière obéit à la relation donnée précédemment pour le couplage faible localisé, soit :  $f_{\text{res}} = n \frac{c}{2.1 \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}$ , avec une légère variation liée à la valeur du gap  $g$  (figure 81).

Dans l'objectif d'utiliser ces résonateurs en réflexion, dans des circuits tels que les oscillateurs, les niveaux de  $|S_{11}|$  doivent rester suffisamment élevés, ce qui ne permet pas d'accéder à des facteurs de qualité intéressants :  $Q_{\text{réflexion}} < 80$  pour  $|S_{11}| > -3\text{dB}$ .

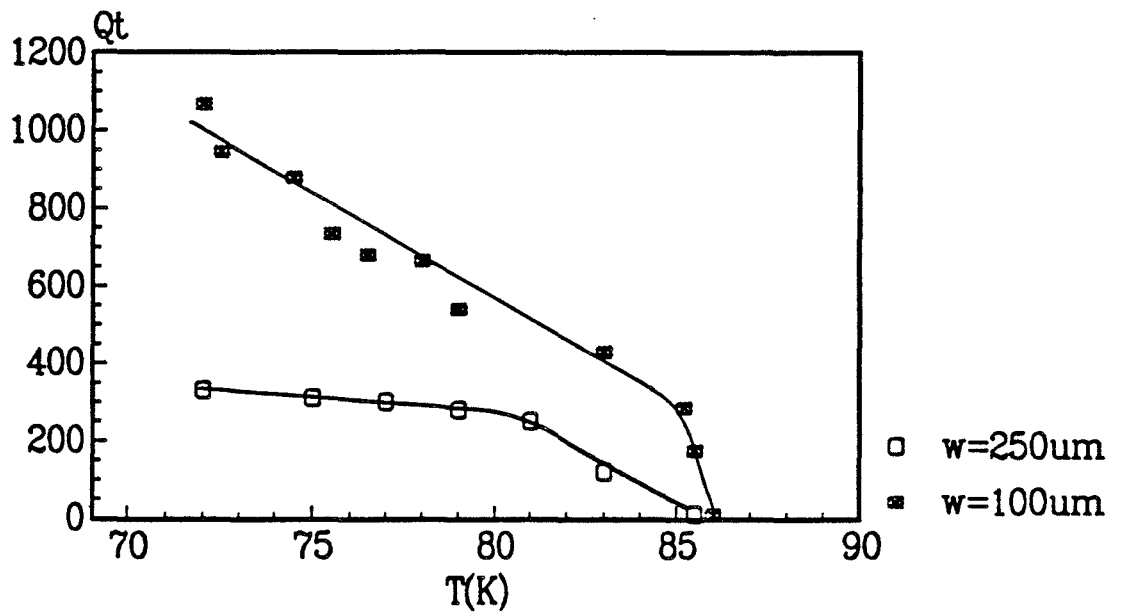


Figure 77 : Amélioration de  $Q_t$  du résonateur réalisé sur l'échantillon L327 avec plan de masse en or déposé par évaporation ( $\text{Ni} \approx 100 \text{ \AA}$ ,  $\text{Au} \approx 1 \mu\text{m}$ ) dont la largeur de ruban a été diminuée de  $250 \mu\text{m}$  à  $100 \mu\text{m}$ .

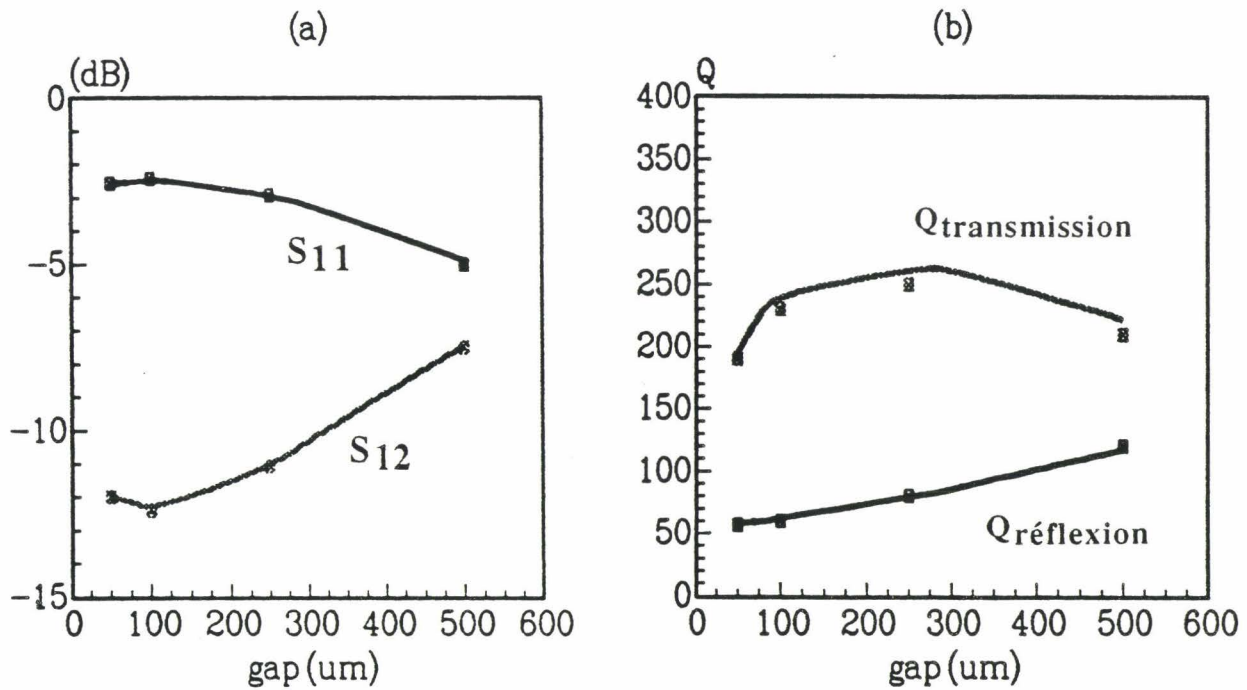
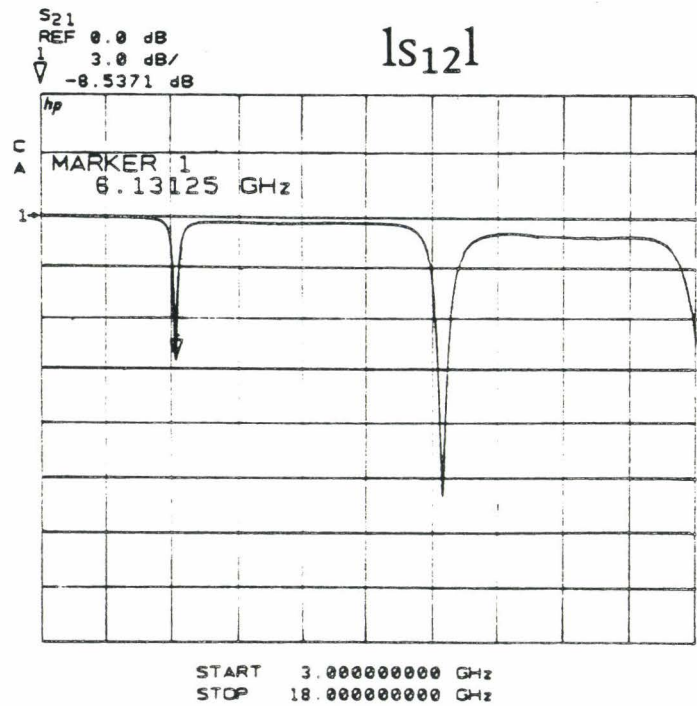
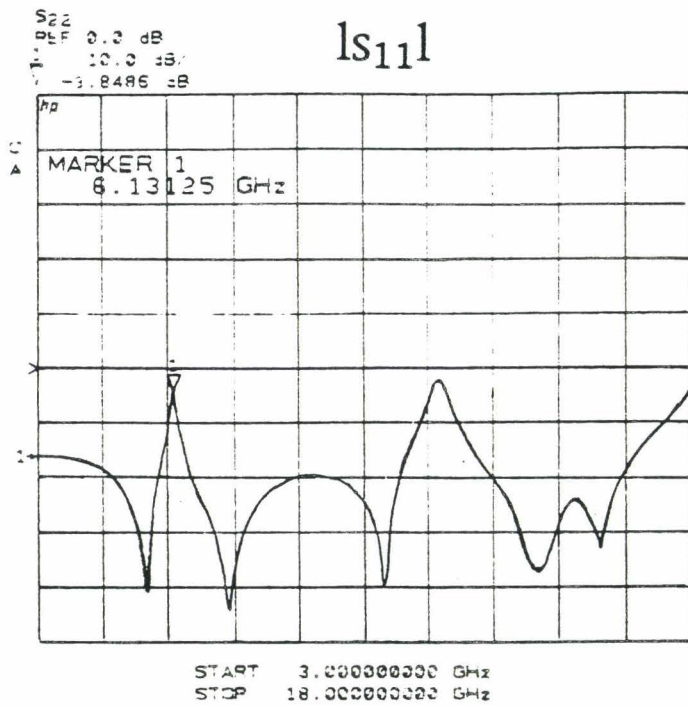


Figure 79 : Variations expérimentales en fonction du gap des paramètres ISI (a) et des coefficients de qualité (b) d'un résonateur droit en or sur alumine, à couplage adjacent dont les caractéristiques sont :  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ .

## courbes expérimentales



## simulation M.D.S

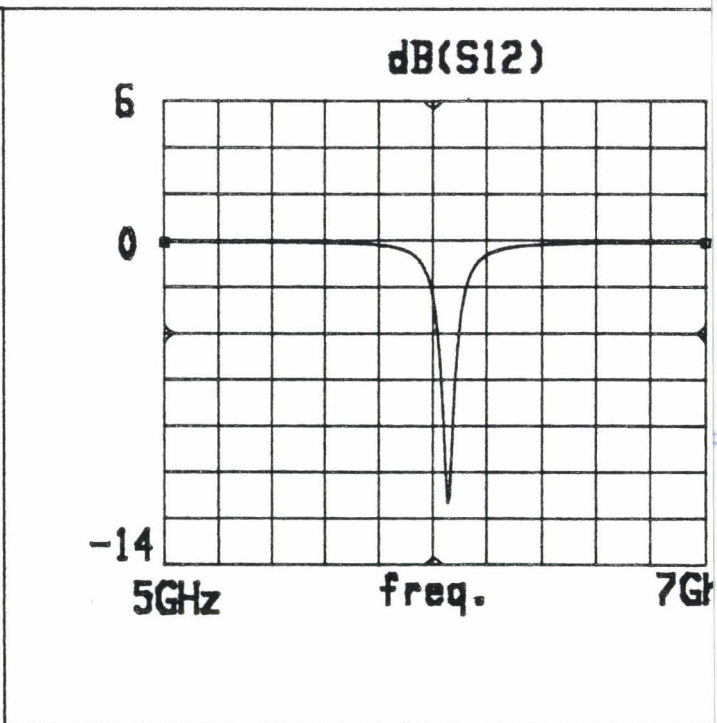
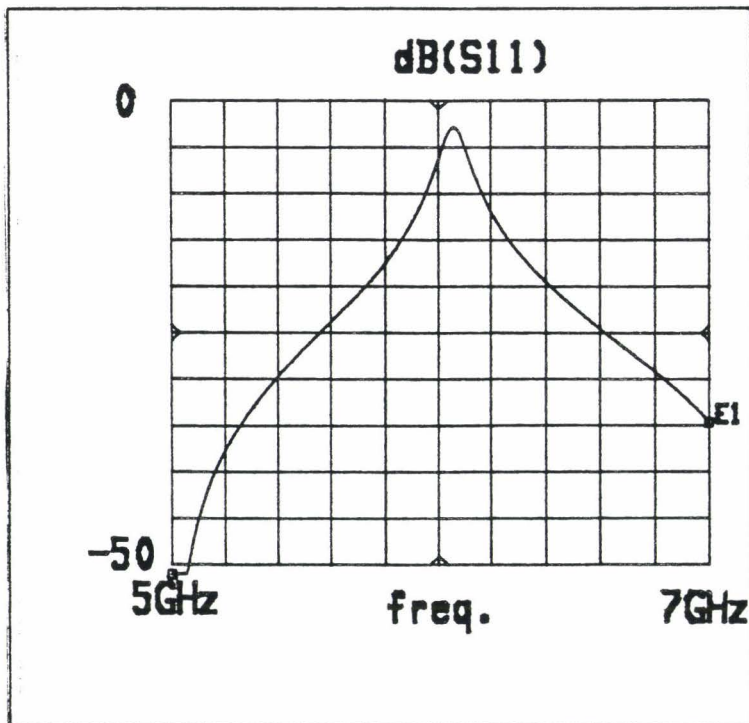


Figure 80 : Allure de la réponse fréquentielle du module des paramètres S d'un résonateur droit à couplage adjacent :  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ ,  $\sigma=4.10^7\text{S/m}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $\tan\delta=10^{-4}$ .

L'étude théorique de l'amélioration que pourrait apporter l'utilisation de supraconducteurs à la place des métallisations en or n'est pas directement envisageable avec le logiciel M.D.S. En effet ce logiciel ne permet pas de tenir compte d'une conductivité complexe, nous nous sommes contentés dans un premier temps de simuler les résonateurs avec une conductivité réelle plus élevée :  $4 \cdot 10^7 \text{ S/m}$  (or),  $8 \cdot 10^8 \text{ S/m}$  et  $16 \cdot 10^9 \text{ S/m}$  pour un gap de  $50 \mu\text{m}$  (figure 82). Si la valeur de  $|S_{11}|$  augmente avec  $\sigma$ , le coefficient de qualité quant-à-lui ne s'améliore pas de façon significative. Une conductivité infinie permet d'atteindre  $Q_{\text{réflexion}} = 76$  pour un gap de  $50 \mu\text{m}$  et  $Q_{\text{réflexion}} = 240$  pour un gap de  $500 \mu\text{m}$ . La conductivité finie ne constitue qu'un paramètre de second ordre pour la limitation de  $Q_{\text{réflexion}}$ . C'est en fait le caractère fortement distribué du couplage adjacent qui empêche l'obtention d'un facteur de qualité élevé.

Cette constatation doit toutefois être tempérée par le fait qu'il est possible d'obtenir une amélioration substantielle en ajoutant un substrat de permittivité  $\epsilon_r$  inférieure à 9,6. En effet, en diminuant la valeur de la permittivité  $\epsilon_r$ , tout en gardant des impédances caractéristiques proches de  $50 \Omega$ , les coefficients de qualité obtenus sont meilleurs (figure 83), mais ceci au détriment bien sûr du paramètre  $|S_{11}|$ . Le pic de résonance devient extrêmement pointu quand la permittivité devient égale à l'unité, notamment lorsque la conductivité est infinie. Dans ce cas, les vitesses de phase en mode pair et en mode impair deviennent très voisines [68]. On peut alors se demander si l'allure de la résonance d'un résonateur ainsi couplé n'est pas liée à la différence des vitesses de phase en mode pair et impair.

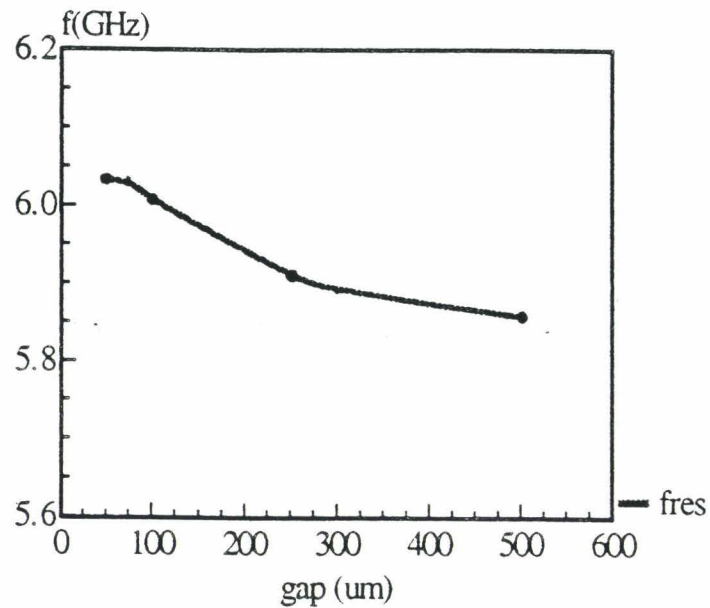


Figure 81 : Variations en fonction du gap de la fréquence de résonance d'un résonateur droit à couplage adjacent :  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $\sigma=4.10^7\text{S/m}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $\tan\delta=10^{-4}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ .

simulation M.D.S

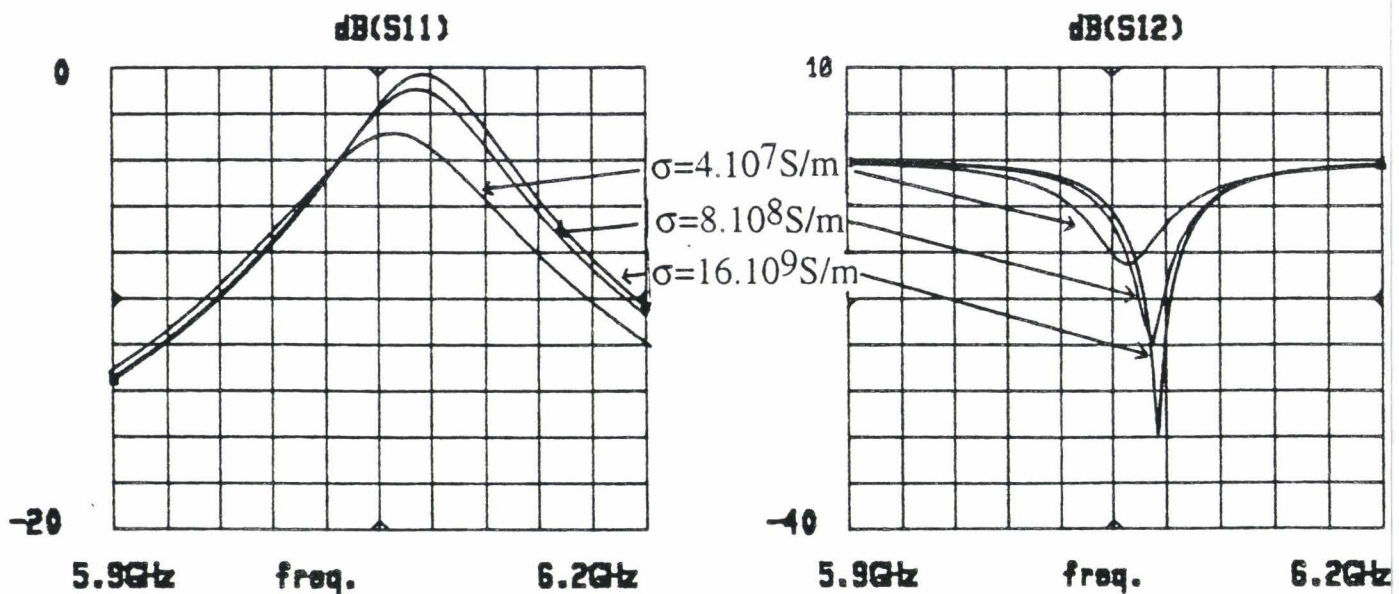


Figure 82 : Evolution de la résonance d'un résonateur droit à couplage adjacent :  $l=10\text{mm}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $\sigma=4.10^7\text{S/m}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $\tan\delta=10^{-4}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $g=50\mu\text{m}$  pour différentes valeurs de conductivité.



gap=500 $\mu$ m

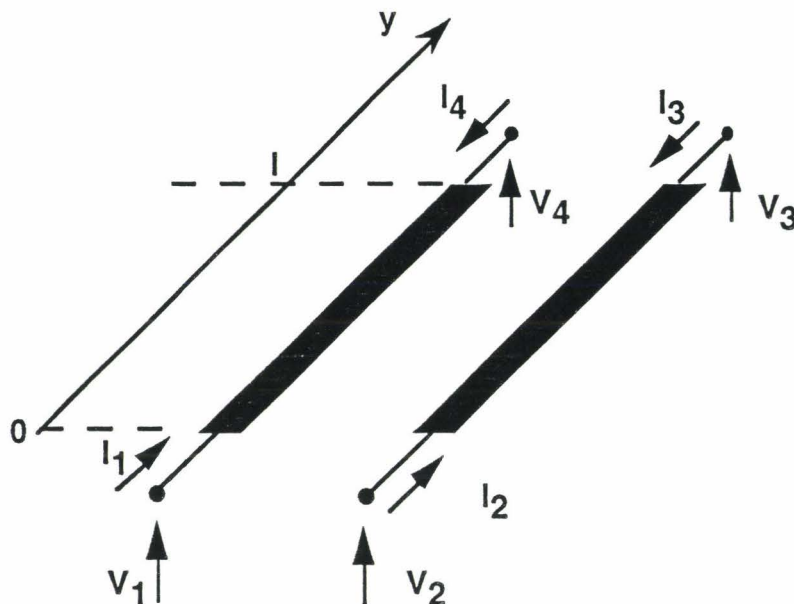
$\epsilon_r$	$S_{11}$ (dB)		Q		f(GHz)
	$\sigma=4.10^7$ S/m	$\sigma=16.10^9$ S/m	$\sigma=4.10^7$ S/m	$\sigma=16.10^9$ S/m	
9,6	- 4,95	-0,6	100	195	5,9
5	- 5	-0,6	144	256	7,7
1,5	-14	-2,91	364	1239	12,4
1	-39,8	-17,4	500	7241	14,5

gap=50 $\mu$ m

$\epsilon_r$	$S_{11}$ (dB)		Q		f(GHz)
	$\sigma=4.10^7$ S/m	$\sigma=16.10^9$ S/m	$\sigma=4.10^7$ S/m	$\sigma=16.10^9$ S/m	
9,6	- 2,86	-0,3	56	70	6
5	- 2,3	-0,2	69	82	7,9
1,5	-7,06	-0,9	219	570	12,5
1	-22,6	-4,85	402	3625	14,5

**Tableau 83:** Evolution théorique du coefficient de qualité et du paramètre en réflexion d'un résonateur droit à couplage adjacent :  $l=10$ mm,  $Z_c=50\Omega$ ,  $\tan\delta=10^{-4}$ ,  $h=254\mu$ m pour  $g=50\mu$ m et  $500\mu$ m et  $\sigma=4.10^7$ S/m et  $16.10^9$ S/m.

Afin d'analyser le mécanisme de cette résonance, nous nous sommes servis du formalisme des lignes couplées [69] [70], pour aboutir à des expressions analytiques simples des paramètres S. La représentation schématique des lignes couplées est donnée ci-après :



Tension et courant le long d'une ligne :  $V_y = V_1 \operatorname{ch}(\gamma(y-l)) + Z_c I_1 \operatorname{sh}(\gamma(y-l))$   
 $I_y = \frac{V_1}{Z_c} \operatorname{sh}(\gamma(y-l)) + I_1 \operatorname{ch}(\gamma(y-l))$

où  $\gamma$  est le coefficient de propagation de la ligne :  $\gamma = \alpha + j\beta$

Avec  $\alpha \ll 1$  et  $\gamma \approx j\beta$ , le formalisme des modes pairs et impairs des lignes couplées conduit aux expressions suivantes.

$$\begin{pmatrix} \frac{V_1+V_2}{2} \\ \frac{I_1+I_2}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_e & -j Z_{ce} \sin \theta_e \\ -j \frac{\sin \theta_e}{Z_{ce}} & \cos \theta_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{V_3+V_4}{2} \\ -\frac{I_3+I_4}{2} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \frac{V_1-V_2}{2} \\ \frac{I_1-I_2}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_o & -j Z_{co} \sin \theta_o \\ -j \frac{\sin \theta_o}{Z_{co}} & \cos \theta_o \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{V_4-V_3}{2} \\ \frac{I_3-I_4}{2} \end{pmatrix}$$

où  $\theta_e = \beta_e l$  et  $\theta_o = \beta_o l$ ,  $\beta_e$  et  $\beta_o$  étant respectivement les constantes de phase en mode pair et impair,  $Z_{ce}$  et  $Z_{co}$  les impédances caractéristiques en mode pair et impair.

Pour étudier le résonateur droit à couplage adjacent, il suffit de poser  $I_2=I_3=0$ .

Dans le cas général où  $\theta_e \neq \theta_o$ , on a pour expression de  $S_{11}$  et  $S_{12}$  :



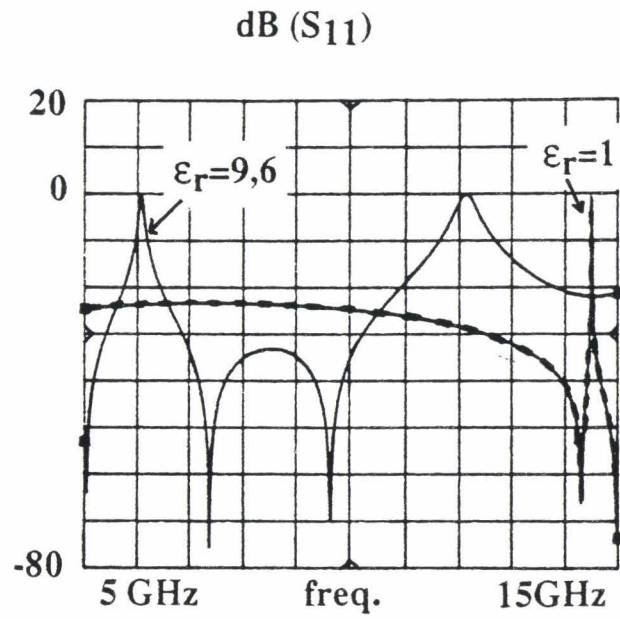


Figure 84 : Evolution de la résonance d'un résonateur droit à couplage adjacent de conductivité infinie pour  $\epsilon_r=9.6$  et  $\epsilon_r=1$  :  $l=10\text{mm}$ ,  $Z_c=50\Omega$ ,  $\tan\delta=10^{-4}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ .

$$S_{11} = \frac{Z_{ce}^2 + Z_{co}^2 - 4Z_c^2 + \frac{2Z_{ce}Z_{co}}{\sin\theta_e \cdot \sin\theta_o} \cdot (1 - \cos\theta_e \cdot \cos\theta_o)}{Z_{ce}^2 + Z_{co}^2 + 4Z_c^2 + \frac{2Z_{ce}Z_{co}}{\sin\theta_e \cdot \sin\theta_o} \cdot (1 - \cos\theta_e \cdot \cos\theta_o) - 4jZ_c \left( \frac{Z_{ce}}{\tan\theta_e} + \frac{Z_{co}}{\tan\theta_o} \right)} \quad (27)$$

$$S_{12} = \frac{-4jZ_c \left( \frac{Z_{ce}}{\sin\theta_e} + \frac{Z_{co}}{\sin\theta_o} \right)}{Z_{ce}^2 + Z_{co}^2 + 4Z_c^2 + \frac{2Z_{ce}Z_{co}}{\sin\theta_e \cdot \sin\theta_o} \cdot (1 - \cos\theta_e \cdot \cos\theta_o) - 4jZ_c \left( \frac{Z_{ce}}{\tan\theta_e} + \frac{Z_{co}}{\tan\theta_o} \right)} \quad (28)$$

L'évolution fréquentielle de ces expressions est calculable en utilisant les expressions classiques des impédances caractéristiques et des vitesses de phase de modes pair et impair. Nous avons vérifié que l'on obtient des résultats similaires (figure 85) à ceux donnés par le logiciel M.D.S. (figure 84).

En rendant égales  $\theta_e$  et  $\theta_o$ , c'est à dire en considérant les vitesses de phase identiques pour les deux modes, on obtient les expressions des paramètres S suivantes :

$$S_{11} = \frac{Z^2 - Z_c^2}{Z^2 + Z_c^2 - 2j \frac{Z \cdot Z_c}{\tan\theta}} \quad S_{12} = \frac{2j Z Z_c}{\sin\theta (Z^2 + Z_c^2) - 2j Z \cdot Z_c \cos\theta} \quad \text{avec } \theta_e = \theta_o = \theta$$

et  $Z = \frac{Z_{ce} + Z_{co}}{2}$

A la résonance,  $l = \frac{\lambda_g}{2}$  soit  $\theta = \pi$ , on a alors  $S_{11} = 0$  et  $S_{12} = 1$ . De plus, quelque soit la valeur de  $\theta$ , pour les valeurs de gap considérées, comme  $Z_c \approx Z$ ,  $S_{11}$  reste proche de 0 et  $S_{12}$  proche de 1. Les simulations effectuées sur MDS viennent confirmer ces résultats : lorsque l'on fait tendre  $\epsilon_r$  vers 1, le pic de résonance devient plus étroit (figure 84) jusqu'à disparaître.

### III\_2.1.2 Approche prenant en compte la spécificité du supraconducteur

Sachant qu'un supraconducteur est susceptible d'apporter une inductance supplémentaire à la ligne microruban, nous nous sommes intéressés à l'effet que pourrait avoir cette inductance sur le facteur de qualité du résonateur. Le schéma alors utilisé sur le simulateur MDS est le suivant :

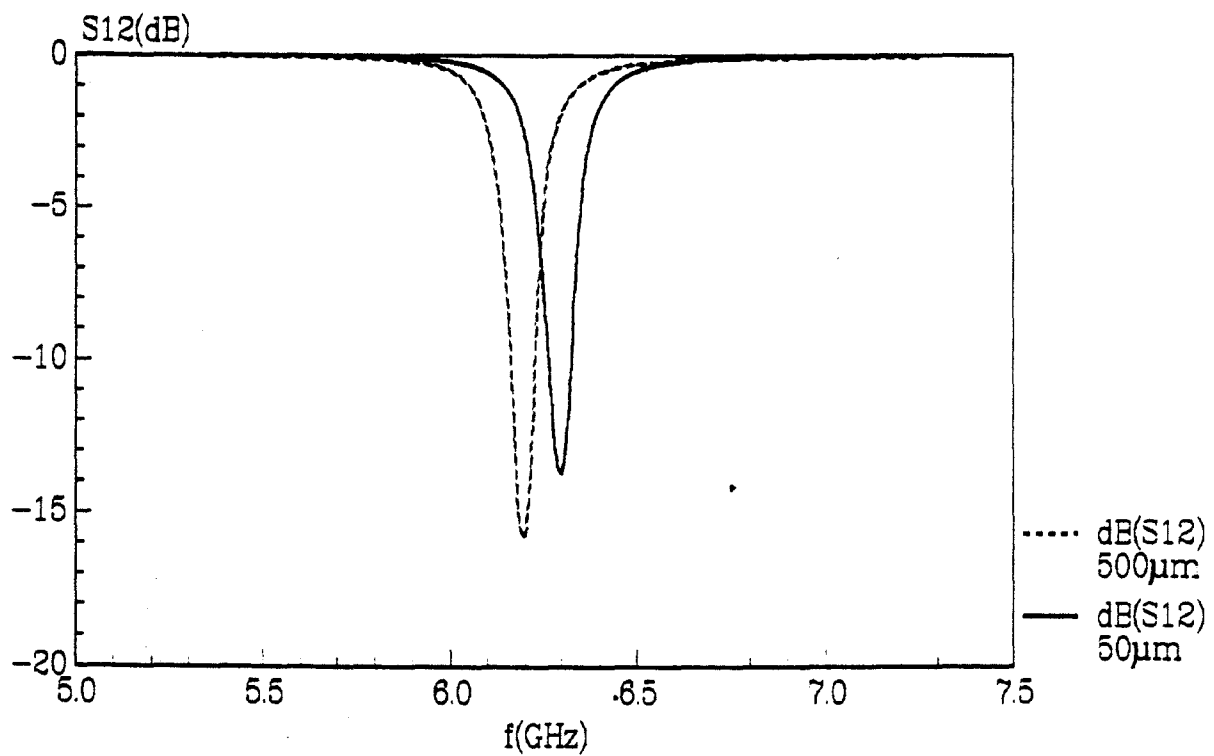
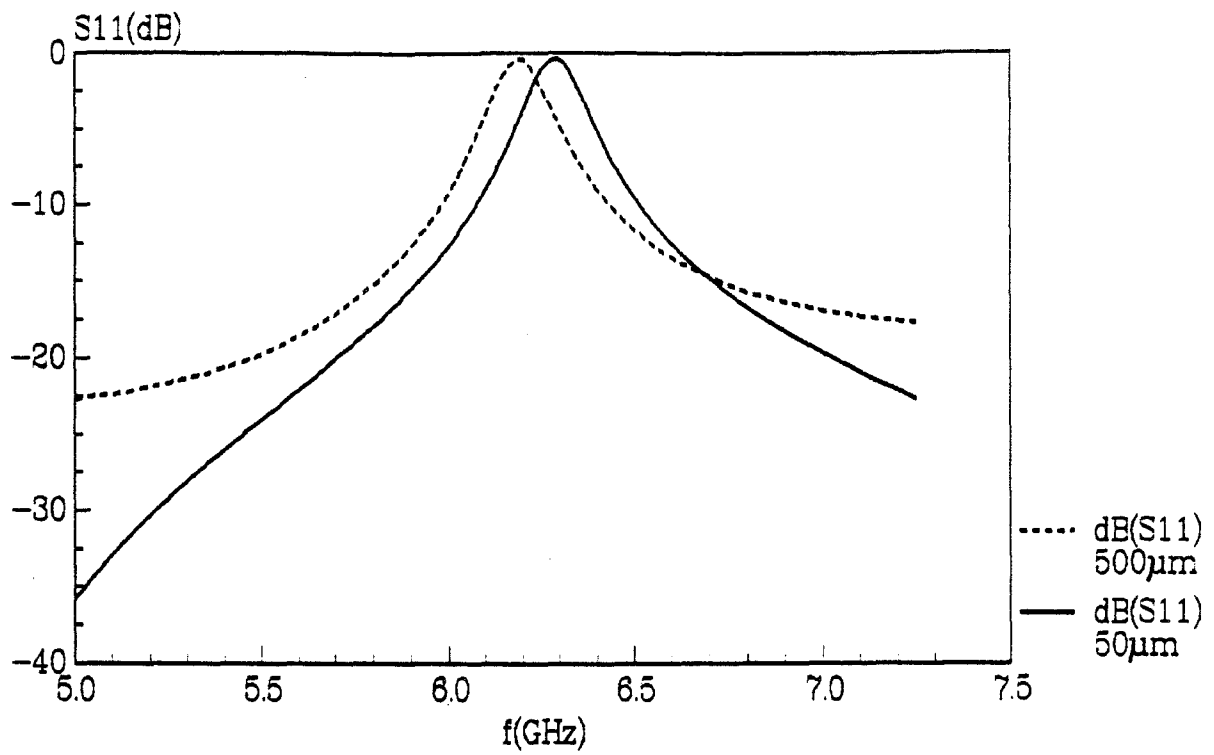
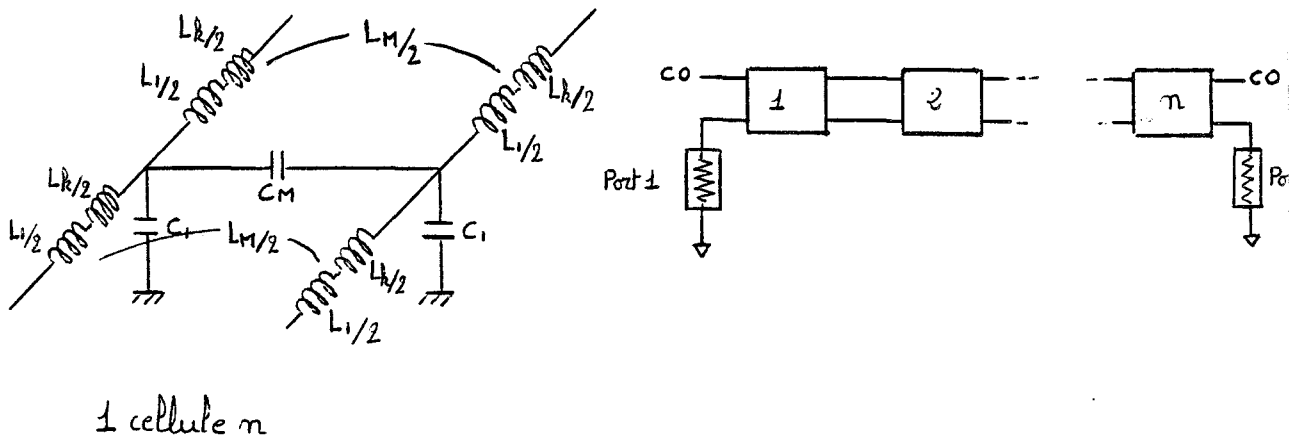


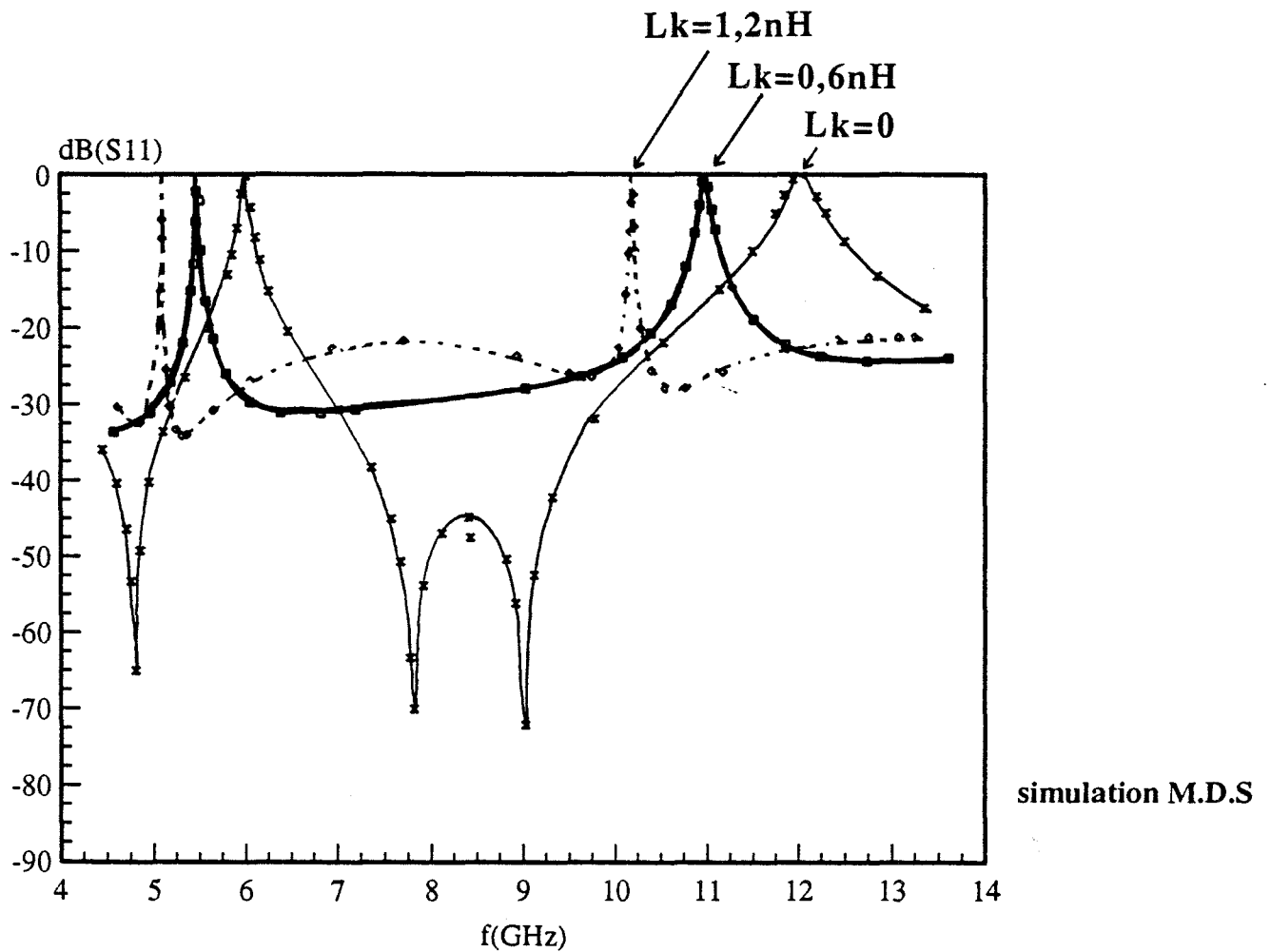
Figure 85 : Réponses en fréquence des paramètres  $|S|$  d'un résonateur droit à couplage adjacent à partir des formules analytiques.



où  $L_1$  est l'inductance magnétique usuelle de la ligne microruban et  $L_k$  l'inductance cinétique liée à l'état supraconducteur.

Nous avons constaté qu'il est possible de modifier l'allure de la résonance et d'augmenter le coefficient de qualité en faisant croître la valeur de  $L_k$ . La figure 86 illustre cette possibilité pour des lignes couplées, sans pertes, de longueur 10mm avec un gap de  $50\mu\text{m}$ . Le coefficient de qualité qui vaut 76 avec  $L_k$  nulle atteint 1062 avec  $L_k=1,2\text{nH}$ . Cependant les valeurs d'inductance cinétique à faire intervenir sont de l'ordre du nanohenry. Avec les géométries des lignes envisagées, il est possible d'atteindre de telles valeurs d'inductance à la seule condition de travailler à des températures proches de  $T_c$ , zone où malheureusement les pertes conductrices deviennent trop importantes. Il est donc utopique de vouloir tirer parti de l'inductance cinétique pour améliorer le coefficient de qualité.

En conclusion le résonateur droit à couplage adjacent ne paraît pas favorable à l'obtention d'un coefficient de qualité élevé et de faibles pertes en réflexion. L'utilisation de supraconducteur ne permet pas d'améliorer ces derniers paramètres, la principale limitation provenant du caractère fortement distribué de ce type de couplage.



valeurs correspondantes à des lignes couplées sans pertes telles que  $l=10\text{mm}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ ,  $w=252\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $h=254\mu\text{m}$  :  $L_1=4,08\text{nH}$ ,  $L_m=1,6152\text{nH}$ ,  $C_1=1,41\text{pF}$ ,  $C_m=0,546\text{pF}$

**Figure 86** : Réponse en fréquence de  $|S_{11}|$  d'un résonateur droit à couplage adjacent à partir du schéma distribué des lignes couplées en rajoutant à  $L_1$  une self supplémentaire  $L_k$ .

## III\_2.2 Les résonateurs en anneau à couplage adjacent

### III\_2.2.1 Etude préliminaire

Poursuivant l'idée d'utiliser le résonateur à couplage adjacent en réflexion, en essayant cette fois de diminuer la zone de couplage, nous nous sommes intéressés au résonateur annulaire à couplage adjacent, schématisé sur la figure 87.

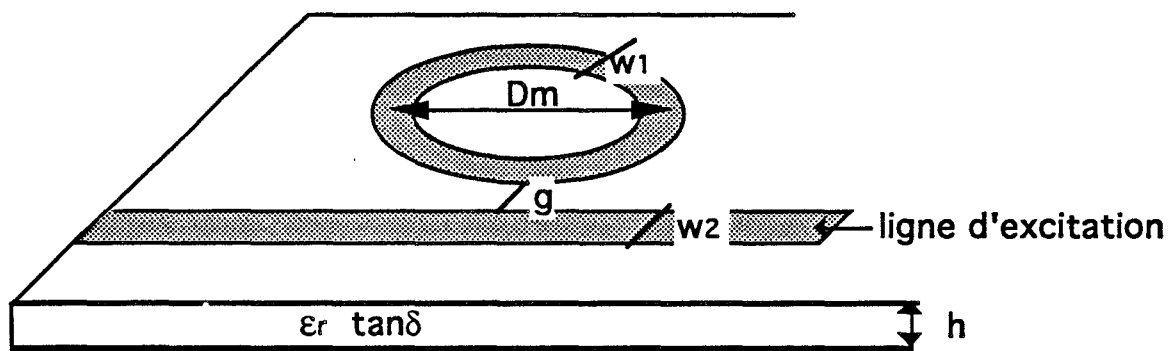
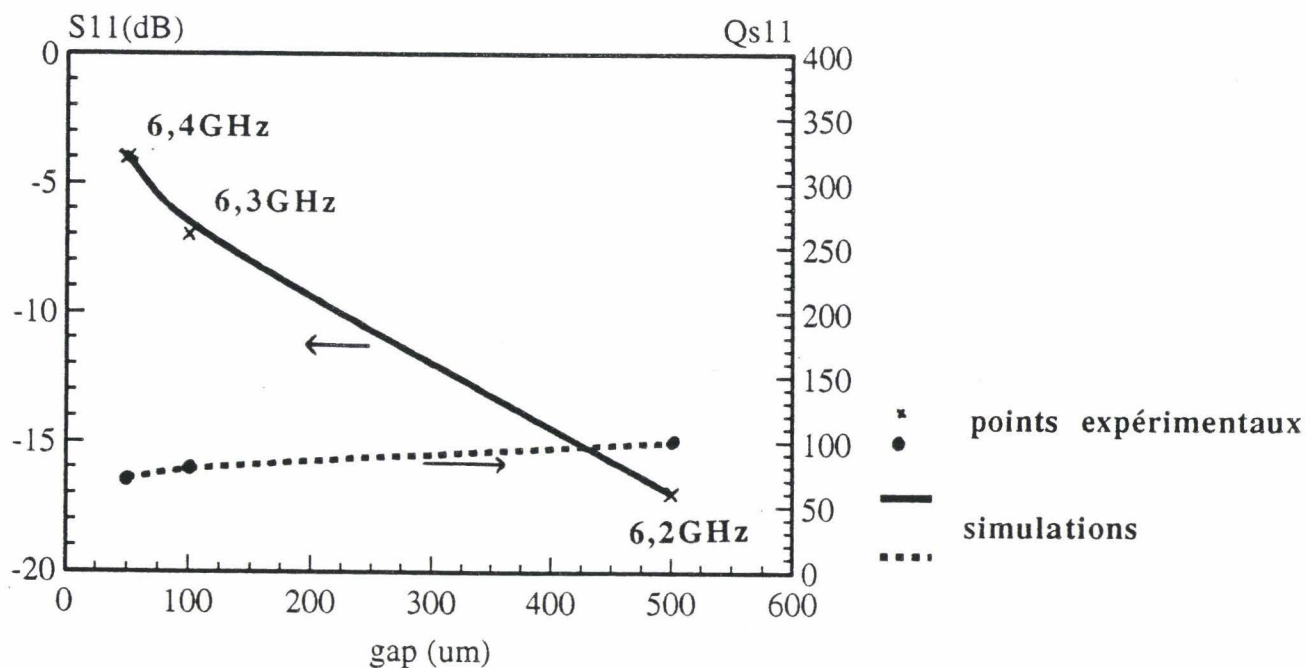


figure 87 : Schéma du résonateur annulaire à couplage adjacent.

A titre de référence plusieurs résonateurs annulaires en or de diamètre moyen 6mm avec différentes valeurs de gap de couplage (50,100 et 500 $\mu$ m) ont d'abord été réalisés sur alumine. Ils résonnent dans la même gamme de fréquence que les résonateurs droits à couplage adjacent étudiés précédemment. Les évolutions expérimentales et théoriques du paramètre  $|S_{11}|$  et du coefficient de qualité en réflexion, en fonction du gap, sont donnés sur la figure 88, ainsi que le schéma du circuit utilisé lors des simulations sur le logiciel MDS. Ces dernières sont assez délicates : la partie couplée possédant un rayon de courbure, le gap n'y est pas constant. En estimant correctement le longueur de couplage, les résultats obtenus reflètent cependant bien l'expérimentation.

Pour de faibles valeurs de gap, aux environ de 6 GHz, les résultats obtenus sont semblables à ceux du résonateur droit. Le couplage n'étant pas cette fois distribué tout au long du résonateur, il ne devrait pas limiter de manière prépondérante le facteur de qualité pour des résonateurs possédant des conductivités plus élevées. En effet, des mesures à 77K des résonateurs en anneau à couplage adjacent en or, ont montré une augmentation du facteur de qualité proche de 20% .

(a)



(b)

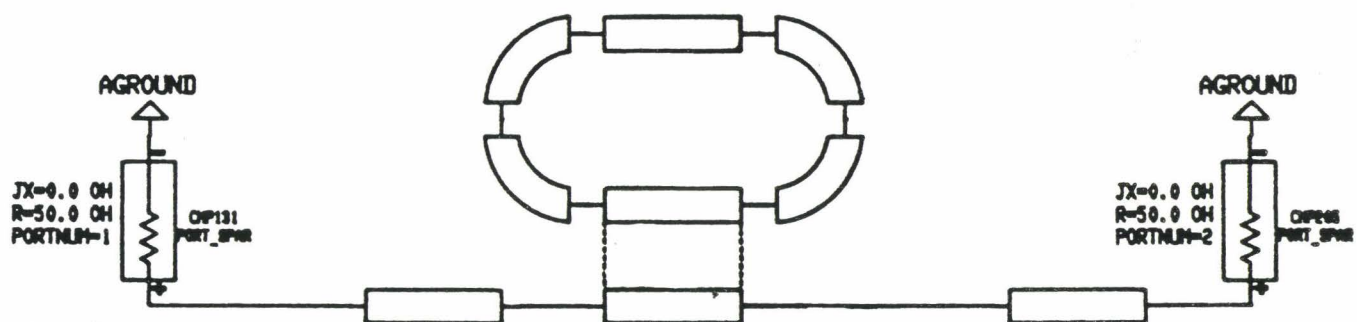


Figure 88 : Variations en fonction du gap de  $S_{11}$  et du facteur de qualité en réflexion d'un résonateur annulaire à couplage adjacent réalisé en or sur substrat d'alumine :  $D_m=6\text{mm}$ ,  $w_1=w_2=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$  (a). Schéma de simulation sur M.D.S (b).

### III\_2.2.2 Les résonateurs annulaires supraconducteurs à couplage adjacent

Compte tenu de l'encombrement lié à la position latérale de la ligne d'excitation et de la taille limitée des échantillons supraconducteurs (problème d'homogénéité des dépôts sur des surfaces importantes). Nous avons choisi pour cette étude un dimensionnement de résonateur le plus réduit possible avec une fréquence de résonance par conséquent plus élevée, située aux environ de 12GHz. Nous donnons, dans ce qui suit, les résultats relatifs à trois échantillons particulièrement représentatifs des nombreux essais que nous avons faits .

Un échantillon d'Alcatel (F6360) avec un film d'YBaCuO d'épaisseur 3000Å, déposé sur un substrat de MgO de 500µm. Un plan de masse en chrome a été déposé à Alcatel par pulvérisation puis épaissi par un dépôt d'or électrolytique.

Un échantillon de l'IMEC (SG360) avec un film d'YBaCuO d'épaisseur 3000Å, déposé sur un substrat de MgO de 500µm et de température critique 88K. Les dépôts d'or pour les contacts et les plans de masse ont été réalisés au CHS par pulvérisation d'or d'environ 1µm, avec couche d'accrochage en chrome.

Un échantillon du LETI (K259) avec un film de GdBaCuO déposé sur un substrat de MgO de 250µm et de température critique 88K. Le plan de masse est un plan de masse en or appliqué par pression lorsque l'échantillon est fixé sur la cellule.

Ces trois résonateurs ont une largeur de ruban de 252µm et un diamètre moyen de 3.12mm. Leur ligne d'excitation est longue de 8mm, avec une largeur de 250µm, excepté pour F6360 dont la largeur est de 500µm. Les connexions entre les lignes d'accès de la cellule de mesures et les extrémités de la ligne supraconductrice d'excitation sont faites par microsoudure de fils d'or, cette opération étant facilitée par la présence de plots de contact en or sur le supraconducteur. Les mesures ont été effectuées entre 30K et 300K dans le cryostat à hélium liquide.

Les réponses en fréquence des échantillons SG360 et F6360 à 40K sont données sur la figure 89. La résonance du paramètre de réflexion est peu marquée et présente un aspect asymétrique. Son coefficient de qualité  $Q_{\text{réflexion}}$  est relativement faible par rapport au coefficient de qualité en transmission  $Q_{\text{transmission}}$ . Les évolutions en température de ces derniers (figure 90) sont similaires à ceux obtenus avec des résonateurs à couplage faible localisé. Dans les deux cas cependant, la transition s'effectue lentement .  $Q_{\text{transmission}}$  continue à croître à 30K. Cette évolution peut être liée au fait que le matériau n'est pas encore entièrement dans son état supraconducteur à cette température, en hyperfréquences. Les pertes du plan de masse ne sont sans doute pas à écarter non plus. Toutefois  $Q_{\text{transmission}}$  approche 1000 à 30K, soit sept fois la



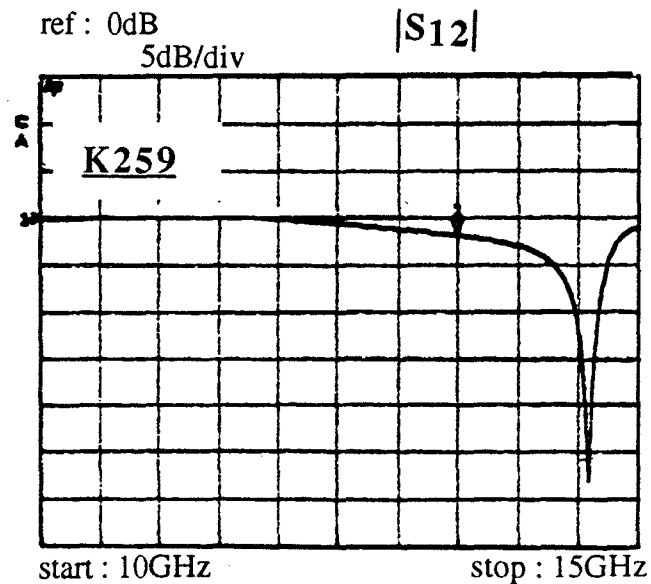
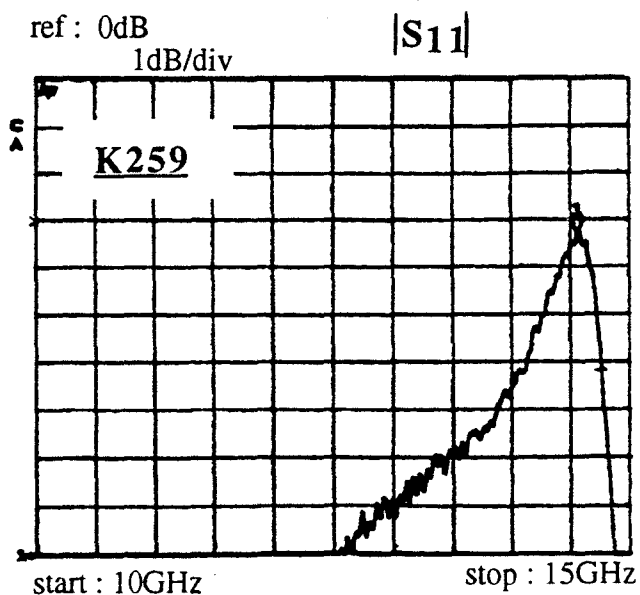
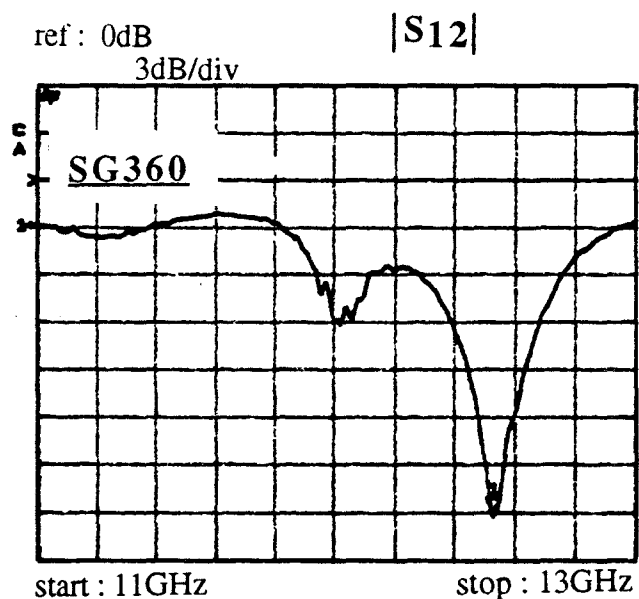
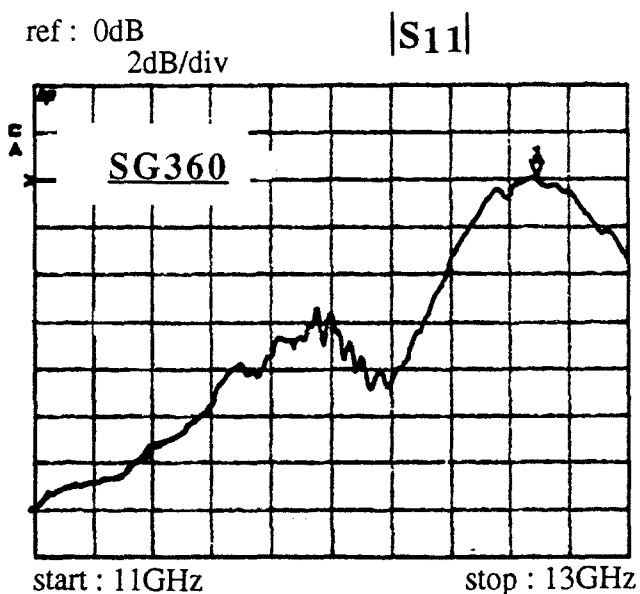
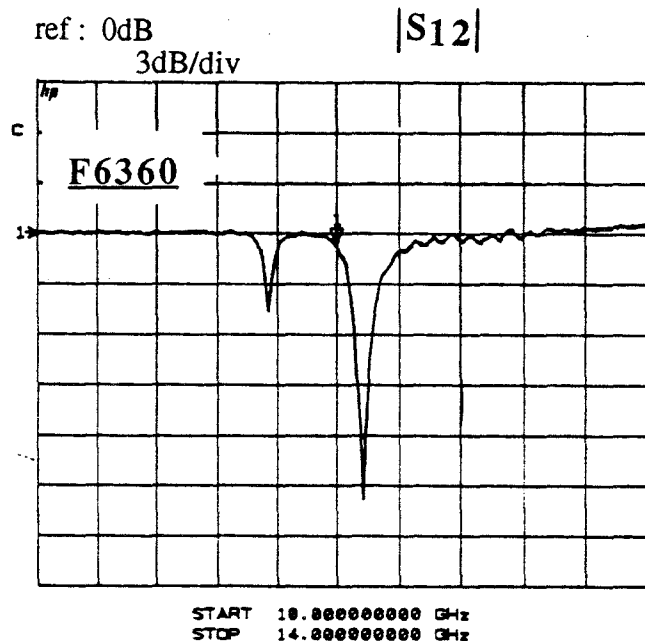
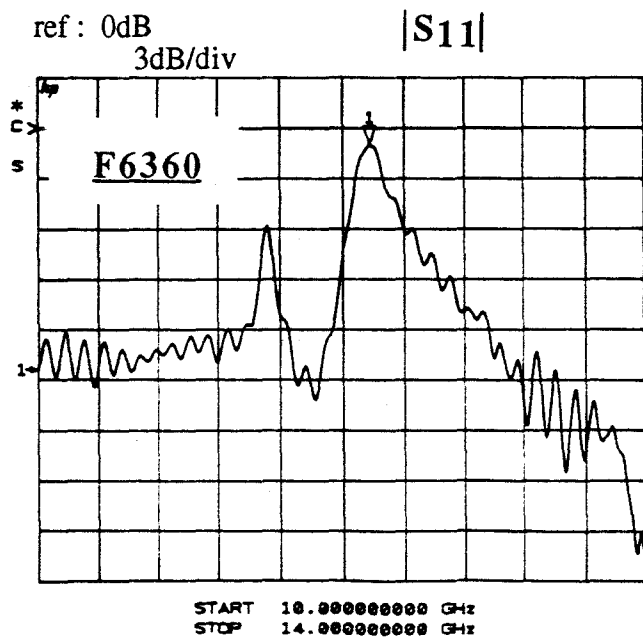


Figure 89 : Réponse en fréquence à 40K des paramètres S des résonateurs annulaires à couplage adjacent, réalisés sur les films F6360, SG360 et K259.

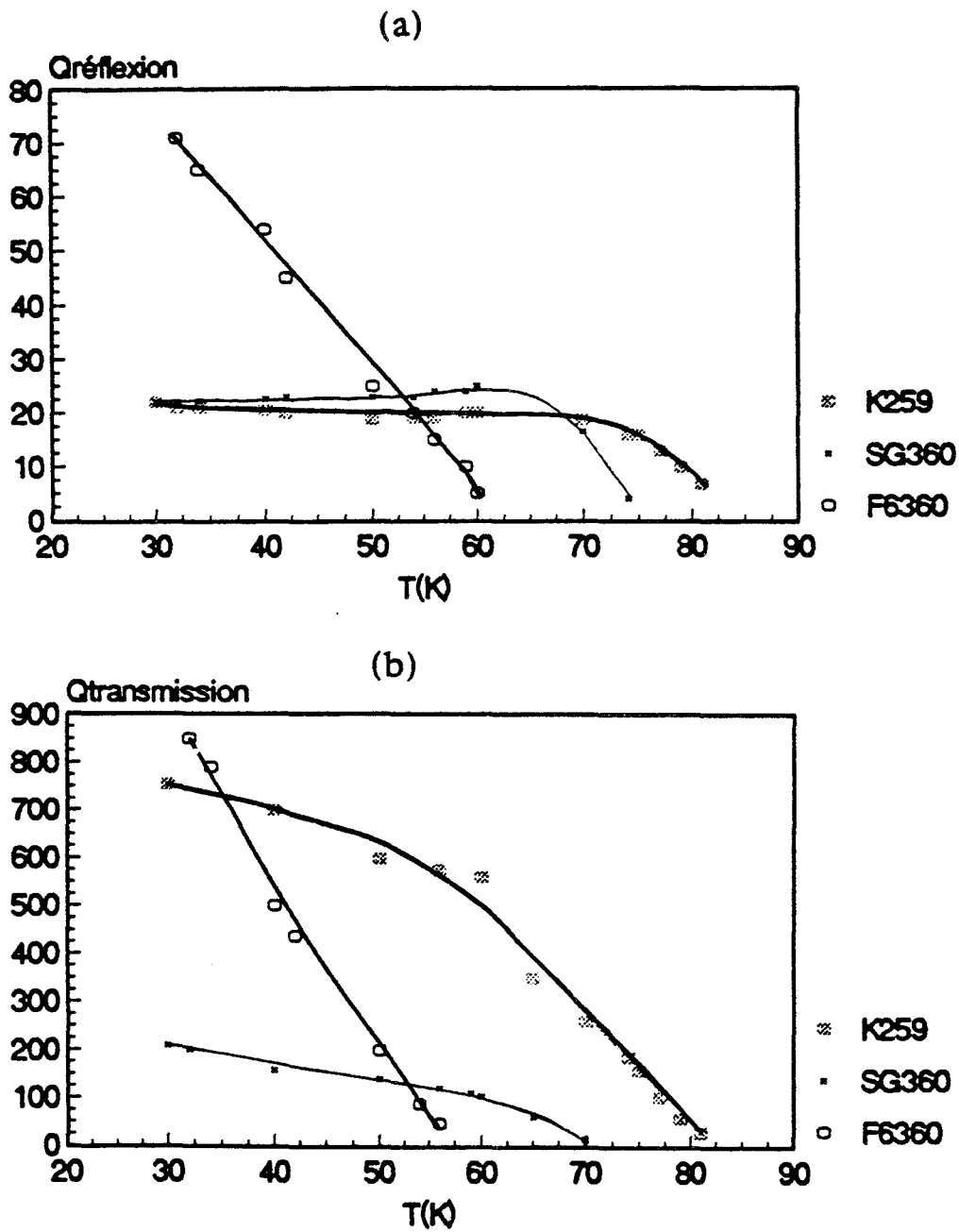


Figure 90 : Evolution en température des facteurs de qualités en réflexion (a) et en transmission (b) des résonateurs annulaires à couplage adjacent, réalisés sur les films F6360, SG360 et K259.

valeur obtenue avec un résonateur en or de même géométrie, réalisé sur un substrat d'alumine de  $254\mu\text{m}$  et mesuré à température ambiante. La valeur de  $Q_{\text{transmission}}$  est nettement plus faible pour l'échantillon SG360 : elle atteint à peine 200 à 30K. Ceci peut être dû à une mauvaise qualité de la couche supraconductrice qui a pu également se détériorer lors des divers processus technologiques subis.

Le coefficient de réflexion est quant-à-lui peu élevé pour les deux échantillons considérés : il reste inférieur à 80. Le fort couplage en est certainement la cause principale, puisque  $|S_{11}|$  avoisine rapidement 0 dB à  $T < T_c$  (figure 91). Il est sans doute à l'origine de l'existence de deux pics de résonances, nettement visibles en transmission. Cette double résonance n'est pas systématique, puisqu'elle n'a pas été observée sur l'échantillon K259. Pour ce dernier, dont la transition est plus élevée que les deux autres,  $Q_{\text{transmission}}$  atteint 800 à 30K tout en continuant à croître. La valeur de  $Q_{\text{réflexion}}$  reste faible. Sa fréquence de résonance est supérieure à la fréquence prévue de 12 GHz, respectée par SG360 et F6360 (figure 92). Contrairement à ces deux derniers, le plan de masse de K259 a été appliqué mécaniquement par pression. L'existence d'un gap d'air entre le substrat et le plan de masse peut expliquer ce décalage en fréquence et le comportement particulier de ce résonateur par rapport aux deux autres.

La présence de deux pics de résonance a déjà été observée sur des résonateurs annulaires en technologie microruban [71] [72]. Elle est souvent attribuée à la présence d'inhomogénéités propres au supraconducteur ou au substrat, essentiellement lorsqu'il s'agit d'un substrat de  $\text{LaAlO}_3$ .

Ceci ne semble pas être notre cas, puisqu'un résonateur possédant des caractéristiques similaires et réalisé sur un substrat d'alumine dorée de  $254\mu\text{m}$  d'épaisseur a lui aussi présenté deux pics de résonance à température ambiante, ce phénomène s'accroissant à 77K (figure 93). De plus, des simulations effectuées sur le logiciel MDS ont montré l'existence possible d'une double résonance, variant suivant les valeurs de gap  $g$ , les longueurs de zone couplée  $L$  ou les largeurs de lignes utilisées  $w_{\text{anneau}}$ . Le résonateur ainsi simulé possède les caractéristiques suivantes :

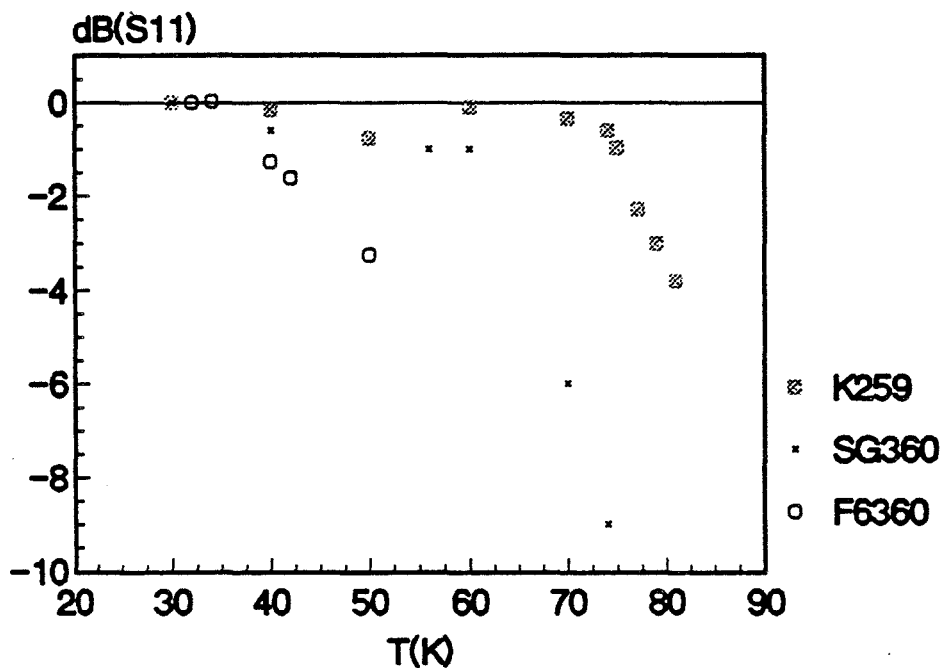


Figure 91 : Evolution en température du paramètre  $|S_{11}|$  des résonateurs annulaires à couplage adjacent réalisés sur les films F6360, SG360 et K259, à la résonance.

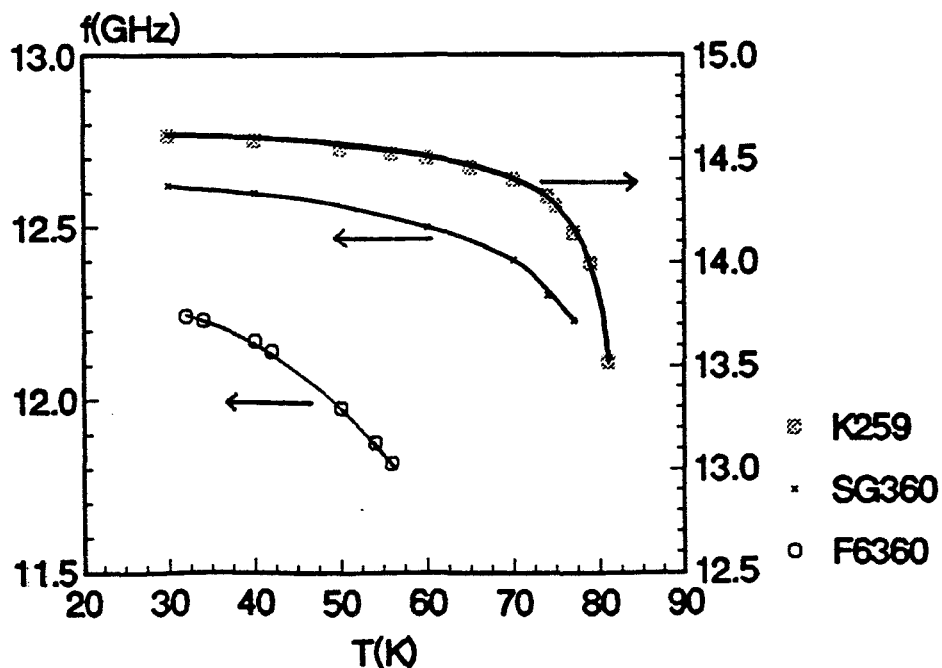


Figure 92 : Evolution en température de la fréquence de résonance des résonateurs annulaires à couplage adjacent réalisés sur les films F6360, SG360 et K259, à la résonance.

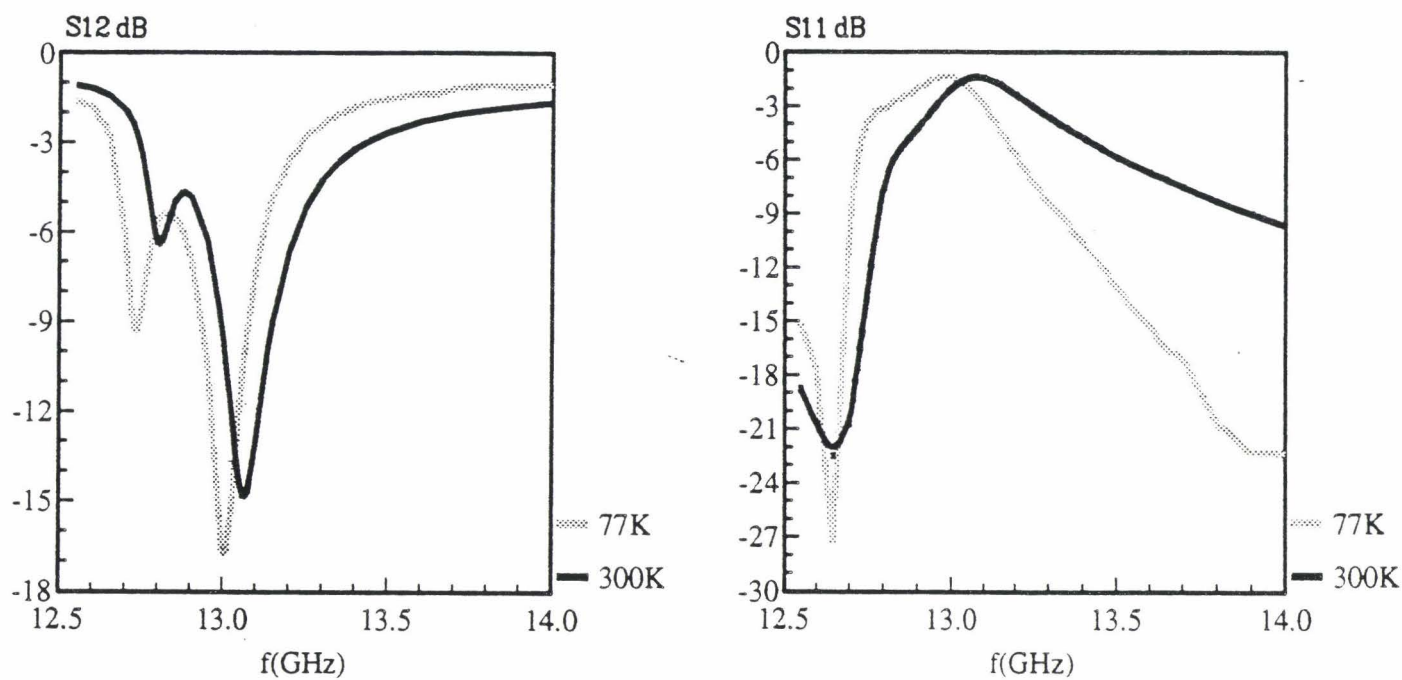
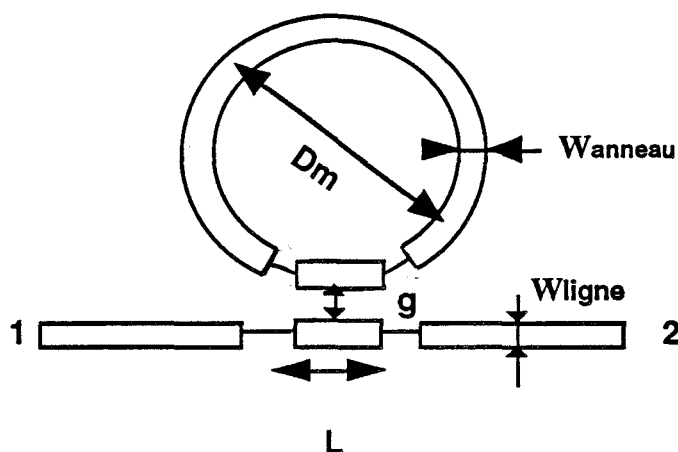


Figure 93 : Double résonance observée à 300K et à 77 K sur un résonateur annulaire à couplage adjacent réalisé en or sur un substrat d'alumine :  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $D_m=2,87\text{mm}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ .



avec  $\sigma=6.10^8\text{S/m}$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $w_{\text{ligne}}=252\mu\text{m}$ ,  $D_m=2,87\text{mm}$ .

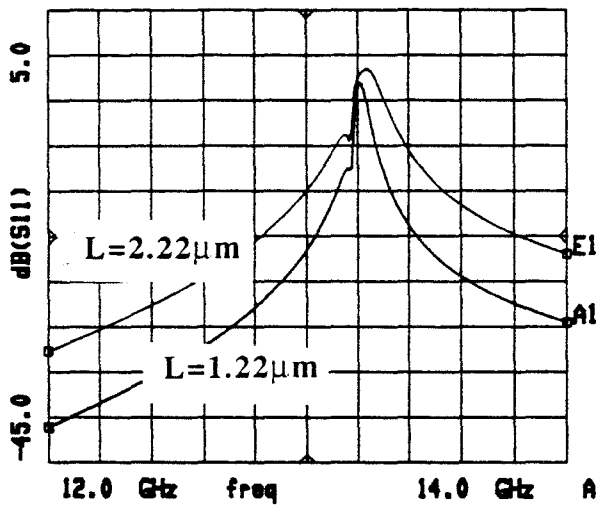
La figure 94a traduit l'effet de la longueur de zone couplée sur la résonance pour  $g=250\mu\text{m}$  et  $w_{\text{anneau}} = 252\mu\text{m}$ . Lorsque la longueur de couplage s'élargit de 1,22mm à 2,22mm, soit le quart de la circonférence, le deux pics de résonance apparaissent plus nettement. Le phénomène est nettement plus marqué lorsque l'on fait varier le gap (figure 94b): avec  $L=2,22\text{mm}$  et  $w_{\text{anneau}}=252\mu\text{m}$ , l'unique pic observé pour un gap de  $500\mu\text{m}$  se dédouble en deux pics bien distincts pour un gap de  $50\mu\text{m}$ . Enfin la largeur de l'anneau a aussi un effet sur l'allure de la résonance : une largeur de ruban plus large pour l'anneau semble favorable à l'obtention d'une seule résonance. Dans ce dernier cas, il faut cependant veiller à garder une largeur de ligne relativement faible devant le rayon de l'anneau afin de rester dans la configuration d'un résonateur et non d'une antenne.

Etant donné le faible diamètre de l'anneau, le couplage a de l'influence sur une grande partie de ce dernier. Nous attribuerons donc l'existence d'une double résonance à un effet de surcouplage inhérent à ce type de couplage, plutôt qu'à un effet d'inhomogénéité de la structure. Il est évident que cette double résonance est indésirable puisque d'une part il limite la valeur du coefficient de qualité lorsque les deux pics sont proche l'un de l'autre, et que d'autre part il entraîne une incertitude quant à la valeur de la fréquence de résonance. C'est pour cette raison que nous avons été amenés à modifier légèrement la géométrie de l'anneau en lui ajoutant des ergots.

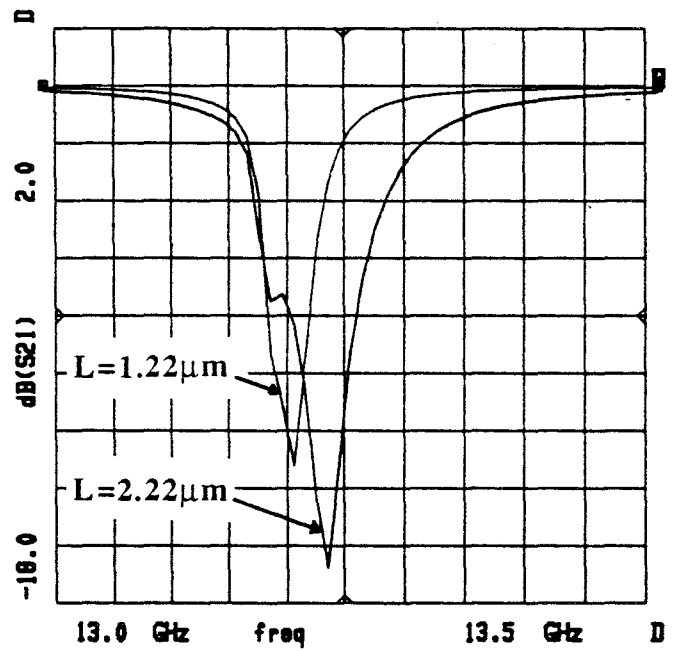
### III\_2.2.3 Les résonateurs annulaires à ergots

Afin de diminuer l'effet du couplage distribué, nous avons essayé de le rendre plus local, en ajoutant un ergot sur la partie de l'anneau proche de la ligne

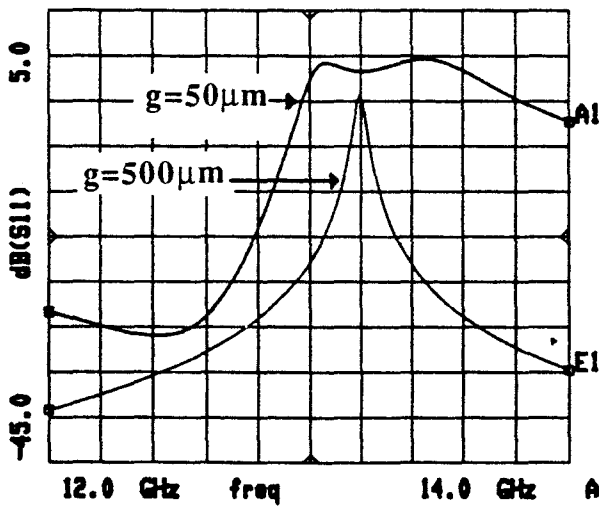
(a)



simulation MDS



(b)



simulation MDS

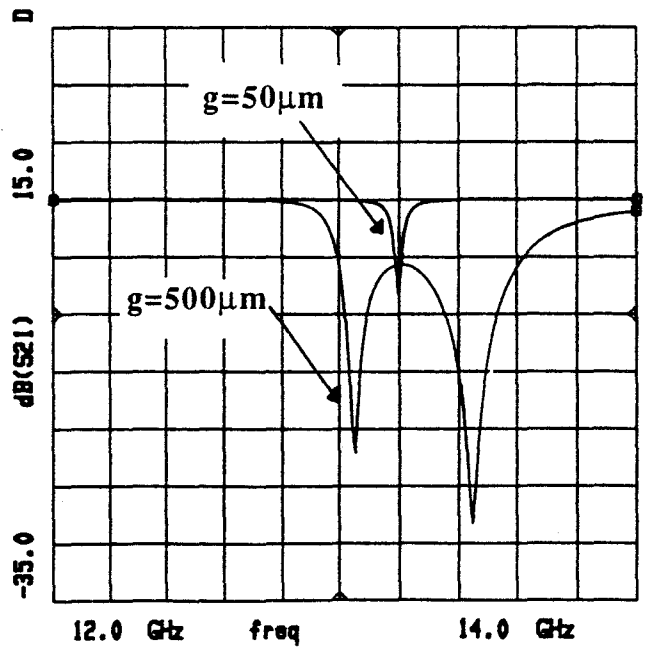
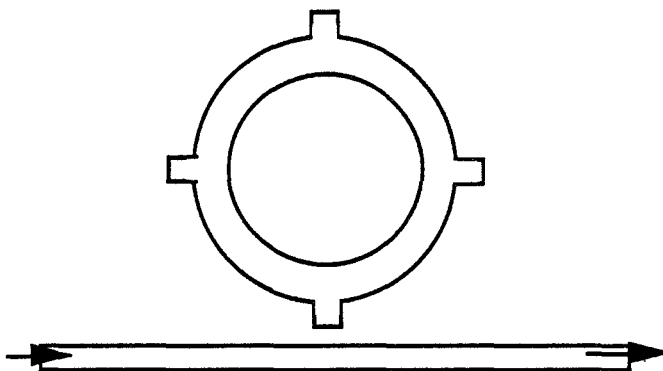


Figure 94 : Effet de la longueur de couplage (a) et de la largeur de gap (b) sur un résonateur annulaire à couplage adjacent, dont les caractéristiques sont les suivantes :  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $D_m=2,87\text{mm}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ ,  $\tan\delta=5.10^{-5}$ ,  $\epsilon_r=9.6$ ,  $\sigma=6.10^8\text{S/m}$ .

d'excitation. Trois autres ergots ont été rajoutés afin de préserver la symétrie de la structure (figure 95).



**Figure 95 : Représentation schématique du résonateur annulaire à ergots à couplage adjacent.**

Un premier résonateur en or sur alumine a été réalisé et testé à 300K et à 77K. Un seul pic de résonance a été observé, comme le montre la figure 96. Un résonateur de ce type, possédant un plan de masse et des contacts en or, a été gravé au LETI sur un film supraconducteur (A414). Ses caractéristiques géométriques sont les suivantes :  $D_m=3.12\text{mm}$ ,  $W=252\mu\text{m}$ ,  $g=50\mu\text{m}$ ,  $h=250\mu\text{m}$ ,  $t=3000\text{\AA}$  et  $150\mu\text{m}^2$  pour chaque ergots. Une seule résonance a été observée sur cet échantillon, en transmission comme en réflexion, et ceci à la fréquence prévue de 12 GHz (figure 97). La puissance réfléchie est relativement élevée, ce qui est souhaité,  $|S_{11}|$  avoisinant rapidement 0 dB, comme le montre la figure 98. Toutefois le facteur de qualité en réflexion (figure 99) est limité à 75, même à basse température, valeur faible qui pourrait être améliorée en augmentant la valeur du gap, au risque de perdre un peu en coefficient de réflexion. Quant au facteur de qualité en transmission, il est à peu près identique à celui d'un résonateur en or de même géométrie à 77K, et atteint 400 à 35K. Un couplage un peu plus faible devrait permettre également une augmentation de ce facteur. Cependant un autre résonateur à ergots de même géométrie et donc même gap, gravé sur un film d'Alcatel (F6360), dont la température critique s'est avérée inférieure à 77K, testé en réflexion, c'est à dire avec l'extrémité de la ligne d'excitation en circuit ouvert, a permis d'obtenir un facteur de qualité plus élevé, de 2700 à 35K.

Ainsi ce type de résonateur annulaire à ergots paraît intéressant, moyennant un ajustement de la valeur du gap, puisqu'il permet un compromis entre un coefficient de



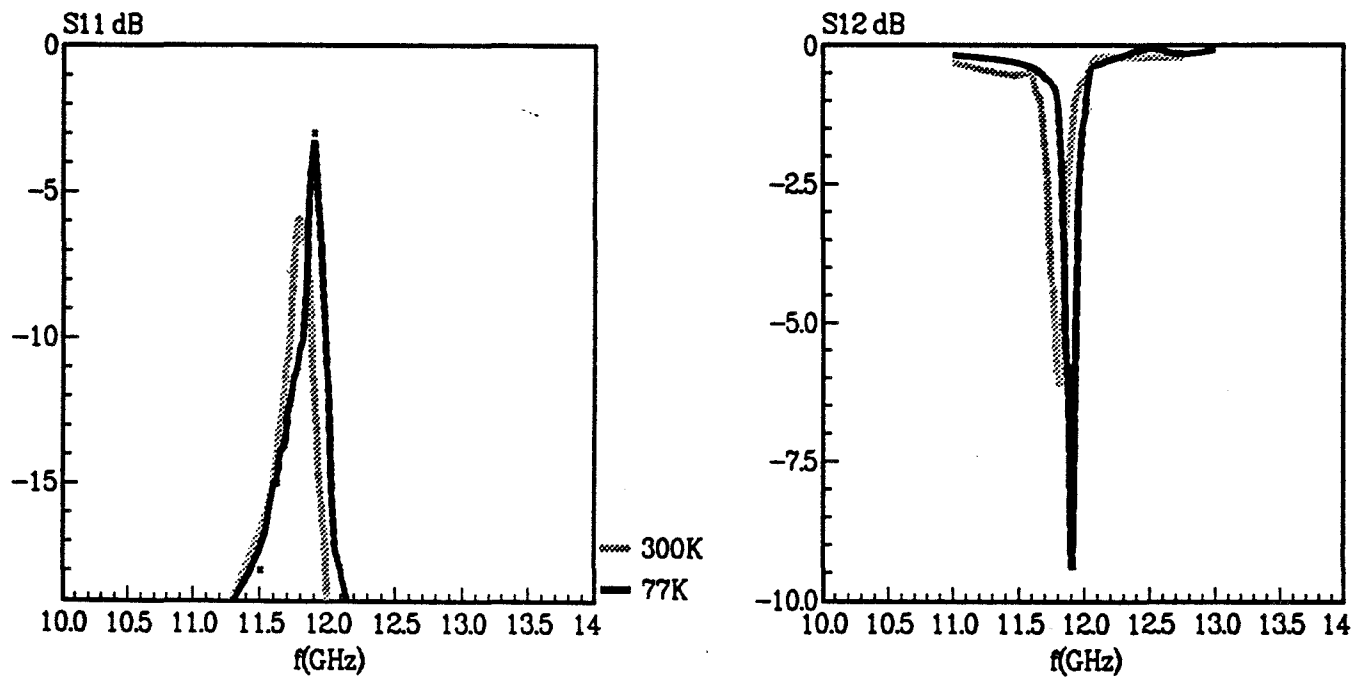
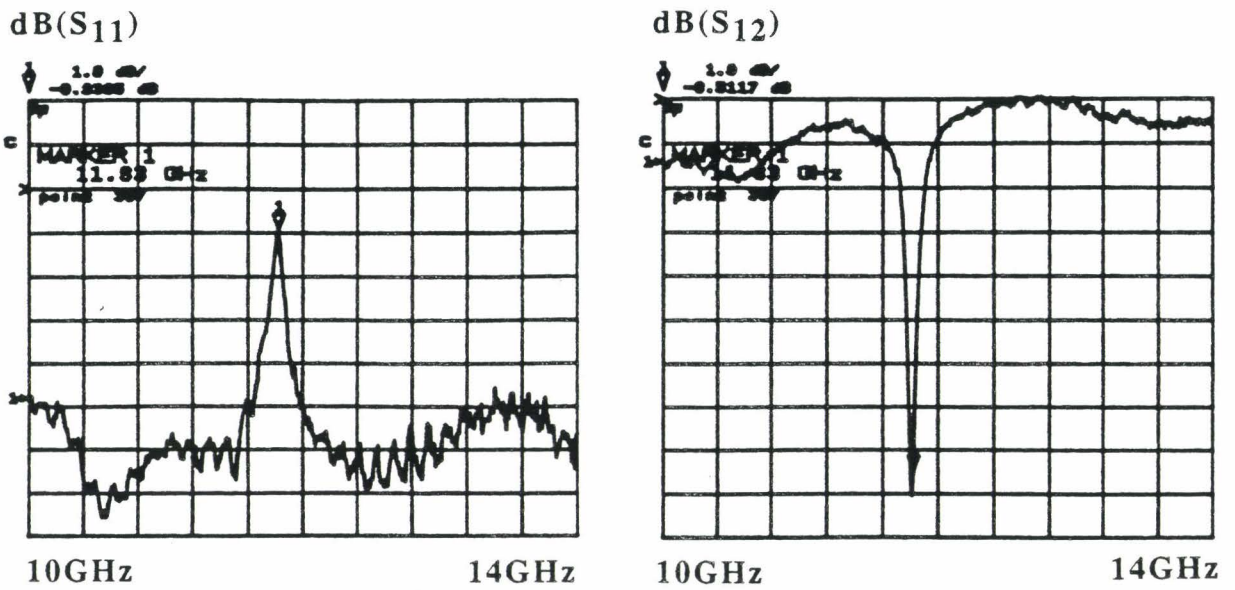


Figure 96 : Résonance observée à 300K et à 77K sur un résonateur annulaire à ergots réalisé sur un substrat d'alumine dorée :  $w=252\mu\text{m}$ ,  $h=254\mu\text{m}$ ,  $D_m=3.12\text{mm}$ ,  $g=50\mu\text{m}$  et  $150\mu\text{m}^2$  pour chaque ergot.

(a)



(b)

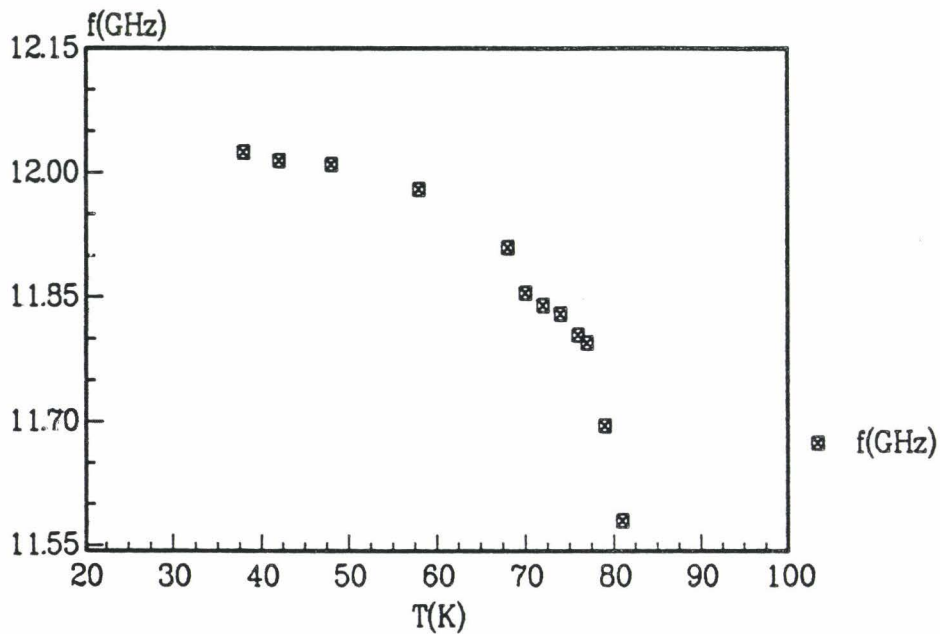


Figure 97 : Résonance observée à 75K sur un résonateur annulaire à ergots à couplage adjacent réalisé sur le film supraconducteur A414 (a). Evolution de la fréquence de cette résonance avec la température (b).

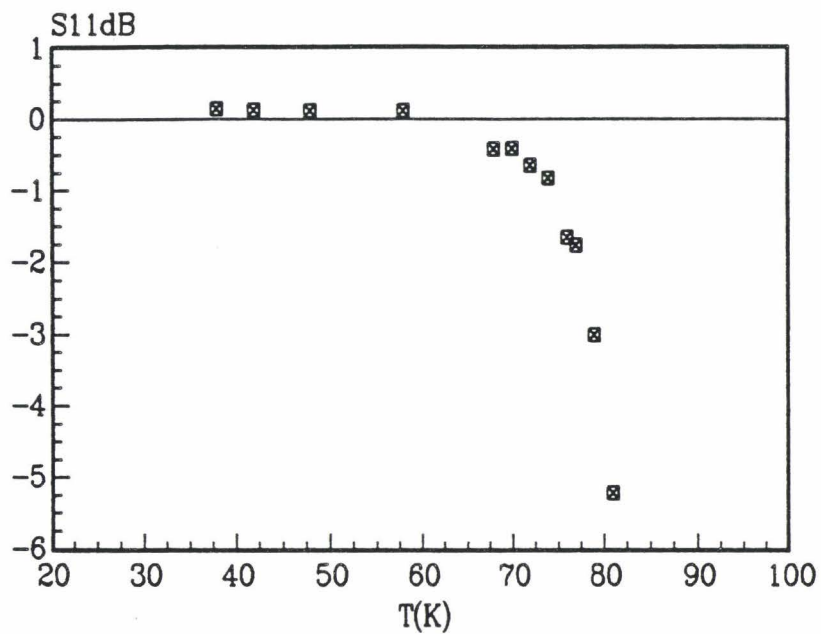


Figure 98 : Evolution du module de S11 avec la température pour le résonateur à ergot réalisé sur le film A414.

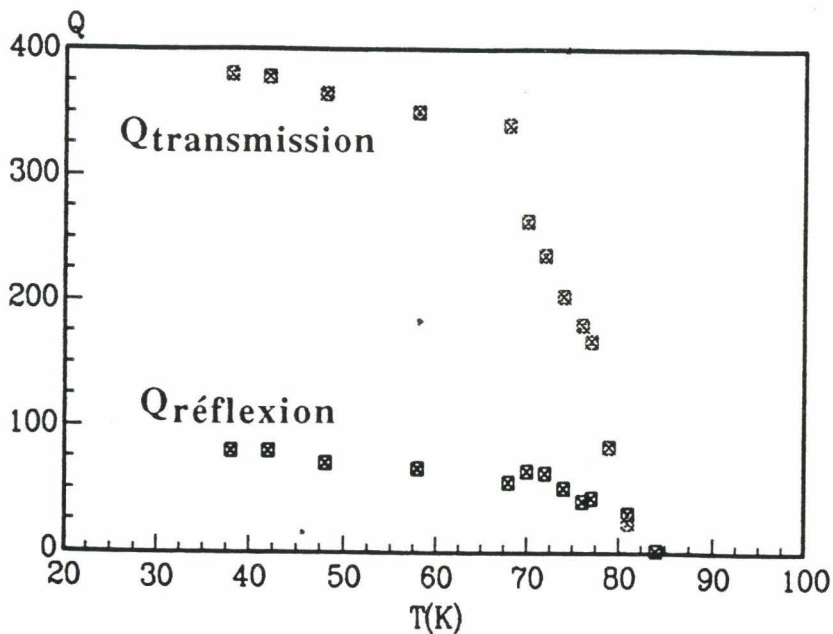


Figure 99 : Facteur de qualité en réflexion et en transmission du résonateur annulaire à ergots à couplage adjacent réalisé sur le film supraconducteur A414.

réflexion proche de 0dB et un bon facteur de qualité. Ces deux conditions sont nécessaires à un résonateur destiné à être inséré dans un oscillateur en mode réflexion.

### III\_3 Conclusion

Des résonateurs droits et annulaires en technologie microruban ont été réalisés sur des films supraconducteurs, déposés selon différentes méthodes et dans différents laboratoires, à savoir : l'ISMRA de Caen, le laboratoire mixte de StGobain/Pt-à-Mousson, le LETI de Grenoble, l'IMEC à Louvain, ALCATEL à Marcoussis et le laboratoire de Chimie de Rennes I. Il s'est avéré nécessaire de disposer pour ces résonateurs d'un plan de masse correct, déposé sur la face arrière du substrat. Si le plan de masse est de l'or, l'épaisseur de ce dernier doit dépasser quelques  $\mu\text{m}$ , ce qui peut parfois poser des problèmes puisque le supraconducteur risque de se dégrader dans le bain d'épaississement électrolytique. L'idéal serait de disposer d'un plan de masse également supraconducteur. Nous nous sommes contenté essentiellement de plan de masse en or appliqué mécaniquement, par pression.

Des résonateurs à couplage faible et localisé ont été testés de 30K à 300K. Certains ont présenté des facteurs de qualités en charge élevés, supérieurs à 700 à la température de liquéfaction de l'azote et dépassant 1000 à plus basses températures. Des résonateurs en or de caractéristiques géométriques semblables, avec  $5\mu\text{m}$  d'épaisseur de métallisation pour le ruban et le plan de masse, ont un coefficient de qualité de l'ordre de 200 à 77K.

Ces mesures nous ont permis de remonter, à l'aide du modèle analytique simple développé lors du premier chapitre, aux valeurs de  $\lambda_{L0}$  et  $R_{sq}$ . Les valeurs obtenues pour la profondeur de pénétration à 0K, de l'ordre de  $5000\text{\AA}$  pour L327 et K258 sont à prendre avec précaution, puisque le modèle permettant de les déterminer est utilisé hors de ses limites de validités. Les valeurs de résistance carré de surface déterminées à 77 K pour ces supraconducteurs sont de l'ordre de 6 à  $8\text{ m}\Omega$  aux environ de 8 GHz, pour des films d'épaisseurs  $2000\text{\AA}$  à  $3000\text{\AA}$ , soit 2 fois inférieures à celles de films en or de  $5\mu\text{m}$ , à la même température. Ces résultats seraient sans aucun doute meilleurs s'il était possible de réaliser des films supraconducteurs à haute  $T_c$ , d'épaisseur supérieure à trois fois la profondeur de pénétration  $\lambda_L$ , tout en préservant une épitaxie correcte du film.

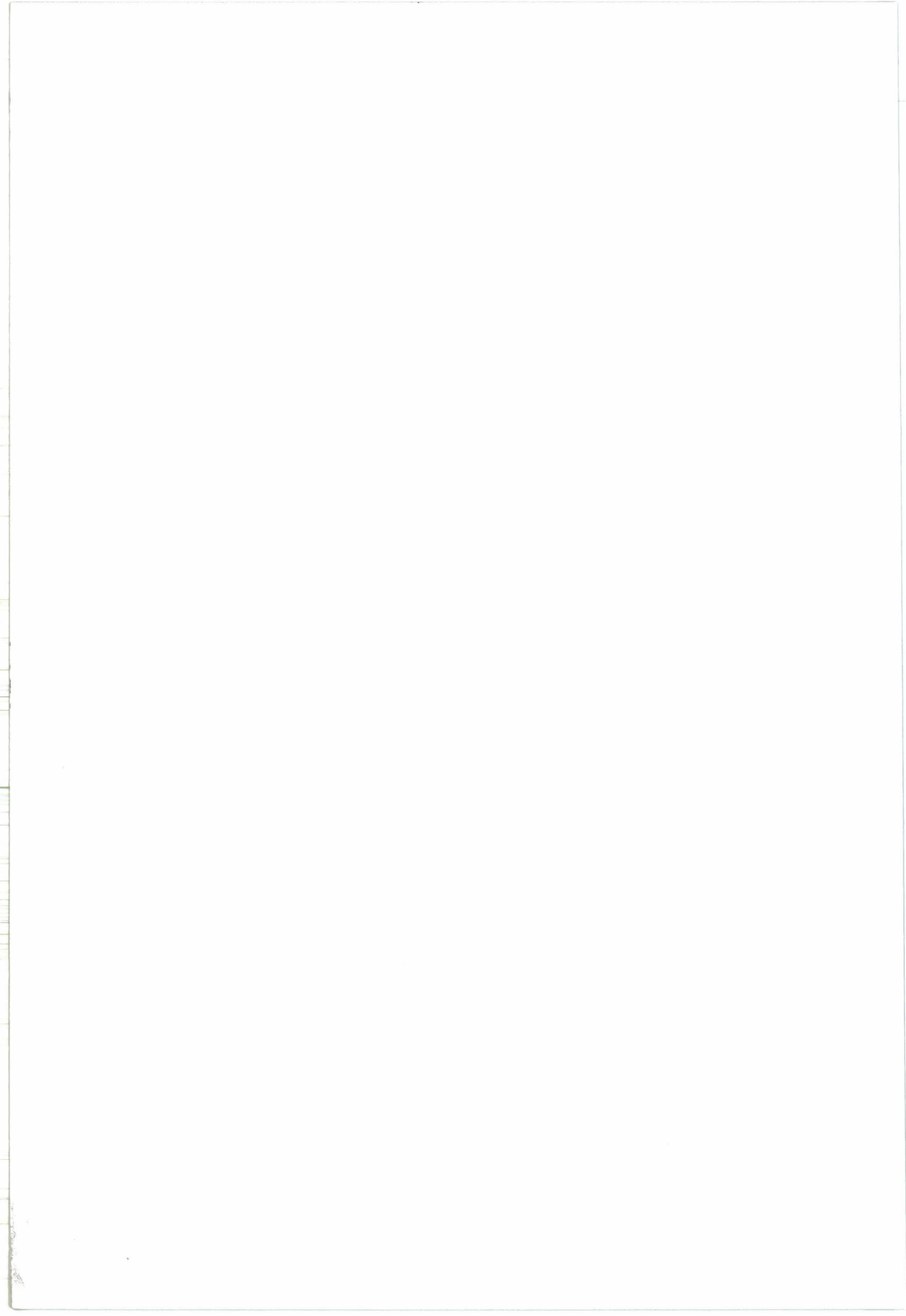


Nous avons ensuite étudié le problème de l'insertion d'un résonateur supraconducteur dans des circuits hyperfréquences et, en particulier nous avons tenté de trouver une forme de couplage adéquate pour une utilisation en réflexion dans un oscillateur. Le résonateur droit à couplage adjacent, ne permet pas d'accéder à des facteurs de qualité élevés, même pour des rubans supraconducteurs dont la conductivité serait très bonne. Le couplage adjacent a en effet pour facteur limitatif son caractère distribué, et ce d'autant plus fort que toute la longueur du résonateur y est impliquée.

Le résonateur annulaire de par sa forme est couplé plus faiblement à la ligne d'excitation. Couplé de façon adjacente, il présente des facteurs de qualité corrects à 77K, approchant 1000 en transmission et 100 en réflexion à 30K, mais plusieurs pics de résonance. Afin de localiser le couplage au maximum, un système d'ergots ajoutés symétriquement sur l'anneau nous a permis de trouver un compromis intéressant, autorisant un facteur de qualité élevé en transmission, plus faible en réflexion, pour un seul pic de résonance à 12GHz et un paramètre de réflexion quasiment égal à 0dB. Un paramètre  $|S_{11}| > -3$  dB étant suffisant, une augmentation du gap de  $50\mu\text{m}$  à  $200\mu\text{m}$ , c'est à dire une diminution du couplage qui se traduirait par une légère diminution de  $|S_{11}|$ , devrait permettre d'accéder à des coefficients de qualité plus élevés.



# CHAPITRE IV





## Chapitre IV

### Conception d'oscillateurs à 12GHz utilisant des résonateurs supraconducteurs à haute Tc

Poursuivant l'idée développée dans le chapitre précédent, nous avons cherché à utiliser le résonateur supraconducteur dans un circuit oscillateur à 12 GHz. Compte tenu des caractéristiques prometteuses présentées par le résonateur en anneau à couplage adjacent, c'est ce dernier que nous avons retenu comme élément passif permettant de stabiliser la fréquence d'oscillation et d'accéder à un bruit de phase d'autant plus faible que le coefficient de qualité du résonateur est élevé. Le transistor à effet de champ a été choisi comme élément actif, son rôle étant d'entretenir l'oscillation et de délivrer la puissance. C'est en effet un des composants les plus utilisés dans cette gamme de fréquences, facile à intégrer et dont nous disposons usuellement au laboratoire.

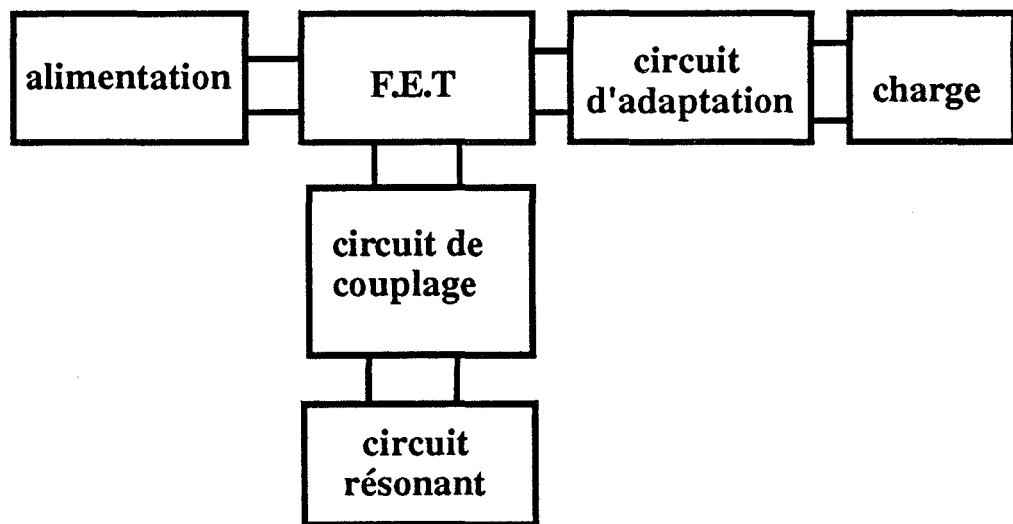
Différentes configurations de circuits étaient à priori possibles pour réaliser cet oscillateur, en utilisant le résonateur, soit en transmission, soit en réflexion. Deux types de polarisation du transistor pouvaient être envisagés : celle utilisant classiquement les trois électrodes et celle dite à "canal inversé". La polarisation à canal inversé apparaissait, en effet, intéressante car elle autorise le montage source à la masse du transistor. Ceci n'est pas le cas de la polarisation classique pour laquelle la fonctionnalité de l'oscillateur impose que la source soit flottante.

Un autre aspect important de cette étude était de choisir parmi les transistors à effet de champ à hétérojonction de type HEMT (High Electron Mobility Transistor), ceux susceptibles d'être utilisés à 77K pour la réalisation de l'oscillateur. Ce choix réalisé, il a fallu en effectuer une caractérisation fine à 77K et à 300K pour procéder à la conception du circuit complet à l'aide du simulateur MDS.

C'est l'ensemble de cette approche que nous présentons dans le présent chapitre.

#### IV\_1 Les différentes configurations envisagées.

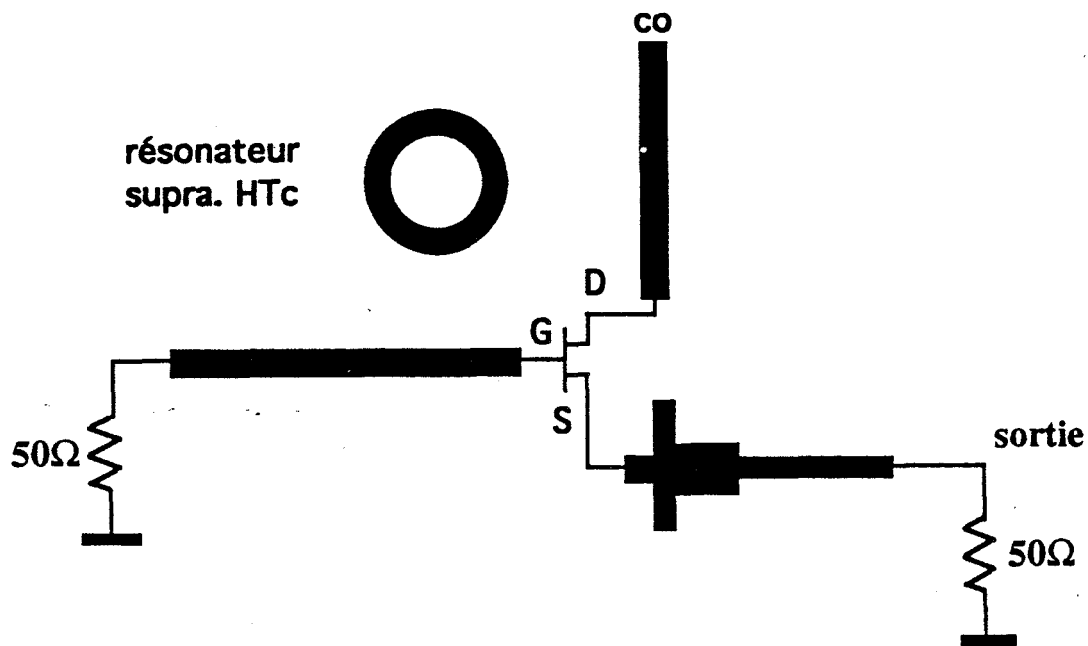
Il existe de nombreuses configurations d'oscillateurs utilisant des transistors à effet de champ. Leur principe général, comme le montre la figure 100, consiste d'une part à coupler le transistor au résonateur et, d'autre part, à extraire à l'aide d'un circuit d'adaptation la puissance H.F destinée à la charge. L'oscillation du dispositif implique bien entendu, que la transistor se trouve placé, par sa polarisation et les circuits l'environnant, dans des conditions de forte instabilité, c'est à dire qu'il présente une résistance négative importante.



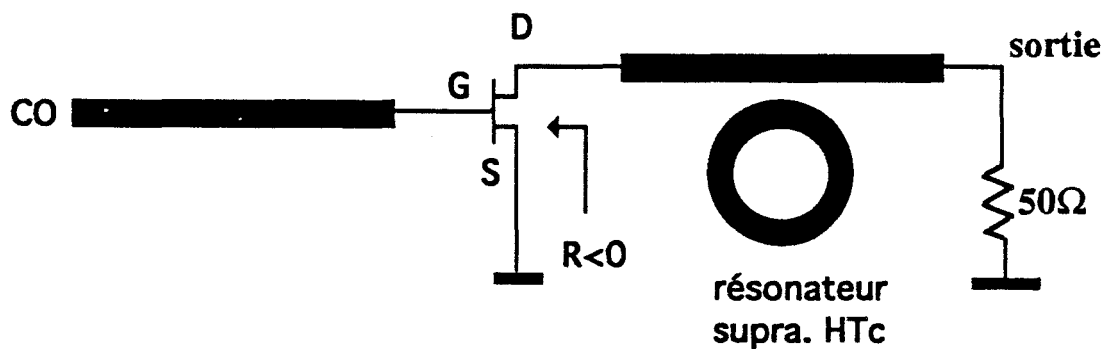
**figure 100 : Synoptique d'un oscillateur à transistor à effet de champ**

Dans le cadre de notre étude, essentiellement prospective, l'oscillateur doit être réalisé en technologie hybride et fonctionner à 12 GHz. Le résonateur en anneau sera gravé à part, sur un substrat d'alumine doré dans un premier temps, puis dans la phase finale, sur substrat de MgO ou LaAlO<sub>3</sub> avec un film supraconducteur à haute T<sub>c</sub>. Les circuits de polarisation et d'adaptation seront réalisés sur des substrats d'alumine dorés. Le transistor sera collé entre les deux plaquettes, sur le rail d'un boîtier en laiton conçu spécialement à cet effet.

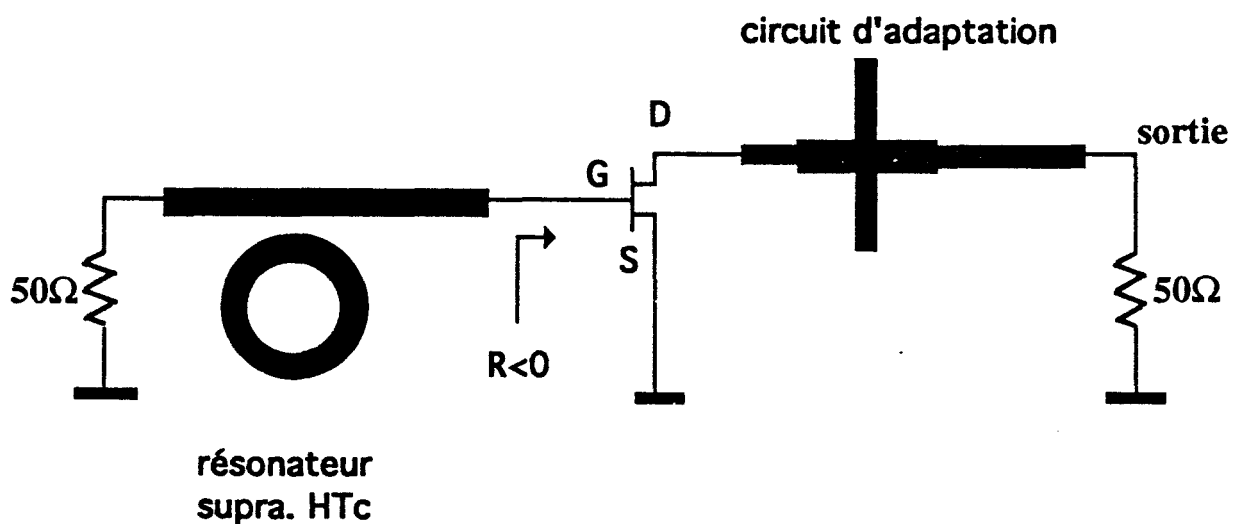
La première configuration envisagée (figure 101a), est analogue à celle des oscillateurs à résonateur diélectrique (DRO) les plus usuellement rencontrés dans le



(a) Oscillateur en mode transmission. Utilisation du transistor en canal direct.



(b) Oscillateur en mode réflexion. Résistance négative sur le drain. Utilisation du transistor en canal inversé.



(c) Oscillateur en mode réflexion. Résistance négative sur la grille. Utilisation du transistor en canal inversé.

figure 101 : Les différentes configurations d'oscillateurs envisagées.

commerce. Le résonateur en anneau, qui remplace le résonateur diélectrique, est utilisé en transmission entre la grille et le drain. Cette configuration offre l'avantage de présenter une certaine souplesse du positionnement du résonateur pour déclencher l'oscillation, et ce quelque soit le type de transistor utilisé.

Deux autres configurations nous ont paru intéressantes et relativement simples à mettre en oeuvre. Elles sont représentées sur les figures 101b et 101c. Dans les deux cas, le résonateur travaille en réflexion et provoque l'apparition d'une résistance négative du côté de la grille ou du drain du transistor, celui-ci ayant son plot de source directement relié à la masse. L'obtention contrôlée d'une résistance négative à la fréquence souhaitée impose pour ces deux structures une polarisation du transistor en canal inversé, c'est à dire avec une tension drain-source  $V_{ds}$  négative. En inversant ainsi le rôle du drain et de la source tout en gardant cette dernière à la masse, la commande de charge est déplacée entre la grille et le drain. Il est alors possible d'obtenir en entrée du transistor des paramètres de réflexion  $S_{11}$  dont le module est proche de l'unité, voire même légèrement supérieurs. Des oscillateurs utilisant un transistor à effet de champ en canal inversé ont déjà été réalisés et ont présenté des performances intéressantes sur de large bande de fréquences : haut rendement, fréquence facilement accordable, puissance de sortie stable...[73],[74].

Le stub relié à la grille du transistor sur la figure 101b peut être à l'origine d'oscillations parasites difficiles à prévoir. C'est pourquoi la dernière configuration (figure 101c) pour laquelle la puissance présentée sur la grille est totalement absorbée par la charge  $50\Omega$ , sauf pour la fréquence d'oscillation apparaît préférable. Cette configuration permet d'éviter au maximum les oscillations parasites et d'améliorer ainsi la pureté spectrale du circuit final.

#### IV\_2 Caractérisation de transistors HEMT pour utilisation cryogénique

Nous disposons pour la réalisation de l'oscillateur, de transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) commerciaux Fujitsu FHX06X, et de HEMT élaborés par l'IMEC (Interuniversity MicroElectronic Center, Leuven-Belgique)

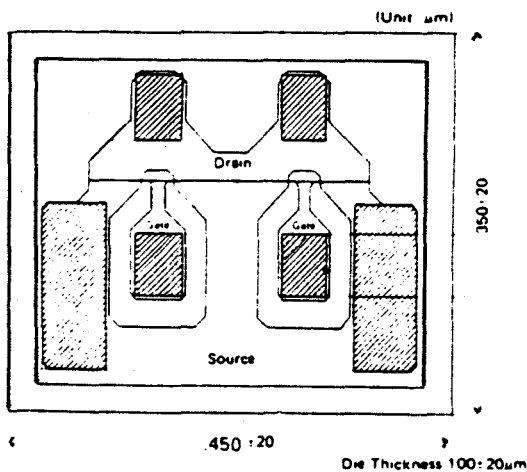
possède une structure particulière à hétérojonction, qui permet la commande d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans une couche de GaAs non dopée assurant ainsi une meilleure mobilité des porteurs. Des études effectuées au laboratoire sur un grand nombre de transistors [74] ont montré de façon générale une amélioration de la dynamique électronique dans les hétérostructures à basses températures. Néanmoins des phénomènes nouveaux apparaissent dans ces composants lors du refroidissement : phénomènes d'instabilité ou "collapse", effet de coude ou "kink effect", décalage en tension du pincement et photosensibilité. Il nous a donc été nécessaire d'étudier le comportement en froid des transistors choisis, d'une part pour s'assurer que les phénomènes précédemment cités n'entraînent pas de détériorations notables, et d'autre part pour accéder aux valeurs des paramètres hyperfréquences indispensables à la conception du circuit oscillant complet.

#### IV\_2.1 Caractérisation des transistors à 300K et 77K

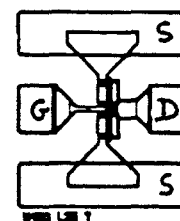
Des mesures statiques et hyperfréquences ont été effectuées sur les transistors FHX06X et CO4T10, dont les topologies sont donnés sur la figure 102.

Grille :  $w=0,25\mu\text{m}$   $L=200\mu\text{m}$

$W=0,25\mu\text{m}$   $L=100\mu\text{m}$



(a)



(b)

figure 102 : Topologie des transistors HEMT FHX06X (a) et CO4T10 (b)

Les réseaux des caractéristiques  $I_D=f(V_{DS})$  du FHX06X à 300K et 77K sont donnés sur la figure 103 pour une utilisation en canal direct et en canal inversé. La figure 104 représente les réseaux  $I_D=f(V_{DS})$  du transistor CO4T10 en canal direct à 300K et 77K. Des mesures statiques effectuées sur ces deux transistors, il ressort, comme le montre la figure 105, une sensible amélioration de la transconductance à 77K par rapport à 300K. Aucun phénomène de collapse n'est observé. Un léger effet de coude apparaît, ainsi qu'un léger décalage de la tension de pincement pour les deux transistors.

Ces mesures statiques nous ont permis de vérifier qu'une utilisation à basse température des transistors étudiés ne dégradait pas leurs performances de façon significative, en polarisation directe comme en polarisation inverse. Ils sont donc utilisables pour la réalisation de l'oscillateur.

Les mesures hyperfréquences nous ont permis d'accéder aux paramètres S des transistors à 300K et 77K en polarisation classique, ainsi qu'à leurs schémas équivalents petit signal. D'une manière générale, on considère le schéma équivalent du transistor de la figure 106, comme constitué des éléments intrinsèques auxquels on ajoute les éléments d'accès, qui sont dans notre cas les selfs  $L_g, L_d$  et  $L_s$  des fils de connexion et les résistances  $R_g, R_d$  et  $R_s$ . La méthode d'extraction utilisée au laboratoire a été mise au point par G.Dambrine, A.Cappy et E.Playez [75]. Le tableau 106 donne un exemple de schéma équivalent déterminé à 300K et à 77K pour le FHX06X à  $V_{DS}=3V$  et  $V_{GS} = -0.5V$ . Les valeurs des éléments de ce schéma varient peu avec la température, ce qui explique la faible différence du comportement des paramètres S entre 300K et 77K. La figure 107 illustre la légère amélioration de  $S_{21}$  obtenue pour les deux transistors, en canal direct.

En canal inversé, la différence d'évolution fréquentielle des paramètres S entre 300K et 77K n'est pas non plus très marquée. La détermination du schéma équivalent petit signal du transistor polarisé en canal inversé sera traitée dans un prochain paragraphe. Comme le montre la figure 108, le module du paramètre de réflexion  $S_{11}$  est effectivement augmenté lors d'une utilisation du transistor en canal inversé, et devient supérieur à 1 à partir de 10GHz, effet recherché dans le cas de la configuration choisie pour l'oscillateur. Cette augmentation de  $|S_{11}|$  s'accompagne cependant d'une chute notable du paramètre  $|S_{21}|$  du transistor.

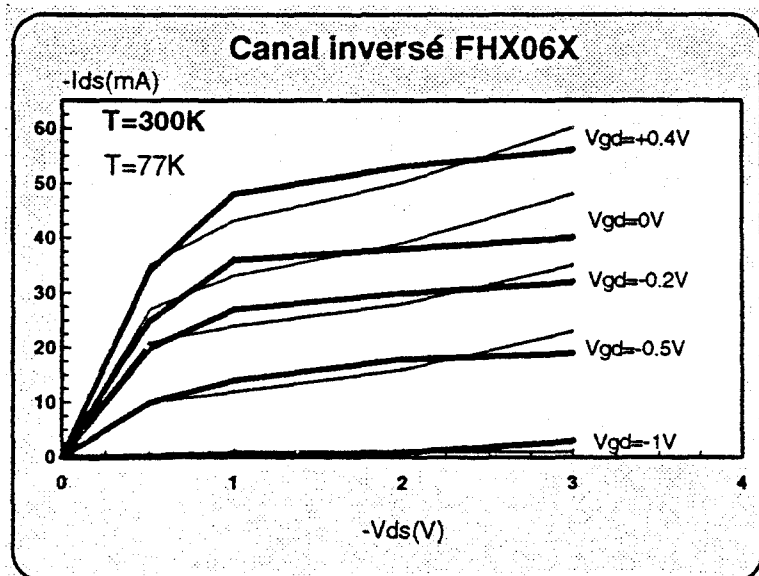
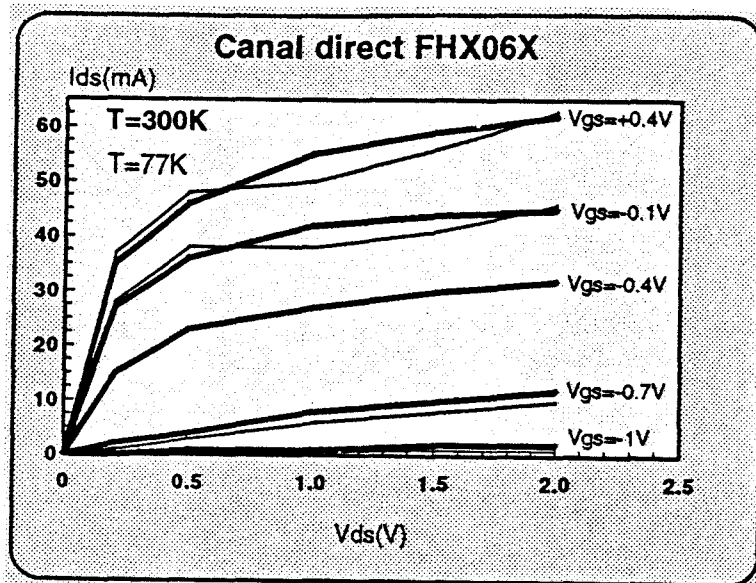
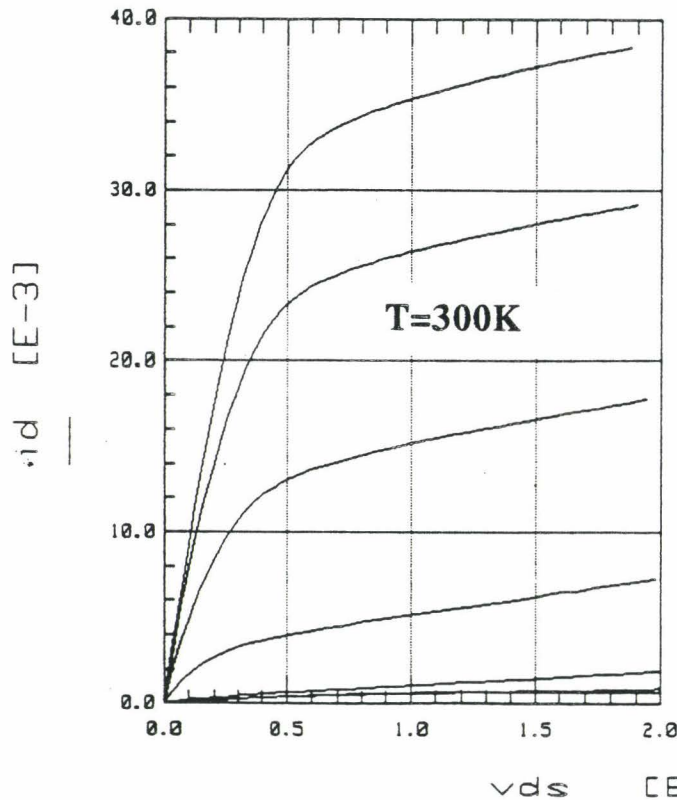


figure 103 : Caractéristiques statiques en canal direct et inversé à 300K et 77K du FHX06X.



IEMN-CHS  
CENTRALE de CARACTERISATION

Date: 21/06/1993

ECHANTILLON: CO4T10 no2

Ancien repere:

Surface: 2\*50\*.25 mu2

Destinataire: D Chauvel

Parametres Mesures DC en Volts:

Vpoff: -1

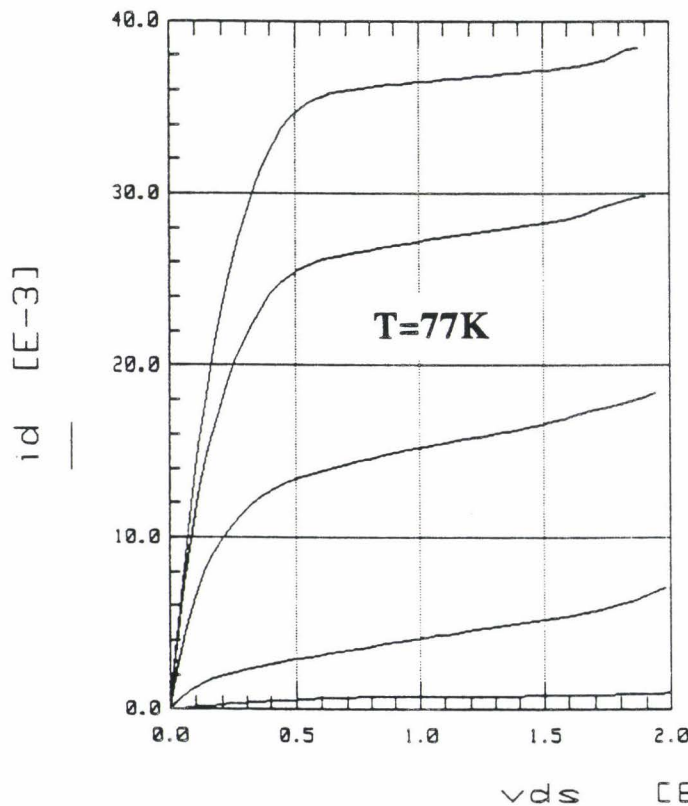
Vgs max: 0.5

Step Vgs: .25

Vds\_max : 2

Step Vds : .5

commentaire : cellule K



IEMN-CHS

CENTRALE de CARACTERISATION

Date: 21/06/1993

ECHANTILLON: CO4T10 no2

Ancien repere: temp= 77K

Surface: 2\*50\*.25 mu2

Destinataire: D Chauvel

Parametres Mesures DC en Volts:

Vpoff: -1

Vgs max: 0.5

Step Vgs: .25

Vds\_max : 2

Step Vds : .5

commentaire : cellule K

figure 104 : Caractéristiques statiques en canal direct à 300K et 77K du CO4T10.



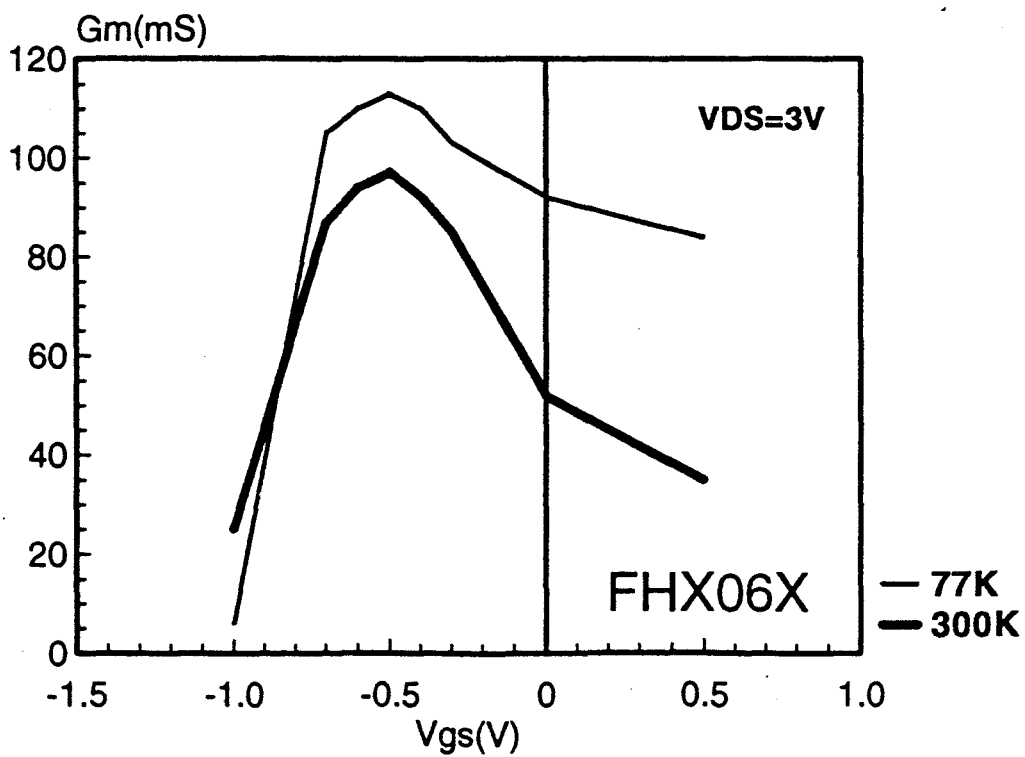
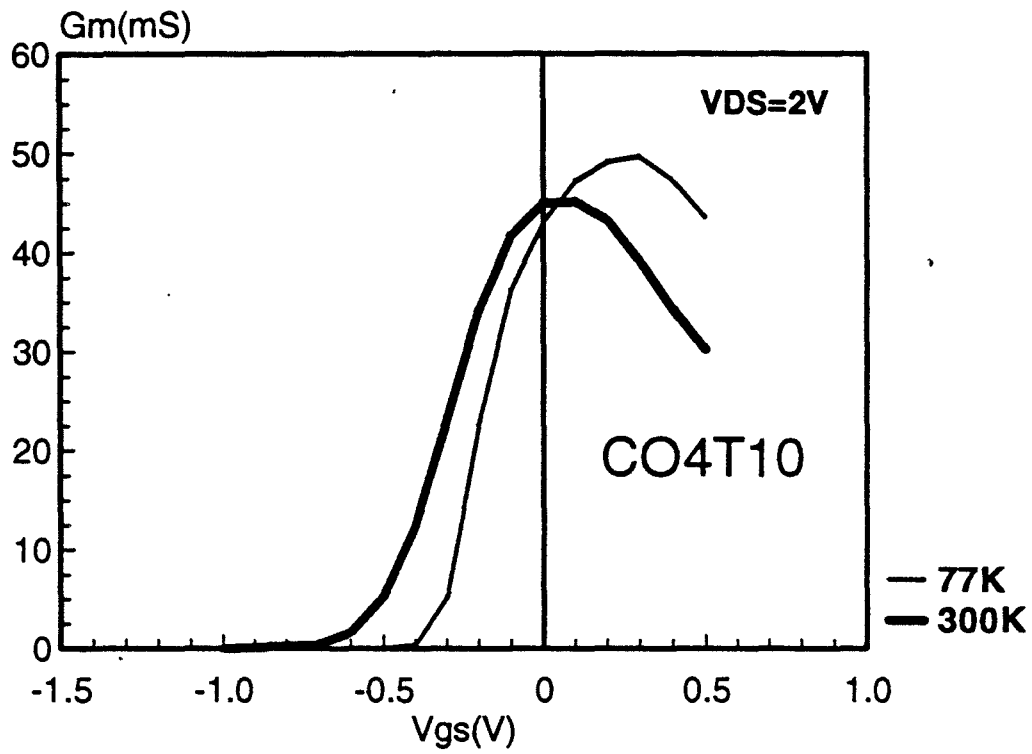
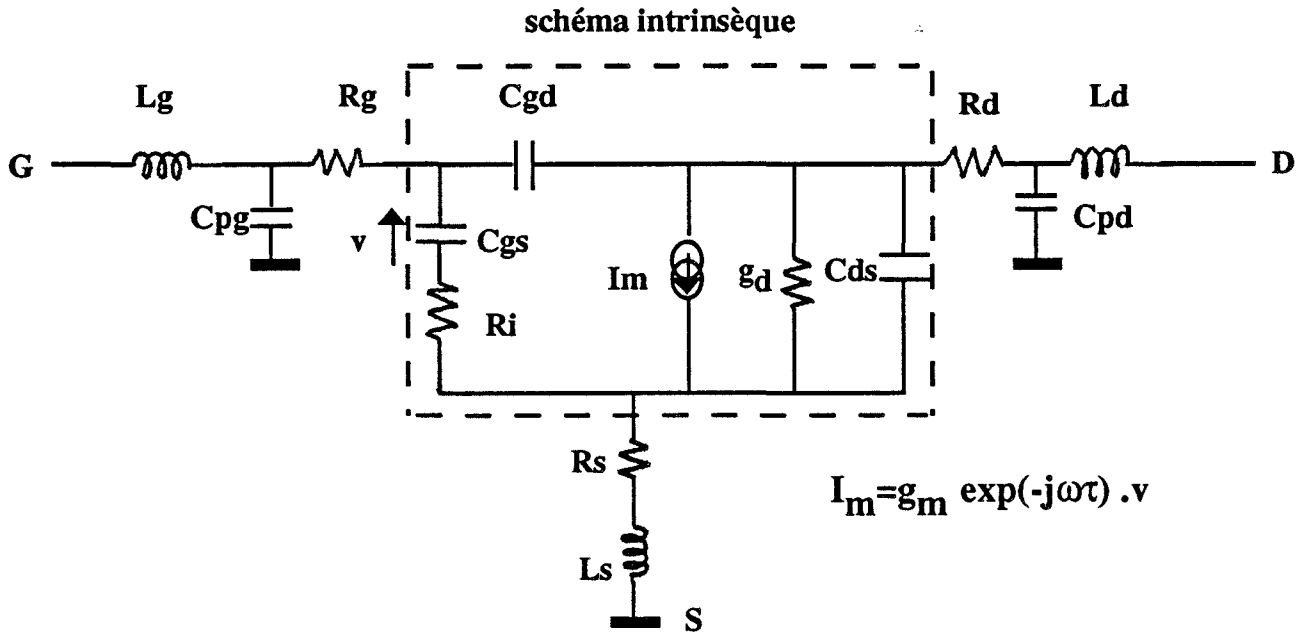


Figure 105 : Transconductance statique  $g_m$  à 300K et 77K pour le CO4T10 et le FHX06X en polarisation classique.

Ces mesures hyperfréquences nous permettront par la suite de mener à bien les simulations nécessaires à la conception de l'oscillateur et de ses circuits d'adaptation.



T(K)	Rs(Ω)	Rd(Ω)	Rg(Ω)	Ls(pH)	Ld(pH)	Ld(pH)	Cpg(fF)	Cpd(fF)
300K	1,7	1,9	1	45	112	130	45	110
77K	1,1	1,5	0,63	39,5	108	120	53	95

T(K)	Cgs(pF)	Cgd(pF)	Cds(pF)	gm(mS)	gd(mS)	Ri(Ω)	tau(ps)
300K	0,206	0,034	≈0	89,9	10,7	2,38	0,175
77K	0,188	0,033	≈0	113,6	11,75	5	0,147

**Figure 106 : Schéma équivalent du FHX06X déterminé à 300K et 77K pour une polarisation de VDS=3V et VGS=-0,5V**

#### IV\_2.2 Détermination d'un schéma équivalent du transistor en canal inversé

Afin d'étudier le fonctionnement du transistor en canal inversé et de chercher à voir l'influence de la topologie sur l'effet de résistance négative, nous nous

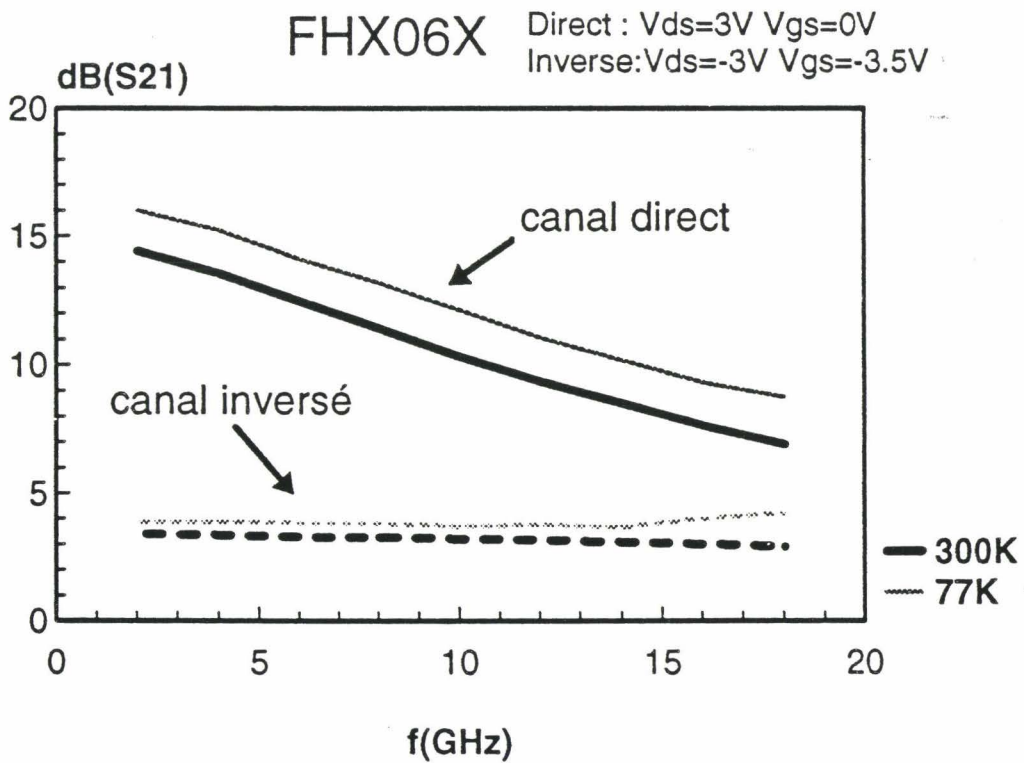
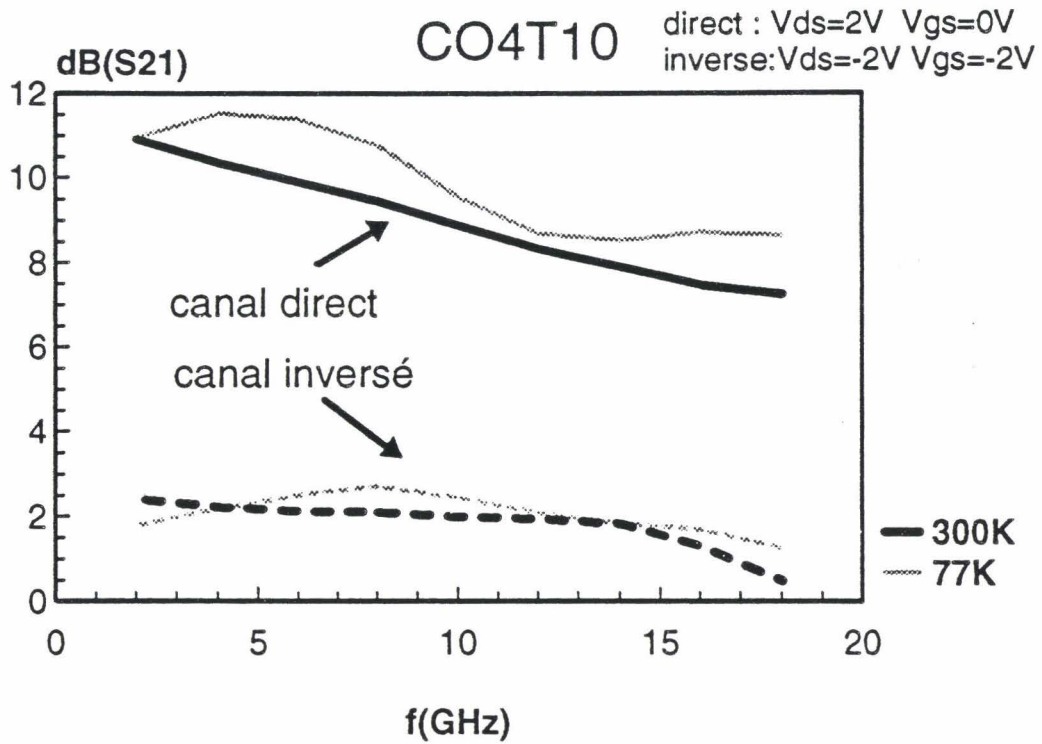
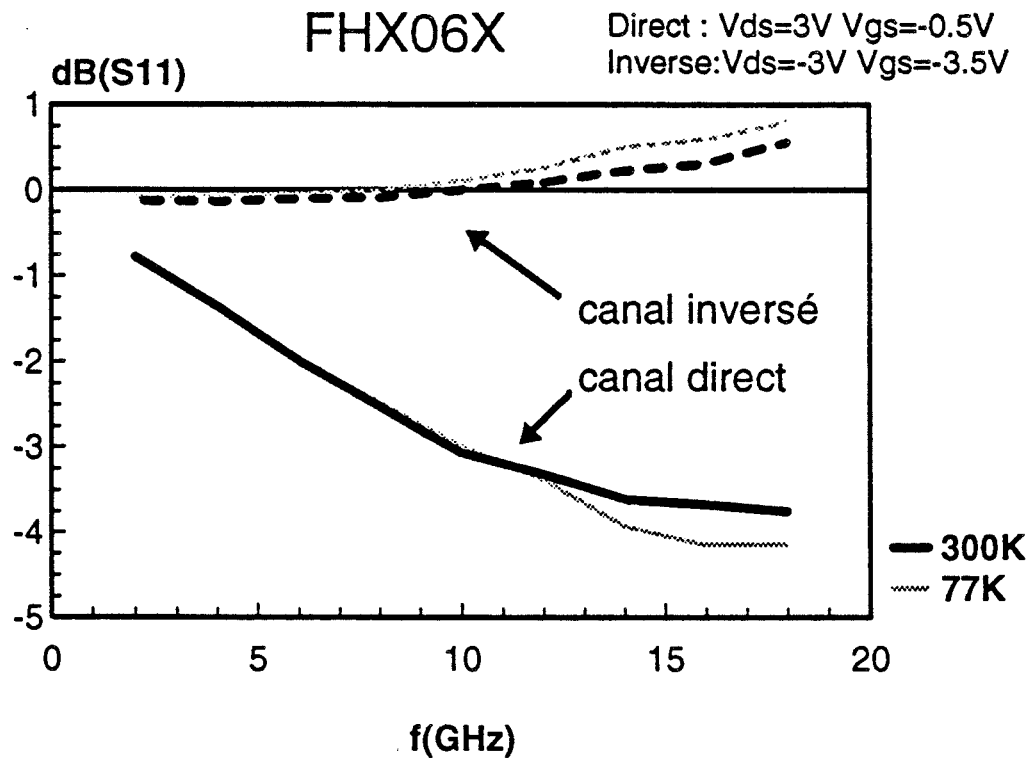
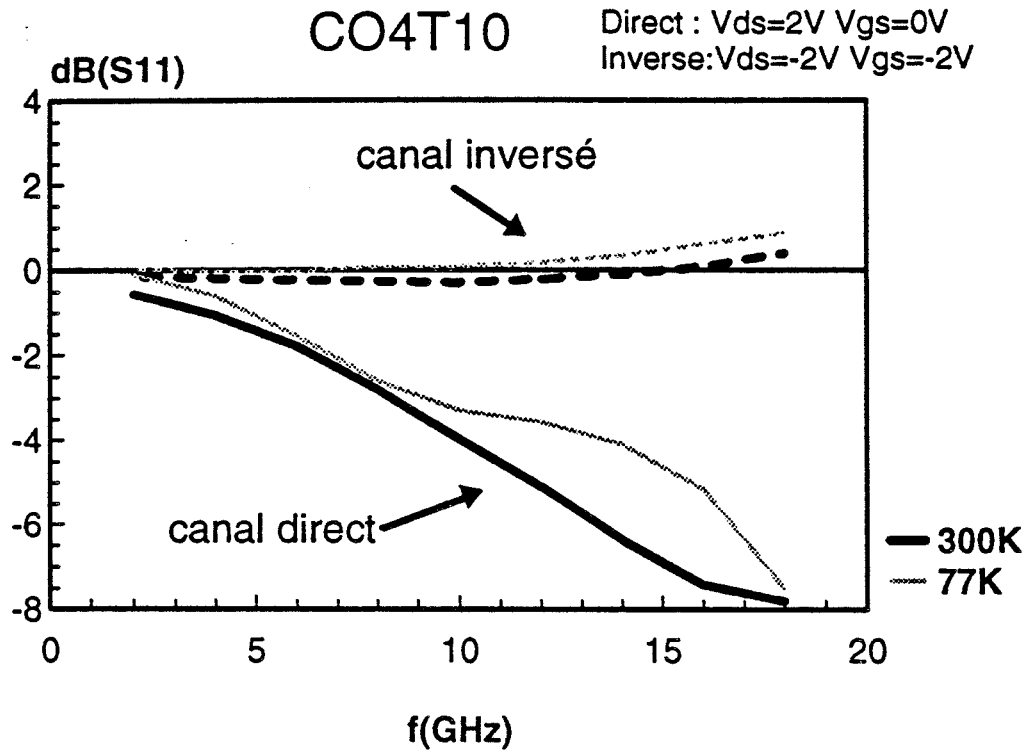


Figure 107 : Evolution en fréquence du module de  $S_{21}$  pour les transistors CO4T10 et FHX06X à 300K et 77K en canal direct et canal inversé



**Figure 108 : Evolution en fréquence du module de  $S_{11}$  pour les transistors CO4T10 et FHX06X à 300K et 77K en canal direct et canal inversé**

sommes attachés dans un premier temps à déterminer son schéma équivalent petit signal. La méthodologie suivie est analogue à celle mise en oeuvre pour la détermination du schéma équivalent d'un transistor en polarisation classique [75]. Le schéma équivalent utilisé est représenté sur la figure 109.

La détermination des éléments d'accès s'effectue comme suit :

-La grille est polarisée en directe et la tension drain-source est nulle (FET froid). De la mesure des paramètres S dans une gamme de fréquences raisonnablement limitée, on extrait les éléments de la matrice [Z] dont les expressions au premier ordre sont:

$$Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + \frac{\eta kT}{qI_g} + j\omega(L_s + L_g)$$

$$Z_{12} \approx Z_{21} = R_s + \frac{R_c}{2} + j\omega L_s$$

$$Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega(L_s + L_d)$$

Grâce à la connaissance de  $R_s + R_d$  obtenue lors de mesures statiques préalables, on calcule aisément  $R_s, R_d$  et  $R_g$  ainsi que les inductances  $L_s, L_d$  et  $L_g$ .

-Afin de déterminer les capacités de plots  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$ , la grille est polarisée en inverse en dessous de la tension de pincement, la tension drain-source est nulle. Les mesures effectuées à basses fréquences permettent de négliger les effets des éléments selfiques. On obtient les relations suivantes :

$$\text{Im}[Y_{11}] = j\omega(C_{pg} + C_{bg} + C_{bd})$$

$$\text{Im}[Y_{12}] = \text{Im}[Y_{21}] = -j\omega C_{bd}$$

$$\text{Im}[Y_{22}] = j\omega(C_{pd} + C_{bd})$$

où  $C_{bd}$  et  $C_{bg}$  sont les capacités de bord dues à l'extension de la zone désertée de part et d'autre du contact métallique de la grille. Si celle-ci est symétrique,  $C_{bg} = C_{bd}$ . On déduit alors  $C_{pg}$  et  $C_{pd}$ .

La détermination des éléments du schéma intrinsèque peut alors être effectuée pour une polarisation inversée donnée ( $V_{ds} < 0$ ). On mesure l'évolution des paramètres  $S_{ij}$  du composant sur une large gamme de fréquence. La connaissance de tous les éléments d'accès ( $R_s, R_d, R_g, L_s, L_g, L_d$ ) permet par transformation matricielle de déduire la

matrice  $[Y]$  du schéma dit intrinsèque. De cette matrice, il est possible de déduire directement les valeurs des principaux éléments du schéma équivalent, à l'aide des relations suivantes :

$$Y_{11} \approx j\omega (C_{gs} + C_{gd})$$

$$Y_{12} \approx -j\omega C_{gd}$$

$$Y_{21} \approx -g_m e^{-j\omega\tau} - j\omega C_{gd}$$

$$Y_{22} \approx g_d + g_m e^{-j\omega\tau} + j\omega (C_{ds} + C_{gd})$$

Ces relations nous ont conduit aux valeurs répertoriées dans le tableau 110, pour le transistor FHX06X en canal inversé :  $V_{ds} = -3V$   $V_{gs} = -3,5V$  à 300K et à 77K. Nous donnons figure 111 l'évolution en fréquence, à 77K, des paramètres S expérimentaux et théoriques obtenus à partir du schéma équivalent extrait des mesures.

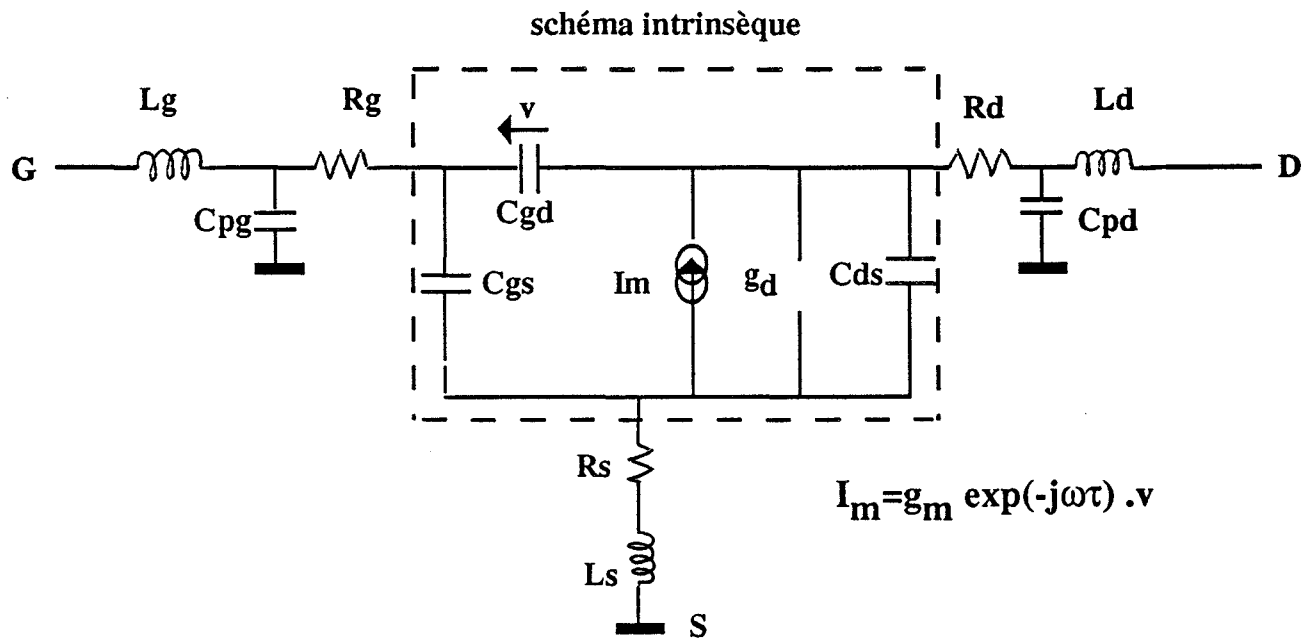


Figure 109 : Schéma équivalent petit signal du transistor à effet de champ utilisé en canal inversé

T(K)	Rs( $\Omega$ )	Rd( $\Omega$ )	Rg( $\Omega$ )	Ls(pH)	Ld(pH)	Ld(pH)	Cpg(fF)	Cpd(fF)
300K	1,7	1,9	1	45	112	130	45	110
77K	1,1	1,5	0,63	39,5	108	120	53	95

T(K)	Cgs(pF)	Cgd(pF)	Cds(pF)	gm(mS)	gd(mS)	Ri( $\Omega$ )	tau(ps)
300K	0,031	0,170	$\approx 0$	87	10,7	-	0,175
77K	0,031	0,171	$\approx 0$	109	8	-	0,15

**Figure 110 :Schéma équivalent du FHX06X déterminé à 300K et 77K pour une polarisation de VDS=-3V et VGS=-3,5V**

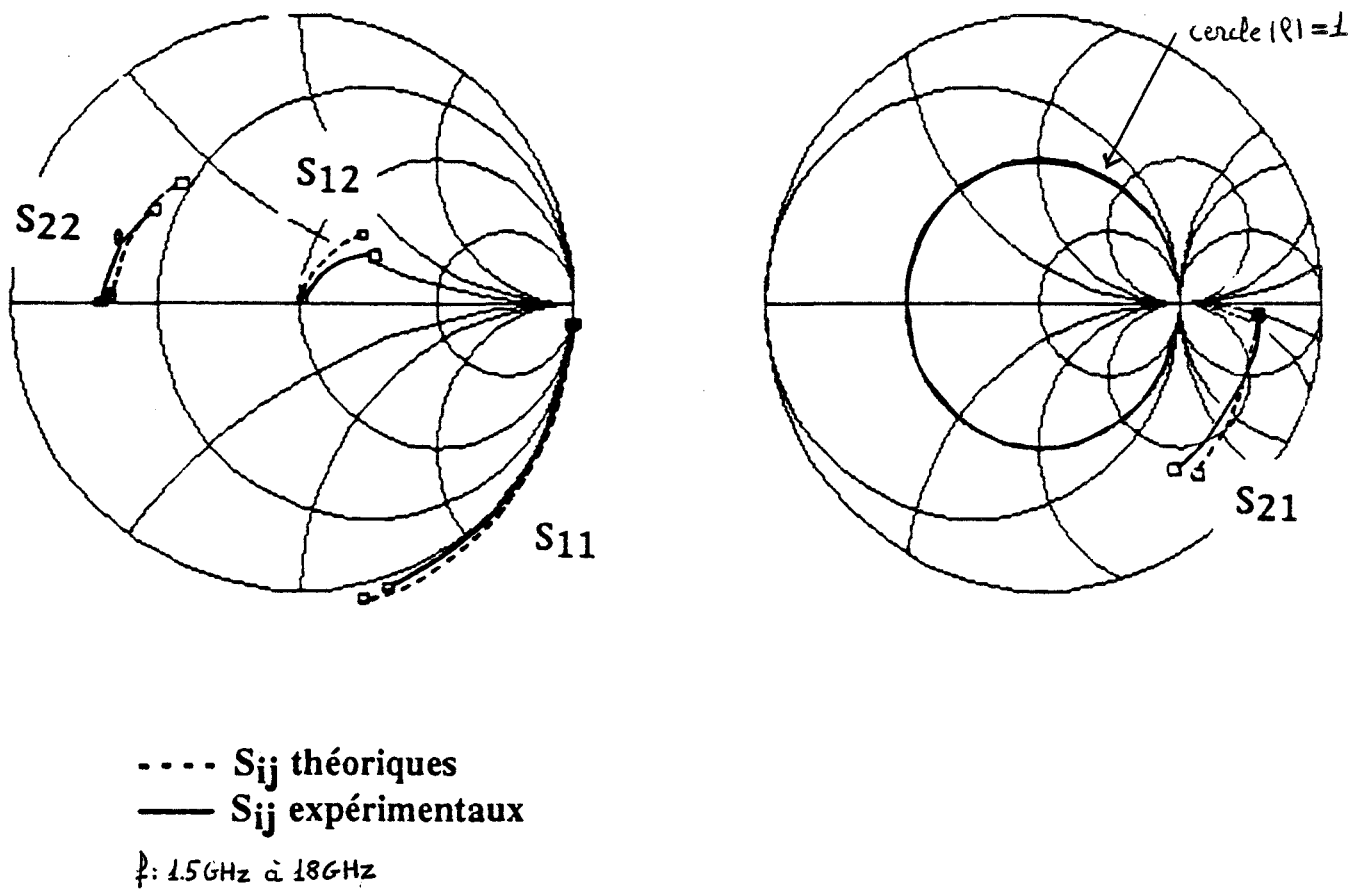
A l'aide de ce schéma équivalent et du logiciel de simulation MDS, nous nous sommes attachés à déterminer l'augmentation du module de  $S_{11}$  qui pourrait résulter de la variation de certains paramètres du schéma. Ce dernier doit largement dépasser l'unité pour que l'oscillation du circuit envisagé (figure 101c) se déclenche facilement. En considérant le transistor FHX06X, chargé sur  $50\Omega$ , dont la largeur de grille serait multipliée par 1,5 puis par 3, la figure 112 laisse apparaître que seul le paramètre  $S_{22}$  varie de façon significative,  $S_{11}$  restant toujours très proche du bord de l'abaque.

En chargeant le drain du transistor par une impédance de charge  $Z_l$  choisie de façon à optimiser la valeur du coefficient de réflexion, que nous appellerons dans ce cas  $S'_{11}$ , les éléments du schéma les plus influents sur  $|S'_{11}|$  sont  $C_{gd}$  et  $g_m$  (figure 113). Il apparaît qu'une augmentation substantielle de  $|S'_{11}|$  pourrait être obtenue par l'augmentation de  $C_{gd}$  et  $g_m$ , donc par une largeur de grille plus importante. La définition d'une nouvelle topologie de transistor constitue une étude importante dépassant le cadre de notre travail.

#### IV\_3 Conception d'un circuit avec le transistor en canal inversé

Nous étant assurés que les transistors dont nous disposons fonctionnent à basses températures en canal direct et en canal inversé, et connaissant leurs paramètres  $S_{ij}$ , nous pouvons alors nous intéresser à la conception des circuits d'adaptation de l'oscillateur. Comme nous l'avons déjà mentionné, nous privilégions au départ la

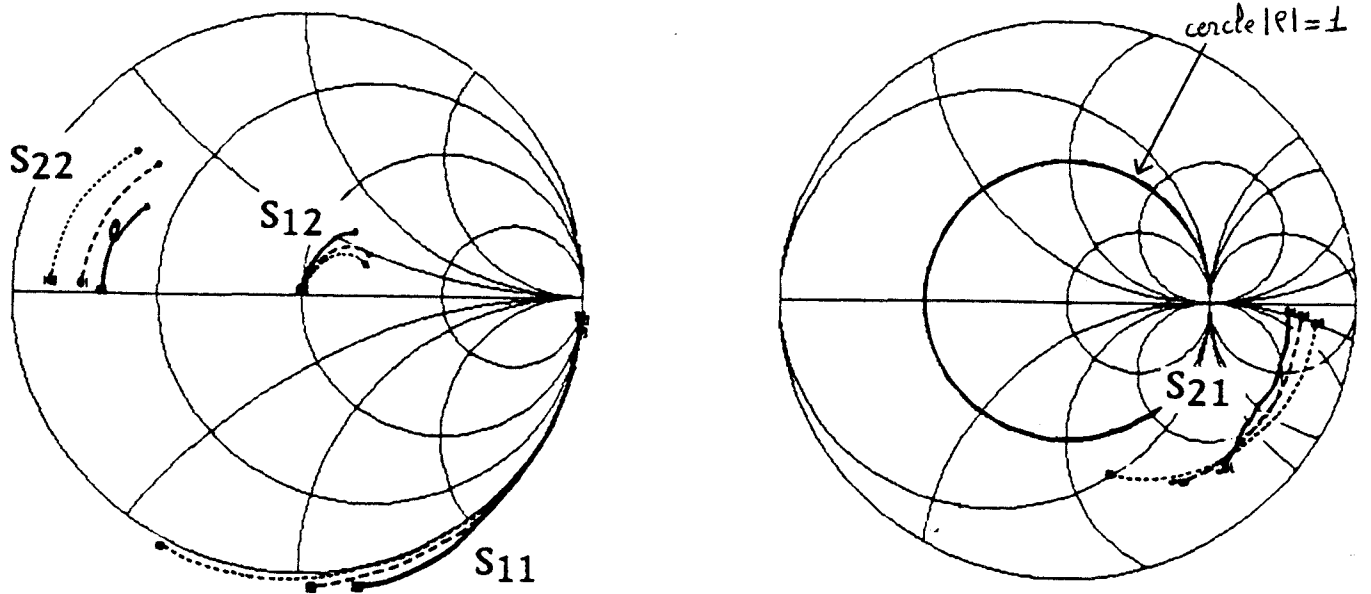
$V_{ds} = -3V$   $V_{gs} = -3.5V$



**Figure 111 : Evolution des paramètres  $S_{ij}$  théoriques et expérimentaux du transistor FHX06X utilisé en canal inversé à 77K**



$V_{ds} = -3V$   $V_{gs} = -3,5V$



—  $S_{ij}$  expérimentaux

---  $z \times 1,5$

.....  $z \times 3$

$f$ : 1,5 GHz à 18 GHz

Figure 112 : Evolution des paramètres S du transistor FHX06X en canal inversé, dont la largeur de grille  $z$  serait multipliée par 1,5 puis 3. (Simulation MDS).

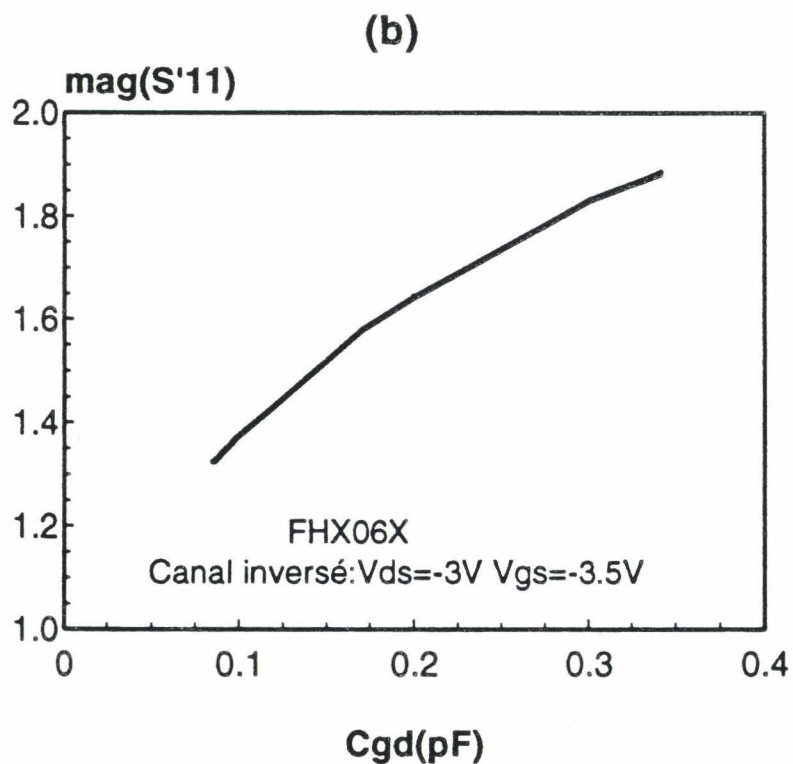
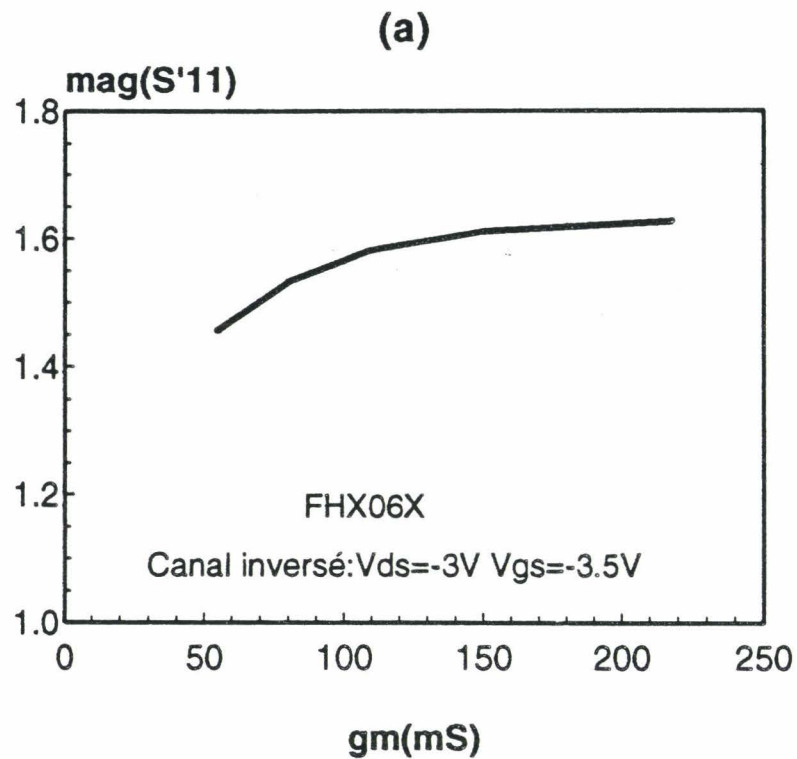


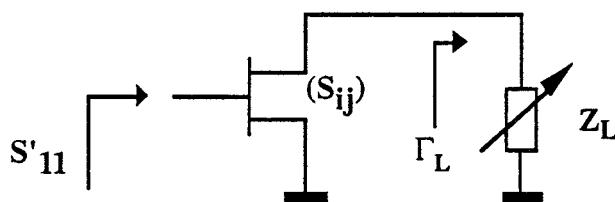
Figure 113 : Influence de la transconductance  $g_m$  (a) et de la capacité  $C_{gd}$  (b) sur le module du paramètre de réflexion  $S'_{11}$ . (Simulation MDS) dans l'hypothèse d'une charge de drain choisie de manière optimale, à 12GHz.

configuration de la figure 101c utilisant le transistor en canal inversé en raison de l'attrait présenté par la mise à la masse de la source. Le transistor retenu dans l'étude qui suit est le FHX06X.

#### IV\_3.1 Détermination de la charge $Z_L$

Le transistor doit présenter à la fois un gain suffisant pour assurer une puissance de sortie correcte et un module du paramètre de réflexion  $S_{11}$  le plus élevé possible pour autoriser l'oscillation. La polarisation optimisée correspondante pour le transistor FHX06X à 12 GHz et 77K est la suivante :  $V_{ds} = -3V$  et  $V_{gs} = -3,2V$ .

A partir des paramètres  $S_{ij}$  mesurés, nous nous sommes servis du logiciel de simulation MDS pour trouver le lieu des impédances  $Z_L$  telles que  $|S'_{11}| = k$  avec  $k > 1$ . Ce lieu correspond à un cercle sur l'abaque de Smith, de centre C et de rayon R.



$$\text{avec } S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_L}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_L} = \frac{S_{11} - \Delta \cdot \Gamma_L}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_L} \quad \Delta = S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21}$$

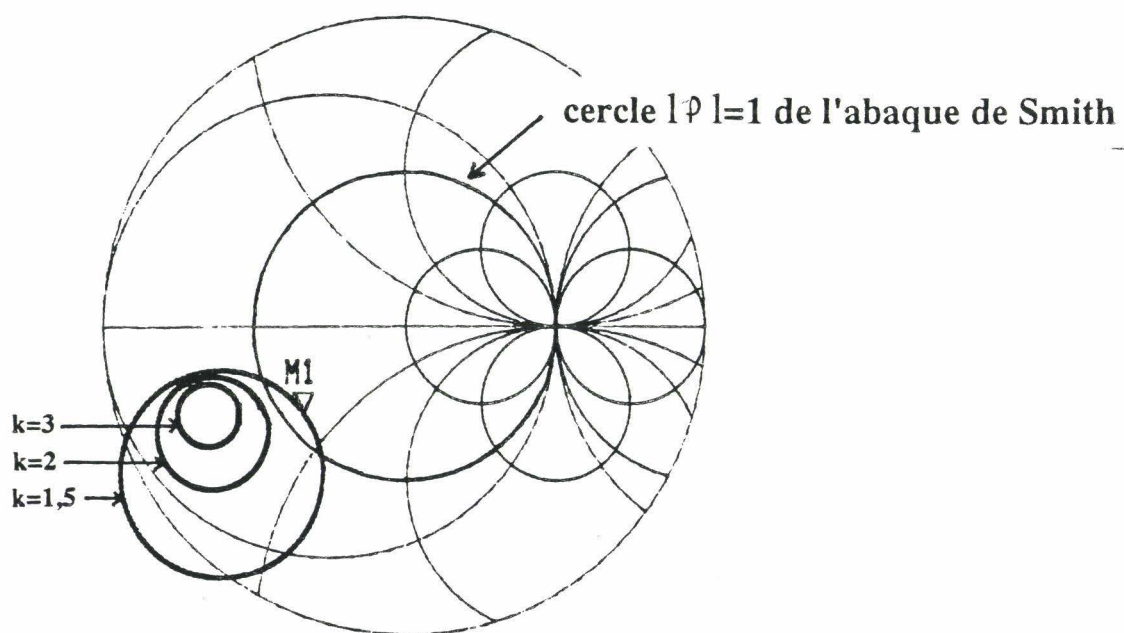
$$|S'_{11}|^2 = k^2 \quad C = \frac{k^2 \cdot S_{22}^* - S_{11} \cdot \Delta^*}{k^2 \cdot |S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (*: \text{ complexe conjugué})$$

==>

$$\Gamma_L = C + R \cdot e^{j\phi} \quad R = \sqrt{|C|^2 - \frac{k^2 - |S_{11}|^2}{k^2 \cdot |S_{22}|^2 - |\Delta|^2}}$$

avec  $\phi$  variable de 0 à 360°

Les cercles obtenus pour plusieurs valeurs de  $|S'_{11}|$  sont représentés sur la figure 114. Ils sont très proches du bord de l'abaque et s'en éloignent au fur et à mesure que  $|S'_{11}|$  augmente. Il n'y a donc que les impédances de charges qui sont des réactances presque pures, qui puissent convenir. De cette constatation il découle, que la réalisation d'un circuit de sortie n'est pas aisée. Le transistor CO4T10 présente des résultats similaires. Le choix le plus raisonnable, pour l'impédance  $Z_L$ , est qu'elle soit la moins éloignée



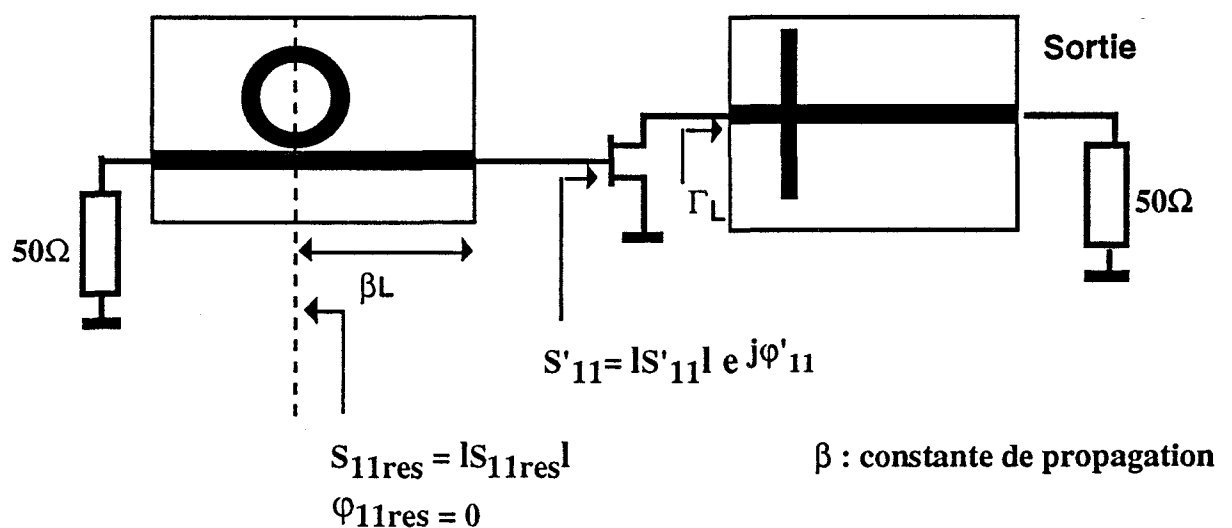
f=12GHz  
canal inversé

Figure 114 : Lieu des impédances de charge  $Z_L$  correspondant à  $|S'_{11}| = k$  ( $k > 1$ ) pour le FHX06X à 77K,  $V_{ds} = -3V$  et  $V_{gs} = -3.2V$ .

possible du centre de l'abaque. La valeur de  $|S'_{11}|$  correspondant à 1.5 et l'impédance  $Z_L = (3.6 - j18) \Omega$ , notée M1 sur la figure 114, apparaissent comme un compromis satisfaisant. La figure 115a schématise le circuit permettant la réalisation de cette impédance, en technologie microruban sur un substrat d'alumine dorée de  $254\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ce circuit a été réalisé suivant une procédure photolithographique classique. Placé dans la cellule prévue pour l'oscillateur et connecté au FHX06X, la partie résonante étant remplacée par une simple ligne adaptée, il a été caractérisé à l'analyseur de réseaux à 300K et 77K. Les évolutions en fréquence de  $|S'_{11}|$  obtenues expérimentalement sont en accord avec les simulations effectuées sur le logiciel MDS (figure 115b).

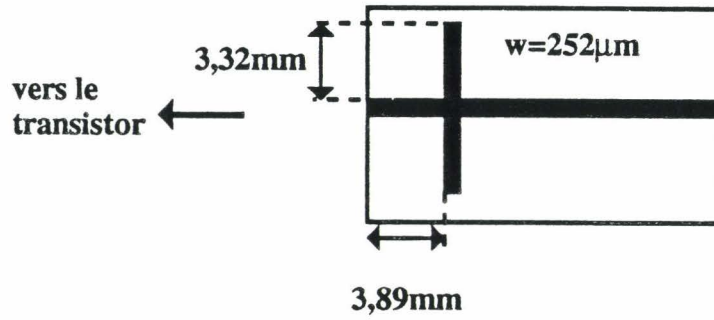
#### IV\_3.2 Positionnement du résonateur

A la suite des nombreuses mesures effectuées sur des résonateurs annulaires à couplage adjacent, nous avons pu constater que la phase du coefficient de réflexion est nulle dans le plan passant par le centre de l'anneau.



La condition sur la phase, permettant d'entretenir l'oscillation est :  $-2.\beta.l + \varphi'_{11} = 2k\pi$  (k entier). La distance l séparant l'anneau résonnant du transistor est donc déterminée par la relation  $l = \frac{\lambda_g}{4\pi} (\varphi'_{11} - 2k\pi)$ . Elle est égale à 4.12mm à 77K et 3.73 à 300K pour le FHX06X polarisé en inverse à  $V_{ds} = -3V$  et  $V_{gs} = -3.2V$ , k étant choisi en fonction des dimensions de la cellule.

(a)



(b)

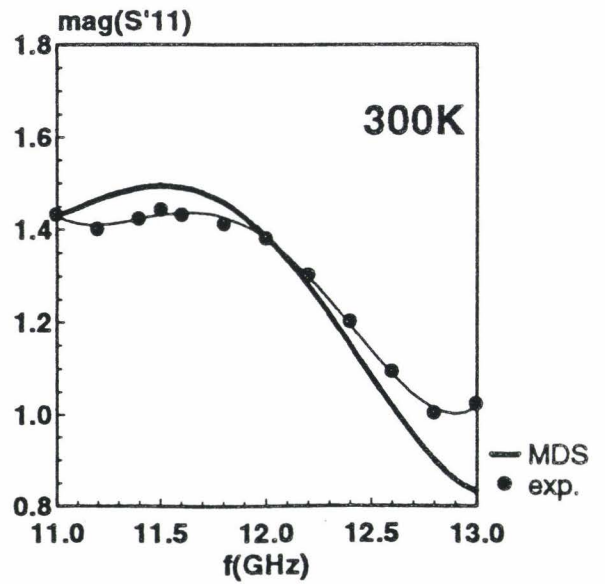
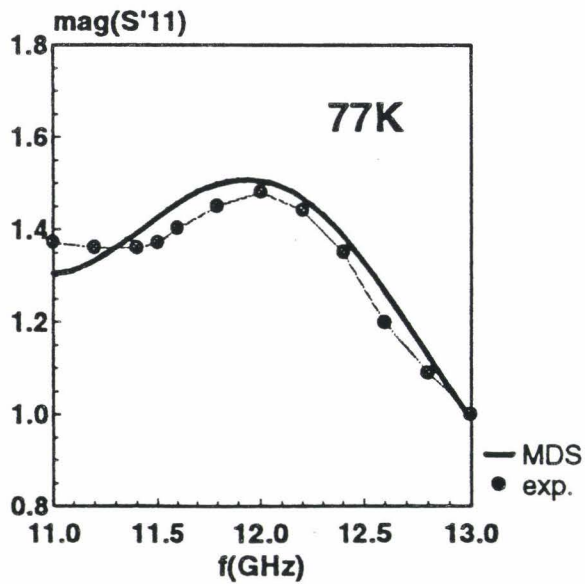
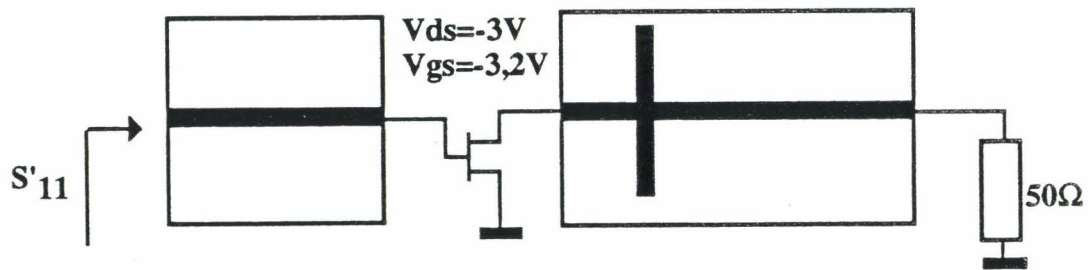


Figure 115 : Topologie du circuit d'adaptation en sortie (a). Comparaison des évolutions en fréquence de  $|S'_{11}|$  théoriques (MDS) et expérimentales (b).

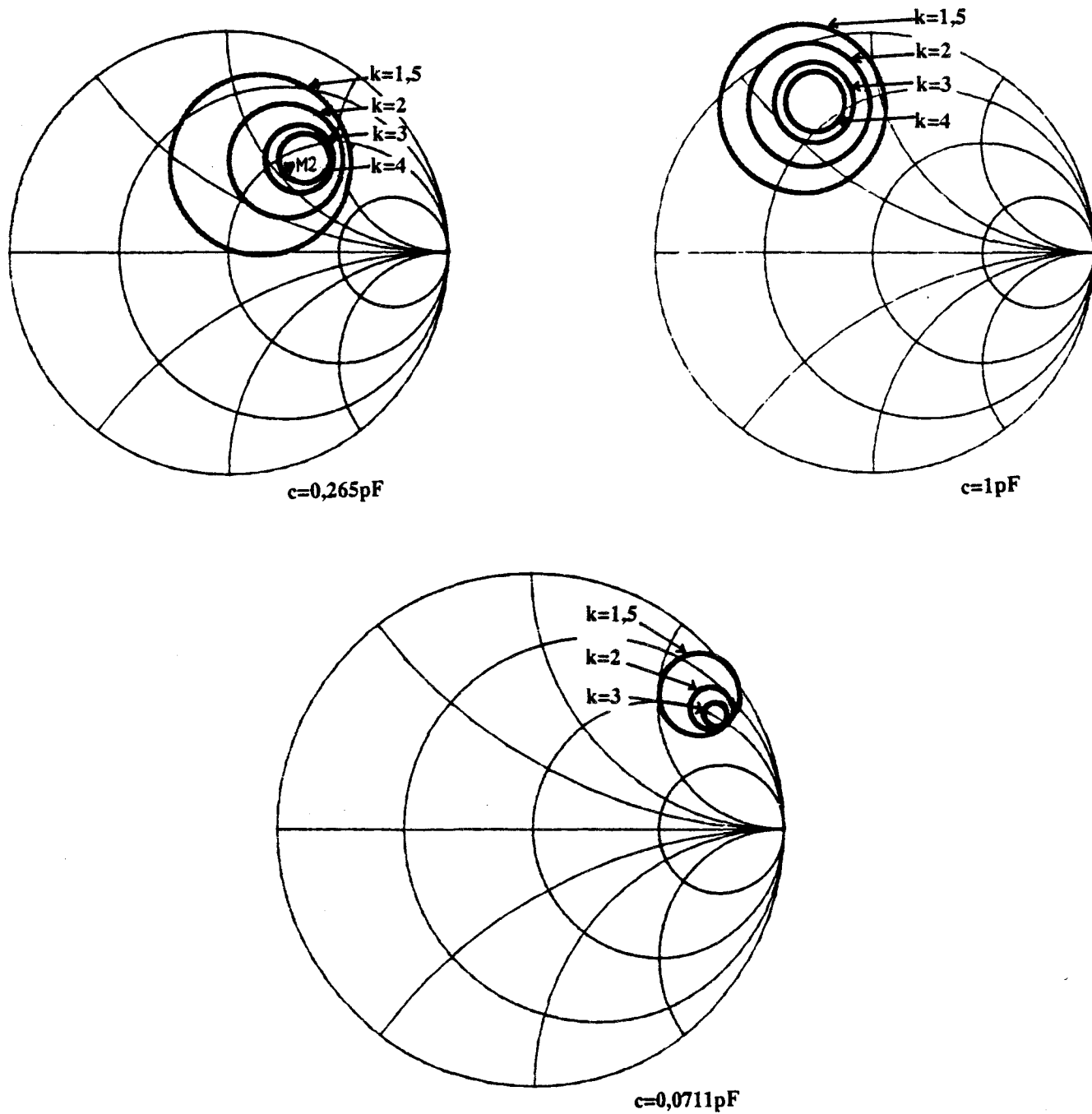
### IV\_3.3 Essai sur des substrats d'alumines dorés

Plusieurs anneaux à ergots ont été réalisés en or sur alumine, pour un gap entre l'ergot et la ligne d'excitation de  $50\mu\text{m}$ , avec des valeurs de distance  $l$  séparant l'anneau du transistor proches de  $4,12\text{mm}$ , calculé précédemment. A la différence de l'oscillateur à résonateur diélectrique, il est impossible dans notre cas de déplacer le résonateur de façon à trouver son positionnement exact déclenchant l'oscillation. Mesuré à  $300\text{K}$  et à  $77\text{K}$ , le circuit n'a pas oscillé. Le fait de changer les tensions de polarisation n'a pas entraîné d'amélioration, ces dernières ne jouant que de quelques degrés sur la phase de  $S'_{11}$ . Ce non-fonctionnement peut être lié à une mauvaise estimation de la distance  $l$ , due à la mise en place du circuit dans la cellule et aux fils de connections du transistor pouvant entraîner des déphasages quelque peu différents de ceux donnés préalablement lors de la caractérisation du transistor à l'analyseur de réseaux. De plus afin de ne pas avoir l'impédance  $Z_L$  trop proche du pourtour de l'abaque, nous avons été contraint de prendre une valeur de  $|S'_{11}|$  relativement faible. Ceci nécessitait de coupler fortement l'anneau résonant, ce que nous ne pouvions faire qu'au détriment de son coefficient de qualité. En conséquence la réalisation d'un oscillateur à canal inversé avec le présent transistor et un résonateur en anneau apparaît aléatoire. C'est pour cette raison que nous nous sommes tournés vers la configuration à polarisation classique.

### IV\_4 Conception d'un circuit avec le transistor en polarisation classique

Afin d'être certain de déclencher l'oscillation, nous avons vu qu'il était nécessaire d'avoir un positionnement correct du résonateur par rapport au transistor et à sa ligne d'excitation et d'obtenir des coefficients de réflexion du transistor largement supérieurs à l'unité. C'est pourquoi nous avons envisagé une configuration de circuit utilisant le résonateur en réflexion comme précédemment, mais avec le transistor polarisé en canal direct. Le circuit résonant côté grille reste donc inchangé. L'élément capacitif ramené par le stub de source du transistor permet d'obtenir des coefficients de réflexion de module supérieur à 1 sur le drain du transistor. Les lieux des impédances  $Z_G$  qu'il faut présenter sur la grille du transistor FHX06X à  $77\text{K}$ , pour avoir  $|S'_{22}| > 1$  sur le drain, sont représentés sur la figure 116 dans le cas de trois valeurs différentes de la capacité de réaction, et à  $V_{ds}=3\text{V}$ ,  $V_{gs}=0\text{V}$ . Ce sont des cercles dont le centre se trouve cette fois nettement à l'intérieur de l'abaque de Smith, ce qui permet d'obtenir des





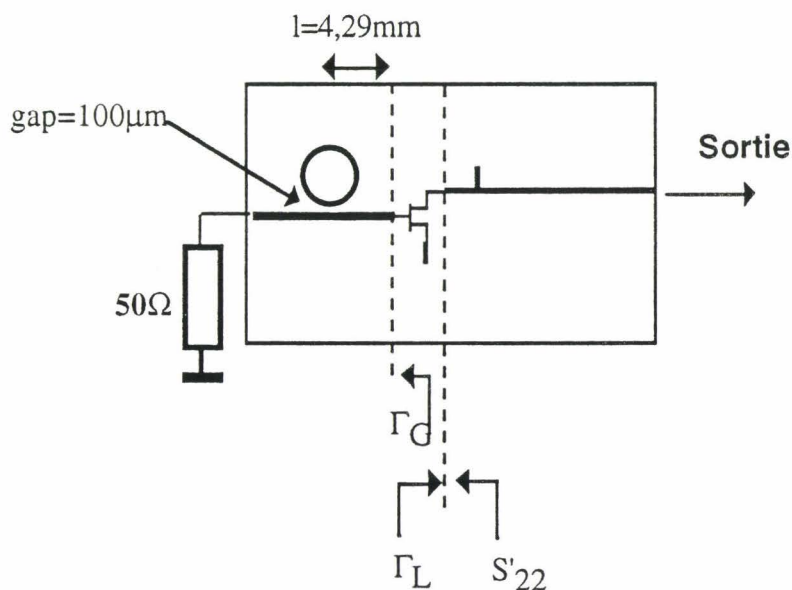
**T=77K**  
**V<sub>ds</sub>=3v**  
**v<sub>gs</sub>=0V**  
**f=12GHz**  
**canal direct**

**Figure 116 : Lieu des impédances  $Z_G$  correspondant à  $|S'_{22}| = k$  ( $k > 1$ ) pour le FHX06X à 77K,  $V_{ds}=3V$  et  $V_{gs}=0V$ , pour plusieurs valeurs de capacité C.**



valeurs de coefficient de réflexion  $|S'_{22}|$  relativement élevées, atteignant 3 ou 4. Il ne sera plus nécessaire alors de coupler fortement l'anneau à sa ligne d'excitation et les propriétés supraconductrices du résonateur seront mieux mises à profit.

Nous avons choisi une valeur de stub sur la grille correspondant à 0,265pF, valeur pour laquelle les cercles d'impédance  $Z_G$  sont à mi-distance du pourtour et du centre de l'abaque. Pour obtenir un coefficient de réflexion suffisamment élevé en sortie du transistor :  $|S'_{22}| = 4$ , l'impédance retenue est  $Z_G = (69.5 + j 55.8) \Omega$  soit  $\Gamma_G = 0,448 \angle -45.7^\circ$ , point M2 sur la figure 116. Cette impédance est constituée par la charge  $50\Omega$  et l'anneau résonant. Le couplage de ce dernier à la ligne d'excitation permet d'ajuster  $|\Gamma_G|$ . Par les nombreux essais que nous avons effectués précédemment, nous savons qu'il est courant d'avoir des coefficients de réflexion de l'ordre de 0,5 avec des résonateurs à couplage adjacent réalisés sur des substrats d'alumine dorés, et des gaps de  $100\mu\text{m}$  à 12GHz. Le positionnement de l'anneau par rapport au transistor permet d'obtenir la phase désirée. La distance séparant le résonateur de la grille du transistor doit être de 4.29mm. Le coefficient de réflexion côté drain est alors  $S'_{22} = 4 \angle -75.9^\circ$  correspondant à une impédance  $(-49.6 - j 26)\Omega$ . Le circuit de sortie est donné ci-après avec le circuit complet. Il est calculé de façon à ramener une impédance voisine de  $(25+j26)\Omega$ , annulant la réactance de sortie du transistor, et permettant d'avoir une boucle de sortie accordée sur 12GHz et ayant encore une résistance série négative égale à  $-24.6\Omega$ . Ce surplus de résistance négative doit permettre de déclencher à coup sûr l'oscillation.



Par analogie aux résonateurs diélectriques à couplage adjacent, le facteur de qualité en charge  $Q_L$  en réflexion du résonateur à couplage adjacent s'écrit  $Q_L = \frac{Q_0}{(1+\beta)}$ , où  $\beta$  est

appelé coefficient de couplage et où  $Q_0$  est le facteur de qualité à vide. Le coefficient de réflexion s'écrit  $\Gamma_G = \frac{\beta}{1 + \beta + 2j Q_0 \left(\frac{f-f_0}{f_0}\right)}$ , soit à la fréquence de résonance

$f_0$  :  $\Gamma_G = \frac{\beta}{1 + \beta}$ . Dans le cas du couplage envisagé pour l'oscillateur utilisant le

transistor en polarisation classique, avec un gap de  $100\mu\text{m}$  à  $12\text{GHz}$ ,  $\beta$  est proche de 1. En considérant une valeur raisonnable du facteur de qualité à vide du résonateur supraconducteur d'environ 5000, le coefficient de qualité de l'oscillateur ne pourra pas dépasser 2500.

#### IV\_5 Conclusion

Deux configurations d'oscillateurs intégrant le résonateur annulaire à couplage adjacent, métallique ou supraconducteur, ont été envisagées. L'originalité de la première repose sur l'utilisation du transistor en canal inversé, qui présente ainsi polarisé, les plots de grille étant reliés à la masse, un paramètre de réflexion  $S_{11}$  dépassant l'unité. Cependant à  $12\text{GHz}$ , pour les deux transistors que nous avons étudiés, la valeur maximum que l'on peut obtenir pour  $S'_{11}$  en choisissant la charge de drain de manière optimale ne dépasse guère 1.5 et cette charge optimale se trouve très proche du pourtour de l'abaque. Ceci implique d'une part de coupler fortement le résonateur à sa ligne d'excitation au détriment de son facteur de qualité en charge  $Q_L$ , et d'autre part l'obtention d'une résistance négative relativement faible, donc peu favorable à un déclenchement franc des oscillations.

Nous avons alors envisagé un oscillateur utilisant le transistor en polarisation classique. Cette configuration permet l'obtention de résistances négatives importantes sur le drain du transistor, suffisantes pour déclencher aisément l'oscillation. La principale difficulté de cette structure est l'estimation qui doit être faite du couplage entre l'anneau et la ligne d'excitation, pour ramener sur la grille l'impédance recherchée. Ce couplage dépendant du coefficient de qualité du résonateur, il ne pourra être le même pour un circuit réalisé en or et un circuit réalisé sur un film supraconducteur. Seule l'expérimentation permet de disposer d'informations à ce sujet.

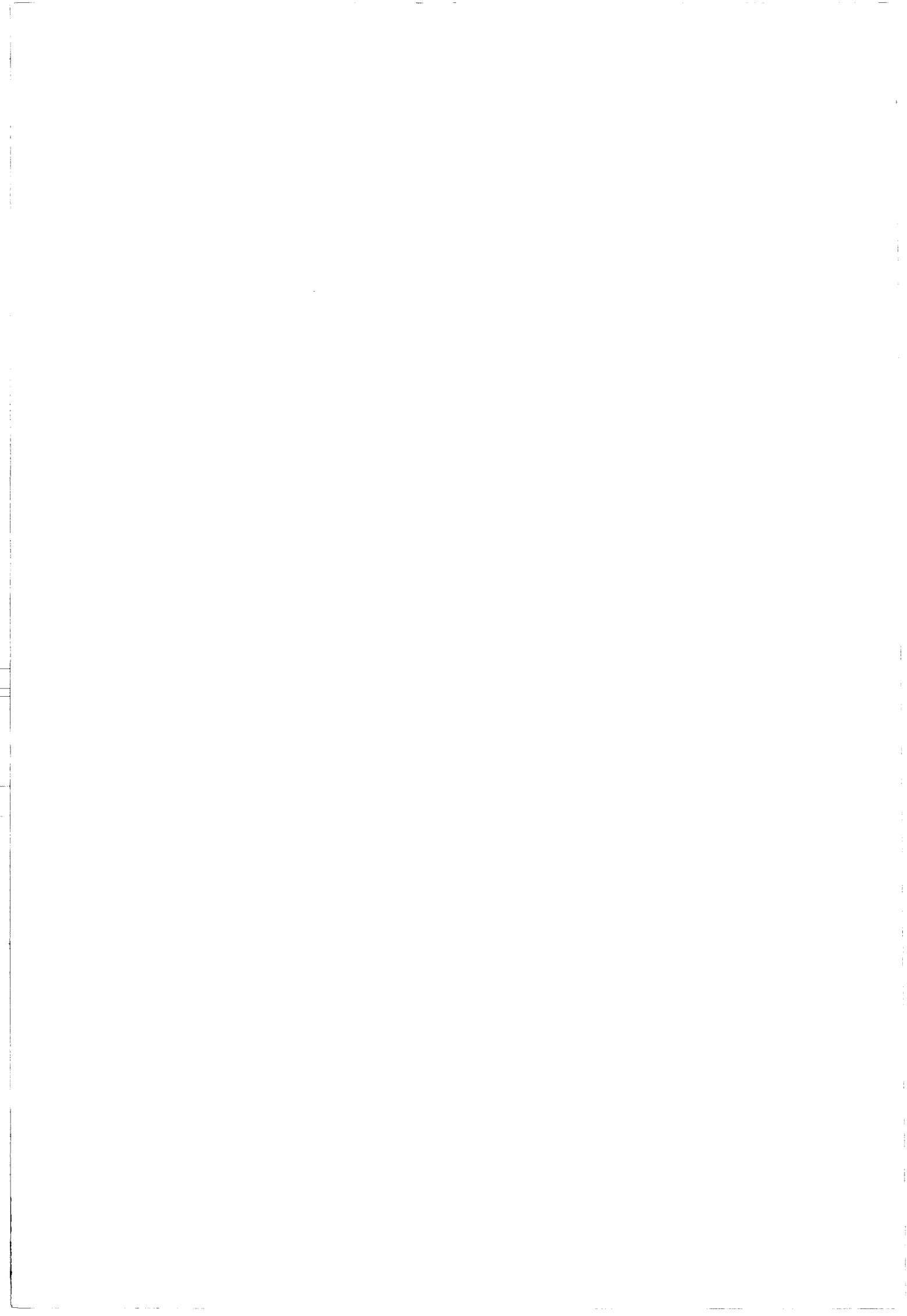
Dans les deux cas de configurations, la charge de  $50\Omega$  présentée sur la grille du transistor permet d'éviter d'éventuelles oscillations parasites à des fréquences différentes de celle du résonateur. Cependant, comme on l'a vu précédemment, cette charge entraîne

nécessairement un amortissement du facteur de qualité du résonateur et par conséquent, de celui de l'oscillateur.

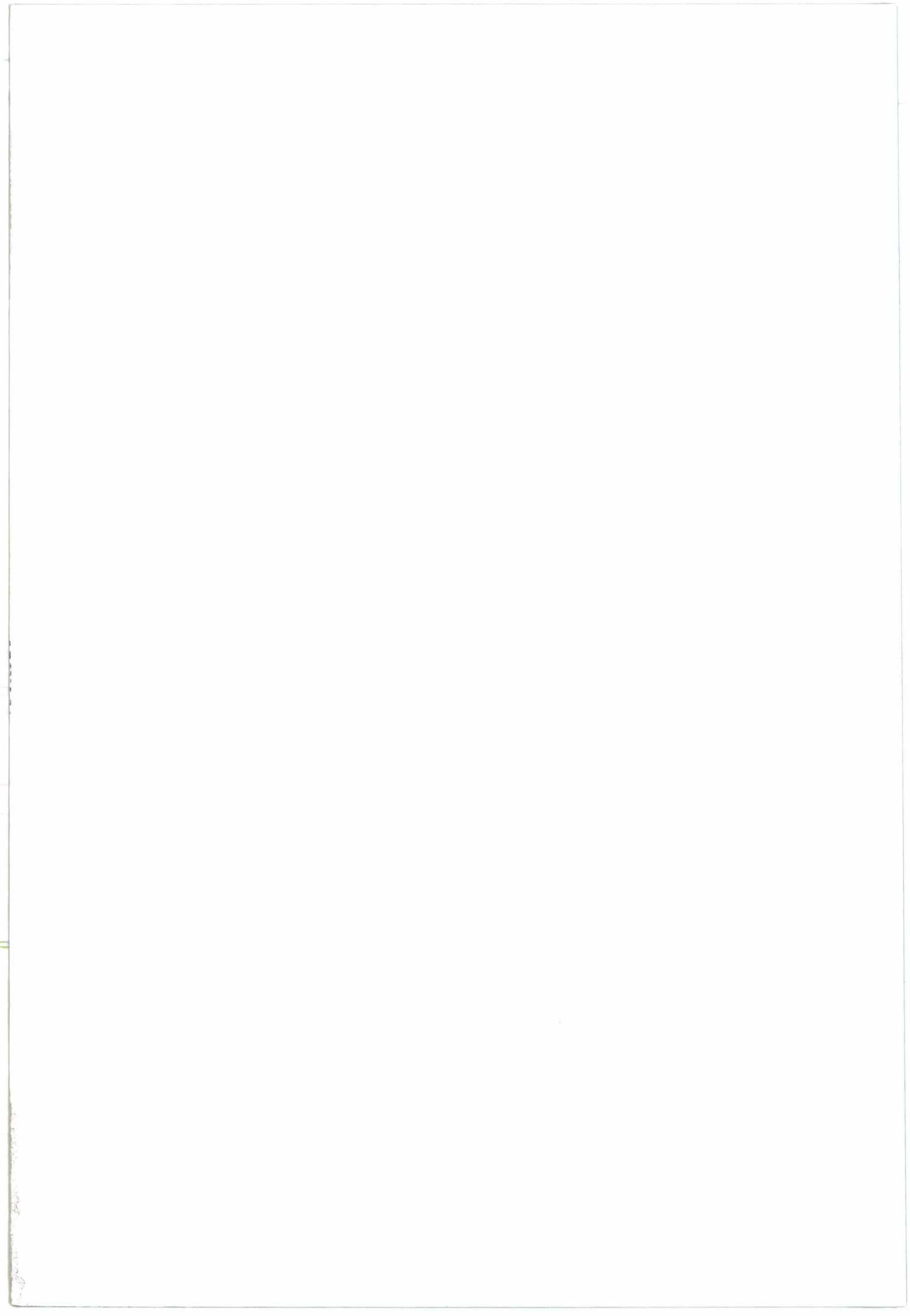
Un circuit à résonateur annulaire à couplage adjacent, assez similaire à ce que nous envisageons ici, a déjà été présenté dans la littérature [77]. Cependant les résultats des mesures permettant d'accéder au coefficient de qualité externe de l'oscillateur (pulling, synchronisabilité) n'ont pas été mentionnés.

Si l'on veut vraiment s'affranchir de ce problème d'amortissement, il faut se tourner vers une configuration de circuit ne comportant pas de résistance sur le circuit de grille. La solution consistant à utiliser le résonateur en réflexion, couplé par un gap à l'extrémité d'une ligne devrait permettre d'obtenir de meilleurs coefficients de qualité d'oscillateur. Le principe a donné lieu à une réalisation en technologie coplanaire [78] avec un résonateur droit couplé en son centre, perpendiculairement à la ligne d'excitation. L'inconvénient de ce type de circuit est cependant de présenter des risques d'oscillations à des fréquences indésirées.

Dans les deux cas de réalisations cités ci-dessus, les bruits de phase obtenus sont semblables à ceux d'un oscillateur à résonateur diélectrique, c'est à dire de l'ordre de -100 dBc/hz aux environ de 10 GHz pour des puissances de sorties de quelques dBm. Il paraît difficile de dépasser les performances obtenues avec des oscillateurs à résonateurs diélectrique. Cependant, en utilisant au mieux les facteurs de qualité élevés obtenus avec des résonateurs supraconducteurs, les oscillateurs à résonateurs supraconducteurs, du fait de leur structure plaquée, devraient pouvoir rivaliser avec les oscillateurs à résonateur diélectrique.



# CONCLUSION



## CONCLUSION

L'objectif principal de notre travail a été de montrer les avantages que pourrait apporter l'utilisation de dépôts supraconducteurs à haute température critique à la place des métallisations classiques, dans les circuits hyperfréquences en technologie microruban. La première approche que nous avons eu des supraconducteurs a consisté à développer un modèle analytique simple, basé sur le modèle à deux fluides spécifique aux anciens supraconducteurs. Ce modèle, que nous avons validé par des comparaisons avec des résultats de simulation plus lourds, de type S.D.A (Spectral Domain Approach), nous a permis d'évaluer théoriquement les performances des lignes de propagation supraconductrices, dont les coefficients de qualité dépassent d'un facteur 100 ceux des lignes de propagation en or à 10GHz et 77K.

En vue de la réalisation pratique de circuits simples, tels que les résonateurs, sur des couches supraconductrices à haute température critique déposées au centre du LETI à Grenoble, ou en provenance de différents laboratoires (IMEC, Université de Rennes, Alcatel..), nous avons dû mettre au point une technique de gravure par voie chimique, et nous intéresser aux problèmes posés par les dépôts de plans de masse et de contacts sur les films supraconducteurs. Parallèlement, une nouvelle canne cryogénique adaptée au cryostat déjà existant au laboratoire a été conçue, afin de permettre la caractérisation des circuits de 30K à 300K, entre 1.5GHz et 26.5GHz.

Les résultats expérimentaux obtenus à partir de résonateurs supraconducteurs droits et annulaires, couplés faiblement à leurs extrémités, ont montré la nécessité d'avoir des plans de masse métalliques de bonne qualité. Certains laboratoires réalisent aujourd'hui des dépôts supraconducteurs sur les deux faces d'un même substrat, permettant de concevoir des circuits microrubans performants, à plan de masse supraconducteur. Les pertes par rayonnement se sont avérées un autre facteur limitatif à l'obtention de coefficients de qualité élevés, puisqu'elles masquent les faibles pertes du matériau supraconducteur. Afin d'optimiser les performances des circuits, il est donc important d'envisager des boîtiers de mesures minimisant au maximum le rayonnement.

Ces premières mesures nous ont permis d'accéder à des valeurs de résistance de surface de quelques milliohms pour des films étudiés d'épaisseur proche de 3000Å, à 77K et 10GHz, soit près de 10 fois plus faibles que la résistance de surface d'un film de cuivre de plusieurs µm d'épaisseur à la même fréquence. Les meilleures valeurs de résistance

de surface obtenues à ce jour sur des films supraconducteur d'YBaCuO se situent aux environs de  $0,2\text{m}\Omega$  à 77K et 10GHz.

Etant donné le comportement intéressant de ces résonateurs supraconducteurs à haut coefficient de qualité, le problème alors posé est celui de leur insertion dans des circuits fonctionnels en hyperfréquences, par le biais de couplages appropriés. Dans ce but, nous avons entrepris d'étudier une nouvelle forme de couplage, dit "adjacent", où l'excitation se fait par le passage d'une ligne à proximité du résonateur. Des résonateurs droits et annulaires ainsi excités, ont été réalisés sur des films métalliques et supraconducteurs, puis caractérisés. L'existence de deux pics de résonance dans la réponse fréquentielle du résonateur annulaire nous a amené à modifier la structure de ce dernier en y ajoutant des ergots, compromis permettant de réduire la longueur de couplage tout en maintenant ce dernier suffisamment élevé.

Enfin dans une dernière partie, nous avons conçu, à l'aide du logiciel de simulation M.D.S, deux oscillateurs intégrant le résonateur annulaire à couplage adjacent et utilisant un transistor de type HEMT, soit en polarisation classique, soit en "canal inversé", c'est à dire avec une tension drain-source  $V_{ds}$  négative. Cette étude a nécessité la caractérisation en froid des transistors dont nous disposions, pour les deux types de polarisation.

La configuration utilisant le transistor en canal inversé nous a paru intéressante, car en plus de son originalité, elle permet de relier les plots de source directement à la masse, ce qui simplifie sa réalisation. Cependant, à la fréquence d'oscillation désirée de 12 GHz, les caractéristiques hyperfréquences et les simulations effectuées sur le logiciel M.D.S. ont montré qu'il était délicat d'obtenir, dans ce cas, une résistance négative suffisamment élevée pour déclencher l'oscillation. C'est pourquoi nous avons opté pour la configuration de l'oscillateur utilisant le transistor en polarisation classique, qui permet d'accéder à des résistances négatives élevées, mais présente plus de risques d'oscillations parasites. Ce circuit est actuellement en cours de réalisation. Il doit servir de banc d'essai pour nous aider dans la conception ultérieure du dispositif constituant l'objectif d'un contrat ESPRIT Basic Research mené en collaboration avec Alcatel, l'IMEC et le LETI.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] \_ **H.Kammerlingh. Onnes**  
Akad.van Wetenschappen Amsterdam 14,113-818 (1911)
- [2] \_ **J.File, R.G.Miles**  
Phys.Rev.Letters 10, 93 (1963)
- [3] \_ **W.Meissner, R.Ochsenfeld**  
Naturwissenschaften 21,787 (1933)
- [4] \_ **A.A.Abrikosov**  
Zh.Eksp.Teor.Fiz. 32,1442 (1957)  
Sov.Phys.JETP5,1174 (1957)
- [5] \_ **D.Cribier, B.J.Crot, L.Madhav Rao, B.Farnoux**  
Phys.Lett. 9,106 (1964)
- [6] \_ **U.Essmann, H.Trauble**  
Phys.Lett. 24A,526(1967)
- [7] \_ **P.L.Gammel et al.**  
Phys.Rev.Letters 60 (1973)
- [8] \_ **C.J.Gorter, H.Casimir**  
"On superconductivity I"  
Physica 1, 306 (1934)
- [9] \_ **F.London, H.London**  
Z.Phys.96,359 (1935)
- [10] \_ **A.B.Pippard**  
Proc.R.Soc.London.Scr A216,547 (1953)
- [11] \_ **V.L.Ginsburg, L.D.Landau**  
Zh.Eksp.Teor.Fiz 20,1044 (1950)
- [12] \_ **L.P.Gorkov**  
"Microstrip derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity"  
Sov.Phys.JETP 9, 1364 (1959)
- [13] \_ **J.Bardeen,L.N.Cooper, J.R.Schrieffer**  
"Theory of superconductivity"  
Phys.Rev.108,1175 (1957)
- [14] \_ **L.N.Cooper**  
Phys.Rev. 104, 1189 (1956)
- [15] \_ **H.Frölich**  
Phys.Rev. 79,845 (1950)

- [16] \_ **E.Maxwell**  
Phys.Rev. 78,477 (1950)
- [17] \_ **C.A.Reynolds, B.Serin ,W.H.Wright, N.B.Nesbitt**  
Phys.Rev. 78,487 (1950)
- [18] \_ **G.J.Bednorz, K.A.Müller**  
"Possible High Tc Superconductivity in the BaLaCuO system"  
Z.Phys. B64,189 (1986)
- [19] \_ **M.K.Wu, J.R.Asburn, C.J.Torgn, P.H.Hor, R.L.Meng, L.Gao, Z.J.Huang, C.W.Paul Chu**  
"Superconductivity at 93K in a new mixed-phase YBaCuO compound system at ambient pressure"  
Phys.Rev.Lett. 58,908 (1987)
- [20] \_ **S.S.P.Parkin, V.Y.Lee, E.M.Engler, A.I.Nazzal, T.C.Huang, G.Gorman, R.Savoy, R.Bayers**  
Phys.Rev.Lett. 60,2539 (1988)
- [21] \_ **P.Fulde**  
Physica C 153-155 ,1769 (1988)
- [22] \_ **P.W.Anderson, G.Baskaran, Z.Zou, J.Weatley, T.Hsu, B.S.Sastry, B.Doucot, S.Liang**  
Physica C 153-155,527 (1988)
- [23] \_ **R.L.Kautz**  
"Picosecond pulses on superconducting striplines"  
J.Apl.Phys. 49,1,308 (1978)
- [24] \_ **D.C.Mattis, J.Bardeen**  
"Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals"  
Phys.Rev. 111,412 (1958)
- [25] \_ **R.E.Matick**  
McGraw-Hill New York (1969)
- [26] \_ **J.C.Swihart**  
"Field solution for a thin film superconducting strip transmission line"  
Journ. of Appl.Phys. Vol32 n°3 (March 1961)
- [27] \_ **S.B.Cohn**  
"Slot line. An alternative transmission medium for integrated circuit"  
IEEE G.MTT Intern.Microwave Symp.Digest (1968)
- [28] \_ **E.O.Hammerstadt, F.Bekkadal**  
Microstrip Handbook
- [29] \_ **D.Kinowski, F.Huret, P.Pribetich, P.Kennis**

"Influence des supraconducteurs sur les caractéristiques de propagation de lignes planaires pour circuits intégrés microondes"  
Ann. Telecommun. Vol.45 n°5,6 (1990)

- [30] - **F.Huret, D.Kinowski, P.Pribetich, P.Kennis**  
"Influence of superconductor on properties of microstrip lines laid on semiconductor substrate"  
Int.Symp.on antennas and Propagation Japan (1989)
- [31] - **Harold.A.Wheeler**  
"Transmission line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet"  
IEEE trans. on MTT. (Mars 1965)
- [32] - **L.Lewin**  
"Radiation from discontinuities in stripline"  
Proc. IEE (London) Vol.107C (Feb. 1960)
- [33] - **M.Leskela, J.K.Truman, C.H.Mueller, P.H.Holloway**  
"Preparation of superconducting YBaCuO thin films"  
Journ.Vac.Sci.Technol. A7 (6) (Nov. Dec.1989)
- [34] - **K.Deneffe, P.VanMieghen, B.Brijs, W.Vandervorst, R.Mertens, G.Borghs**  
"As-deposited superconducting thin films by electron cyclotron resonance-assisted laser ablation for applications in microelectronics"  
Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.30 n°9A (Sept.1991)
- [35] - **E.Bouteloup, B.Mercey, G.Poullain, T.Brousse, H.Murray, B.Raveau**  
"Couches minces supraconductrices à base d'YBaCuO par pulvérisation cathodique multicibles"  
Revue de Phys.Appl. 25 (1990)
- [36] - **T.Terashima, K.Iijima, K.Yamamoto, Y.Bando, H.Mazaki**  
"Single cristal YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> thin films by activated reactive evaporation"  
Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.27 n°1 (Jan.1988)
- [37] - **A.Fartash, I.K.Schuller, J.Pearson**  
"YBaCuO on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> versus Ytria stabilised ZrO<sub>2</sub> and MgO"  
Journ. of Appl.Phys. Vol.57 n°5 (March 1990)
- [38] - **Q.Y.Ying, H.S.Kwok**  
"Electrical properties of the interface between YBaCuO films and various substrates"  
Appl.Phys.Lett. Vol.56 n°15 (May.1990)
- [39] - **M.R.Rao, E.J.Tarsa, L.A.Samoska, J.H.English, A.C.Gossard, H.Kroemer, P.M.Petroff, E.L.Hu**  
"Superconducting YBaCuO thin films on GaAs/AlGaAs"  
Appl.Phys.Lett. Vol.56 n°19 (May.1990)
- [40] - **T.Vankatesan, E.W.Chase, X.D.Wu, A.Inam, C.C.Chang, F.K.Shokoohi**  
"Superconducting Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films on Si"  
Appl.Phys.Lett. Vol.53 n°3 (July 1988)

- [41] \_ **R.J.Lin, P.T.Wu, X.D.Wu**  
 "In situ growth of superconductivity YBaCuO films on Si, SiO<sub>2</sub>, GaAs and Cu/Ag by high pressure DC sputtering process"  
 Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.28 n°12 (Dec.1989)
- [42] \_ **H.Myoren, Y.Nishiyama, H.Fukumoto, H.Nasu, Y.Osaka**  
 "As-growth preparation of superconducting epitaxial Ba<sub>2</sub>YCuO<sub>x</sub> thin films sputtered on epitaxially grown ZrO<sub>2</sub> / Si(100)"  
 Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.28 n°3 (March 1989)
- [43]\_ **R.W.Simon, C.E.Platt, A.E.Lee, K.P.Daly, M.S.Wire, J.A.Luine, M.Urbanik**  
 "Low loss substrates for epitaxial growth of high temperature thin films"  
 Appl.Phys.Lett. Vol.53 n°26 (Dec.1988)
- [44] \_ **G.Jung, A.Dabkowski,P.Gierlowski, W.Kula**  
 "Improved microstructure of superconducting YBaCuO films deposited on LaAlO<sub>3</sub> substrate"  
 Physica C 158 (1989)
- [45] \_ **A.Mogro-Campero, L.G.Tuner, E.H.Hall,M.F.Garbauskas, N.lewis**  
 "Epitaxial growth and critical current density of thin films of YBaCuO on LaAlO<sub>3</sub> substrate"  
 Appl.Phys.Lett. Vol.54 n°26 (June 1989)
- [46] \_ **J.Geerk et al.**  
 "Epitaxial growth and properties of YBaCuO thin films"  
 Report KFK 4601 Kernforschungszentrum Karlsruhe (August 1989)
- [47] \_ **F.Mehri**  
 Thèse à paraître (1994)
- [48] \_ **P.H.Ballentine,A.M.Kadin, M.A.Fisher, D.S.Mallory, N.R.Donaldson**  
 "Microlithography of high temperature superconducting films : laser ablation vs. wet etching"  
 IEEE Trans. on Magn. Vol.25 n°2 (March 1989)
- [49] \_ **M.Bushan, A.J.Strauss**  
 "Preparation and patterning of YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> thin films"  
 International Cryogenic Material Conference Los Angeles (July 25 1989)
- [51] \_ **C.L.Huang, G.Sh.Gildenblat, S.J.Fonash**  
 "Temperature dependance of contact resistance in noble metal/high T<sub>c</sub> superconductor system"  
 Journ.Vac.Sci.Technol. A7 (6) (Nov.Dec. 1989)
- [52] \_ **G.Dambrine**  
 "Caractérisation des transistors à effet de champ. Mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent."

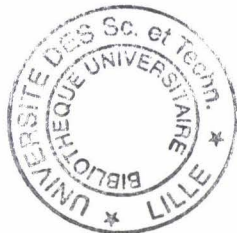


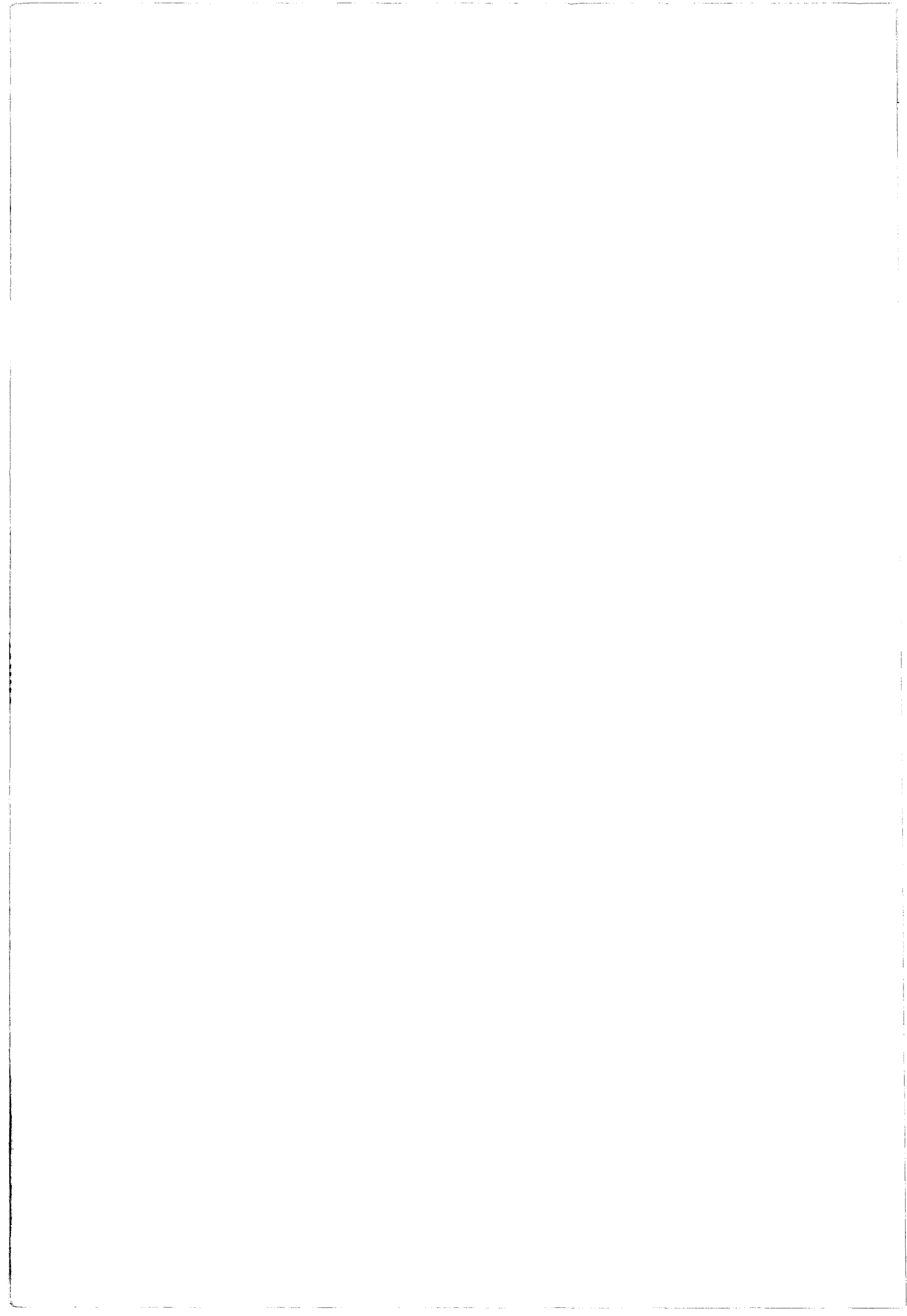
Thèse de l'Université Lille (Mars 1989)

- [53] \_ **K.Sato, S.Omae, K.Kojima, T.Hashimoto, H.Kanuma**  
"Stabilization of  $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_{7-\delta}$  by surface coating with plasma polymerised fluorocarbon film"  
Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.27 n°11 (Nov.1988)
- [54] \_ **J.H.Takemoto, C.M.Jackson, R.Hu, J.F.Bursh, K.P.Dali, R.W.Simon**  
"Microstrip resonators and filters using High-Tc superconducting thin films on  $\text{LaAlO}_3$ "  
IEEE Trans.on Magn. Vol.17 n°2 (Mars 1991)
- [55] \_ **H.Y.To, G.J.Valco, K.B.Bhasin**  
"10GHz  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  superconducting ring resonators on  $\text{NdGaO}_3$  substrates"  
Supercond.Sci.Technol. Vol.5 (1992)
- [56] \_ **C.Wilker, Z-Y.Shen, P.Pang, D.W.Face, W.L.Holstein, A.L.Matthews, D.B.Laubacher**  
"5GHz High-Temperature-Superconductor resonators with high Q and low power dependance up to 90K"  
IEEE Trans.on MTT Vol.39 n°9 (Sept.1993)
- [57] \_ **X.S.Wu, F.J.Rosenbaum**  
"Mode chart for microstrip ring resonator"  
IEEE Trans. on MTT (July 1973)
- [58] \_ **L.Lewin**  
"Radiation from discontinuities in striplines"  
Proc. IEEE (1960)
- [59] \_ **Leo Van der Paw**  
"The radiation of electromagnetic power by microstrip configurations"  
IEEE Tran. on MTT Vol.25 n°9 (Sept. 1977)
- [60] \_ **M.E.Goldfarb, A.Platzher**  
"Losses in GaAs microstrip"  
IEEE Trans. on MTT Vol.38 n°12 (Dec. 1990)
- [61] \_ **A.A.Valenzuela, P.Russer**  
"High-Q coplanar transmission resonator of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  on  $\text{MgO}$ "  
Appl.Phys.Lett. Vol.55 n°10 (Sept. 1989)
- [62] \_ **D.E.Gray**  
American Institute of Physic Handbook  
Mc Graw Hill Book Campany
- [63] \_ **S.M.Schmidt, R.J.Forse, R.B.Hammond, M.M.Eddy, W.L.Olson.**  
"Measured performance at 77K of superconducting microstrip resonators and filters"  
IEEE Trans.on MTT Vol.39 n°9 (Sept.1991)
- [64] \_ **C.L.Lichtenberg, W.J.Meyers, T.G.Karvecki, A.R.Peltzer, M.S.Johson, M.Nisenoff, G.E.Price**  
"The high temperature superconductivity space experiment"

- [65] - **J.H.Takemoto-Kobayashi, C.M.Jackson, E.B.Guillory, C.Pettiette-Hall, J.F.Bursch**  
"Monolithic high Tc superconducting phase-shifter at 10GHz"  
IEEE MTT-S Digest (1992)
- [66] - **J.W.Smuk, M.G.Stubbs, J.S.Wight**  
"Hybrid Semiconductive/High temperature superconductive Ku-Band oscillator and amplifier MICs"  
IEEE MTT-S Digest (1992)
- [67] - **R.Kluber, R.Ramish, A.A.Valenzuela, R.Weigel, P.Russer**  
"High-Q coplanar transmission resonator of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  on MgO"  
IEEE Microwave and guided letters Vol.2 n°1 (jan.1992)
- [68] - **K.C.Gupta, Ramesh Garg, I.J.Bahl**  
"Microstrip lines and slotlines" Chap.8  
ARTECH
- [69] - **M.K.Krage, G.I.Haddad**  
"Characteristic of coupled microstrip transmission lines -I : Coupled mode formulation of inhomogeneous lines"  
IEEE Trans.on MTT Vol.18 n°4 (Apr.1970)
- [70] - **G.I.Zysman, A.K.Johnson**  
"Coupled transmission line networks in an inhomogeneous dielectric medium"  
IEEE Trans.on MTT Vol.17 n°10 (Oct.1969)
- [71] - **C.M.Chorey, K.S.Kong, K.B.Bashin, J.D.Warner, T.Itoh**  
"YBaCuO superconducting ring resonator at milliter-waves frequencies"  
IEEE Trans.on MTT Vol.39 n°9 (Sept.1991)
- [72] - **P.A.Polakos, C.E.Rice, M.V.Schneider, R.Trambarulo**  
"Electrical characteristics of thin films  $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$  superconducting ring resonators"  
IEEE Microwave and guided letters Vol.1 n°3 (March.1991)
- [73] - **P.A.Wade**  
"X\_Band reverse channel GaAs FET power VCO"  
Microwave Journal Vol.92 (April.1978)
- [74] - **P.A.Wade**  
"Say Hello to power FET oscillators"  
Microwaves (April.1979)
- [75] - **G.Dambrine, A.Cappy, F.Héliodore, E.Playez**  
"A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit"  
IEEE Trans.on MTT Vol.36 n°7 (July.1988)
- [76] - **T.Ogashiwa, H.Nakagawa, H.Akimoto, H.Shigyo, S.Takada**  
"New flip-chip bonding technology for superconducting IC."  
Jap.Journ. of Appl.Phys. Vol.31 n°1A/B (Jan.1992)

- [77] - **N.J.Rohrer, G.J.Valco, K.B.Bhasin**  
"Hybrid high temperature Superconductor/GaAs 10GHz microwave oscillator : temperature and bias effects"  
submitted to IEEE Trans.on MTT
- [78] - **R.Klieber, R.Ramisch, A.A.Valenzuela, R.Weigel, P.Russer**  
"A coplanar transmission line high Tc superconductive oscillator at 6,5GHz on a single substrate"  
IEEE Microwave and guided letters Vol.2 n°1 (July.1992)







## Résumé

Ce travail concerne l'étude de résonateurs hyperfréquences en technologie microruban réalisés sur des films d'oxydes supraconducteurs à haute température critique. Dans une première partie, nous développons un modèle analytique simple permettant d'évaluer théoriquement les performances (coefficient d'atténuation  $\gamma$ , impédance de surface  $Z_s$ , facteur de qualité  $Q...$ ) d'une ligne de transmission supraconductrice comparées à celles d'une ligne de transmission métallique.

Après quelques mots sur les méthodes de dépôt et de gravure de ces matériaux supraconducteurs, nous décrivons le dispositif de mesures mis en place pour la caractérisation en hyperfréquences des circuits à basse température.

L'obtention de coefficients de qualité élevés obtenus avec des résonateurs à faible couplage nous a amené à considérer une nouvelle forme de couplage, en vue d'utiliser ces résonateurs pour la stabilisation d'un oscillateur en bande X, à haute pureté spectrale.

Nous présentons dans une dernière partie la conception d'un tel oscillateur, à 10 GHz, effectué à partir des caractérisations en froid de transistors de type HEMT et de simulations réalisées sur le logiciel M.D.S.

### MOTS CLES :

Supraconducteurs à haute  $T_c$   
Basse température  
Résonateurs  
Structure microruban

Coefficient de qualité  
HEMT  
Oscillateur hyperfréquences