

T H E S E

présentée par

PARAGE Franck

pour obtenir le grade de DOCTEUR

de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
GRENOBLE

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : **Énergétique physique**

**Étude des modes plasma dans des
microstructures supraconductrices
en couches minces**

Date de soutenance : **24 Octobre 1997**

Composition du Jury : **P. Martinoli (Président)
D. Crété
M.M. Doria
A. Buzdin
P. Saguet
O. Buisson**

Thèse préparée au sein du Centre de Recherches sur les
Très Basses Températures
—Centre National de la Recherche Scientifique de Grenoble—

Aux absents,

REMERCIEMENTS.

L'ensemble de ce travail a été réalisé au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT) du CNRS de Grenoble. Je remercie son directeur, Pierre Monceau, pour m'avoir accueilli pendant ces trois années.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M. Olivier Buisson qui m'a proposé ce travail très varié et très original. J'ai beaucoup appris par ses nombreux conseils, son soutien constant et son dynamisme. Il m'a communiqué son souci du travail approfondi. J'ai apprécié la confiance qu'il m'a témoigné au cours de ces trois années.

Je remercie sincèrement messieurs A. BUZDIN du Centre de Physique Théorique et de Modélisation de Bordeaux, D. CRETE, ingénieur de recherche chez THOMSON CSF, M.M. DORIA de l'Institut de Physique de l'Université de Rio de Janeiro, P. MARTINOLI de l'Institut de Physique de l'Université de Neuchatel et P. SAGUET du Laboratoire d'électromagnétisme Micro-Ondes et Optoélectronique d'avoir accepté d'être membres du jury.

Au sein du laboratoire, j'ai trouvé un environnement compétent, efficace et fort sympathique. Merci à TOUS, P. AMIOT, T. CROZES, T. FOURNIER, J. L. GENICON, A. GERARDIN, M. GIROUD, B. PANNETIER, L. PERLI, J. RICHARD, B. WAKSMANN... et j'en oublie beaucoup !

Une pensée particulière pour les secrétaires sans qui le chercheur chercherait encore la feuille rose du dossier vert qui permet d'obtenir la feuille jaune. N. BOURGEAT-LAMI, D. DEVILLERS, A MAZET, M. PASCAL, P. POIRIER.

C'est avec joie et bonne humeur que j'ai partagé ces années avec d'autres membres du "personnel non permanent". Ils sont devenus des amis. Carla, Pierre, Geraldo, Wolfgang, Bertrand, Olivier, Loic, Agnès, Pascal...

Ils sont devenus plus que des amis, Michmart et Gwenna, Sarah et Jean-Francois, Bartosz, Sarah et Marc, Armelle, Anne, Thomas, Edgar... Je les remercie pour tous ces moments passés ensemble.

J'ai une pensée très émue pour toute ma famille qui m'a toujours épaulé et encouragé pour aller toujours de l'avant. Merci à mes parents, Carole, Fred, Goun, Nicky...

Enfin je remercie, Tex et Casio, sans qui ces trois années n'auraient pas été aussi pleines de surprise et de rebondissement.

Table des matières.

Remerciements.....	5
Table des matières.....	7
Introduction.....	15
Chapitre I. Modes plasma dans un supraconducteur.	21
I.1. Description du supraconducteur.....	21
I.1.1. Modèle de London.....	22
I.1.2. Modèle bifluide. Conductivité électrique.....	23
I.2. Modes plasma dans une couche mince supraconductrice.....	24
I.2.1. Champ électromagnétique et loi de dispersion.....	25
I.2.2. Mode plasma symétrique.....	29
I.2.2.1. Énergies du mode symétrique.....	30
I.2.2.2. Loi de dispersion du mode symétrique.....	32
I.2.3. Mode plasma antisymétrique.....	34
I.2.3.1. Énergies du mode antisymétrique.....	36
I.2.3.2. Loi de dispersion du mode antisymétrique.....	37
I.2.4. Loi de dispersion des modes plasma pour notre configuration expérimentale.....	39
I.3. Modes plasma dans un fil supraconducteur.....	40
I.4. Modes plasma dans un réseau de fils supraconducteurs parallèles.....	44
Chapitre II. Description et fabrication des échantillons.	55
II.1. Description des échantillons.....	55
II.2. Choix des matériaux.....	56
II.2.1. Le titanate de strontium.....	57
II.2.2. Le niobium.....	57
II.3. Réalisation des échantillons.....	58
II.3.1. Polissage de la tranche du cristal de SrTiO ₃	58
II.3.2. Nettoyage de la surface.....	60
II.3.4. Recuit et "décapage" de l'échantillon après polissage.....	62
II.3.5. Dépôt de niobium.....	62
II.3.6. Réalisation du réseau par lithographie électronique.....	64
II.3.7. Gravure par R.I.E.....	69
II.4. Amélioration de la qualité des échantillons.....	69
II.5. Caractérisation des échantillons.....	75
II.5.1. Mesure de résistivité.....	75
II.5.2. Calcul des paramètres supraconducteurs.....	76
II.5.3. Tableau des paramètres supraconducteurs.....	77
Chapitre III. Mesures Hyperfréquences à basse température.....	83
III.1. Propagation à haute fréquence dans une ligne coaxiale.....	83

III.1.2. Concepts usuels sur la théorie des lignes.....	83
III.1.3. Définitions des différentes impédances d'une ligne.....	86
III.1.4. Coefficient de réflexion.....	86
III.2. Dispositif expérimental.....	87
III.2.1. Dispositif hyperfréquence.....	88
III.2.2. Dispositif cryogénique.....	90
III.3. Étalonnage entre 130 MHz et 3.5 GHz.....	91
III.4. Mesure du coefficient de réflexion.....	95
III.4.1. Effets de la puissance injectée.....	97
III.4.2. Utilisation du facteur de qualité.....	99
III.4.3. Effet de la température.....	101
III.4.4. Méthodes en modifiant la cavité.....	104
III.4.4.1. Modification de l'épaisseur du téflon.....	104
III.4.4.2. Utilisation d'un matériau absorbant.....	105
III.5. Mesure de la constante diélectrique du SrTiO ₃	106

Chapitre IV. Résultats expérimentaux.....111

IV.1. Modes plasma dans un film mince de niobium.....	111
IV.2. Modes plasma dans un fil de niobium.....	114
IV.2.1 Description de l'échantillon.....	114
IV.2.2. Loi de dispersion.....	117
IV.2.3. Dispersion théorique associée à la configuration expérimentale.....	118
IV.2.4. Discussions des résultats expérimentaux.....	123
IV.2.5. Conclusion.....	126
IV.3. Modes plasma dans un réseau de pas $p=15\ \mu\text{m}$	126
IV.3.1. Loi de dispersion.....	126
IV.3.2. Interprétation modèle homogène.....	128
IV.4. Modes plasma dans un réseau de pas $p=31.5\ \mu\text{m}$	131
IV.4.1. Modèle homogène.....	132
IV.4.2. Modèle réseau de fil.....	133
IV.5. Modes plasma dans un réseau de pas $p=46\ \mu\text{m}$ et $76\ \mu\text{m}$	137
IV.6. Discussion.....	140
IV.6.1. Comparaison des réseaux.....	140
IV.6.2. Détermination de la longueur de pénétration.....	143

Chapitre V. Excitation des modes plasma.....151

V.1. Mesures expérimentales.....	152
V.1.1. Coefficient de réflexion.....	152
V.1.2. Impédance d'entrée en circuit-ouvert.....	154
V.1.3. Impédance d'entrée en court-circuit.....	158
V.2. Modèle de couplage.....	162
V.2.1. Couplage en circuit-ouvert.....	163
V.2.2. Couplage en court-circuit.....	168
V.3. Comparaison théorie et expérience.....	172
V.3.1. Échantillon en circuit ouvert.....	173
V.3.1. Échantillon en court-circuit.....	174

Conclusion.....	181
Références bibliographiques.....	187
Liste des tableaux et figures.....	199

Introduction.

Introduction.

L'une des propriétés caractéristiques du gaz électronique est sa capacité à osciller de façon collective autour du réseau ionique. De très nombreux travaux théoriques et expérimentaux [In.1. et In.2.] ont été réalisés pour étudier ces oscillations de charges appelées aussi modes plasma. Dans un métal, si les électrons sont déplacés collectivement de leur position d'équilibre, un champ électrique agissant comme une force de rappel, sur les électrons, apparaît. Sous l'action de cette force, les électrons acquièrent une énergie cinétique. L'oscillation entre l'énergie cinétique des électrons et l'énergie du champ électrique correspond aux modes plasma. Les modes plasma 2D avaient déjà été observés dans des gaz d'électrons en couches très minces. Nous pouvons citer le cas des structure MIS et des hétéro-jonctions semiconductrices[In.23.], et également celui du gaz d'électron 2D à la surface de l'hélium liquide[In.24.].

Il était généralement admis que dans les supraconducteurs, les modes plasma associés aux électrons supraconducteurs ne pouvaient pas se développer[In.3.] puisque leur énergie était très supérieure au gap supraconducteur. Le seul mode collectif alors observé expérimentalement était le mode de Carlson-Goldman[In.4. et In.5.]. Ce mode correspond à une oscillation entre le courant normal et le courant supraconducteur et ne peut se propager qu'à des températures très proches de la transition supraconductrice. Cependant, depuis une dizaine d'années, de nombreux travaux ont mis en évidence des modes plasma dans les supraconducteurs aux dimensions réduites, tels que les fils supraconducteurs[In.6.] et les couches minces [In.7. et In.8.] , ou encore dans des supraconducteurs très anisotropes.

Le premier rapprochement entre les modes plasma et la supraconductivité a été effectué par Mooij et Schön[In.6.] qui prédisaient l'existence d'un mode plasma propagatif le long d'un fil supraconducteur très fin. Ensuite des mesures réalisées sur des supraconducteurs à haute température critique[In.9. à In.17.], dans l'infrarouge lointain, ont mis en évidence des oscillations plasma, selon l'axe de forte anisotropie. Ces mesures ont conduit à de très nombreuses études théoriques[In.18. à In.22.]. La première observation expérimentale des modes plasma 2D liés aux électrons

supraconducteurs est réalisée en 1994, sur des films minces d'aluminium granulaire déposés sur la tranche d'un cristal de SrTiO_3 [In.25.]. La présence du titanate de strontium qui a une constante diélectrique très élevée (autour de 20000) et la faible densité de porteur des couches minces d'aluminium granulaire, permettent d'observer ces modes pour des fréquences allant de 100 MHz à 1 GHz. La loi de dispersion expérimentale extraite de ces mesures s'explique par la propagation des modes plasma à deux dimensions. Récemment, la propagation des modes plasmas a été observée dans des supraconducteurs à haute température critique, dans des films minces d' YBaCuO [In.26.].

La loi de dispersion des modes plasma va fortement dépendre de la géométrie du supraconducteur. Afin de vérifier les effets du confinement des électrons, nous présentons ici une étude expérimentale des modes plasma associés aux électrons supraconducteurs, réalisée dans une couche mince, dans un fil et dans des réseaux de fils supraconducteurs.

Dans le chapitre I, nous présenterons une étude théorique détaillée de la propagation des modes plasma dans une couche mince supraconductrice, dans un fil et dans un réseau de fils supraconducteurs. Le modèle de London est utilisé pour décrire le comportement du supraconducteur. Les principaux travaux effectués sur ce sujet ont été réalisés dans l'approximation quasistatique. Nous proposons, ici, de prendre en compte les effets de retard en obtenant les expressions des champs électriques et magnétiques à partir des équations de Maxwell.

Les échantillons que nous avons étudiés, se composent d'un film mince de niobium déposé sur la tranche d'un cristal de SrTiO_3 . Certains de ces films ont ensuite subi une étape de lithographie électronique pour obtenir des réseaux de fils, périodiques. Le chapitre II présentera une description détaillée de ces échantillons ainsi que les étapes de fabrication. Nous aborderons en particulier les problèmes liés aux dimensions très réduites de nos échantillons (qualité de dépôts très minces de niobium et lithographie sur de petites surfaces).

Les mesures que nous réalisons sur ces échantillons sont des mesures du coefficient de réflexion à basses températures. Elles nécessitent l'utilisation des techniques hyperfréquences et de cryogénie. Le chapitre III a pour objet de décrire ces deux aspects. Après un descriptif détaillé du

dispositif expérimental (ligne de mesure et configuration du porte échantillon), nous décrirons la technique d'étalonnage utilisée à basse température. La mesure du coefficient de réflexion met en évidence la présence de résonances plasma dans les différents échantillons. L'extraction de ces dernières a nécessité la mise au point d'un traitement des mesures décrit à la fin du chapitre.

Dans le chapitre IV, seront présentés les principaux résultats des mesures des modes plasma dans les différents échantillons. En particulier pour chacun des échantillons, les lois de dispersion expérimentales ont été extraites pour les petits vecteurs d'ondes ($k < 20000\text{m}^{-1}$). La fréquence de résonance des modes plasma observés se situe entre 130 MHz ($0.5\text{ }\mu\text{eV}$) et 3.5 GHz ($14\text{ }\mu\text{eV}$). Les mesures des modes plasma sur un film mince de niobium déposé sur la tranche d'un cristal de SrTiO_3 seront comparées à celles effectuées sur les films d'aluminium granulaire. Nous présenterons ensuite une étude des modes plasma dans un fil de niobium de $5\text{ }\mu\text{m}$ de largeur. Nous terminerons par la présentation des résultats obtenus sur des réseaux de fils de niobium de pas respectifs : $p=15\text{ }\mu\text{m}$, $31.5\text{ }\mu\text{m}$, $46\text{ }\mu\text{m}$ et $76\text{ }\mu\text{m}$.

Pour terminer, nous aborderons dans le chapitre V le problème du couplage de ces modes plasma avec une excitation extérieure. Expérimentalement, les modes plasma sont excités en réalisant un contact électrique entre l'âme centrale du coaxial et l'une des extrémités du réseau. Un modèle décrivant le couplage sera proposé et comparé aux mesures du coefficient de réflexion.

Chapitre 1.

Modes plasma dans un

supraconducteur.

Chapitre I. Modes plasma dans un supraconducteur.

Introduction.

Nous allons dans ce chapitre présenter les calculs réalisés pour l'exploitation de nos mesures. Cette étude a pour objectif de décrire la propagation des modes plasma dans une couche mince supraconductrice. Le modèle de London et le modèle bifluide sont utilisés pour décrire le comportement du supraconducteur. Les principaux travaux effectués sur ce sujet ont été réalisés dans l'approximation quasistatique^[I.1. à I.3.]. Cette approximation ne peut être justifiée que sous certaines conditions. Nous proposons ici de prendre en compte les effets de retard en obtenant les expressions des champs électriques et magnétiques à partir des équations de Maxwell.

Nous allons, dans un premier temps, rappeler les points principaux du modèle de London et du modèle bifluide.

La propagation des modes plasma dans une couche mince homogène entourée par deux milieux diélectriques sera ensuite abordée. Une couche mince peut guider deux types de modes, un mode symétrique et un mode antisymétrique. Les trois aspects développés pour caractériser ces modes correspondent au calcul des champs électromagnétiques, des différentes énergies mises en jeu dans la propagation et de la loi de dispersion.

Nous aborderons, dans une deuxième partie, la propagation des modes plasma dans un réseau périodique de pas p composé de fils supraconducteurs parallèles. Pour cela, la propagation des modes plasma sera d'abord étudiée dans un fil seul.

I.1. Description du supraconducteur.

Dans ce paragraphe, le matériau supraconducteur étudié sera considéré comme homogène et isotrope, le champ extérieur sera pris égal à

zéro et les fréquences resteront toujours très inférieures au gap supraconducteur.

I.1.1. Modèle de London.

L'hypothèse de London^[1.4.] est de considérer les électrons supraconducteurs comme des électrons libres ne subissant aucune collision. La relation fondamentale de la dynamique s'écrit donc comme :

$$m \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = -e \vec{E}$$

m et e la masse et la charge de l'électron, $\vec{v}_s$ la vitesse des électrons supraconducteurs, $\vec{E}$ le champ électrique. De cette relation, la première équation de London est extraite en introduisant le courant supraconducteur donné pour une densité d'électrons supraconducteurs n_s par $\vec{J}_s = -n_s e \vec{v}_s$. Elle est alors donnée par :

$$\frac{m}{n_s e^2} \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} = \vec{E}$$

En introduisant cette première équation de London dans les équations de Maxwell, nous obtenons la deuxième équation de London:

$$\frac{m}{n_s e^2} \text{Rot}(\vec{J}_s) = -\mu_0 \vec{H}$$

Ces deux équations peuvent s'écrire en fonction du paramètre phénoménologique $\lambda_L(T)$ appelé longueur de pénétration de London et défini à la température T par :

$$\lambda_L^2(T) = \frac{m}{\mu_0 \cdot n_s(T) \cdot e^2}$$

Si le matériau est dans la limite sale, il faut remplacer $\lambda_L(T)$ par une longueur de pénétration effective $\lambda_{\text{eff}}(T)$ dans les équations de London. De

façon générale, $\lambda_{\text{eff}}(T)$ est proche de la profondeur de pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur. Elle correspond à la distance d'écrantage du champ magnétique par des courants superficiels générés dans le supraconducteur.

La première équation de London apporte deux informations importantes. La première est que les électrons supraconducteurs vont se déplacer sans frottement. La deuxième information est que des courants stables vont pouvoir circuler dans le supraconducteur sans qu'il n'y ait de champ électrique ($E=0$). Elle montre également qu'en régime sinusoïdal de pulsation ω , apparaît un champ $E(\omega)$. A cause de l'inertie des électrons supraconducteurs, ce champ n'est pas totalement écranté. Les électrons normaux peuvent alors subir les effets de ce champ et être soumis à une accélération. Ils absorbent donc une partie de l'énergie du champ créé, ce qui se traduit par l'apparition d'une résistance non nulle.

La première équation de London montre que le courant est en retard de $\pi/2$ par rapport au champ électrique. Cela caractérise une inductance "cinétique" L_k . Si la densité de courant reste uniforme, l'expression de L_k est donnée par :

$$L_k = \frac{\mu_0 \cdot \lambda_{\text{eff}}^2 \cdot l}{S}$$

pour un conducteur de longueur l et de section S .

I.1.2. Modèle bifluide. Conductivité électrique.

Le modèle bifluide implique l'existence de deux types de porteurs dans un supraconducteur, les électrons supraconducteurs et les électrons normaux.

La conductivité électrique $\bar{\sigma}$ du supraconducteur présente la contribution des deux types de porteurs. La densité de courant total s'écrit alors, pour des fréquences telles que $\omega\tau \ll 1$, comme la somme du courant supraconducteur et du courant normal :

$$\vec{J} = \vec{J}_s + \vec{J}_n = (\sigma_n + \frac{1}{j\omega\mu_0\lambda_{eff}^2})\vec{E} = \bar{\sigma}\vec{E}$$

La partie réelle de $\bar{\sigma}$ montre la dissipation liée aux électrons normaux soumis au champ électrique. La partie imaginaire n'est que le reflet de l'inductance cinétique liée aux électrons supraconducteurs.

$$\sigma_n(T) = \frac{n(T).e^2.\tau}{m}$$

$$\sigma_s(T) = \frac{1}{\omega\mu_0\lambda_{eff}^2(T)}$$

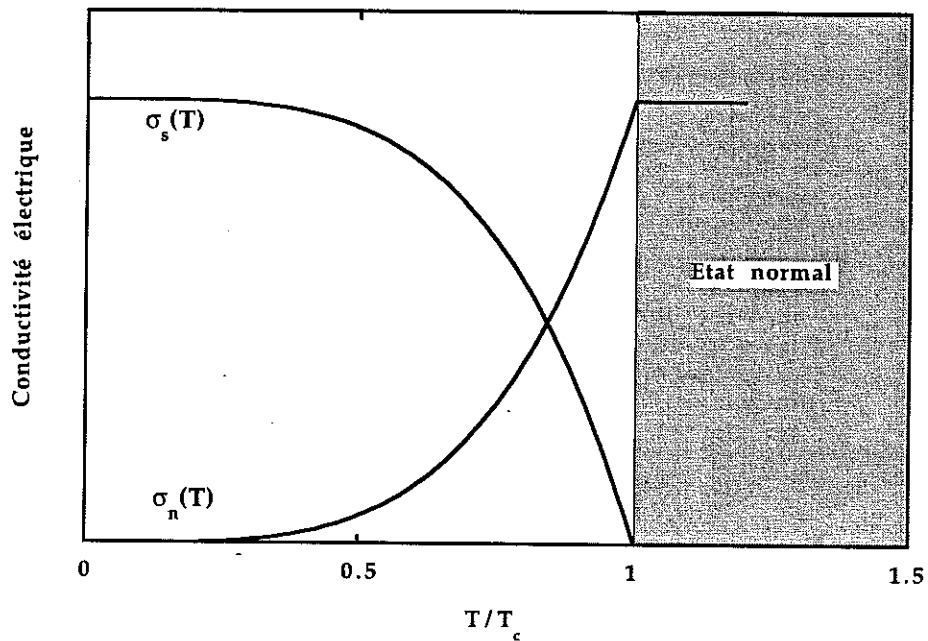


Figure I.1. Comportement de σ_s et σ_n en fonction de T/T_c .

Dans l'état normal ($T > T_c$) l'inductance cinétique disparaît et la conductivité électrique devient purement réelle. Lorsque la température tend vers zéro, la conductivité des électrons supraconducteurs devient dominante. Le supraconducteur est très peu dissipatif et se comporte alors comme une inductance pure.

I.2. Modes plasma dans une couche mince supraconductrice.[I.5. à I. 21.]

Prenons un film mince supraconducteur d'épaisseur f . Ce film est supposé infini selon les directions y et z . Il est entouré par deux milieux diélectriques semi-infinis selon la direction x et infini selon les directions y et z . Les constantes diélectriques relatives associées à ces deux milieux notés milieu 2 et milieu 3 sont respectivement ϵ_2 et ϵ_3 .

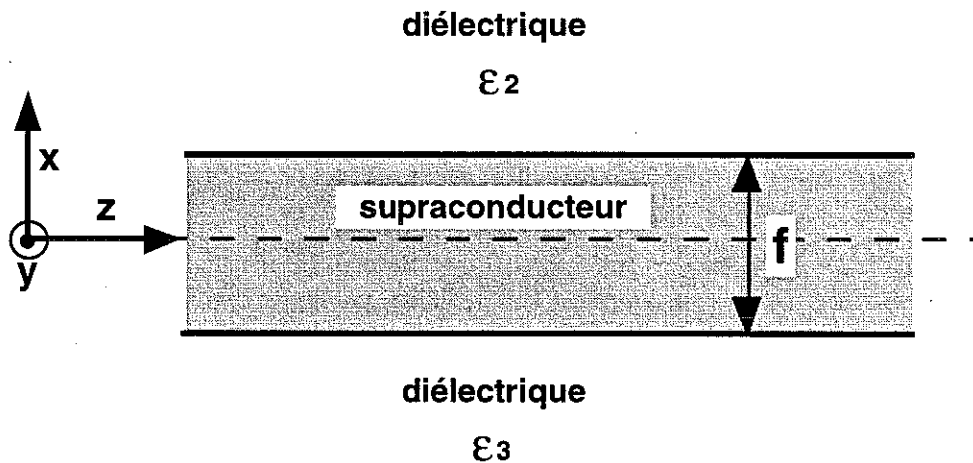


Figure I.2. Schéma de la configuration théorique étudiée pour les modes plasma dans un film homogène.

Le film supraconducteur est décrit par le modèle de London et le modèle bifluide.

I.2.1. Champ électromagnétique et loi de dispersion.

Les expressions des champs macroscopiques électriques et magnétiques $\vec{E}$ et $\vec{H}$ vérifient les équations de Maxwell qui sont données, en absence de charges extérieures par :

$$\text{Div}[\vec{D}] = 0$$

$$\text{Div}[\mu_0 \vec{H}] = 0$$

$$\text{Rot}[\vec{E}] = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\text{Rot}[\vec{H}] = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$\vec{D}$ est le déplacement et vaut $\epsilon_0 \epsilon_2 \vec{E}$ et $\epsilon_0 \epsilon_3 \vec{E}$ dans les milieux diélectriques 2 et 3. Il vaut $\epsilon_0 \epsilon_\infty \vec{E} + \vec{J}_s / j\omega$ dans le supraconducteur. ϵ_∞ est la constante diélectrique ionique du supraconducteur. La solution recherchée correspond à une onde se propageant dans la direction z , évanescence dans la direction x . Les composantes des champs électriques et magnétiques s'expriment par

$$E(x, y, z, t) = E(x, y) e^{j\omega t - \gamma z}$$

$$H(x, y, z, t) = H(x, y) e^{j\omega t - \gamma z}$$

avec $\gamma = \alpha + jk$ où α est le terme d'atténuation de l'onde et k est le terme de propagation ou *vecteur d'onde*. Dans un premier temps nous supposons que l'onde se propage sans perte ($\alpha=0$). Dans le supraconducteur, les pertes résistives seront négligées et seul sera pris en compte le courant supraconducteur J_s .

Les équations de Maxwell conduisent à une expression des champs H_x, H_y, E_x, E_y en fonction de E_z et H_z donnée par :

$$H_x = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2} \left(j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial y} - jk \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$

$$H_y = -\frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2} \left(j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial x} + jk \frac{\partial H_z}{\partial y} \right)$$

$$E_x = -\frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2} \left(j\omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} + jk \frac{\partial E_z}{\partial x} \right)$$

$$E_y = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2} \left(j\omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} - jk \frac{\partial E_z}{\partial y} \right)$$

$$\begin{aligned}\nabla_{xy}^2 E_z &= -(\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2) E_z \\ \nabla_{xy}^2 H_z &= -(\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - k^2) H_z\end{aligned}$$

avec ϵ_r prenant respectivement les valeurs ϵ_2 et ϵ_3 pour les milieux diélectriques 2 et 3 et $\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2 \mu_0 \epsilon_0 \omega^2}$ pour le supraconducteur. ϵ_∞ correspond à la constante diélectrique liée au ion et $-\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2 \mu_0 \epsilon_0 \omega^2}$ est lié au gaz des électrons supraconducteurs. Dans toute la suite nous prendrons $\epsilon_\infty = 1$.

La solution que nous allons rechercher correspond à un mode transverse magnétique (TM, $H_z=0$). Pour des raisons de continuité aux interfaces entre les deux diélectriques et le supraconducteur, k est le même partout. Les différents milieux sont infinis selon la direction y . Tous les champs sont indépendants de la variable y .

Pour le milieu i (où i peut prendre les valeurs 1, 2 et 3), les champs E et H s'expriment uniquement à l'aide de E_z par :

$$\begin{aligned}H_x^i &= H_z^i = E_y^i = 0 \\ (k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i) E_z^i &= \frac{\partial^2 E_z^i}{\partial x^2} \\ H_y^i &= \frac{1}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i} j \omega \epsilon_0 \epsilon_i \frac{\partial E_z^i}{\partial x} \\ E_x^i &= \frac{jk}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i} \frac{\partial E_z^i}{\partial x}\end{aligned}$$

Le champ électrique E_z est donc de la forme :

$$E_z^i = a_i \text{Exp}[\tau_i x] + b_i \text{Exp}[-\tau_i x] \text{ où } \tau_i = \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_i}.$$

Pour que le champ reste fini, il faut prendre $a_2=b_3=0$. Les conditions de continuité sur les deux interfaces sont données par :

$$E_z^1 = E_z^2 \text{ et } \epsilon_1 E_x^1 - \epsilon_2 E_x^2 = \frac{\sigma_{x=f/2}}{\epsilon_0} \text{ en } x=f/2,$$

$$E_z^2 = E_z^3 \text{ et } \epsilon_3 E_x^3 - \epsilon_1 E_x^1 = \frac{\sigma_{x=-f/2}}{\epsilon_0} \text{ en } x=-f/2$$

avec $\sigma_{x=f/2}$ et $\sigma_{x=-f/2}$ la densité de charges surfaciques sur les deux interfaces. Ces conditions aux limites conduisent à définir a_3 et b_2 en fonction de a_1 et b_1 par :

$$\begin{aligned} b_2 &= a_1 \text{Exp}[(\tau_2 + \tau_1)f/2] + b_1 \text{Exp}[(\tau_2 - \tau_1)f/2] \\ a_3 &= a_1 \text{Exp}[(\tau_3 - \tau_1)f/2] + b_1 \text{Exp}[(\tau_3 + \tau_1)f/2] \end{aligned}$$

Nous obtenons donc les différents champs ainsi que les densités de charges surfaciques $\sigma_{x=f/2}$ et $\sigma_{x=-f/2}$ en fonction de a_1 et b_1 .

La loi de dispersion peut être déduite à partir des expressions des champs magnétiques et électriques et en considérant les conditions aux limites définies en $x=f/2$, à l'interface entre les milieux 1 et 2 et en $x=-f/2$, à l'interface entre les milieux 1 et 3. En $x=f/2$, cette condition s'écrit comme $E_z^1/H_y^1 = E_z^2/H_y^2$ et en $x=-f/2$, comme $E_z^1/H_y^1 = E_z^3/H_y^3$.

Une loi de dispersion implicite peut être déduite. Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\tau_2}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} &= \frac{\tau_1}{\left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right)} \frac{\text{Exp}[\tau_1 \cdot \frac{f}{2}] + A \cdot \text{Exp}[-\tau_1 \cdot \frac{f}{2}]}{\text{Exp}[\tau_1 \cdot \frac{f}{2}] - A \cdot \text{Exp}[-\tau_1 \cdot \frac{f}{2}]} \\ -\frac{\tau_3}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_3} &= \frac{\tau_1}{\left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right)} \frac{\text{Exp}[-\tau_1 \cdot \frac{f}{2}] + A \cdot \text{Exp}[\tau_1 \cdot \frac{f}{2}]}{\text{Exp}[-\tau_1 \cdot \frac{f}{2}] - A \cdot \text{Exp}[\tau_1 \cdot \frac{f}{2}]} \end{aligned}$$

où $A = b_1/a_1$ et les paramètres τ_1 , τ_2 et τ_3 sont définis par :

$$\tau_1^2 = \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} + k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0, \quad \tau_2^2 = k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 \text{ et } \tau_3^2 = k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_3$$

Afin de bien comprendre le fondement des modes plasma dans une couche mince et dans un souci de simplification, nous étudierons tout d'abord le cas où $\epsilon_2 = \epsilon_3$. Les modifications apportées par le fait de prendre $\epsilon_2 \neq \epsilon_3$ seront explicitées par la suite.

Lorsque $\epsilon_2 = \epsilon_3$, les deux diélectriques sont les mêmes et $\tau_2 = \tau_3$. La condition $\epsilon_2 = \epsilon_3$ conduit à étudier deux types de modes de propagation. Un mode symétrique ($A=1$) où les champs électromagnétiques sont symétriques par rapport au centre de la couche mince et un mode antisymétrique ($A=-1$). Nous allons maintenant détailler les deux modes possibles.

I.2.2. Mode plasma symétrique.

Ce mode est appelé mode symétrique car l'amplitude du champ électrique (figure I.3.) est symétrique par rapport au centre de la couche mince.

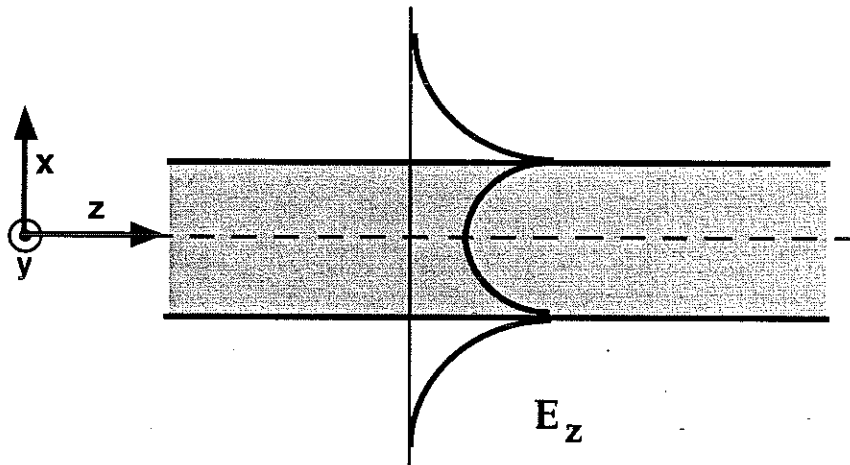


Figure I.3. Amplitude du champ électrique E_z pour le mode symétrique. Le champ électrique est évanescent selon la direction x à l'intérieur et à l'extérieur de la couche.

La densité de charges surfaciques va être la même sur les deux interfaces et nous obtenons $\sigma_{x=f/2} = \sigma_{x=-f/2}$. La répartition des lignes de champ électrique ainsi que la répartition des charges le long du film sont décrites par la figure I.4. .

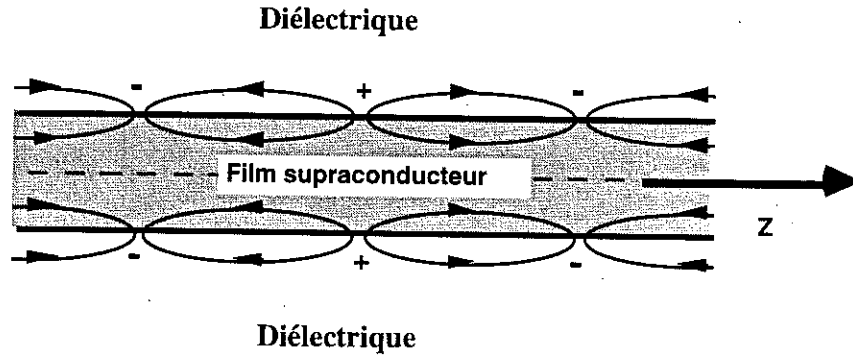


Figure I.4. Mode plasma dans une couche mince supraconductrice. Les traits indiquent la forme des lignes de champ électrique le long de la couche mince. Les flèches indiquent le sens des lignes de champ. Les signes + et - indiquent la répartition ainsi que le signe des charges le long du film.

I.2.2.1. Énergies du mode symétrique.

Les différentes énergies à prendre en compte sont l'énergie cinétique " E_c " des électrons supraconducteurs, l'énergie électrique " U_E " emmagasinée par le champ électrique dans les différentes parties diélectriques et supraconductrices enfin l'énergie magnétique " U_M ".

- L'énergie cinétique moyenne sur une période T est donnée par l'intégrale sur le volume du supraconducteur :

$$E_c = \int_T \int_{\text{sup}} \frac{1}{2} m n_s v_s^2 \cdot dv \cdot dt = \int_{\text{sup}} \frac{1}{4} \frac{1}{\mu_0 \omega^2 \lambda_{\text{eff}}^2} EE^* \cdot dv$$

- L'énergie électrique moyenne sur une période est donnée par l'intégrale sur le volume total (supraconducteur et diélectriques) :

$$U_E = \int_{\text{total}} \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon_r EE^* \cdot dv$$

- L'énergie magnétique moyenne sur une période est donnée par l'intégrale sur le volume total :

$$U_H = \int_{\text{total}} \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon_r HH^* \cdot dv$$

Dans les diélectriques, l'énergie sera donnée sous forme électrique et magnétique. Dans le supraconducteur, il faudra ajouter la partie liée à l'énergie cinétique des électrons supraconducteurs.

Que le mode soit symétrique ou antisymétrique, l'énergie dans les diélectriques sera toujours donnée dans les diélectriques par :

$$U_{\text{total}} = F(\tau_2) \cdot (\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2 + \tau_2^2 + k^2) = F(\tau_2) \cdot 2k^2$$

où le terme en $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$ correspond à l'énergie magnétique et le terme en $\tau_2^2 + k^2$ à l'énergie électrique. F est une fonction connue qui dépend de τ_2 .

Lorsque $k^2 \approx \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$, soit encore lorsque la vitesse de phase du mode est proche de la vitesse de la lumière dans le diélectrique, l'énergie magnétique est du même ordre de grandeur que l'énergie électrique. Ce qui signifie qu'aucune de ces deux énergies n'est dominante par rapport à l'autre.

Par contre, lorsque $k^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$, c'est à dire lorsque le mode devient très lent par rapport à la vitesse de la lumière dans le diélectrique, l'énergie devient purement électrique dans les diélectriques et l'énergie magnétique peut alors être négligée.

L'énergie dans le supraconducteur est donnée par $U_{\text{total}} = U_E + U_M + E_C$. Pour le mode symétrique, les différentes énergies sont données, à un facteur de proportionnalité près (a_1^2), par :

$$\begin{aligned} U_M &= \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right)^2}{\omega^2 \mu_0 \tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} - f \right) \\ U_E &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \left[\frac{k^2}{\tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} - f \right) + \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} + f \right) \right] \\ E_C &= \frac{1}{2} \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \lambda_{\text{eff}}^2} \left[\frac{k^2}{\tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} - f \right) + \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} + f \right) \right] \end{aligned}$$

Lorsque l'évanescence de l'onde dans la couche mince est très grande devant l'épaisseur de la couche ($\tau_1 f \ll 1$), l'énergie magnétique est négligeable devant les autres énergies. Cette condition sera toujours vérifiée dans le cadre expérimental.

Il est à noter que le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie magnétique dans le supraconducteur est donné par $U_E/E_c = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \lambda_{\text{eff}}^2$. Lorsque $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \lambda_{\text{eff}}^2 \ll 1$, soit encore lorsque la fréquence est très inférieure à la fréquence plasma bulk du supraconducteur, l'énergie dominante est l'énergie cinétique. Lorsque $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \lambda_{\text{eff}}^2 \approx 1$, l'énergie cinétique est de l'ordre de grandeur de l'énergie électrique.

Comme la condition $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \lambda_{\text{eff}}^2 \ll 1$ sera toujours vérifiée dans notre cadre expérimental, l'énergie dominante dans le supraconducteur sera toujours l'énergie cinétique des électrons supraconducteurs. Ainsi, lorsque $k^2 \approx \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$, le mode correspond à une oscillation entre les énergies magnétiques et électriques dans les diélectriques. Il est équivalent à un mode optique. Lorsque $k^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$, l'énergie dominante dans le milieu diélectrique est l'énergie du champ électrique. Le mode plasma correspondra donc à une oscillation entre l'énergie cinétique des électrons dans le supraconducteur et l'énergie électrique dans le diélectrique. Un tableau (Tableau I.1.) récapitulatif est donné en fin de ce paragraphe.

I.2.2.2. Loi de dispersion du mode symétrique.

Pour le mode symétrique, la loi de dispersion est donnée par :

$$\omega^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right) \frac{1}{\tau_1 \coth(\tau_1 f / 2) \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}$$

La loi de dispersion est tracée sur la figure I.5. Elle est donnée pour une couche mince d'épaisseur $f=100 \text{ \AA}$ et des longueurs de pénétration λ_{eff} de $0.01 \text{ }\mu\text{m}$, $0.1 \text{ }\mu\text{m}$, $1 \text{ }\mu\text{m}$ et $10 \text{ }\mu\text{m}$. Les deux milieux diélectriques entourant le film ont une constante diélectrique $\epsilon_2=\epsilon_3=20000$.

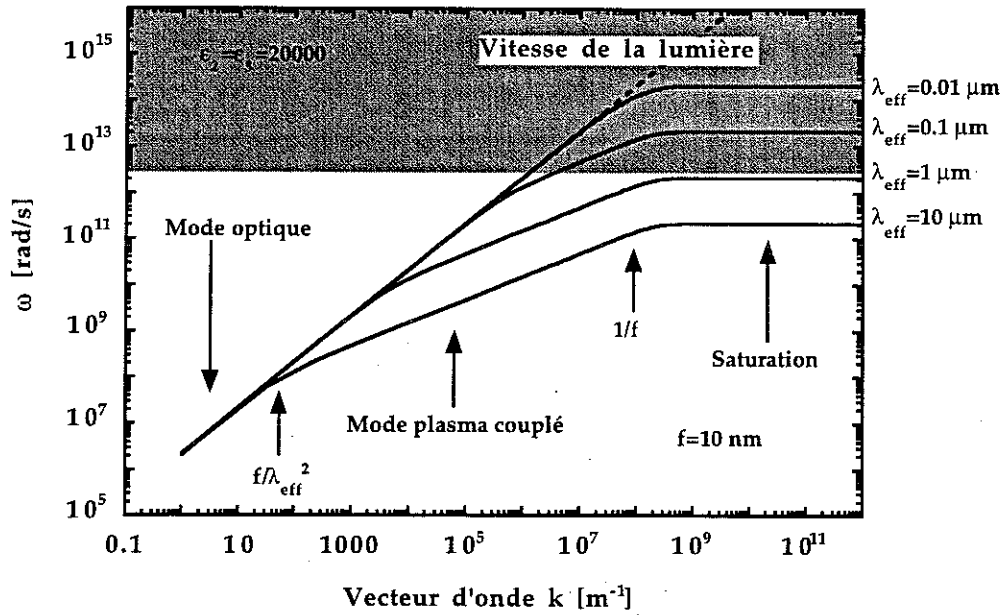


Figure 1.5. Loi de dispersion théorique des modes plasma dans une couche mince supraconductrice en diagramme log-log. La partie grisée correspond aux fréquences d'énergie supérieure au gap supraconducteur du niobium ($\Delta_{Nb} = 1.5 \text{ meV}$).

Cette loi présente trois régimes distincts :

- Un régime optique pour des vecteurs d'onde k inférieurs à $f / \lambda_{\text{eff}}^2$.
- Un régime de saturation pour des vecteurs d'onde k supérieurs à $1/f$.
- Un régime en $\sqrt{k}$, appelé aussi régime des modes plasma couplés entre les deux régimes précédents.

Elle dépend fortement de la longueur de pénétration λ_{eff} . En augmentant la valeur de λ_{eff} , on abaisse le premier seuil. Le régime des modes plasma couplés est donc atteint pour des fréquences plus basses.

Le régime optique est un régime dans lequel l'onde se propage à la vitesse de la lumière dans le diélectrique extérieur. Dans ce régime optique, les énergies dominantes sont l'énergie magnétique et électrique dans les diélectriques extérieurs. Le mode peut être décrit par une oscillation entre ces deux énergies.

Le régime de saturation correspond à un mode qui se propage essentiellement à l'interface entre le film supraconducteur et le milieu extérieur. La longueur d'évanescence du champ électrique dans le

supraconducteur est très inférieure à l'épaisseur du film. Les champs électriques et magnétiques sont fortement localisés à l'interface et sont nuls au centre de la couche. Deux modes totalement découplés vont donc se propager sur chacune des deux interfaces. Ces modes sont appelés modes plasma de surface ou "Plasmons de surface".

Il est à noter que les longueurs d'onde, pour lesquelles ce régime est observé, sont beaucoup trop petites pour être obtenues expérimentalement. Le seuil entre le mode plasma et ce mode de saturation est obtenu pour des longueurs d'onde de l'ordre de l'épaisseur du film typiquement 10 nm dans nos échantillons et pour des énergies variant selon la longueur de pénétration de 0.1 meV à 100meV .

Enfin le régime en $\sqrt{k}$ correspond au régime des modes plasma 2D ou en couche très mince. Ce mode est également appelé mode plasma couplé car il provient du couplage de deux modes de surface. Il apparaît pour des vecteurs d'onde compris entre f/λ_{eff}^2 et $1/f$. Ce régime disparaît lorsque la longueur de pénétration effective est de l'ordre de l'épaisseur de la couche mince. Dans ce régime, les énergies dominantes sont données par l'énergie électrique dans le diélectrique et l'énergie cinétique dans la couche mince. Le mode plasma naît de l'oscillation entre ces deux énergies. Lorsque $\tau_1 f \ll 1$ et $1/\lambda_{\text{eff}}^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$, la loi de dispersion est linéaire en fonction de $\sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}$. En négligeant les effets de retard, nous retrouvons la loi bien connue $\omega^2 \approx k$.

	$k^2 \approx \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$	$k^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$	
Gamme de vecteurs d'onde	$k < f/\lambda_{\text{eff}}^2$	$f/\lambda_{\text{eff}}^2 < k < 1/f$	$k > 1/f$
Energies dominantes dans le supraconducteur	E_C	E_C	E_C
Energies dominantes dans les diélectriques	$U_E + U_M$	U_E	U_E
Mode	Mode optique	Mode plasma couplé symétrique	Saturation mode plasma découplé

Tableau I.1. Récapitulatif des energies mises en jeu, pour le mode symétrique, selon la gamme de vecteurs d'onde k .

I.2.3. Mode plasma antisymétrique.

Le mode antisymétrique^[I.21.] correspond à un mode dans lequel la forme du champ électrique selon l'axe z est antisymétrique (figure I.6.).

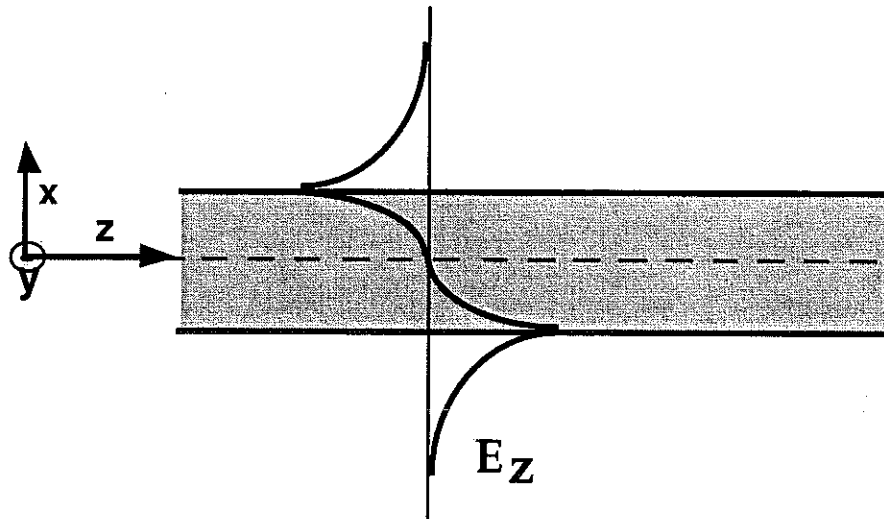


Figure I.6. Décroissance du champ électrique E_z pour le mode antisymétrique.

Les charges de surface sont, cette fois, de signes opposés sur les deux interfaces ($\sigma_{x=t/2} = -\sigma_{x=-t/2}$). Le champ est toujours évanescent selon la direction x . Par contre, la forme des lignes de champ (figure I.7.) est différente par rapport à celle du mode symétrique. En effet, un champ électrique apparaît dans la direction perpendiculaire à la couche mince, selon x . Ce champ implique alors la présence d'un courant dans la direction x . Le premier effet de ce courant va être l'apparition d'un champ magnétique non négligeable dans la couche mince.

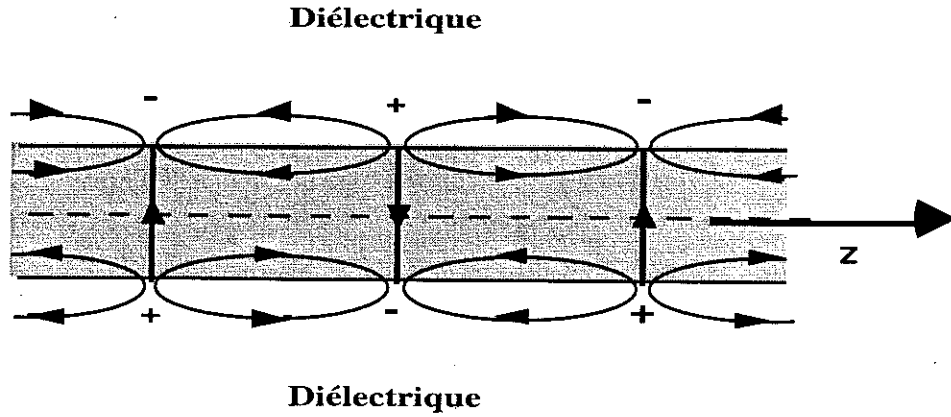


Figure I.7. Représentation des lignes de champ électrique pour le mode plasma antisymétrique. Les lignes fléchées indiquent la forme et le sens des lignes de champ électrique le long de la couche mince. Les signes + et - indiquent la répartition et le signe des charges de surface le long du film mince.

I.2.3.1. Énergies du mode antisymétrique.

L'énergie contenue dans les milieux diélectriques est toujours donnée par les mêmes expressions (cf. § I.2.2.1.). Par contre, les différentes énergies, dans le supraconducteur, sont données à un facteur de proportionnalité près par :

$$U_M = \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right)^2}{\omega^2 \mu_0 \tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} + f \right)$$

$$U_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 \left[\frac{k^2}{\tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} + f \right) + \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} - f \right) \right]$$

$$E_C = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \lambda_{\text{eff}}^2} \left[\frac{k^2}{\tau_1^2} \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} + f \right) + \left(\frac{\sinh(\tau_1 f)}{\tau_1} - f \right) \right]$$

La fréquence étant toujours très inférieure à la fréquence plasma bulk du supraconducteur ($1/\lambda_{\text{eff}}^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$), l'énergie électrique est toujours négligeable par rapport à l'énergie cinétique. Contrairement au mode symétrique, l'énergie dominante dans la couche mince est soit l'énergie magnétique, soit l'énergie cinétique. Lorsque l'épaisseur de la couche mince

est très petite ($\tau_1 f \ll 1$), le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie magnétique est donné par $E_C/U_M = \lambda_{\text{eff}}^2 k^2$. Ainsi, lorsque $k^2 \ll 1/\lambda_{\text{eff}}^2$, c'est l'énergie magnétique qui domine dans le supraconducteur. Le mode est donc généré par une oscillation entre l'énergie électrique extérieure et l'énergie magnétique totale.

Lorsque $k^2 \gg 1/\lambda_{\text{eff}}^2$, c'est l'énergie cinétique qui domine. Le mode est donc généré par une oscillation entre l'énergie électrique extérieure et l'énergie cinétique des électrons.

Pour le mode antisymétrique, contrairement au mode symétrique l'énergie magnétique dans la couche n'est pas toujours négligeable. Ceci peut être compris intuitivement par la présence d'un courant selon la direction x dans la couche mince. Ces courants induisent un champ magnétique non négligeable dans la couche mince en particulier tant que la longueur d'onde est très grande devant la longueur de pénétration effective. Un tableau récapitulatif (Tableau I.2.) est donné en fin de ce paragraphe.

Ce qui change également c'est que l'énergie cinétique ne sera pas uniquement donnée par le courant longitudinal mais également par le courant transverse selon la direction perpendiculaire à la couche. Lorsque le vecteur d'onde k est très petit devant la longueur de pénétration effective de la couche, l'énergie cinétique sera principalement donné par le courant longitudinal à la propagation. Par contre lorsque le vecteur d'onde k sera très grand devant la longueur de pénétration effective, l'énergie cinétique sera donnée à la fois par le courant longitudinal et le courant transverse. Ce mode sera très sensible à l'anisotropie du supraconducteur^[I.22.].

Nous pouvons noter que, expérimentalement, ce mode est très difficile à observer car il nécessite l'excitation de mode ayant des vecteurs d'onde très grands (supérieurs à $1/\lambda_{\text{eff}}$).

I.2.3.2. Loi de dispersion du mode antisymétrique.

La loi de dispersion est obtenue de façon analogue au mode symétrique. Elle est donnée par :

$$\omega^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{eff}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right) \frac{1}{\tau_1 \text{th}(\tau_1 f / 2) \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2} \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2}$$

Elle est tracée pour différentes valeurs de la longueur de pénétration sur la figure I.8.

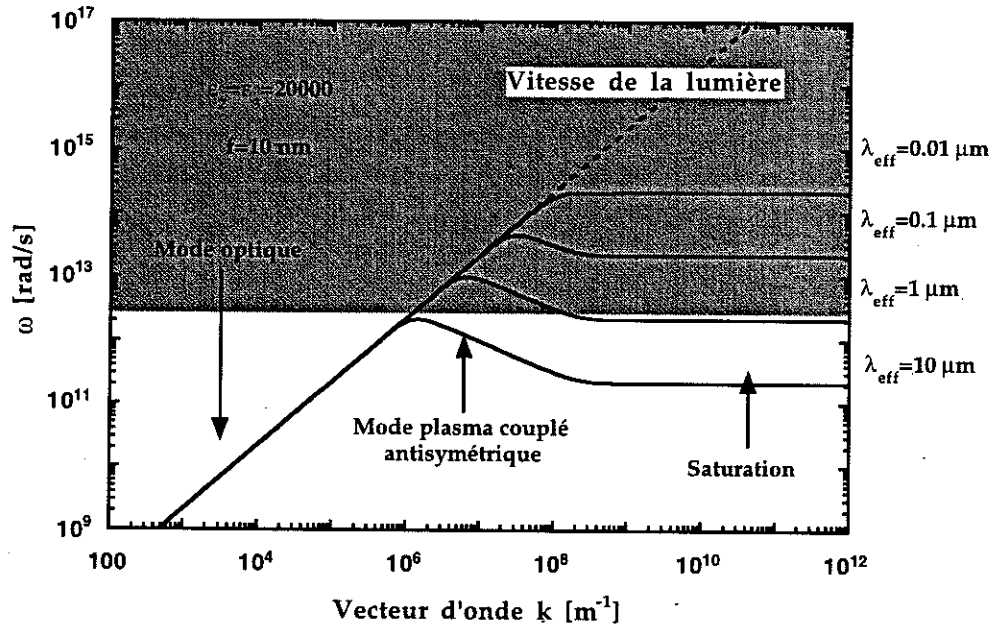


Figure I.8. Loi de dispersion pour le mode antisymétrique en diagramme log-log. La partie grisée correspond aux fréquences d'énergie supérieure au gap supraconducteur du niobium ($\Delta_{Nb} = 1.5$ meV).

Trois régimes distincts sont de nouveau observés :

- Le régime optique.
- Le régime de saturation lorsque $k \gg 1/f$.
- Le mode plasma couplé antisymétrique.

Comme dans le mode symétrique, le mode optique correspond en terme énergétique à une oscillation entre l'énergie magnétique et l'énergie électrique extérieure à la couche. Dans la couche supraconductrice l'énergie dominante est l'énergie magnétique.

Dans le régime de saturation, deux modes plasma de surface indépendants se propagent sur les deux interfaces de la couche mince. Ils correspondent aux mêmes modes que dans le cas symétrique.

Dans le régime des modes plasma couplés, nous retrouvons l'oscillation entre l'énergie cinétique des électrons et l'énergie électrique.

Pour un supraconducteur classique bas T_C , ce mode est à des fréquences très supérieures au gap supraconducteur (Δ est de l'ordre de quelques meV). Cependant nous pouvons envisager la propagation de ces modes dans les supraconducteurs à haute température critique. En effet, Artemenko et al... ainsi que Doria et al... ont prédit ces modes dans les supraconducteurs très anisotropes tels que le BiSrCaCuO [I.18. à I.22.]. En effet la très forte anisotropie permet d'abaisser les fréquences de résonance jusqu'à des énergies inférieures au gap.

	$k^2 \approx \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$	$k^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_2$	
Gamme de vecteurs d'onde	$k < 1/\lambda_{\text{eff}}$	$1/\lambda_{\text{eff}} < k < 1/f$	$k > 1/f$
Energies dominantes dans le supraconducteur	U_M	E_C	E_C
Energies dominantes dans les diélectriques	$U_E + U_M$	U_E	U_E
Mode	Mode optique	Mode plasma couplé antisymétrique	Saturation mode plasma découplé

Tableau I.2. Récapitulatif des energies mises en jeu, pour le mode antisymétrique, selon la gamme de vecteurs d'onde k .

I.2.4. Loi de dispersion des modes plasma pour notre configuration expérimentale.

Dans nos expériences, les deux diélectriques entourant la couche mince sont différents ($\epsilon_2 \neq \epsilon_3$). L'un des diélectriques est composé par le titanate de strontium (SrTiO₃) l'autre par le vide. Comme la constante diélectrique du SrTiO₃ est très grande devant 1, la condition $\epsilon_2 \ll \epsilon_3$ est vérifiée. Le SrTiO₃ présente également une anisotropie de la constante diélectrique selon les directions [110] (correspond à la direction z sur notre modèle théorique figure I.2.) et la direction [001] (noté x sur la figure I.2.). La loi de dispersion des modes plasma dans notre cadre expérimental est donc légèrement différente. Ensuite la condition $\tau_1 f \ll 1$ est toujours vérifiée

dans la gamme de fréquences étudiée. Après avoir pris en compte les points cités précédemment dans le calcul de la loi de dispersion, celle-ci est donnée par :

$$\omega^2 = \frac{f}{\lambda_{\text{eff}}^2 \mu_0 \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_x \epsilon_z}} \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x}$$

Cette loi présente les mêmes régimes que dans le cas des modes plasma symétrique, le régime optique, le régime des modes plasma et le régime de saturation. Par contre, il y a quelque modification au niveau de la répartition des charges et de l'énergie. Le fait que la constante diélectrique du SrTiO₃ soit très élevée par rapport à celle de l'hélium implique que l'énergie électrique sera principalement située dans le titanate de strontium. Celle contenue dans l'autre diélectrique pourra être négligée. Enfin, les charges de surfaces seront localisées principalement à l'interface entre le film et le SrTiO₃. Cette loi est valable uniquement en dehors du régime de saturation.

I.3. Modes plasma dans un fil supraconducteur.

Nous avons étudié la propagation des modes plasma dans un fil supraconducteur de rayon r_0 . J.E. Mooij et G. Schön^[1.2.] ont prédit l'existence des modes plasma dans les fils fins supraconducteurs en 1985. L'unique mode collectif connu alors était le mode Carlson-Goldman^[1.24. et 1.25.]. Ce mode correspond à une oscillation entre le courant normal et le courant supraconducteur. En raison des pertes ohmiques engendrées par le courant normal, ce mode ne peut se propager qu'à des températures très proches de la température critique. Le mode décrit par J.E. Mooij et G. Schön peut se propager à toutes les températures au-dessous de la température critique T_c . Une loi de dispersion, associée à ces modes, a été déduite. Pour réaliser cette étude, les auteurs ont considéré un fil supraconducteur contenant une densité de charges volumiques homogène sur toute la section ainsi qu'une densité de charge surfacique. La variation de la densité de charges le long du fil est donnée par $\exp(jkz)$. En résolvant les équations de Poisson pour une symétrie cylindrique, le potentiel électrique créé par ces charges a été calculé. La condition de continuité à la surface du fil a ensuite permis de déduire la loi de dispersion. Ce calcul a été réalisé dans l'approximation quasistatique. C'est à dire que les effets de retard ne sont pas pris en compte.

Dans notre étude, nous avons pris en compte les effets de retards en utilisant les équations de Maxwell. Les champs électriques et magnétiques ainsi qu'une loi de dispersion sont obtenus en considérant une distribution de courant homogène dans le fil.

Prenons un fil supraconducteur entouré par un diélectrique de constante diélectrique ϵ_r . Son rayon r_0 (figure I.9.) est supposé très petit devant la longueur de pénétration effective λ_{eff} du supraconducteur. Ce fil est supposé infini selon la direction z . Il est parcouru par un courant supraconducteur dirigé selon z et homogène sur toute la section du fil. Ce courant est donné en fonction du champ électrique E_z par le modèle de London :

$$J_z = \frac{E_z}{i\omega\mu_0\lambda_{\text{eff}}^2}$$

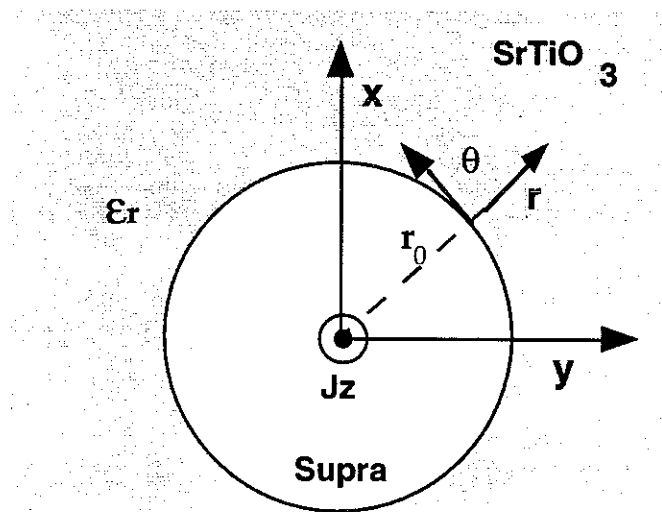


Figure I.9. Configuration théorique pour l'étude des modes plasma dans un fil de rayon r_0 entouré par un diélectrique de ϵ_r .

La résolution des équations de Maxwell conduit à résoudre un système d'équations à symétrie cylindrique. Les champs électriques et magnétiques dans le diélectrique s'écrivent alors comme :

$$\begin{aligned}
E_r &= \frac{jk}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \\
E_\theta &= -\frac{j\omega \mu_0}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial r} \\
H_r &= \frac{jk}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial r} \\
H_\theta &= \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial E_z}{\partial r}
\end{aligned}$$

Avec E_z et H_z définis par :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - (k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r) E_z &= 0 \\
\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} - (k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r) H_z &= 0
\end{aligned}$$

Nous recherchons une solution qui correspond à un mode transverse magnétique ($H_z=0$). Les différents champs s'expriment alors comme :

$$\begin{aligned}
E_z &= A K_0[\tau r] \\
E_r &= -\frac{jk}{\tau} K_1[\tau r] \\
H_\theta &= -\frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\tau} A K_1[\tau r] \\
E_\theta = H_r = H_z &= 0
\end{aligned}$$

où " K_0 " et " K_1 " sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre 0 et 1. A est une constante d'intégration dépendant de J_z . Elle est déterminée à partir des conditions aux limites.

Une condition aux limites à la surface du fil est obtenue en écrivant que la circulation du champ H sur un contour fermé autour du fil est égale au flux de courant dans le fil.

$$\oint H_\theta \cdot dl = \int_s J_z \cdot ds$$

Cette condition prise en $r=r_0$ ainsi que la continuité du champ électrique E_z à l'interface permet d'obtenir la loi de dispersion pour la propagation des modes plasma dans un fil :

$$\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \lambda_{\text{eff}}^2 = \frac{r_0 \tau}{2} \frac{K_0[\tau r_0]}{K_1[\tau r_0]}$$

où τ est défini par :

$$\tau^2 = k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r$$

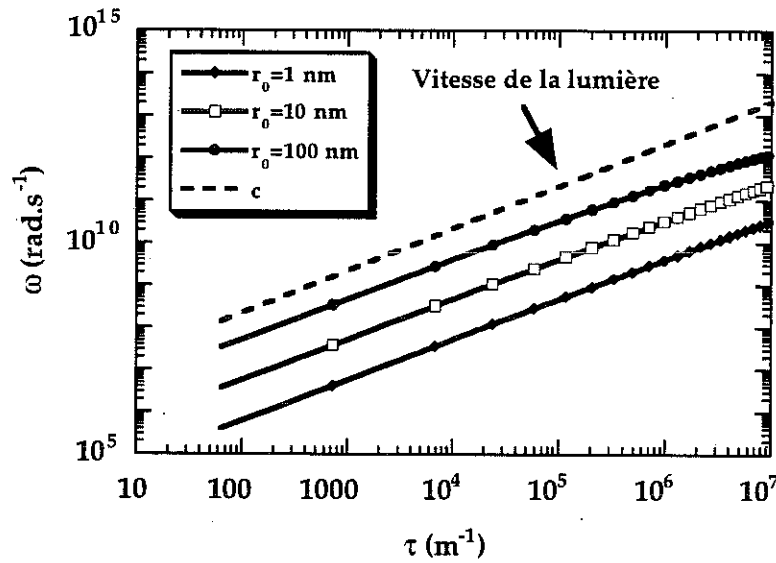


Figure I.10. Effet du rayon du fil r_0 sur la loi de dispersion des modes plasma dans un fil supraconducteur. Les paramètres utilisés pour tracer ces lois de dispersion sont $\epsilon_r=20000$, $\lambda_{\text{eff}}=1 \mu\text{m}$.

La loi de dispersion pour un fil est tracée sur la figure I.10. pour des valeurs de τ inférieures à $1/r_0$. Contrairement à une couche mince homogène, la loi de dispersion présente un seul régime. Il n'y a pas de mode optique pour les faibles valeurs de τ . La vitesse du mode est toujours inférieure à la vitesse de la lumière dans le diélectrique. Les lois de dispersion dépendent fortement du rayon des fils. Pour une valeur de τ donnée, plus le rayon du fil augmente plus la fréquence augmente.

Une solution plus exacte peut être obtenue en considérant la décroissance du champ électrique à l'intérieur du fil supraconducteur. Le

courant J_z n'est alors plus homogène dans la couche. La résolution des équations de Maxwell dans le supraconducteur conduit à la loi de dispersion :

$$\tau_s \left(\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \right)^{-1} \frac{I_0(\tau_s r_0)}{I_1(\tau_s r_0)} = \frac{\tau}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{K_0(\tau r_0)}{K_1(\tau r_0)}$$

avec $\tau_s^2 = \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}^2} + k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$.

Dans la limite $\tau_0 \ll 1$, nous obtenons une loi de la forme $\omega^2 \approx \tau^2 \ln(1/\tau_0)$. Dans la limite $\tau_0 \gg 1$, $\tau_s \approx \tau$ et nous obtenons un régime de saturation (ω constant). L'onde est évanescence dans le fil et nous retrouvons un mode plasma ou Plasmon de surface qui se propage à la surface du fil. Le courant est principalement localisé à la surface du fil.

En considérant $\tau_s r_0 \ll 1$ et en se plaçant dans l'approximation de modes lents $\tau \approx k$, nous retrouvons l'équation donnée par J.E. Mooij et G. Schön.

I.4. Modes plasma dans un réseau de fils supraconducteurs parallèles.

Nous avons étudié la propagation des modes dans un réseau de fils en ne considérant que les fils longitudinaux à la propagation. Ce type de configuration a récemment été étudié par Pendry et al...[I.27. et I.28.]

L'idée de départ qui a motivé Pendry était de diminuer les fréquences de résonance des modes plasma dans un milieu bulk en prenant cette fois un réseau de fils tridimensionnel. Il est alors possible de considérer ce milieu comme un milieu effectif et de définir une densité de porteurs effective qui n'est autre que la densité réelle d'électrons divisée par le rapport des sections caractéristiques du réseau (section des fils et section d'une cellule élémentaire du réseau). L'autre point important du modèle de Pendry est de prendre en compte le fait que nous avons des fils et non une structure pleine. Il est donc nécessaire d'introduire un terme correctif qui découle de la self inductance des fils. Ce terme est pris en compte en

introduisant dans la loi de dispersion une masse effective pour les électrons. Il conclut donc à l'existence d'une masse effective des électrons très grande dans une structure en réseau de fils.

En résumé Pendry est parti de la fréquence plasma donnée pour un supraconducteur bulk. Il a ensuite introduit une correction sur la densité électronique. Enfin, il a introduit les effets de la self inductance des fils en introduisant une masse effective pour les électrons.

Nous allons suivre un cheminement totalement opposé. Au lieu de partir du mode plasma bulk vers le mode plasma en réseau de fils, nous allons partir de la propagation d'un mode plasma dans un fil seul. Ensuite nous calculerons les modifications apportées quand plusieurs de ces fils sont placés côte à côte de façon périodique. Cette approche semble plus logique. Dans une structure composée de fils, le premier aspect qui entre en jeu est le fait que les électrons se retrouvent confinés dans une structure 1D. Ensuite ce qui va jouer, c'est l'interaction entre ces différents fils.

L'autre différence importante avec le modèle de Pendry est que cette propagation sera étudiée en tenant compte des effets de retard. Les effets de retard permettent de tenir compte de tous les effets liés au champ magnétique. Ce point a d'ailleurs fait l'objet d'un commentaire par Mikhailov^[1.29.].

Dans notre approche, non seulement le champ magnétique généré par un fil sera pris en compte mais également celui généré par les autres fils composant le réseau. Ceci devrait donner une idée beaucoup plus juste des effets magnétiques. Nous aurons également une meilleure idée de l'interaction électrique et magnétique entre les différents fils.

Nous considérons maintenant un réseau formé par une infinité de fils de longueur infinie et de rayon r_0 . Ce réseau est périodique de période "p" dans la direction y (figure I.11.). Nous faisons l'hypothèse que r_0 est toujours très petit devant toutes les autres dimensions du problème (p , λ_{eff} ...). Chacun de ces fils est parcouru par une même densité de courant $J = J_z e^{j(\omega t - kz)}$. Nous supposons qu'il n'y a pas de déphasage entre les différents fils. La première équation de London est utilisée pour déterminer le champ électrique à l'intérieur du fil supraconducteur, $E_z = j\omega\mu_0\lambda_{\text{eff}}^2 J_z$.

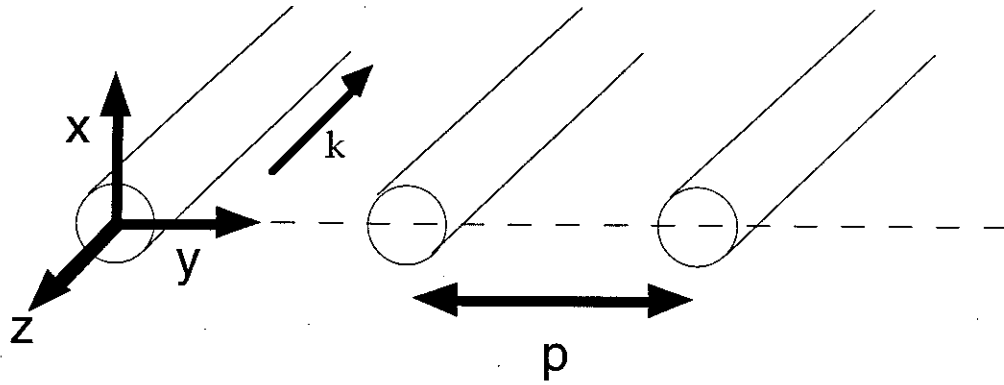


Figure I.11. Réseau de fils supraconducteurs de période p selon la direction y .

Nous allons calculer la loi de dispersion pour la propagation des modes plasma dans une telle structure. Du fait de la périodicité, il suffit de connaître le champ électrique total à la surface d'un seul fil. Le fil centré en $x=y=0$ a été choisi. Le champ électrique total E_z , à la surface de ce fil, va être donné par la somme de tous les champs créés par tous les fils présents

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_z^n$$

Pour un fil situé à une distance np , la contribution apportée au champ électrique E_z sera donnée par :

$$E_z^n = J_z \frac{r_0}{2} \frac{\tau}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r K_1[\tau r_0]} K_0 \left[\tau \sqrt{x_0^2 + (y_0 - np)^2 + z_0^2} \right]$$

Avec x_0 , y_0 et z_0 définis à partir du rayon du fil par :

$$r_0^2 = x_0^2 + y_0^2 + z_0^2$$

Pour $n=0$, le champ calculé précédemment pour un fil seul s'écrit comme :

$$E_z^0 = J_z \frac{r_0}{2} \frac{\tau}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r K_1[\tau r_0]} K_0[\tau r_0].$$

Pour $n \neq 0$, dans la limite où $r_0 \ll p$, la contribution du fil n s'écrit comme :

$$E_z^n = J_z \frac{r_0}{2} \frac{\tau}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r K_1[\tau r_0]} K_0[\tau np]$$

En utilisant la continuité du champ électrique E_z à l'interface entre le diélectrique et le fil supraconducteur, nous déduisons la loi de dispersion pour la propagation d'un mode plasma dans un réseau de fils.

$$\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \lambda_{\text{eff}}^2 = \frac{r_0 \tau}{K_1[\tau r_0]} \left(\sum_{n=1}^{\infty} K_0[\tau np] + \frac{K_0[\tau r_0]}{2} \right)$$

Elle est tracée sur la figure I.12. Nous pouvons remarquer l'apparition de deux régimes dans la loi de dispersion. Pour les petits vecteurs d'onde, le réseau se comporte comme une couche mince. Pour les grands vecteurs d'onde, le réseau se comporte comme un fil seul. Le cross-over entre ces deux régime sera noté τ_{co} . Son expression est très compliquée et dépend du pas p et du rayon des fils r_0 .

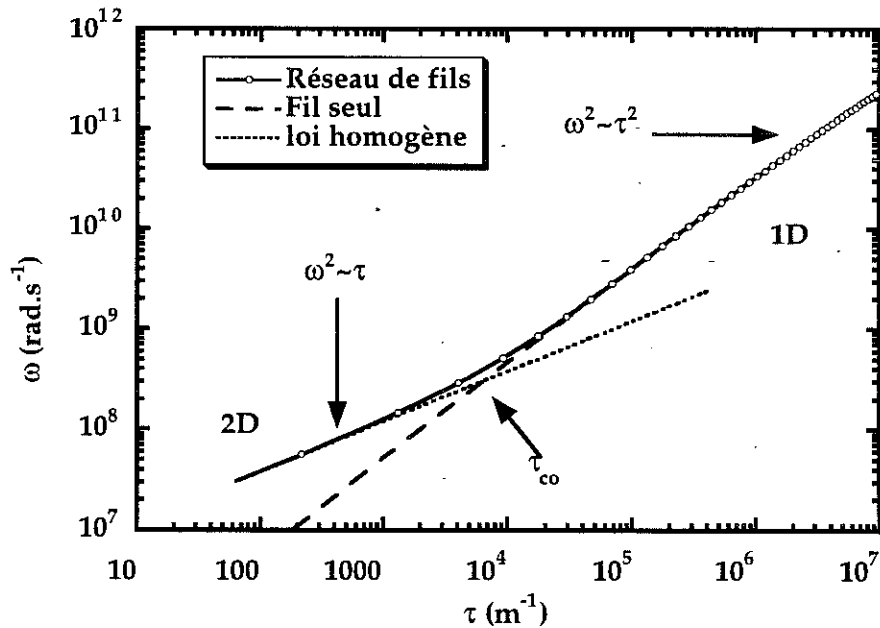


Figure I.12. Loi de dispersion pour un réseau de fils parallèles.

$p=50 \mu\text{m}$, $\epsilon_r=20000$ $\lambda_{\text{eff}}=1 \mu\text{m}$, $r_0=10 \text{ nm}$. La loi homogène est obtenue en introduisant $\lambda_{\text{ho}}^2 = \lambda_{\text{eff}}^2 fp / \pi r_0^2$ dans la loi de dispersion pour une couche mince homogène.

Le comportement de ω^2 quand τ tend vers 0 est donné par $\tau\pi r_0^2 / (\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \lambda_{\text{eff}}^2 p)$. La dépendance en τ est identique à celle d'un film homogène. Si les fils ont une section rectangulaire d'épaisseur f et de largeur w telle que $\pi r_0^2 = fw$, la correction à apporter sur la longueur de pénétration effective dans le modèle homogène pour tenir compte de la structure en réseau de pas p est donnée par $\lambda_{\text{ho}}^2 = \lambda_{\text{eff}}^2 p / w$. Cette correction est équivalente à celle introduite par Pendry et al... dans le cas 3D. La loi de dispersion homogène est tracée sur la figure I.12. Elle montre bien la correspondance entre la loi de dispersion pour un réseau de fils parallèles et la loi de dispersion des modes plasma dans une couche mince homogène pour des petites valeurs de τ .

Pour des valeurs de $\tau \gg \tau_{\text{co}}$, le réseau se comporte comme un fil seul et le comportement de la loi de dispersion est donné par $\omega^2 \approx \tau^2$. Cela s'explique par le fait que l'interaction entre les fils devient très faible dans cette gamme de vecteur d'onde. En effet, dans le diélectrique les champs électromagnétiques sont évanescents. Cette évanescence est fixée par τ . Lorsque τ devient inférieur à τ_{co} , le champ généré par les fils voisins devient très faible et de ce fait l'interaction entre les fils devient négligeable. Nous pouvons noter que, dans notre calcul, la deuxième correction, utilisant la notion de masse effective, introduite par Pendry apparaît de façon rigoureuse. Elle est donnée par le facteur $\frac{1}{K_1[\tau r_0]} \left(\sum_{n=1}^{\infty} K_0[\tau n p] + \frac{K_0[\tau r_0]}{2} \right)$. Ce terme permet de rendre compte de l'interaction entre les fils. Lorsque $\tau n p$ devient très grand devant 1 l'interaction entre les fils est négligeable et nous retombons sur l'équation d'un fil seul.

Les lois de dispersion pour différentes valeurs de la période p sont tracées sur la figure I.13. Sur cette figure, les fréquences de résonance dépendent fortement du pas du réseau. Plus p augmente plus les fréquences sont abaissées et plus la loi de dispersion se rapproche de la loi donnée pour un fil seul. Nous pouvons remarquer que la loi de dispersion est sensible au réseau dès les valeurs de τp de l'ordre de 0.08. Pour des valeurs de τp inférieure, le réseau se comportera comme une couche mince homogène. Ensuite, pour τp supérieur à 0.08 le réseau ne peut plus être considéré

comme une couche mince homogène. Enfin pour τ supérieur à τ_{co} , le réseau se comporte comme un fils indépendants des autres.

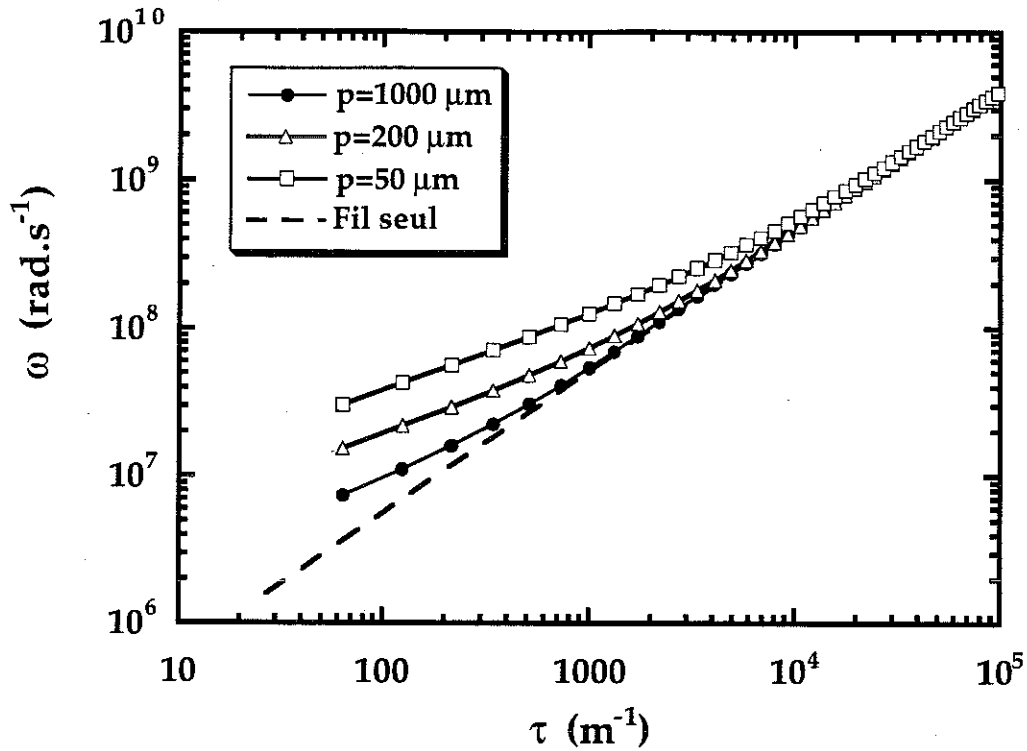


Figure I.13. Loi de dispersion pour la propagation des modes plasma dans un réseau de fils parallèles de pas p .

La courbe en pointillés correspond à la loi de dispersion donnée pour un fil seul. Échelle log-log $\epsilon_r=20000$, $r_0=10$ nm.

Remarque : Si le milieu diélectrique ne recouvre uniquement que le demi-espace inférieur (l'autre demi-espace étant remplacé par le vide) et que sa constante diélectrique est très grande par rapport à celle du vide, alors l'énergie électrique est principalement localisée dans le demi-espace inférieur. Nous pouvons négliger l'énergie électrique dans le milieu supérieur et la correction à apporter n'est que d'un facteur 2. La loi de dispersion devient donc :

$$\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \lambda_{eff}^2 = \frac{2r_0 \tau}{K_1[\tau r_0]} \left(\sum_{n=1}^{\infty} K_0[\tau n p] + \frac{K_0[\tau r_0]}{2} \right)$$

En effet nous pouvons raisonner par analogie avec un circuit résonant LC. L'inductance L représente l'inductance cinétique du fil supraconducteur et la capacité C est associée au champ électrique extérieur au fil. La fréquence de résonance du mode plasma est équivalente à la fréquence de résonance du circuit LC, elle est donnée par $\omega^2 = 1/LC$. Si nous divisons la capacité par 2, ce qui est équivalent à ne considérer que l'énergie électrique dans le demi-espace inférieur, alors la fréquence de résonance ω^2 est multipliée par deux.

Conclusion.

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude de la propagation des modes plasma dans une couche mince homogène, dans un fil et dans un réseau de fils supraconducteurs. Cette étude a été réalisée en dehors de l'approximation quasistatique. Pour cela, le modèle de London a été utilisé pour décrire le comportement du supraconducteur. Les champs électriques et magnétiques ont été calculés à partir des équations de Maxwell. Contrairement aux principaux travaux effectués dans ce domaine, l'approximation quasistatique n'a pas été utilisée.

Dans le cadre de la propagation des modes plasma dans une couche mince homogène entourée par deux milieux diélectriques, nous avons mis en évidence la présence de deux types de modes, un mode symétrique et un mode antisymétrique. Trois aspects ont été développés pour caractériser ces modes, le calcul des champs électromagnétiques, la comparaison des différentes énergies mises en jeu dans la propagation et le calcul de la loi de dispersion.

Nous avons ensuite abordé le calcul de la propagation des modes plasma dans un fil supraconducteur de rayon r_0 . Nous avons obtenu une loi de dispersion qui tient compte des effets de retard. Elle est identique à celle obtenue par J.E. Mooij et G. Schön. Enfin nous avons calculé la loi de dispersion pour un réseau de fils parallèles. Cette étude montre qu'une telle structure va pouvoir transporter un mode plasma qui présentera un comportement 2D pour les faibles valeurs de vecteur d'onde et ensuite se comporter comme un fil seul. Ce qui est assez intéressant, c'est que nous

serons sensibles à la structure en réseau dès les faibles vecteurs d'onde k ($k\rho$ de l'ordre de 0.1).

Chapitre II.

Description et fabrication

des échantillons.

Chapitre II. Description et fabrication des échantillons.

Introduction.

Nous avons réalisé et mesuré des échantillons de tailles et de qualités très différentes. La principale difficulté rencontrée lors de la fabrication de ces échantillons est liée aux dimensions très réduites de ceux-ci. En dehors du fait que nous avons fait appel à des techniques très pointues de fabrication (dépôt de couche mince, lithographie électronique, gravure ionique), la première difficulté a été d'élaborer un procédé de fabrication qui permette de limiter les risques liés aux nombreuses manipulations de l'échantillon.

Un travail important a été fourni pour obtenir des surfaces de bonne qualité pour accueillir le dépôt de niobium sur le substrat de SrTiO_3 . Nous avons été amenés à développer un procédé de polissage et de nettoyage du substrat très spécifique à nos échantillons. Une étude portant sur l'évaporation des couches de niobium a été menée pour obtenir des dépôts de qualité satisfaisante. Le procédé de lithographie a été optimisé pour que celui-ci n'altère pas trop la qualité des dépôts.

Dans ce chapitre, une description détaillée des échantillons et des étapes de fabrication sera d'abord présentée. Les principaux résultats de l'étude menée pour améliorer la qualité des films seront ensuite indiqués. Nous terminerons ce chapitre par la caractérisation de nos échantillons.

II.1. Description des échantillons.

Les échantillons se composent d'un film mince de niobium déposé sur la tranche d'un substrat de SrTiO_3 orienté $[1\ 1\ 0]$ (Figure II.1.). Ce film est recouvert par une couche mince de protection en silicium. Les dimensions caractéristiques de la tranche (face $(0\ 0\ 1)$) sont de 0.3 mm par 2.5 mm. La hauteur du cristal est de 4.8 mm. L'épaisseur des dépôts de niobium varie de 10 nm à 20 nm et celle de silicium est de 5 nm. La majeure partie de ces

films a subi une étape de lithographie électronique ainsi qu'une gravure ionique (R.I.E.) afin de réaliser des réseaux de fils supraconducteurs. La taille du pas des réseaux varie de $15\text{ }\mu\text{m}$ à $76\text{ }\mu\text{m}$. La largeur des fils de niobium, composants ces différents réseaux, varie de $1.6\text{ }\mu\text{m}$ pour le réseau de $31.5\text{ }\mu\text{m}$ à $5\text{ }\mu\text{m}$ pour celui de $50\text{ }\mu\text{m}$. Un tableau relatant les caractéristiques des différents échantillons mesurés est donné en fin de ce chapitre. (Tableau II.3.)

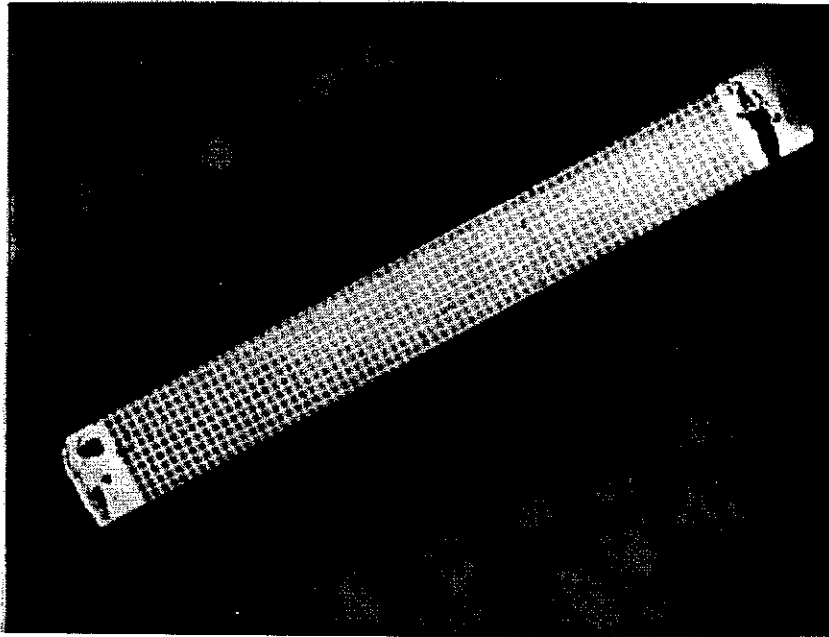


Figure II.1. Photo échantillon réseau de pas $31.5\text{ }\mu\text{m}$.

Aux deux extrémités du réseau, une zone est protégée de la gravure pour permettre de faire des contacts par micro-soudures ultrasons pour les mesures de résistivité et du coefficient de réflexion. La taille de ces plots se situe entre 50 et $200\text{ }\mu\text{m}$ de long et recouvre toute la largeur de la tranche ($300\text{ }\mu\text{m}$ de large).

II.2. Choix des matériaux.

Comme le montre la loi de dispersion théorique des modes plasma dans une couche mince supraconductrice (§I.2.2.2.), une manière de diminuer les fréquences de résonance est d'utiliser un matériau ayant une

constante diélectrique très élevée. Il est également recommandé d'avoir un supraconducteur ayant une faible densité de porteurs.

II.2.1. Le titanate de strontium.

Le SrTiO_3 est un cristal qui fait partie de la famille des Perovskites comme la plupart des composés à base de Titanate ($\text{LaTiO}_3...$). Le SrTiO_3 est un paraélectrique à l'ambiante et peut le rester jusqu'aux basses températures. Cependant sous certaines conditions, de pression en particulier, il peut devenir ferroélectrique. Sa température de transition ou température de Curie entre l'état paraélectrique et ferroélectrique se situe autour de 32 K^[II.1. à II.5.].

Lors du refroidissement le cristal subit une elongation le long de l'axe c autour de 105 K^[II.6. à II.8.]. La structure cristalline devient tétragonale. Sous certaines conditions de pression ou en donnant au cristal des dimensions particulières, le cristal devient mono-domaine. Cette transition cristalline vers l'état mono-domaine a été observée expérimentalement^[II.7] et s'accompagne de l'augmentation importante de la constante diélectrique et de l'apparition d'une anisotropie à partir de 65 K. La constante diélectrique mesurée selon l'axe c devient inférieure à celle mesurée selon les deux autres directions. En dessous de 4.2 K la constante diélectrique ne varie plus. Elle est de l'ordre de 9500 selon l'axe c et de l'ordre de 20000 selon les deux autres directions. Le rapport d'anisotropie est alors de 2.1^[II.9.]. C'est celui que nous utiliserons pour notre étude.

II.2.2. Le niobium.

Les premières observations des modes plasma ont été réalisées sur des films minces (10 nm à 30 nm) d'aluminium granulaire déposés par évaporation sur la tranche d'un substrat de SrTiO_3 dans la gamme de fréquences allant de 130 MHz à 2 GHz ^[II.10.].

L'avantage de l'aluminium granulaire est le fait qu'il possède une faible densité de porteurs. Cependant il a des inconvénients non négligeables. Les dépôts d'aluminium sous atmosphère d'oxygène sont

difficilement reproductibles^[II.11]. Les pertes hyperfréquences sont importantes. Ceci se traduit sur les mesures du coefficient de réflexion par des facteurs de qualité et des amplitudes de pic de résonances très faibles. Nous n'observons donc que quelques pics de résonance. Enfin, l'aluminium granulaire a une température critique basse (autour de 2 K). Le cryostat ne permettant pas de descendre à des températures inférieures à 1.3 K, la plage de température accessible pour l'étude des modes plasma est donc limitée à $T/T_c > 0.65$. Pour ces raisons, un autre supraconducteur, le niobium, a été choisi.

Les pertes hyperfréquences devraient être plus faibles que dans le cas de l'aluminium granulaire. Les dépôts de niobium peuvent être réalisés au laboratoire ce qui permet de connaître tous les paramètres de fabrication des échantillons susceptibles d'être importants pour la compréhension de nos mesures. Enfin la température critique du niobium se situe autour de 9.25 K, ce qui devrait permettre de travailler sur une grande plage de température et suffisamment loin de T_c .

II.3. Réalisation des échantillons.

La réalisation de ces échantillons nécessite cinq étapes de fabrication :

- Un polissage de la tranche du substrat.
- Un traitement de la surface polie pour accueillir le dépôt.
- Le dépôt de niobium.
- Une lithographie pour réaliser le réseau.
- Une gravure ionique par plasma SF_6 et O_2 .

II.3.1. Polissage de la tranche du cristal de $SrTiO_3$.

Comme l'échantillon est petit, afin de limiter les manipulations successives de l'échantillon et les risques liés à ces manipulations, un bloc permettant de réaliser toutes les étapes de fabrication sans toucher directement au cristal a été réalisé.

Ce bloc ne doit pas entraver le polissage du substrat. Il est donc préférable d'avoir un matériau qui se polisse à la même vitesse que le

SrTiO_3 . Ce matériau doit également être compatible à l'ultra vide pour éviter de polluer l'enceinte d'évaporation. Enfin il doit être compatible avec la RIE (Reactive Ion Etching).

Pour cela, nous avons choisi l'inox. C'est un matériau facilement usinable qui est compatible avec toutes les étapes citées précédemment. Avant cela nous avons essayé le laiton. Le polissage avec un bloc en laiton marche très bien mais le laiton n'est pas compatible avec l'ultra vide. Le cuivre lui ne permet pas d'obtenir une bonne qualité de polissage. Nous avons en effet observé durant le polissage avec un bloc en cuivre l'apparition permanente de nouvelles rayures sur la surface à polir. L'utilisation du cuivre a donc été abandonnée.

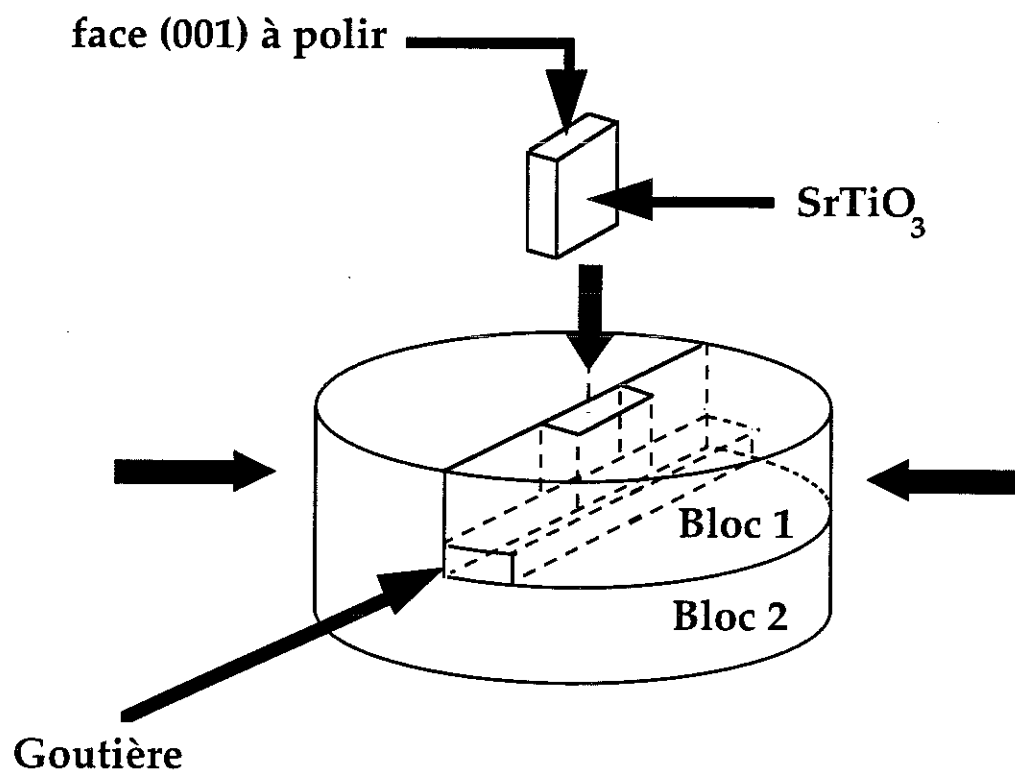


Figure II.2. Schéma du bloc de polissage .

Ce bloc en inox (figure II.2.) se compose de deux parties mobiles. Le cristal est inséré entre ces deux parties, dans une fente prévue à cet effet. Il est ensuite collé avec du PMMA dilué à 3 % dans le chloro-benzène. Pour cela il suffit de placer quelques gouttes de PMMA sur la face à polir, et par capillarité, celles-ci se répandent sur toute la surface entre l'inox et le cristal.

Le PMMA est une résine électron-sensible utilisée en lithographie électronique. Elle est compatible avec l'ultravide. Le séchage du PMMA est réalisé en chauffant le bloc à 150°C durant une heure dans une étuve.

Afin d'éviter que le cristal ne glisse au fond de la fente, une cale réalisée avec une plaque d'inox de 3/10 mm est placée au fond du bloc sous le cristal.

Enfin pour permettre l'évacuation de l'eau de rinçage lors du polissage, un espace, traversant de part en part le bloc et passant sous l'échantillon, est laissé libre. Cet espace joue le rôle d'une gouttière. En effet, sans cet espace pour évacuer l'eau, nous avons remarqué que lors du séchage avec le jet d'azote, le liquide de polissage remonte le long de la fente en entraînant tous les résidus de polissage. Ces résidus viennent ensuite salir la surface polie et la rendent inutilisable.

Le polissage est réalisé mécaniquement avec une polisseuse. Comme le cristal dépasse légèrement du bloc, un premier polissage grossier est d'abord réalisé à la main avec du papier abrasif de grain 1200 recouvert d'eau déionisée, jusqu'à ce que le cristal affleure l'inox. Ensuite, un polissage plus fin est réalisé à l'aide de pâtes diamantées référencées chez LamPlan. La taille des grains utilisés commence à 6 µm et va jusqu'à 0.25 µm. La pâte est d'abord étalée sur un patin de polissage composé de fibres tissées conseillé par LamPlan. L'ensemble trempe ensuite dans un fluide (conseillé pour les polissages fins) qui sert de lubrifiant et de liquide de refroidissement.

Il n'est pas nécessaire de dire l'importance du polissage de la tranche du cristal. La qualité de l'interface entre le niobium et le SrTiO_3 va être prédominante pour obtenir des films de 10 nm d'épaisseur de qualité satisfaisante.

II.3.2. Nettoyage de la surface.

Le nettoyage généralement utilisé lors d'un polissage est composé d'un rinçage à l'alcool pour retirer le lubrifiant utilisé et d'un passage durant quelques instants aux ultrasons pour débarrasser la surface des particules de polissage éventuelles. Dans notre cas, nous avons remarqué que l'alcool

dissout légèrement le PMMA ce qui entraîne un redépôt sur la surface polie composé de résine et de particules d'inox issues du polissage. Les ultrasons peuvent également créer des dislocations dans la structure cristalline du SrTiO_3 . Les ultrasons ne seront donc pas utilisés pour nettoyer le substrat.

Pour résoudre le problème de nettoyage, le RBS dilué à 3 % dans l'eau déionisée a été utilisé pour nettoyer nos échantillons. Le RBS a les mêmes propriétés qu'un savon. Il est utilisé pour nettoyer les verreries (bêcher, tube à essai, etc.). L'avantage du RBS est qu'il permet de retirer facilement les particules d'inox sans dissoudre la résine. Ensuite, un simple rinçage à l'eau déionisée suffit pour obtenir une surface propre. Le séchage est réalisé par jet d'azote gazeux. Le test de qualité du polissage est réalisé en observant au microscope optique l'état de la surface. Lorsque nous ne voyons plus de rayures sur la surface nous pouvons considérer que le polissage est satisfaisant. La résolution du microscope optique permet de voir des rayures inférieures à $0.1\text{ }\mu\text{m}$ de largeur.

Pour vérifier la validité du test de qualité, une mesure de rugosité a été réalisée avec un talistep afin de voir l'état de la surface (Figure II.3.). Ce test consiste à balayer la surface avec une pointe et à mesurer les variations de la hauteur de la pointe. Nous n'observons des variations que de 2 nm à 3 nm pour un déplacement sur une distance de $273\text{ }\mu\text{m}$. La surface est donc de qualité suffisante pour accueillir un dépôt de 10 nm d'épaisseur.

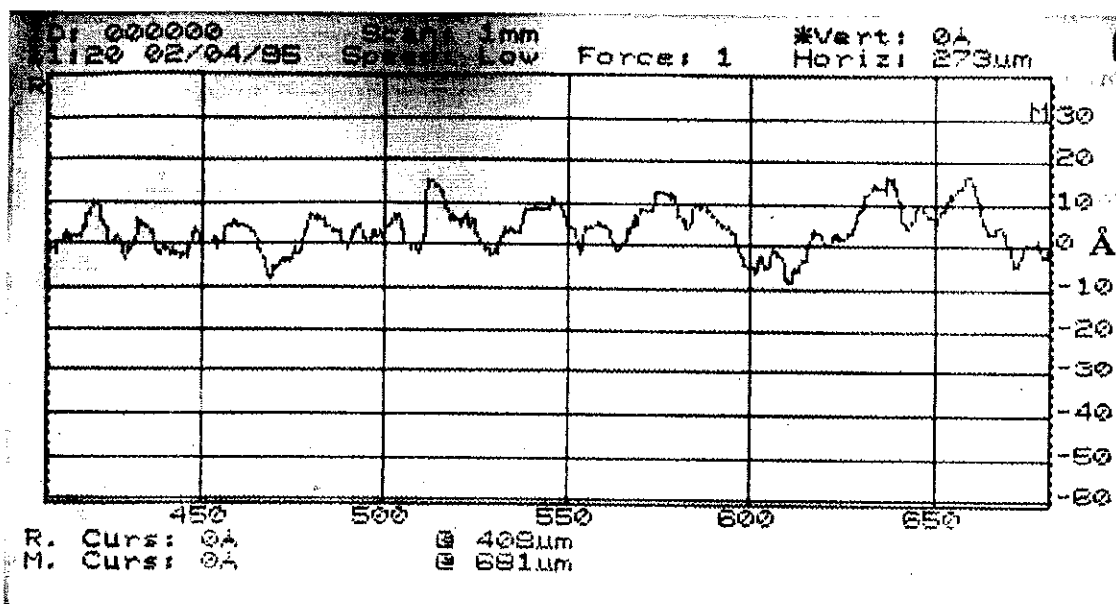


Figure II.3. Test de rugosité réalisé sur la surface polie. La pointe utilisée pour cette mesure à un diamètre de $2.5\ \mu\text{m}$, le poids appliqué est de $1\ \text{mg}$ et la force est de $0.01\ \text{mN}$.

II.3.4. Recuit et "décapage" de l'échantillon après polissage.

Après le polissage et avant le dépôt de niobium, nous réalisons dans une étuve un recuit à 150 degrés durant cinq heures pour éliminer l'eau déionisée qui s'est introduite dans la fente du bloc de polissage.

Nous réalisons ensuite une gravure par plasma O_2 durant 8 à 10 minutes. Le débit de gaz dans l'enceinte est de $20\ \text{cc}$, la puissance R.F. utilisée est de $50\ \text{W}$ et la pression à l'intérieur de l'enceinte est de $2 \cdot 10^{-1}\ \text{Torr}$. Ce traitement permet de retirer le PMMA qui affleure la surface après le polissage. A plusieurs reprises, nous avons en effet observé un reflux de résine sur la surface durant le dépôt de niobium dans l'ultravide. Durant l'évaporation, la température du substrat augmente de plusieurs dizaines de degrés. Cet échauffement est dû au rayonnement du creuset de niobium et peut localement être très important. La résine proche du cristal devient alors fluente et peut se répandre sur la surface polie.

II.3.5. Dépôt de niobium.

La face polie du substrat est recouverte par un dépôt de niobium évaporé par faisceau d'électrons dans un bâti ultravide Riber uni 105P. Un dépôt de silicium est ensuite réalisé pour protéger le niobium.

Après un dégazage à 150°C de l'échantillon durant 3 heures, le vide atteint dans l'enceinte est de quelques 10^{-9} Torr. La pression durant le dépôt de niobium est de quelques 10^{-8} Torr. La température du porte-substrat durant le dépôt se situe entre 40 et 60°C selon les dépôts. Les vitesses d'évaporation du niobium pour les différents échantillons varient de 0.3 à 0.5 nm/s. Les films de niobium évaporés ont des épaisseurs allant de 10 à 20 nm. Le silicium est ensuite évaporé sur une épaisseur de 5 nm. Afin d'éviter les projections de silicium lors de l'évaporation, la source est chauffée lentement et uniformément et l'évaporation se fait à un taux très faible de l'ordre de 0.1 nm/s. Les conditions d'évaporations pour les différents échantillons sont reportées dans le tableau II.1. ci-après.

Il est à noter que, pour cette étape, notre dépôt de niobium est réalisé à température ambiante. Il est courant en effet de réaliser les dépôts de niobium en chauffant le substrat jusqu'à des températures très élevées qui peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés (500°C). Ce chauffage a pour objet d'améliorer la qualité de la couche de niobium et permet d'obtenir des couches épitaxiées. Dans notre cas, ce chauffage est à exclure pour différentes raisons. La première étant que le substrat est collé avec du PMMA. Nous ne pouvons donc pas chauffer au-delà de sa température de destruction qui est d'environ 200 °C. La deuxième raison vient des propriétés du substrat. Lorsque le substrat de SrTiO_3 est porté à des températures très élevées (de l'ordre de 500 °C), les atomes d'oxygène deviennent très mobiles [réf. II.12.] et le SrTiO_3 perd son oxygène. Il subit alors une réduction ce qui a pour effet de changer ces propriétés physiques. Cet oxygène peut ensuite réagir avec le niobium. Le résultat conduit donc à une altération de la qualité du niobium et des propriétés du SrTiO_3 . Pour ces raisons nous avons décidé de réaliser les dépôts à température ambiante.

	Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3	Réseau 4	Réseau 5
Température et Temps de dégazage	Sans	129°C 1h	150°C 2h30	150°C 2h15	150°C 3h
Pression évaporation du Nb (Torr).	$4.5 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-8}$
Vitesse évaporation du Nb (nm/s).	0.35	0.35	0.38	0.4	0.37
Pression évaporation du Si (Torr).	$3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$
Vitesse évaporation du Si (nm/s).	0.13	0.07	0.09	0.11	0.12
Épaisseur Nb (nm)	20	13	10.2	10	10.1
Épaisseur Si (nm)	5.5	5.0	5.2	5.0	5.0

Tableau II.1. Conditions d'évaporation pour les différents échantillons.

II.3.6. Réalisation du réseau par lithographie électronique.

Les techniques classiques de lithographie ne peuvent pas être utilisées pour nos échantillons. Elles utilisent en effet des résines liquides (résine électron sensible telle que le PMMA ou résine U.V.) étalées par centrifugation sur le substrat et des traitements chimiques par voies liquides (développement et retrait par dissolution). Ces techniques sont donc limitées à l'utilisation sur des substrats plats et de grandes dimensions. Les dimensions réduites de la tranche du substrat de SrTiO_3 (0.3 mm*2.5 mm) ne permettent pas d'utiliser ces procédés de lithographie.

Nous avons donc utilisé la résine "NOVER"^[II.13.] conçue par M.V. PETRASHOV de l'institut de microélectronique Chernogolovka. La NOVER a la particularité d'être déposée par évaporation thermique. Sa formule chimique est $C_{18}H_{17}BrN_2O_2$. Elle se présente sous forme de poudre blanche non toxique, non hygroscopique et est stable à l'ambiante. Sa température de sublimation se situe entre 65°C et 200°C. Il est recommandé de ne pas dépasser 200°C pour éviter l'altération de la résine.

Les conditions standards de dépôt sont de 150°C pour la température de chauffage de la résine et l'épaisseur du dépôt est de 250 nm. Le tout est réalisé dans un vide inférieur à 10^{-4} mbar. Pour nos échantillons, le creuset contenant la résine est chauffée à 175°C dans un vide primaire de 10^{-3} mbar. L'épaisseur déposée est de 130 nm d'épaisseur. La vitesse d'évaporation obtenue avec ces paramètres est de 3 nm/min.

Pour l'exposition, il s'agit d'une résine électron-sensible négative avec une sensibilité de 8000 $\mu C/cm^2$. L'insolation est réalisée avec un Microscope Electronique à Balayage Cambridge SE 240 (MEB) piloté par ordinateur. Un programme machine^[II.14.] gère le balayage XY, l'obturation et la durée du faisceau. Le courant du faisceau d'électrons utilisé est de l'ordre de 5 nA.

Le développement de la résine s'opère par sublimation à partir de 100°C sous vide. Les échantillons ont été portés à la température de 150°C durant une heure sous vide secondaire (inférieur à 10^{-4} mbar) pour développer la résine. Après la gravure du niobium, le retrait de la résine insolée se fait par gravure R.I.E par plasma O_2 .

Nous souhaitons réaliser des réseaux composés de fils les plus étroits possibles (1 à 2 μm de largeur) et de longueur de l'ordre de 2 mm. Pour pouvoir réaliser une insolation sur de telles longueurs, il est nécessaire de travailler au niveau du MEB avec un champ de 3 mm sur 3 mm, ce qui correspond à un grossissement de 40.

Un problème lié à la définition en résolution des fils peut apparaître. En effet, le mode de balayage du MEB pour l'insolation n'est pas composé de traits continus mais il est composé de pixels. L'insolation se fait pixels par pixels. Comme nous travaillons sur des grands champs, un pixel correspond environ à un carré de 1 μm sur 1 μm . Pour obtenir les fils, les plus fin possibles (de 1 à 3 μm de largeur), le balayage du faisceau d'électrons est

effectué sur un seul pixel de largeur. Des problèmes de "discrétisation" des fils peuvent également intervenir. Les fils ne sont plus continus mais composés de points discrets espacés entre eux. Ces points insolés apparaissent lors du développement de la résine et à la gravure ionique ; les fils se retrouvent donc coupés.

Les solutions envisagées pour remédier à ce problème sont soit d'augmenter l'épaisseur de résine, soit de défocaliser le faisceau d'électrons et créer ainsi un flou ou encore réduire le pas de balayage du faisceau d'électrons. Augmenter l'épaisseur de résine est tout à fait envisageable mais elle implique également une perte importante de résolution qui est difficilement contrôlable. Il devient alors difficile d'obtenir des fils de moins de 5 μm . Défocaliser légèrement le faisceau d'électrons afin de faire un léger flou permet entre autres de mieux contrôler la perte de résolution. C'est cette technique qui a été retenue. Le réglage de cette défocalisation reste à l'appréciation de l'utilisateur et est donc très difficile à quantifier. La solution idéale serait de réduire le pas de déplacement du faisceau d'électrons et de faire se superposer les pixels.

L'autre difficulté de l'insolation est liée à l'alignement du substrat par rapport au motif à insoler. Si l'alignement n'est pas bon (figure II.4.), des fils peuvent se retrouver coupés sur le bord du cristal. Ces défauts risquent de compliquer l'interprétation des résultats.

L'alignement de l'échantillon est réalisé en se basant sur l'écran du MEB et en modifiant l'angle d'observation. Nous avons constaté que l'alignement écran entre l'échantillon et le balayage du MEB varie avec la vitesse de balayage du faisceau d'électrons. L'alignement optimal est obtenu en utilisant la vitesse de balayage la plus lente. L'erreur sur l'alignement est alors d'environ ± 0.5 degré. Cette erreur résiduelle provient de l'électronique du MEB qui ne permet pas un réglage à mieux que 1 degré.

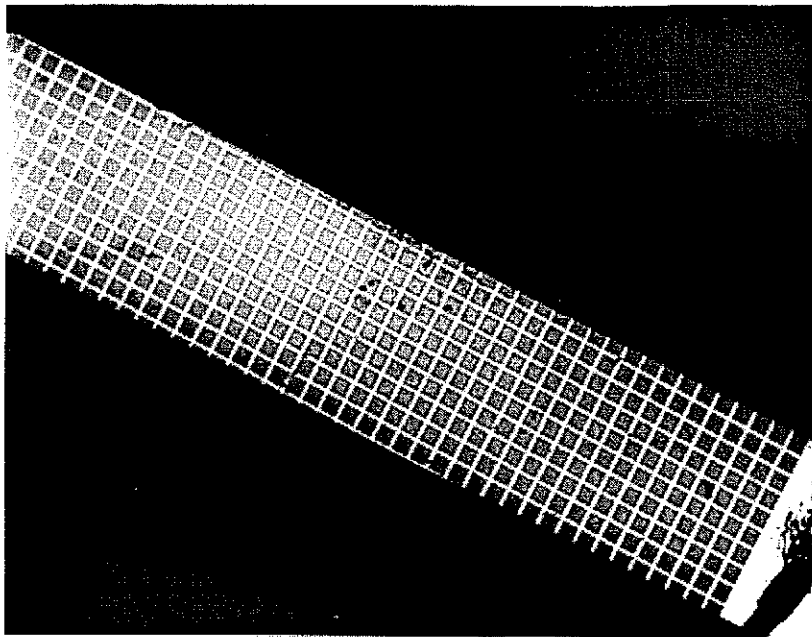


Figure II.4. Mauvais alignement du réseau de pas $31.5\ \mu\text{m}$ par rapport au SrTiO_3 . Cet écart est dû à un mauvais alignement (supérieur à 1°) du substrat par rapport au motif à insoler.

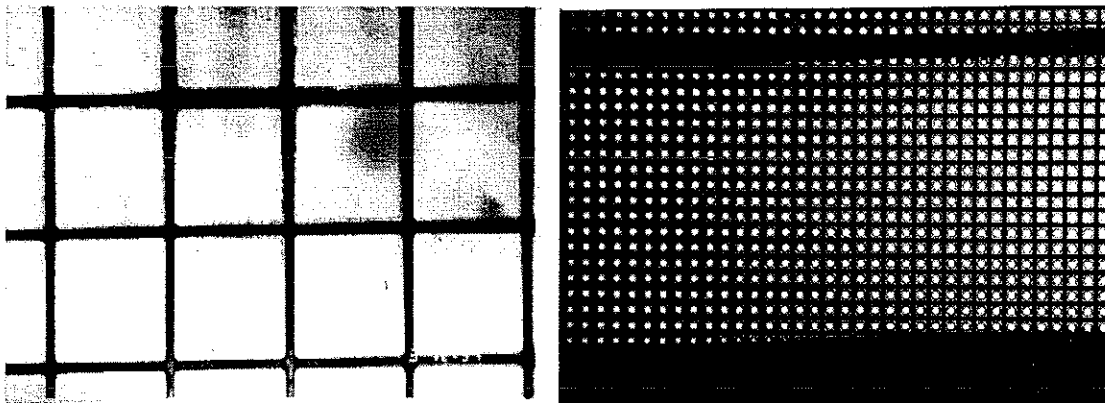


Figure II.5. Photo échantillon avant gravure et après développement de la résine pour le réseau de pas $46\ \mu\text{m}$ (gauche) et de pas $15\ \mu\text{m}$ (droite).

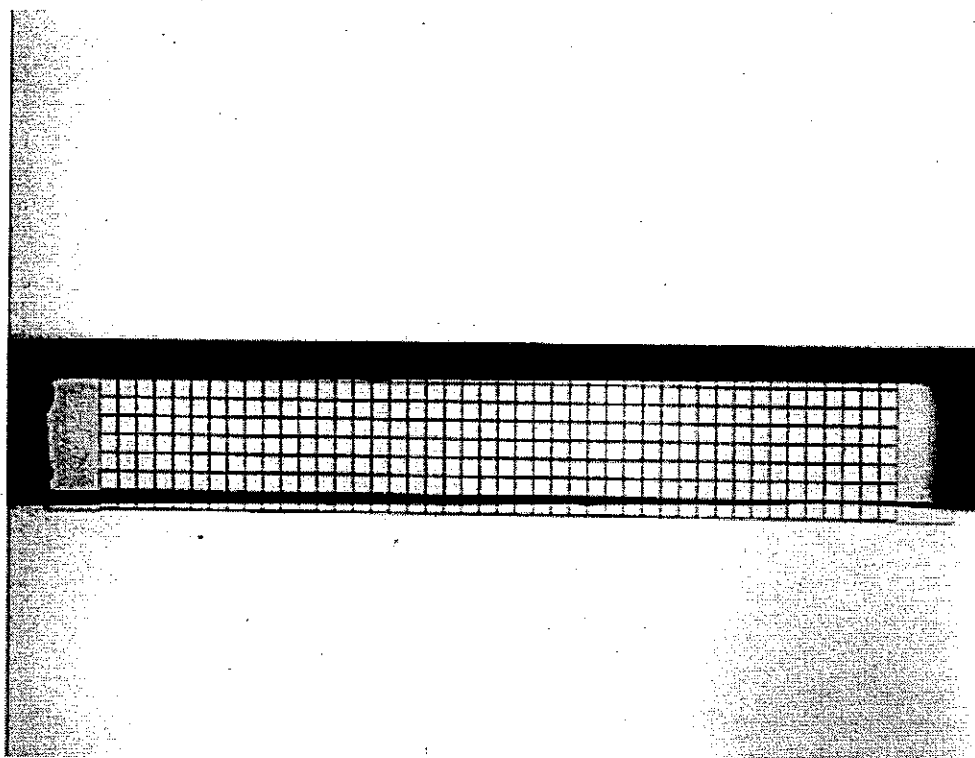


Figure II.6a. Photo échantillon après gravure réseau de pas $46\ \mu\text{m}$.

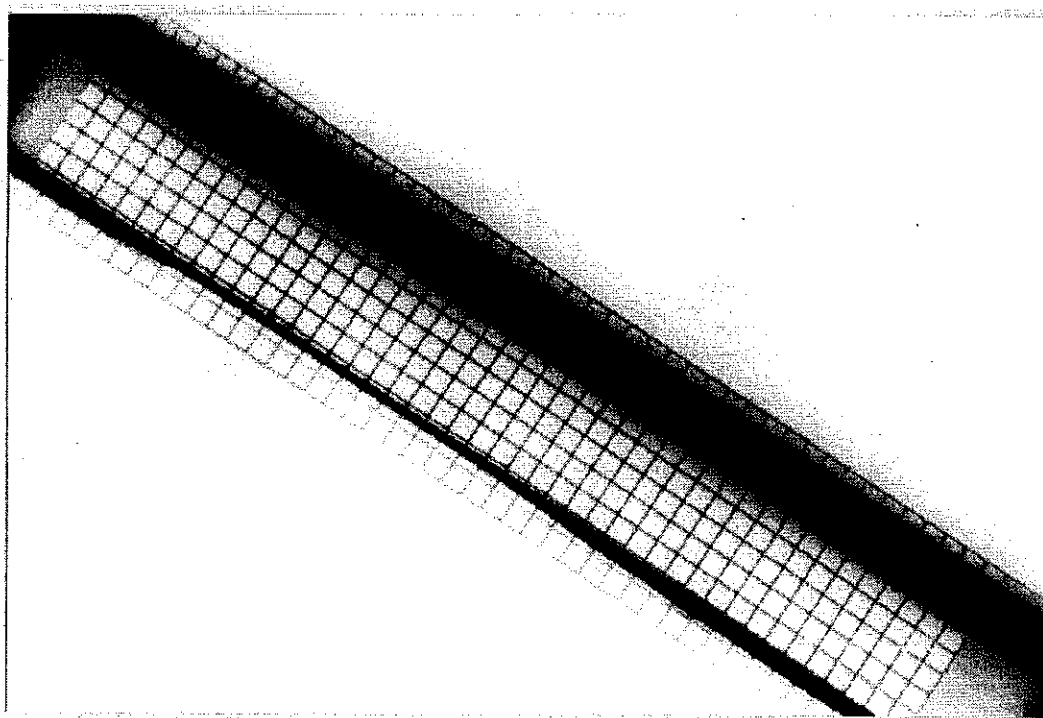


Figure II.6b. Photo échantillon après gravure réseau de pas $50\ \mu\text{m}$.

II.3.7. Gravure par R.I.E.

La gravure est réalisée dans un bâti R.I.E. Le niobium est d'abord gravé avec un plasma SF_6 durant 30 secondes à 4 minutes. La puissance utilisée est de 20 Watt, la pression dans l'enceinte de 0.04 Torr et le débit de SF_6 est de 20 cc (standard cm^2/min). Ensuite la résine restante est retirée avec un plasma d' O_2 . Les paramètres du plasma O_2 sont de 20 cc pour le débit de gaz, la puissance R.F. est de 20 Watt et la pression dans l'enceinte est de 0.2 Torr. Il est à noter que le plasma d' O_2 n'attaque pas le niobium.

II.4. Amélioration de la qualité des échantillons.

Nos études préliminaires des modes plasma dans les réseaux ont été effectuées sur deux réseaux de pas respectifs $p=50\text{ }\mu\text{m}$ et $p=15\text{ }\mu\text{m}$ et d'épaisseur 20 nm et 13 nm. Ces réseaux présentent de très mauvaises transitions résistives supraconductrices (Figure II.7.).

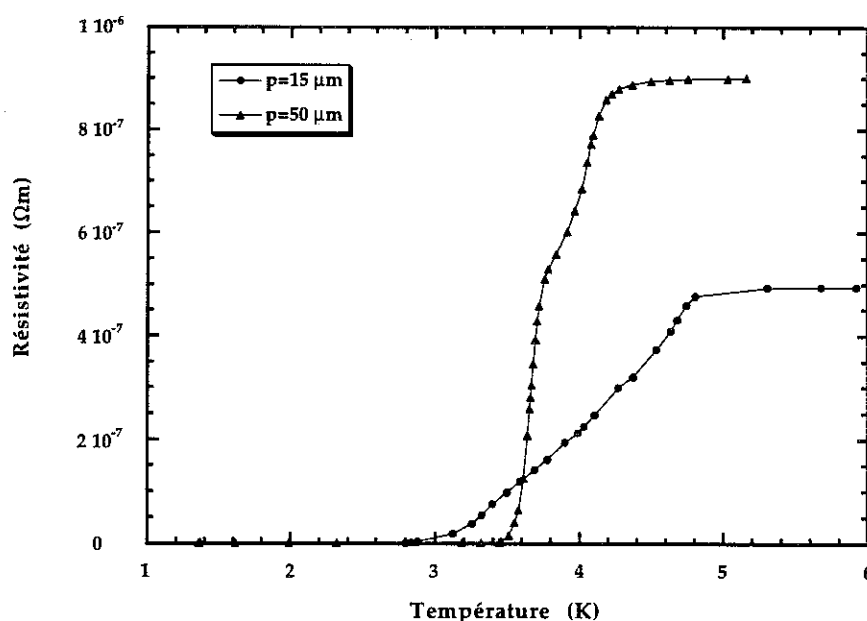


Figure II.7. Mesure de résistivité en fonction de la température pour les réseaux de pas respectifs $p=15\text{ }\mu\text{m}$ et $p=50\text{ }\mu\text{m}$ et d'épaisseur 20 nm et 13 nm.

Nous pouvons remarquer que la température critique de ces deux échantillons se situe entre 2.5 K et 5 K. Elle est très inférieure à la valeur donnée généralement pour le niobium qui est de 9.2 K [réf. II.15.]. Ensuite, la largeur de transition est très importante. Elle est de 0.535 K pour le réseau de pas 50 μm et de 1.427 K pour le réseau de pas 15 μm .

Afin d'améliorer la qualité de nos échantillons, nous avons réalisé une étude portant sur les différentes étapes de fabrication des échantillons.

Une des raisons possibles pour expliquer la très mauvaise qualité des couches minces peut venir de la qualité du polissage ou de la propreté de la surface du cristal. Pour tester cette idée, un film de niobium a été déposé en même temps sur la tranche polie d'un substrat de SrTiO_3 et sur un substrat de silicium. Ceci permet de comparer les effets du polissage et du nettoyage sur la qualité des films. Les conditions d'évaporation du niobium sont les suivantes. Après un dégazage dans l'enceinte d'évaporation UHV durant 2 heures à 120°C, 10 nm de Nb, avec une vitesse d'évaporation de 0.36 nm/s, ont été déposés après refroidissement du substrat autour de 40°C, et sous une pression de $4 \cdot 10^{-9}$ Torr. Nous avons ensuite évaporé 5 nm de Silicium avec une vitesse de 0.12 nm/s sous la même pression. Une mesure de la transition résistive par une méthode quatre fils permet de caractériser ces deux dépôts (figure II.8.).

Nous pouvons remarquer une légère différence de résistivité résiduelle avant transition d'environ 2 à 5%. Le dépôt sur SrTiO_3 est légèrement plus résistif. De même, la température critique est légèrement plus faible sur SrTiO_3 (T_c de 6.45 K) que sur Silicium (T_c de 6.53 K). La largeur de transition est de 60 mK sur SrTiO_3 et de 40 mK sur Silicium.

La conclusion de cette mesure indique que le polissage ne semble pas jouer de façon importante sur la qualité du film. Le T_c et la résistivité résiduelle de même que la largeur de transition étant comparables sur les deux échantillons. La mauvaise qualité du dépôt n'est donc pas directement liée à la qualité de l'interface Nb/substrat. Cette mesure montre également que la température critique n'est pas de 9.2 K en partie à cause de l'épaisseur du film de niobium et non d'une réaction avec le substrat de SrTiO_3 . Nous avons décidé, pour améliorer la qualité de l'interface, de faire subir un recuit à 150°C à pression ambiante ainsi qu'une gravure ionique par plasma O_2

(puissance à 20W pour une pression en oxygène de $2 \cdot 10^{-1}$ Torr) durant 8 à 10 minutes et de refaire un recuit, cette fois à 150°C, dans l'ultra vide avant le dépôt de niobium. Ce procédé nous a permis d'obtenir sur les dépôts suivants des température critique supérieure à 4.2 K.

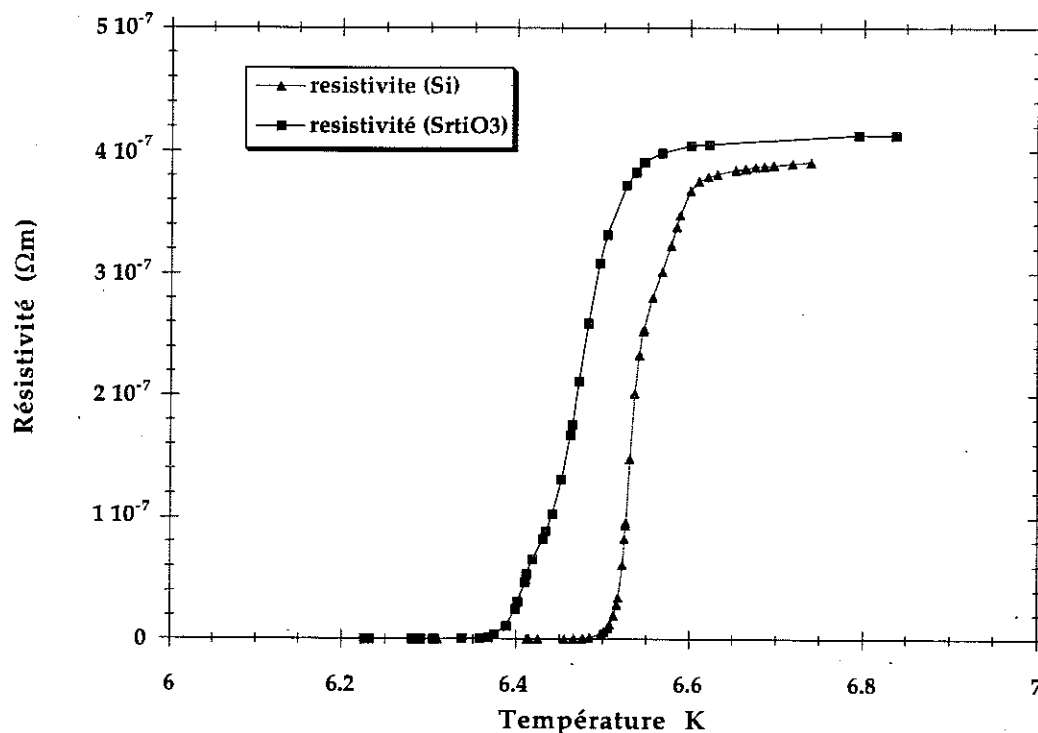


Figure II.8. Mesure de résistivité sur deux films de niobium évaporés simultanément sur un substrat de silicium et sur la tranche polie d'un cristal de $SrTiO_3$.

Cette mesure montre qu'avec le procédé suivi pour faire le dépôt les températures critiques obtenues devraient être de 6.5 K. Or nous obtenons plutôt des valeurs plus basses pour les deux réseaux. De plus les largeurs de transition sont beaucoup plus grandes que les 40 mK et 60 mK obtenues. Nous avons donc regardé les étapes suivantes de fabrication qui correspondent à la lithographie électronique et à la gravure R.I.E..

Nous avons réalisé un dépôt cette fois sur la face et non sur la tranche d'un substrat de $SrTiO_3$. Après un dégazage à 122°C durant 1h45 dans l'ultra vide, 10 nm de Nb ont été évaporés à la vitesse de 0.3 nm/s et sous une pression de $p=2.4 \cdot 10^{-8}$ Torr suivi par un dépôt de 5 nm de Si à la vitesse de

0.1 nm/s et à la pression de $p=5.8 \cdot 10^{-8}$ Torr. Ensuite nous avons réalisé un dépôt de résine de 160 nm d'épaisseur suivi par une insolation au microscope électronique. Le développement est réalisé en chauffant l'échantillon dans un vide secondaire à 150°C durant une heure. La résine a été ensuite retirée avec un nettoyage à l'acétone pour éviter d'utiliser la gravure RIE. Nous avons mesuré la résistance avant et après ce traitement (figure II.9.).

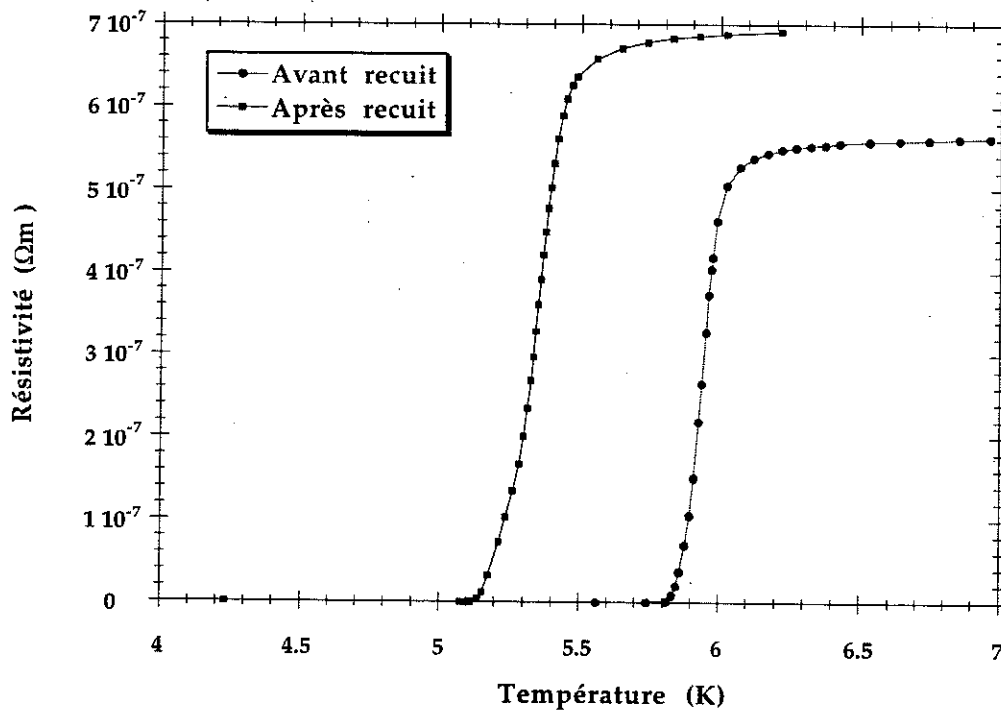


Figure II.9. Mesure de résistivité réalisée avant et après développement de la résine.

Nous notons une grande variation de la courbe de résistivité avant et après chauffage à 150°C. Après chauffage, la température critique a diminué de 0.6 K soit une variation de 10%. De même la résistivité résiduelle est passée de $56 \mu\Omega \cdot cm$ à $70 \mu\Omega \cdot cm$ (30% de différence). La largeur de transition quant à elle est passée de 100 mK à 200 mK après recuit à 150°C.

Par conséquent, lors du développement de la résine, le niobium subit quelques dégradations. Cette altération peut venir de plusieurs effets, soit le niobium réagit avec le substrat de titanate de strontium durant le chauffage, soit la barrière de silicium n'est pas suffisante et l'oxygène de l'air arrive par

diffusion dans le silicium à oxyder le niobium. La conclusion à apporter à cette mesure est donc que pour les futurs échantillons, il est préférable d'essayer de développer à plus basse température (supérieure à 100°C qui est la température seuil de sublimation de la résine et bien inférieure à 150°C).

Enfin la dernière étape à tester est celle correspondant à la gravure ionique. Nous avons réalisé plusieurs réseaux (à la fois sur la tranche et sur la face d'un cristal de SrTiO_3) avec des temps de gravure SF_6 différents et nous avons mesuré pour ces différents réseaux les transitions supraconductrices par des mesures de résistivité. Nous avons reporté, dans le tableau II.2., les différentes valeurs obtenues pour la température critique et la largeur de transition ainsi que le temps des différentes gravures, les conditions d'évaporation de ces différents réseaux étant comparables.

	SF_6	O_2	Résistivité ($\mu\Omega.\text{cm}$)	T_c (K)	ΔT_c (K)
Réseau de pas 15 μm réalisé sur la tranche	4 minutes	9 minutes	49.3	4.075	1.427
Réseau de pas 50 μm réalisé sur la tranche	4 minutes	2 minutes	89.9	3.71	0.535
Réseau de pas 30 μm réalisé sur la tranche	4 minutes 30	3 minutes 30	39.4	4.78	1.2
Réseau de pas 76 μm réalisé sur la tranche	4 minutes 14	3 minutes	32.3	4.79	0.340
Réseau de pas 31.5 μm réalisé sur la tranche	30 secondes	3 minutes 45	34.2	5.66	0.06
Réseau de pas 13 μm réalisé sur la face	30 secondes	1 minute 20	31.8	6.04	0.130

Tableau II.2. Tableau donnant le temps de la gravure par plasma SF_6 et O_2 pour les différents réseaux ainsi que les paramètres physiques obtenus.

La colonne SF₆ correspond à la durée de la gravure du niobium par plasma SF₆. La colonne O₂ correspond à la durée de gravure de la résine NOVER par plasma O₂. ΔT_c correspond à la largeur de transition prise entre 10% et 90% de la résistivité résiduelle. Le développement de la résine Nover est le même pour tous les échantillons soit un chauffage à 150°C durant 1 heure dans un vide secondaire.

Nous remarquons un effet du temps de gravure par plasma SF₆ sur la qualité de transition. Plus la gravure SF₆ est longue plus le niobium est altéré. Ceci se traduit par un élargissement de la transition résistive. Nous avons donc intérêt à ce que la gravure dure le moins longtemps possible.

Une remarque importante est que le niobium n'est pas attaqué par la gravure par plasma O₂. Nous avons, suite à une erreur durant l'insolation opéré une gravure par plasma O₂ pour retirer la résine. Nous avons ensuite refait toutes les étapes de lithographie et nous avons obtenu un film de bonne qualité (Réseau de pas 31.5 μm).

En conclusion à cette étude nous proposons un mode opératoire pour réaliser les futurs échantillons. Les principales étapes sont données ci-après.

Étape 1 : Polissage de la tranche du cristal.

Étape 2 : Nettoyage RBS + eau DI.

Étape 3 : Étuvage à 150°C durant 4 à 5 heures.

Étape 4 : Gravure par plasma O₂ durant 10 minutes (pression à 2 10⁻¹ Torr et puissance 20 W, débit de gaz 20cc).

Étape 5 : Dépôt de niobium à température de l'ordre de 40°C après un chauffage dans l'ultravide à 150°C durant 2 heures.

Étape 6 : Dépôt de résine Nover (130 nm d'épaisseur)

Étape 7 : Insolation de la résine Nover.

Étape 8 : Développement de la résine par chauffage à des températures inférieures à 150°C dans un vide secondaire (tester 120°C).

Étape 9 : Gravure par plasma SF₆ avec des durées d'environ 30 secondes puis gravure par plasma O₂ pour retirer la résine restante durant 3 minutes.

II.5. Caractérisation des échantillons

II.5.1. Mesure de résistivité.

Pour caractériser nos échantillons, nous réalisons une mesure de la résistance en fonction de la température par une méthode quatre fils. Les fils d'aménés du courant et de mesures de tension sont soudés par ultrasons sur les plots de contacts.

Les fils du réseau qui vont entrer en jeu dans la mesure de la résistance sont les fils longitudinaux qui relient les deux plots de contact entre eux. Connaissant le nombre de fils ainsi que leur largeur, leur longueur et leur épaisseur, nous pouvons en déduire la résistivité du niobium composant le réseau. La courbe $\rho(T)$ pour chacun des échantillons est tracée à la figure II.7..

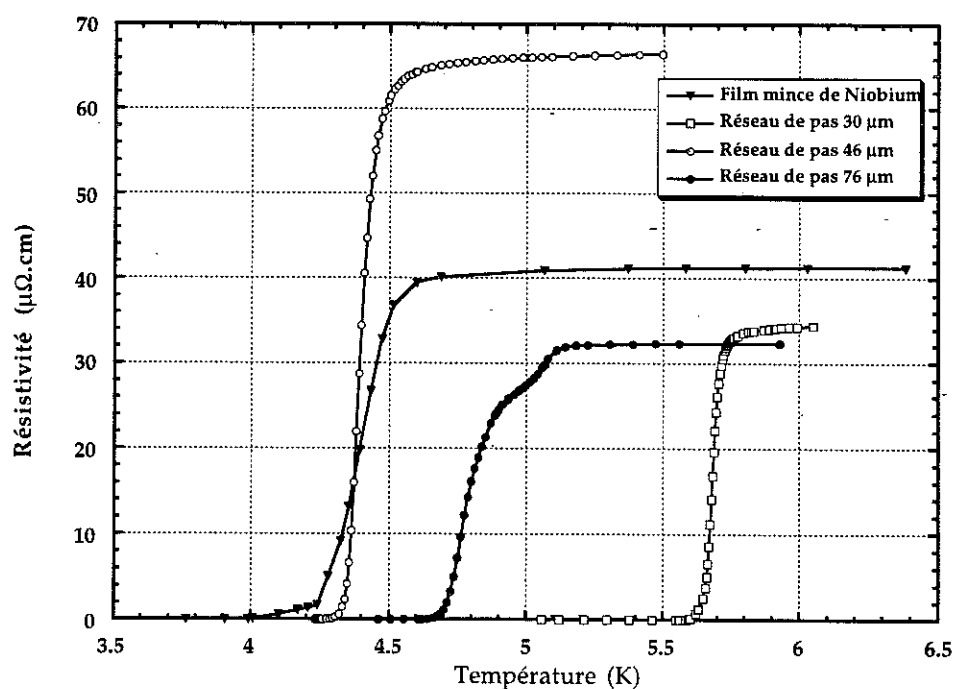


Figure II.10. Mesure de résistivité pour les différents échantillons.

Les valeurs de résistivité résiduelle de nos échantillons se situent entre 30 et 90 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$. Les températures critiques de transition varient dans

la gamme de 3 K à 5.7 K. Nous notons également une disparité dans la forme des différentes transitions (cf. § 4 de ce chapitre).

A partir de ces mesures nous pouvons calculer les différents paramètres supraconducteurs tels que la longueur de cohérence, la longueur de pénétration, le libre parcours moyen des électrons.

II.5.2. Calcul des paramètres supraconducteurs. [II.16. à II.21.]

Nous pouvons obtenir une valeur approchée du libre parcours moyen ℓ en utilisant le modèle de Drude-Sommerfield qui indique que le produit $\rho\ell$ est une constante pour un matériau donné. $\rho\ell$ vaut $0.72 \cdot 10^{-15} \Omega\text{m}^2$ [réf. II.16.] dans le cas du niobium.

La longueur de cohérence supraconductrice ξ_0 est donnée par :

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_f}{\pi \Delta(0)} = \frac{2}{\pi} \xi_F$$

où v_f est la vitesse de Fermi. Le gap supraconducteur $\Delta(0)$, à température nulle, est donné par la formule $2\Delta(0) = 3.528 k_B T_c$.

La longueur de cohérence $\xi(0)$ à la température $T=0$ dans la limite sale s'exprime par :

$$\xi(0) = 0.855 (\xi_0 \ell)^{1/2}$$

La longueur de pénétration de London λ_L pour le niobium vaut 37 nm. Nous pouvons calculer la longueur de pénétration effective [II.17. et II.21.] dans la limite sale, à température nulle, par :

$$\lambda_{\text{eff}}(0) = \lambda_L \left(\frac{\xi_F}{\ell} \right)^{1/2}$$

Nous obtenons ensuite la longueur de pénétration perpendiculaire pour un film homogène d'épaisseur d :

$$\lambda_{\perp} = \frac{\lambda_{\text{eff}}^2(0)}{d}$$

Si nous voulons prendre en compte le fait que nous étudions un réseau, nous calculons la longueur de pénétration perpendiculaire corrigée par un facteur géométrique dépendant de la période p du réseau et de la largeur w des fils composants le réseau (cf. § chapitre I).

$$\lambda_{\text{ho}\perp} = \lambda_{\perp} \frac{p}{w}$$

II.5.3. Tableau des paramètres supraconducteurs.

Les paramètres calculés relatifs aux différents échantillons sont reportés dans le tableau II.3.

	Film	Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3	Réseau 4	Réseau 5
T_c (K)	4.39	3.71	4.075	5.66	4.79	4.39
ΔT_c (K)	0.321	0.535	1.427	0.06	0.340	0.120
Résistivité ($\mu\Omega.cm$)	41.2	89.9	49.3	34.2	32.3	66.5
Épaisseur (nm)	10	20	13	10.2	10	10.1
p (μm)		50	15	31.5	76	46
w (μm)		4.77	3.18	2.7	1.6	2.8
$\Delta(0)$ (meV)	0.666	0.563	0.618	0.858	0.726	0.666
ξ_0 (nm)	80.10	94.74	86.26	62.10	73.38	80.07
ℓ (nm)	1.75	0.8	1.46	2.10	2.23	1.08
$\lambda_{eff}(0)$ (μm)	0.322	0.518	0.366	0.258	0.273	0.409
$\lambda_{\perp}$ (μm)	10.39	13.41	10.3	6.56	7.47	16.61
$\lambda_{ho\perp}$ (μm)		140.63	48.61	76.53	354.7	272.8

Tableau II.3. Tableau des paramètres supraconducteurs calculés pour chaque échantillon.

La température critique T_c est définie arbitrairement à mi-hauteur de la transition supraconductrice sur la courbe de résistivité en fonction de la température. La largeur de transition ΔT_c est prise entre les valeurs 10% et 90% de la résistivité résiduelle dans cette même courbe de transition.

Les valeurs calculées donnent une idée des paramètres supraconducteurs de chacun des échantillons. Il existe une corrélation entre la résistivité, le libre parcours moyen et la longueur de pénétration $\lambda_{eff}(0)$. Plus le film est résistif plus le libre parcours moyen est petit et plus la longueur de pénétration est importante. Cependant, pour le réseau 2, nous n'obtenons qu'une information qualitative et non quantitative car la largeur de transition ΔT_c est de 1.427 K et par conséquent, nous avons une très grande incertitude sur la température critique.

Conclusion.

Différents échantillons ont été réalisés. Ils se composent d'un film mince de niobium et de plusieurs réseaux de fils de niobium. Les pas de ces réseaux varient de 15 μm à 76 μm .

Un procédé de fabrication pour ces échantillons a été mis au point pour permettre de réaliser de la lithographie sur la tranche des substrats de titanate de strontium. Nous avons développé un procédé de polissage et de nettoyage du substrat très spécifique à nos échantillons permettant d'obtenir lors du dépôt de niobium des qualités de film comparables à ce que l'on obtient sur substrats de silicium dans les mêmes conditions d'évaporation. Un procédé de lithographie très original, utilisant la résine NOVER, a été optimisé pour qu'il n'altère pas la qualité des dépôts. Nous avons mis en évidence plusieurs problèmes liés à cette étape, en particulier l'altération du dépôt de niobium en chauffant le substrat à 150°C lors du développement de la résine NOVER. Il serait bon de tester le développement avec des températures plus basses. La gravure ionique altère également la qualité du dépôt lorsque le temps de gravure devient très important. Ce point peut être évité en réduisant le temps de gravure à une durée inférieure à une minute.

La transition résistive de ces échantillons a ensuite été mesurée pour permettre de caractériser les différents réseaux de niobium.

Chapitre III.
Mesures Hyperfréquences
à basses températures.

Chapitre III. Mesures Hyperfréquences à basse température.

Introduction.

Les mesures que nous réalisons se présentent sous deux aspects très différents. Il y a l'aspect mesure hyperfréquence et l'aspect mesure à basses températures. Ce chapitre a pour objet de décrire ces deux aspects.

Dans un premier temps nous rappellerons quelques points sur la propagation d'une onde électromagnétique dans une ligne coaxiale. Ce sera l'occasion de définir les différentes grandeurs (coefficient de réflexions, impédance d'entrée...) que nous serons amenés à utiliser au cours de l'exploitation de nos mesures.

Nous présenterons ensuite un descriptif détaillé du dispositif expérimental. Nous donnerons en particulier une description de la ligne de mesure ainsi que de la configuration du porte-échantillon. Ce porte-échantillon a deux fonctions. L'une est de tenir l'échantillon dans le cryostat et l'autre est de servir de plan de masse pour les mesures hyperfréquences.

Nous continuerons en décrivant la technique d'étalonnage utilisée. Nous insisterons en particulier sur les difficultés liées aux basses températures pour réaliser cet étalonnage.

La technique d'exploitation des mesures étant la même pour tous les échantillons, nous terminerons par décrire le mode opératoire que nous avons suivi pour extraire l'information des mesures du coefficient de réflexion.

III.1. Propagation à haute fréquence dans une ligne coaxiale.

III.1.2. Concepts usuels sur la théorie des lignes.

Le comportement [III.1 à III.2.] en fréquence d'une ligne conductrice devient très compliqué à décrire lorsque la longueur de celle-ci devient comparable à la longueur d'onde du mode qu'elle transporte. Cette complexité est liée au phénomène de propagation.

Pour étudier la propagation d'une onde électromagnétique le long d'une ligne, nous sommes amenés à étudier les différents modes caractéristiques de cette ligne. Le mode le plus connu est le mode électromagnétique transverse TEM. C'est le mode que l'on retrouve dans les lignes coaxiales, et en première approximation dans une ligne bifilaires, triplaques et micro-ruban. Pour une onde TEM, les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde.

Ce mode TEM peut être décrit précisément par le modèle de circuit équivalent (Figure III.1.). C'est en effet un mode où la notion de courant et de tension garde un sens physique.

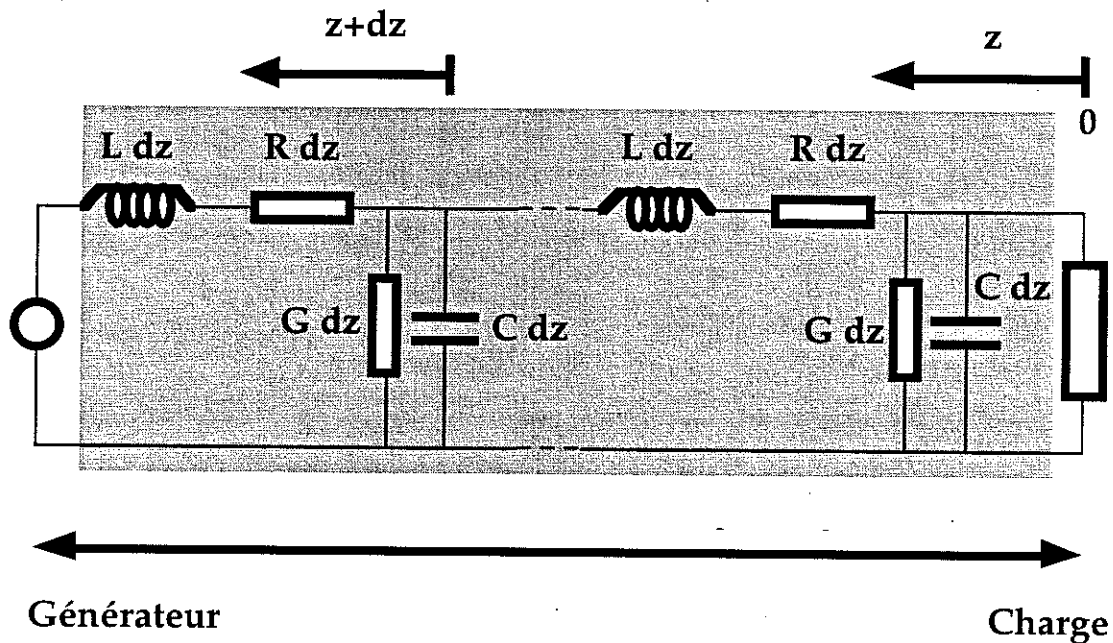


Figure III.1. Schéma électrique équivalent pour la propagation du mode TEM dans une ligne.

Les paramètres R , L , C et G sont les "constantes linéiques" de la ligne. R et L représentent la résistance et l'inductance linéiques des conducteurs composant la ligne. C et G représentent la capacité et la conductance par unité de longueur entre les conducteurs. C et G dépendent donc uniquement des matériaux diélectriques composant la ligne. La tension et le courant sont respectivement donnés à l'abscisse z par $V(z)e^{i\omega t}$ et $I(z)e^{i\omega t}$, ω étant la pulsation définie en rad/s

A partir de cette configuration, nous pouvons déduire les équations bien connues des télégraphistes qui mènent aux équations de propagation le long de la ligne.

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \gamma^2 V(z)$$

et

$$\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} = \gamma^2 I(z)$$

avec γ donné par

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega).(G + jC\omega)}$$

γ est la constante de propagation. Sa partie réelle est la constante d'atténuation de l'onde exprimée en Nepers par mètre (ou en dB/m). Sa partie imaginaire est une constante de phase exprimée en radian par mètre. Les équations du télégraphiste admettent des solutions de la forme :

$$V(z) = V_i e^{-\gamma z} + V_r e^{\gamma z}$$

$$I(z) = I_i e^{-\gamma z} + I_r e^{\gamma z}$$

La tension V et le courant I résultent de la superposition de deux ondes se propageant en sens contraire l'une de l'autre. L'une sera appelée onde incidente notée par un indice i et l'autre sera appelée onde réfléchie, notée par un indice r .

Dans le cas d'une ligne sans pertes, la vitesse de phase de l'onde est donnée par :

$$v_\phi = \omega/\gamma = 1/\sqrt{LC}$$

III.1.3. Définitions des différentes impédances d'une ligne.

Les différentes constantes d'intégration V_i , I_i , V_r et I_r sont liées entre elles par l'équation :

$$\frac{V_i}{I_i} = -\frac{V_r}{I_r} = \sqrt{\frac{(R + jL\omega)}{(G + jC\omega)}} = Z_c$$

Cette quantité est homogène à une impédance. Elle est notée Z_c et est appelée *impédance caractéristique* de la ligne car elle dépend de la géométrie de la section des conducteurs et des diélectriques de la ligne par l'intermédiaire de R , L , C et G .

Si nous terminons la ligne par une impédance Z_r appelée également "impédance de charge", nous pouvons en déduire l'impédance à un endroit quelconque z de la ligne :

$$Z_e(z) = Z_c \frac{Z_r + Z_c \cdot \tanh(\gamma z)}{Z_c + Z_r \cdot \tanh(\gamma z)}$$

$Z_e(z)$ est "l'impédance d'entrée" du tronçon de ligne de longueur z suivie de la charge Z_r .

III.1.4. Coefficient de réflexion.

La grandeur que nous mesurons est l'amplitude du coefficient de réflexion. Il est défini par :

$$\Gamma(z) = \frac{V_r e^{-\gamma z}}{V_i e^{\gamma z}} = \frac{V_r}{V_i} e^{-2\gamma z}$$

L'amplitude du coefficient de réflexion est donc donné par le rapport entre l'amplitude de l'onde réfléchie et l'amplitude de l'onde incidente

Le coefficient de réflexion peut également s'écrire comme :

$$\Gamma(z) = \frac{Z_r - Z_c}{Z_r + Z_c} e^{-2\gamma z}$$

Au niveau de la charge, $z=0$, nous obtenons :

$$\Gamma(z) = \frac{Z_r - Z_c}{Z_r + Z_c}$$

Nous avons donc la possibilité de calculer directement l'impédance de la charge Z_r à partir de la mesure de ce coefficient de réflexion Γ_r . C'est la base de la méthode de réflectométrie.

Nous obtenons $\Gamma_r = 0$ dans le cas où il n'y a pas d'onde réfléchie. C'est un régime d'onde progressive où toute la puissance transportée est transmise. Ceci correspond au cas où $Z_r = Z_c$. La charge Z_r est alors dite adaptée.

Par contre $\Gamma_r = 1$ et $\Gamma_r = -1$ se produit respectivement lorsque $Z_r = 0$ et $Z_r \rightarrow \infty$. Pour $|\Gamma_r| = 1$, $|Z_r - Z_c| = |Z_r + Z_c|$, il n'y a alors pas de puissance absorbée dans l'échantillon.

III.2. Dispositif expérimental.

Les mesures réalisées sur nos échantillons sont des mesures du coefficient de réflexion à différentes températures.

L'onde se propage dans l'échantillon, le long du dépôt supraconducteur. Comme la différence entre la constante diélectrique du SrTiO_3 (10000 et 20000 dans les deux directions cristallographiques) et tous les autres milieux qui entourent le cristal (l'hélium à l'état liquide ou gazeux, le téflon...) est très importante, l'onde sera supposée être totalement réfléchie aux deux extrémités [cf. mur magnétique parfait IV.2.3.]. Des ondes stationnaires vont donc pouvoir s'établir et des résonances vont apparaître. Ces résonances sont attribuées à l'absorption d'énergie dans l'échantillon. Cette absorption va se traduire sur les mesures par l'apparition d'une chute de la valeur du coefficient de réflexion.

Le principe de la mesure est assez simple. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure III.2. A l'aide d'un analyseur vectoriel Hewlett Packard HP8720B, nous générons une onde électromagnétique. Cette onde est ensuite guidée par un câble coaxial d'impédance caractéristique $50\ \Omega$ jusqu'à l'échantillon. Une partie de cette onde va être réfléchiée ; l'analyseur mesure les parties imaginaires et réelles du coefficient de réflexion.

L'échantillon est plongé dans le cryostat. Un champ magnétique de quelques milliteslas peut être appliqué dans le plan perpendiculaire à la couche mince grâce à une bobine extérieure au cryostat.

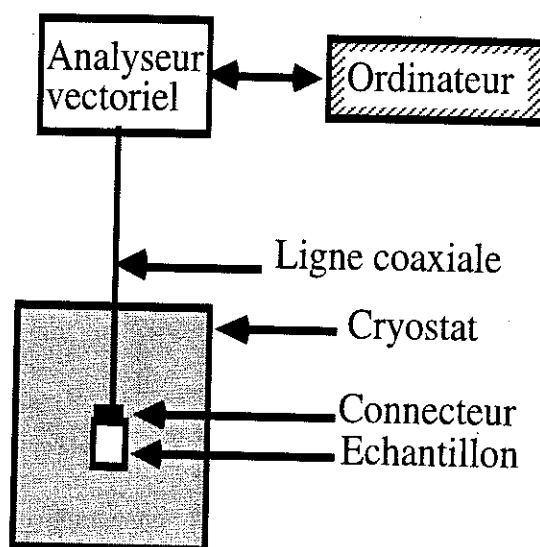


Figure III.2. Schéma du dispositif de mesure du coefficient de réflexion.

III.2.1. Dispositif hyperfréquence.

L'analyseur vectoriel permet de réaliser des mesures directes du coefficient de réflexion entre 130 MHz et 20 GHz avec une résolution de 100 kHz. Nous limitons nos mesures à une gamme allant de 130 MHz à 3.5 GHz. La puissance qui peut être envoyée dans l'échantillon varie de -65 dBm à -10 dBm (0 dBm=1 mW dans $50\ \Omega$).

Afin de maintenir le cristal, celui-ci est inséré entre deux épaisseurs de téflon (Figure III.3.). Le tout est pris en sandwich entre deux blocs métalliques réalisés soit en cuivre, soit en laiton. Ces blocs métalliques sont vissés au conducteur extérieur d'un connecteur SMA d'impédance caractéristique $50\ \Omega$ et servent de plan de masse pour les mesures hyperfréquences.

Un contact est réalisé entre l'embase du connecteur SMA et le plot supraconducteur de l'échantillon à l'aide d'un fil d'aluminium de $25\ \mu\text{m}$ de diamètre soudé par ultrasons.

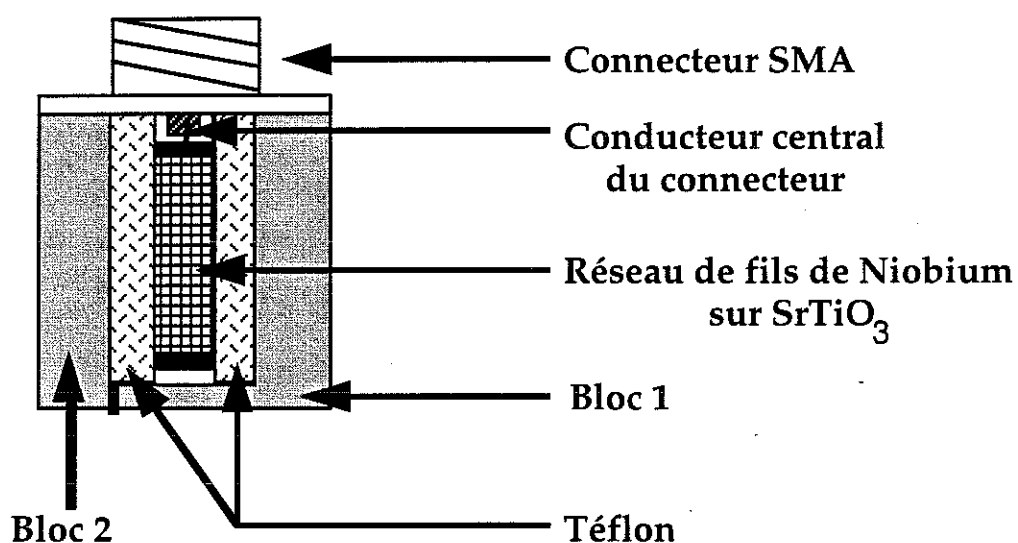


Figure III.3a. Schéma du montage de l'échantillon (vue de dessus).
Les blocs 1 et 2 sont soit en cuivre ou en laiton

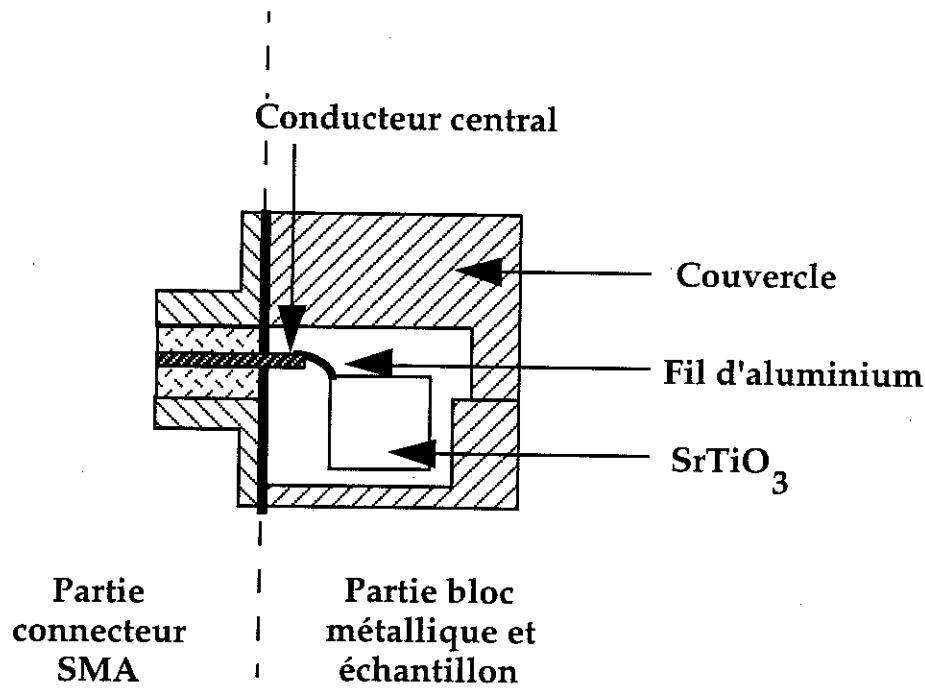


Figure III.3b. Schéma en coupe de montage de l'échantillon (vue de coté).

Pour terminer le montage, un couvercle vient complètement recouvrir le dessus du porte-échantillon. Il est réalisé dans le même métal que le bloc métallique et a pour rôle de limiter les pertes radiatives et en particulier d'éviter les modes résonants parasites qui peuvent s'établir dans le cryostat. Une fois monté, l'échantillon est donc complètement enfermé dans une boîte métallique. Nous pouvons noter que l'échantillon n'est jamais en contact direct avec le plan de masse.

III.2.2. Dispositif cryogénique.

La partie cryogénique se compose d'un cryostat à He^4 pompé. Il permet de descendre à des températures de l'ordre de 1.3 K. La température est mesurée à l'aide d'une résistance de germanium située près de l'échantillon. La thermalisation entre le thermomètre de germanium et l'échantillon est réalisée avec du gaz d'échange. La régulation en température se fait grâce à une résistance chauffante située autour de la portion du cryostat contenant l'échantillon.

III.3. Étalonnage entre 130 MHz et 3.5 GHz.

Nous ne pouvons pas mesurer directement le coefficient de réflexion de l'échantillon mais uniquement le coefficient total comprenant les amenées coaxiales, les différentes connections, le connecteur SMA et l'échantillon lui même.

L'étalonnage a pour objet d'éliminer toutes ces réflexions parasites et de ramener le plan de mesure à l'entrée de l'échantillon.

Les méthodes d'étalonnage visent à corriger les termes d'erreurs systématiques déterminés par la mesure de différents étalons connus. La méthode que nous utilisons est une méthode dite "OSL" (de l'anglais "Open-Short-Load"). Cet étalonnage est réalisé en utilisant le Kit d'étalonnage HP. Il consiste à mesurer la réponse en fréquence d'un circuit ouvert, d'un court-circuit et d'une charge adaptée 50 Ω . Ces étalons sont mesurés successivement après avoir été positionnés à la place de l'échantillon à étudier.

A la suite de ces mesures, une étape de calcul réalisée par l'analyseur vectoriel permet de définir un nouveau plan de référence électrique (ou "plan d'étalonnage"). Dans ce plan se trouve l'origine des phases. C'est à cet endroit précis qu'est mesuré le coefficient de réflexion.

Nous devons également prendre en compte les conditions de mesure propres aux basses températures. Lors du refroidissement, les propriétés de la ligne coaxiale sont fortement modifiées. Les principaux effets du refroidissement sont une diminution des pertes dans les conducteurs de la ligne coaxiale et une variation importante de la phase. Le module du coefficient de réflexion d'un circuit-ouvert mesuré à l'ambiante avec l'étalonnage est égal à 1. Par contre à froid nous obtenons une mesure du coefficient de réflexion supérieure à 1 (Figure III.4.). Ceci s'explique par le fait que les pertes à froid sont beaucoup plus faibles qu'à l'ambiante. De ce fait, avec un étalonnage à l'ambiante, nous surestimons les pertes.

Les étalons fournis par les constructeurs ne sont pas prévus pour être utilisés à des températures inférieures à -50°C. L'étalonnage OSL ne peut

donc pas être réalisé à froid. Afin de compenser l'effet de la variation des pertes, nous réalisons une mesure du module du coefficient de réflexion à l'ambiante et à 4.2 K avec en bout de ligne un connecteur terminé par un circuit ouvert. Nous réalisons le rapport entre ces deux mesures. Nous obtenons ainsi le facteur multiplicatif de correction en fonction de la fréquence.

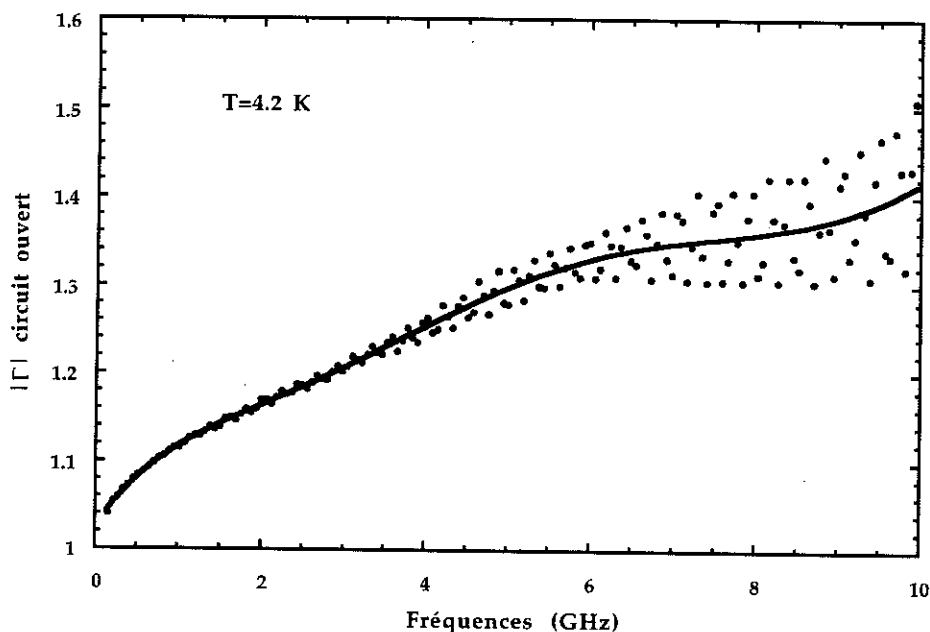


Figure III.4. Mesure de l'amplitude du coefficient de réflexion de la ligne coaxiale terminée par un circuit ouvert à la température $T=4.2$ K avec étalonnage à l'ambiante. Les points représentent les points expérimentaux. Le trait plein correspond à un ajustement de paramètres réalisé avec un polynôme de degré 6. Cet ajustement nous permettra de calculer pour chaque mesure les facteurs multiplicatifs de correction en fonction de la fréquence.

L'échantillon étant relié au coaxial par l'intermédiaire d'un connecteur SMA, nous devons introduire un déphasage afin de prendre en compte la portion coaxiale du connecteur. Par cette correction, le plan d'étalonnage est ramené à la sortie du connecteur. Pour réaliser ce déphasage, nous devons connaître la longueur du connecteur ainsi que la

vitesse de propagation de l'onde dans ce connecteur. A température ambiante, la longueur du connecteur est donnée par le constructeur.

A froid, les caractéristiques de la ligne de mesure changent (vitesse de la lumière dans le diélectrique de la ligne, contractions thermiques...) ce qui a pour effet de déplacer le plan d'étalonnage. Pour ramener le plan d'étalonnage au niveau de la sortie du connecteur, nous réalisons un déphasage en introduisant une longueur effective pour le connecteur.

Pour obtenir la longueur effective du connecteur, nous mesurons le connecteur en circuit-ouvert à l'ambiante avec l'étalonnage OSL classique. En circuit-ouvert, le connecteur a un comportement capacitif. Ensuite nous refroidissons le connecteur et nous essayons de retrouver la valeur de la capacité mesurée à l'ambiante en introduisant un déphasage. Par cette méthode nous obtenons une longueur de 10.315 mm. Un tel étalonnage suppose donc que la capacité mesurée à froid, en bout de connecteur en circuit-ouvert est la même que celle mesurée à l'ambiante.

La figure III.5. présente une mesure en court-circuit réalisée avec ce type d'étalonnage. Nous obtenons un coefficient de réflexion égal à 1 pour les fréquences allant jusqu'à 4 GHz au-dessus nous observons une dispersion des points autour de la valeur 1 qui correspond à une mauvaise correction. L'étalonnage permet donc de corriger le coefficient de réflexion jusqu'à 4 GHz. La partie imaginaire et la partie réelle de l'impédance du court-circuit sont tracées sur les figures III.6. et III.7.. La partie imaginaire de Z a un comportement linéaire avec la fréquence jusqu'à 4 GHz. Au-dessus de 4 GHz, nous observons à nouveau un écart par rapport à cette loi linéaire. Le comportement linéaire indique la présence d'une inductance dans le court-circuit. En effet, le connecteur court-circuit n'est pas parfait car il contient un tronçon de quelques millimètres de l'âme centrale avant qu'elle soit reliée au plan de masse. D'autre part, un comportement capacitif est observé à basse fréquence ($\text{Im}(Z) < 0$). Cette capacité peut provenir d'un mauvais contact de l'âme centrale entre l'extrémité du coaxial et le connecteur court-circuit.

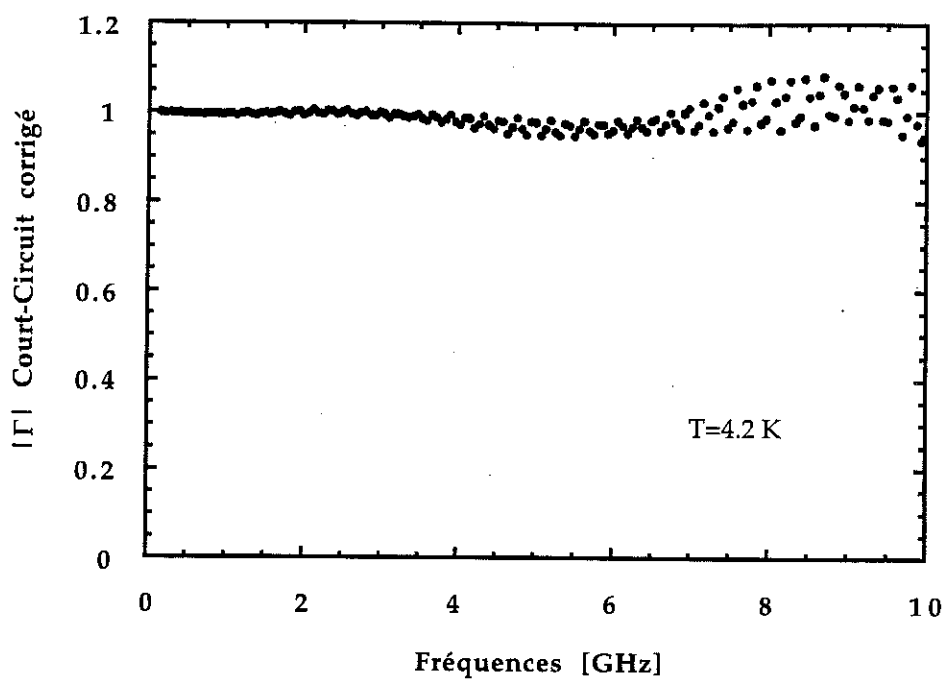


Figure III.5. Mesure du coefficient de réflexion en court-circuit avec étalonnage à froid.

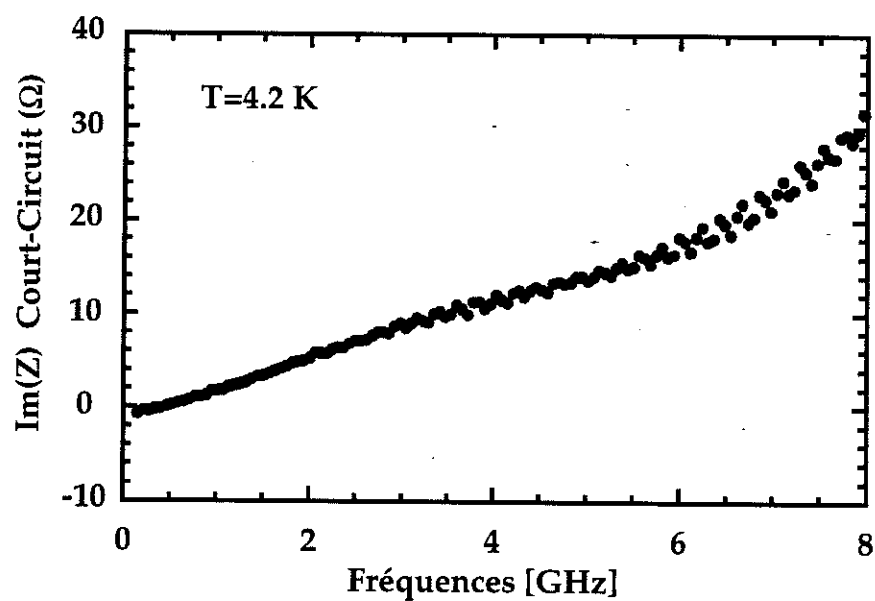


Figure III.6. $\text{Im}(Z)$ en court-circuit avec étalonnage à froid.

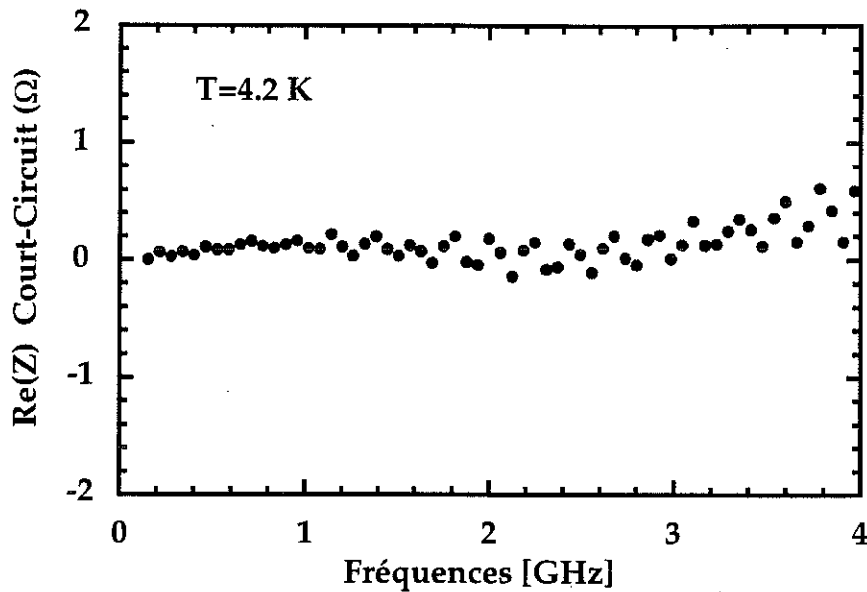


Figure III.7. $\text{Re}(Z)$ en court-circuit avec étalonnage à froid.

Ce type d'étalonnage permet de corriger, de façon satisfaisante, à la fois les pertes et le déphasage de l'onde jusqu'à des fréquences de l'ordre de 4 GHz. Au-dessus, le court circuit est mal caractérisé et des techniques d'étalonnage plus sophistiquées doivent être développées^[III.3.].

III.4. Mesure du coefficient de réflexion.

Les traitements des données étant les mêmes pour tous les échantillons, nous allons réunir dans ce paragraphe les principaux aspects de l'exploitation des données. Une mesure du coefficient de réflexion est réalisée sur les échantillons à différentes températures. Une famille de mesures brutes typiques est tracée sur la figure III.8..

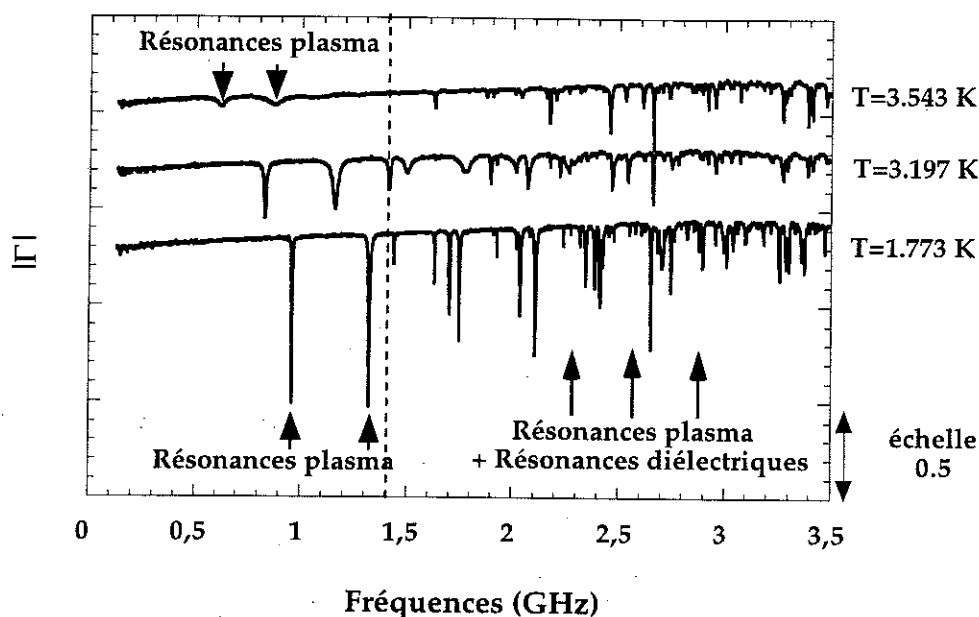


Figure III.8. Mesures brutes de l'amplitude du coefficient de réflexion. Mesures réalisées sur un film de niobium avec étalonnage à l'ambiante.

Ces mesures montrent la présence d'une multitude de résonances. Pour les fréquences supérieures à 1.4 GHz, nous notons la présence de résonances qui n'évoluent pas avec la température. Ces résonances seront appelées par la suite "résonances diélectriques". Elles sont associées à des modes de cavité qui s'établissent dans le cristal de SrTiO_3 . En particulier, la première résonance située à 1.4 GHz correspond au premier mode fondamental de la cavité formée par l'empilement : plan de masse/téflon/ SrTiO_3 /téflon/plan de masse. C'est à partir de cette première résonance que sera extraite la constante diélectrique du SrTiO_3 (cf. fin de ce chapitre § 5.).

D'autres résonances apparaissent dès que le film de niobium devient supraconducteur. Ces résonances se déplacent vers les plus hautes fréquences lorsque la température diminue. Elles sont associées aux modes plasma.

Un problème se pose au-dessus de 1.4 GHz car les résonances plasma se perdent au milieu des résonances diélectriques. Nous avons donc cherché le moyen d'extraire ces résonances.

III.4.1. Effets de la puissance injectée.

Nous avons remarqué au cours des mesures du film de niobium que la puissance utilisée pouvait modifier légèrement la fréquence ainsi que la forme des résonances plasma. Le premier effet rencontré lorsque la puissance injectée est très importante est une diminution significative du bruit de mesure. Cependant, indépendamment de cet effet, l'expérience montre qu'à partir d'une puissance supérieure à -30 dBm, une modification dans la fréquence et dans la forme des résonances plasma apparaît. La fréquence de même que la largeur à mi-hauteur du pic de résonance peuvent varier de quelques MHz. Les modes diélectriques sont beaucoup moins sensibles à la puissance utilisée. Cette différence de comportement nous a poussé à tester la méthode suivante pour extraire les modes plasma.

Le coefficient de réflexion est mesuré pour deux puissances différentes. La différence entre ces deux mesures permet de faire apparaître préférentiellement les résonances plasma (Figure III.10.).

En comparant cette courbe par rapport à la courbe brute (Figure III.9.), nous remarquons qu'une grande partie des pics de résonance diélectriques est éliminée. Seuls subsistent les pics de résonance associés aux modes plasma.

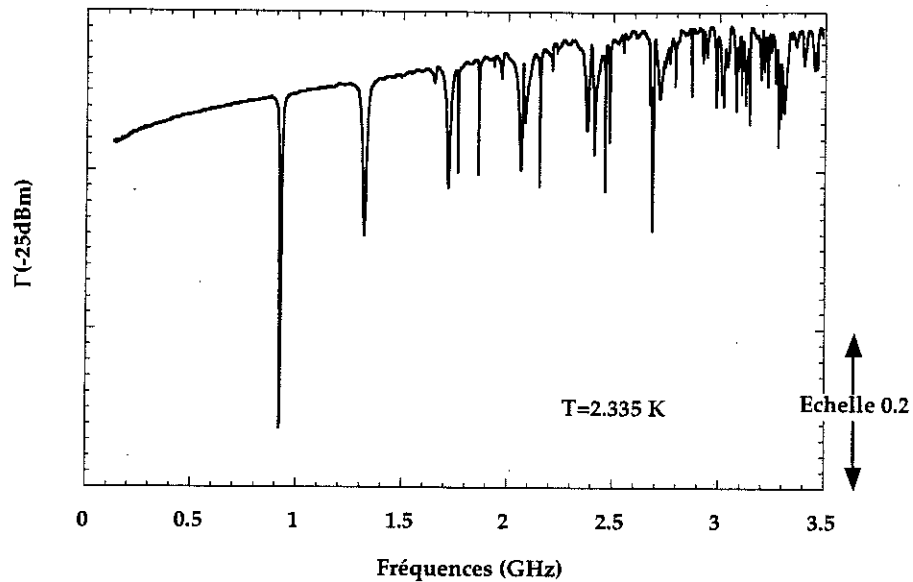


Figure III.9. Mesure brut du coefficient de réflexion avant différence. Mesure réalisée sur le film de niobium.

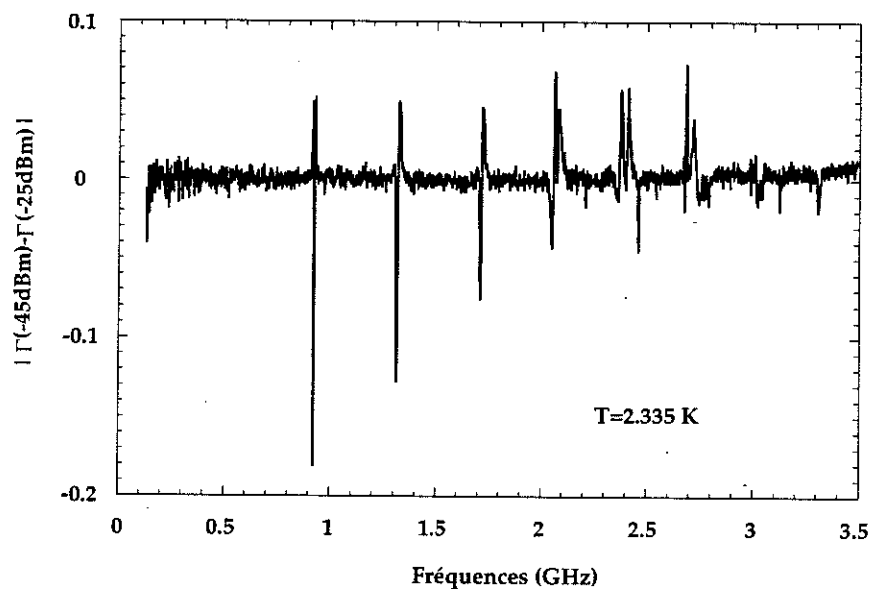


Figure III.10. Différence entre deux mesures du coefficient de réflexion prises pour les puissances -25 dBm et -45 dBm. Chacune des variations est associée à une résonance plasma. Mesure réalisée sur le film de niobium.

Cette méthode n'est cependant pas parfaite. L'inconvénient principal réside dans le fait qu'elle n'est pas reproductible. Une mesure réalisée lors d'un autre refroidissement de l'échantillon et en utilisant le même étalonnage n'a pas permis d'extraire les résonances plasma par cette

méthode. Nous pouvons émettre l'hypothèse que le contact entre l'âme du coaxial et l'échantillon ait un peu changé durant le cycle thermique. Le couplage des modes est légèrement modifié et la puissance réellement transmise à l'échantillon est différente.

La modification de la position et de la forme des pics de résonance supraconducteur justifie le fait que nous n'utilisons pas de trop fortes puissances. Lorsque qu'il y a modification du pic, cela implique que la mesure perturbe les propriétés du supraconducteur (Densité d'électrons et pertes...).

III.4.2. Utilisation du facteur de qualité.

La deuxième méthode part de la constatation que le facteur de qualité des résonances plasma est inférieur à celui des résonances diélectriques.

Nous avons donc mesuré le facteur de qualité de toutes les résonances observées sur la mesure du coefficient de réflexion. Le facteur de qualité est défini par le rapport $v/\Delta v$ où Δv est la largeur à mi-hauteur du pic de résonance et v la fréquence de cette résonance. Cette mesure est représentée sur la figure III.11..

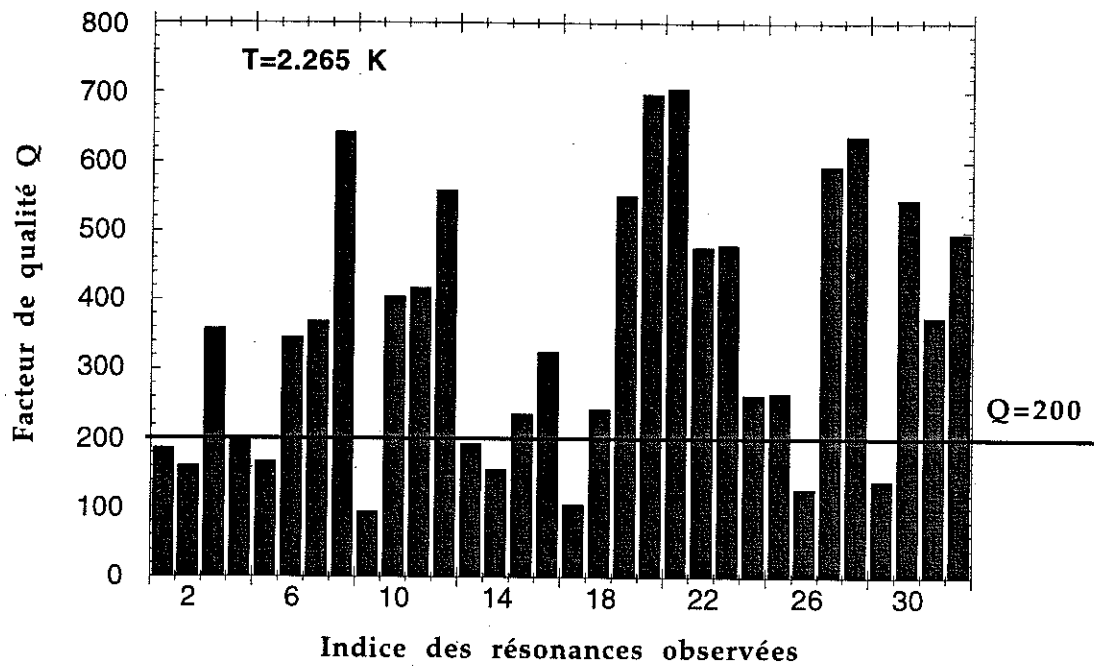


Figure III.11. Facteur de qualité associé à chacune des résonances. Mesure réalisée sur le film mince de niobium.

A partir de ces facteurs de qualité nous avons choisi de ne conserver que les résonances possédant un facteur de qualité inférieur à 200 (Figure III.12.). Seules quelques résonances restent. Elles indiquent la présence d'une résonance plasma.

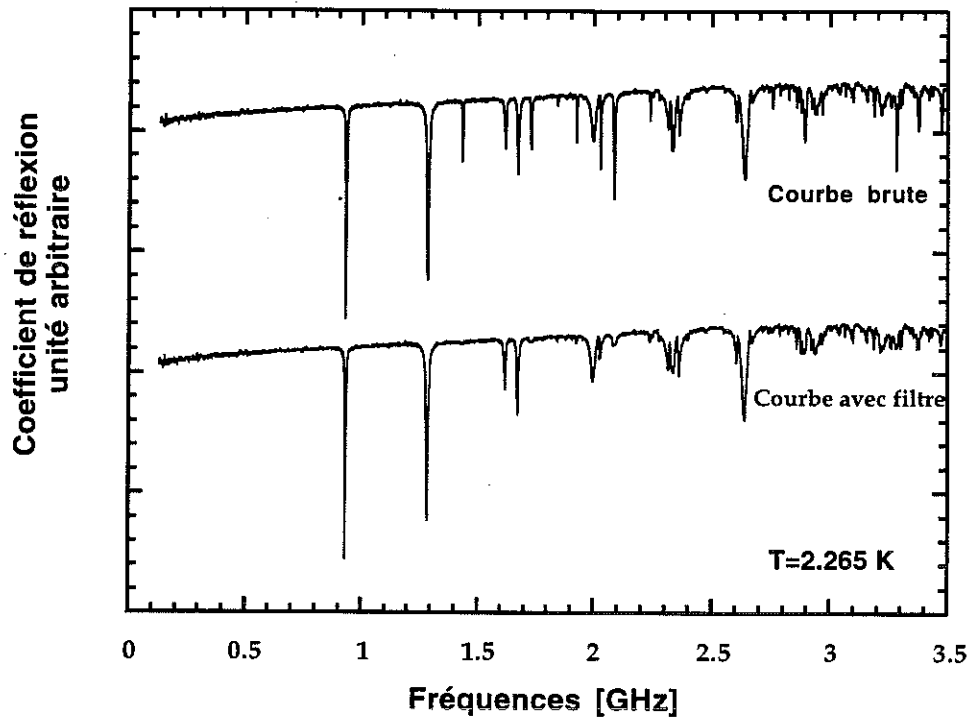


Figure III.12. Coefficient de réflexion avant et après filtrage.

Les résonances ayant un facteur de qualité $Q > 200$ ont été retirées sur la courbe du bas. Mesure réalisée sur le film de niobium.

Cette méthode semble pouvoir marcher mais comporte des inconvénients non négligeables. Le premier est qu'elle est extrêmement longue à mettre en oeuvre car elle nécessite de mesurer et de calculer le facteur de qualité pour toutes les résonances. Le second est que la valeur limite du facteur de qualité que l'on se donne est arbitraire et change pour chaque mesure. Enfin, pour les fréquences supérieures à 1.4 GHz, les résonances plasma se superposent et s'ajoutent aux autres résonances. Il devient donc difficile de définir une largeur à mi-hauteur pour mesurer le facteur de qualité. Ce n'est donc pas une méthode que nous avons retenue.

III.4.3. Effet de la température.

La dernière méthode est celle que nous adopterons. Elle part de la constatation que les modes diélectriques n'évoluent pas ou très peu avec la température lorsque la température devient inférieures à 5 K alors que les

modes plasma dépendent fortement de la température. Cette méthode consiste à effectuer la différence entre deux coefficients de réflexion mesurés à des températures très proches.

La courbe représente l'amplitude de la différence entre deux mesures du coefficient de réflexion à deux températures voisines. Elle est calculée par la formule $\Gamma_{\text{diff}} = |\Gamma(T) - \Gamma(T + dT)|$. Par cette méthode nous pouvons extraire jusqu'à 15 résonances de la mesure brut (figure III.13). Seul un pic diélectrique subsiste à 2.3 GHz.

Remarques:

- Le dT choisi sera celui qui permettra de faire ressortir le plus grand nombre de résonances. Il est donc laissé à l'appréciation de l'expérimentateur.
- Par la suite, toutes les mesures extraites à partir de cette différence seront données pour la température moyenne $T_{\text{moy}} = T + dT/2$

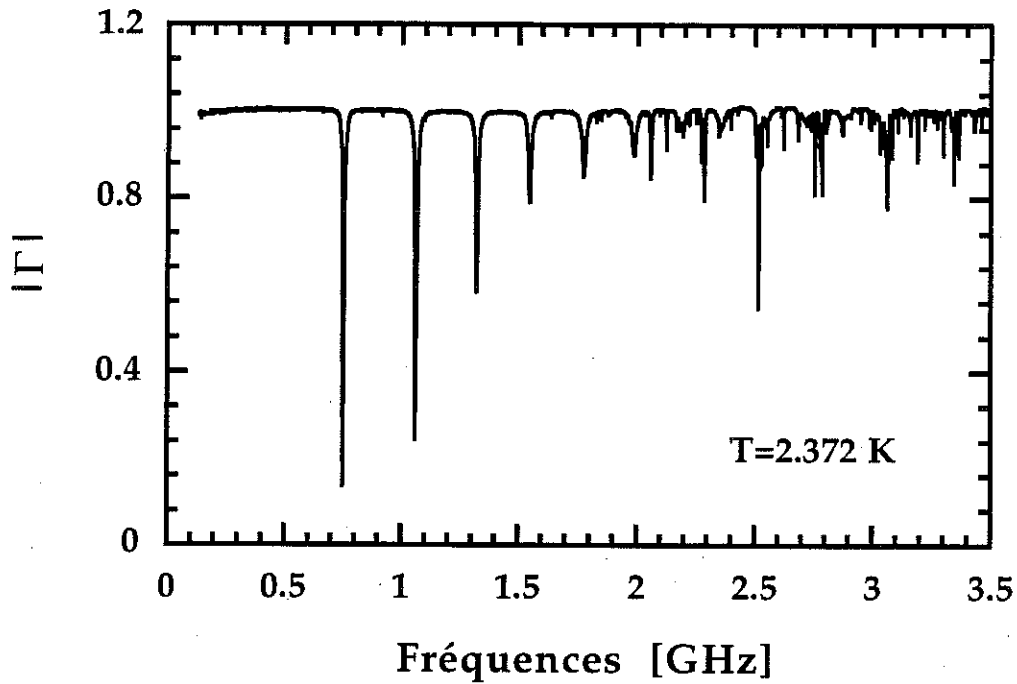


Figure III.13. Mesure du coefficient de réflexion réalisée à la température $T=2.372$ K. Mesure réalisée sur le réseau de pas $15\text{ }\mu\text{m}$.

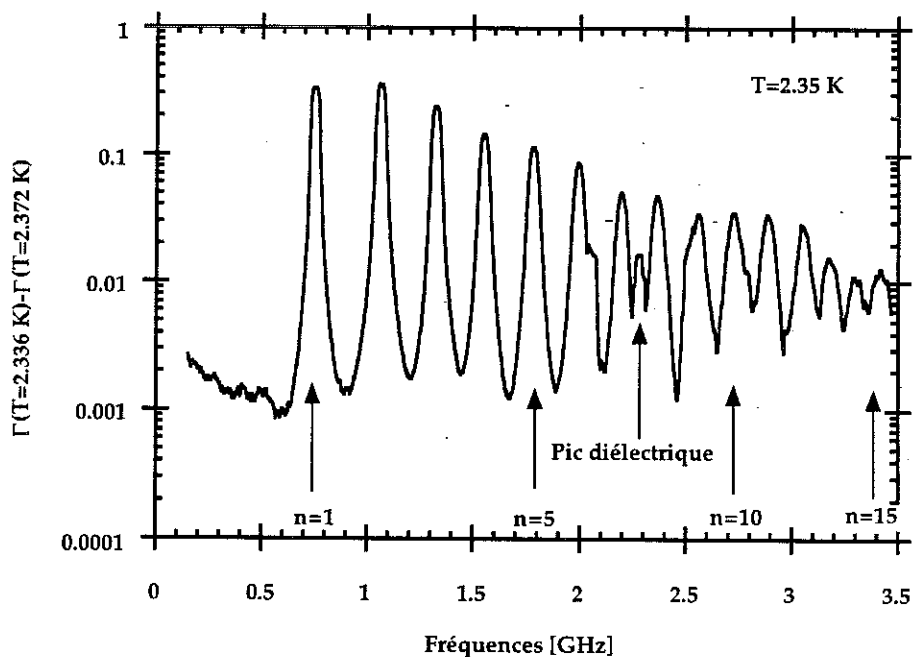


Figure III.14. Différence entre deux mesures du coefficient de réflexion réalisées à des températures très proches. ; Un lissage de la courbe sur une fenêtre de largeur 30 MHz a été réalisé. Mesure réalisée sur le réseau de pas $15\text{ }\mu\text{m}$.

III.4.4. Méthodes en modifiant la cavité.

Pour extraire les modes plasma nous pouvons abaisser les fréquences de résonance des modes plasma au-dessous de celle des modes diélectriques. Les résonances diélectriques peuvent également être repoussées à plus hautes fréquences en diminuant l'épaisseur du téflon. Enfin, en remplaçant le téflon par un matériau absorbant, les résonances diélectriques peuvent être éliminées.

III.4.4.1. Modification de l'épaisseur du téflon.

Cette méthode consiste à réduire l'épaisseur du téflon de façon à repousser la fréquence de résonance du premier mode diélectrique (Figure III.15.). Pour une épaisseur de téflon $e=300\mu\text{m}$, le premier mode diélectrique est observé à 1.4 GHz et pour $e=140\mu\text{m}$ la fréquence de résonance du premier mode diélectrique est de 1.9 GHz. Nous ne pouvons pas utiliser des épaisseurs plus faibles de téflon. En effet, rapprocher le plan de masse de l'échantillon en réduisant l'épaisseur du téflon peut perturber les modes plasma et rendre l'interprétation des mesures plus difficile. De plus, indépendamment du côté expérimental, cette méthode ne permettrait pas d'obtenir des fréquences de résonance supérieures à 3.5 GHz qui correspond à une épaisseur de téflon nulle.

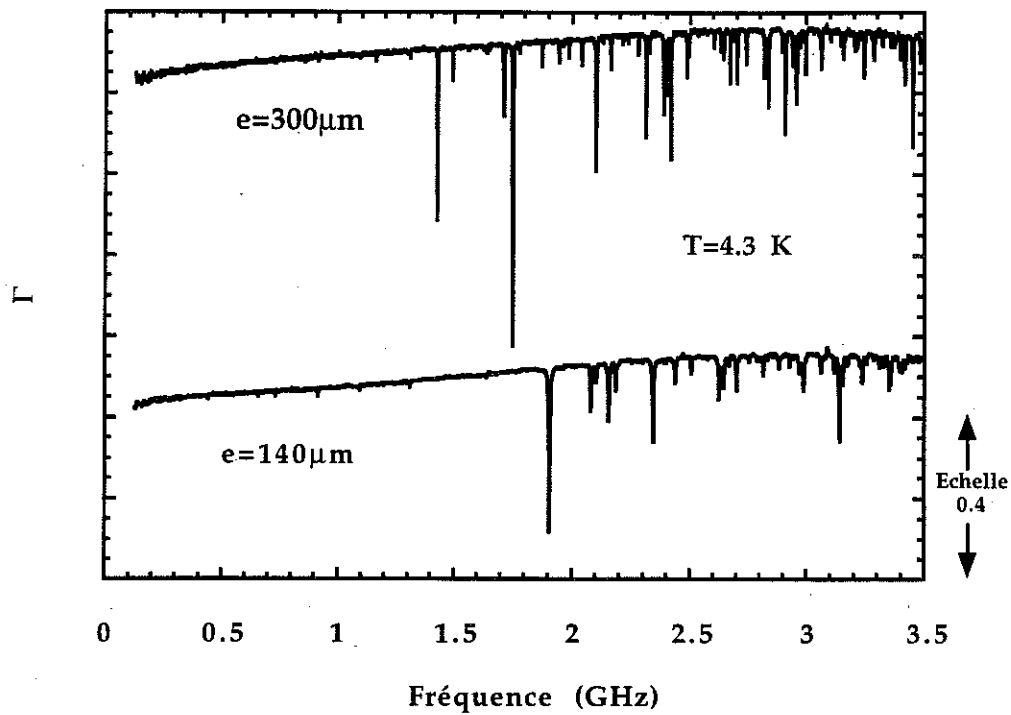


Figure III.15. Coefficient de réflexion pour deux épaisseurs e de téflon différentes et pour une température supérieure à la température critique.

III.4.4.2. Utilisation d'un matériau absorbant.

Le matériau absorbant que nous avons testé est composé d'un mélange de billes de bronze et d'araldite. Il a pour objet de créer des pertes sur les modes diélectriques qui se traduisent par une atténuation des résonances diélectriques (Figure III.16.).

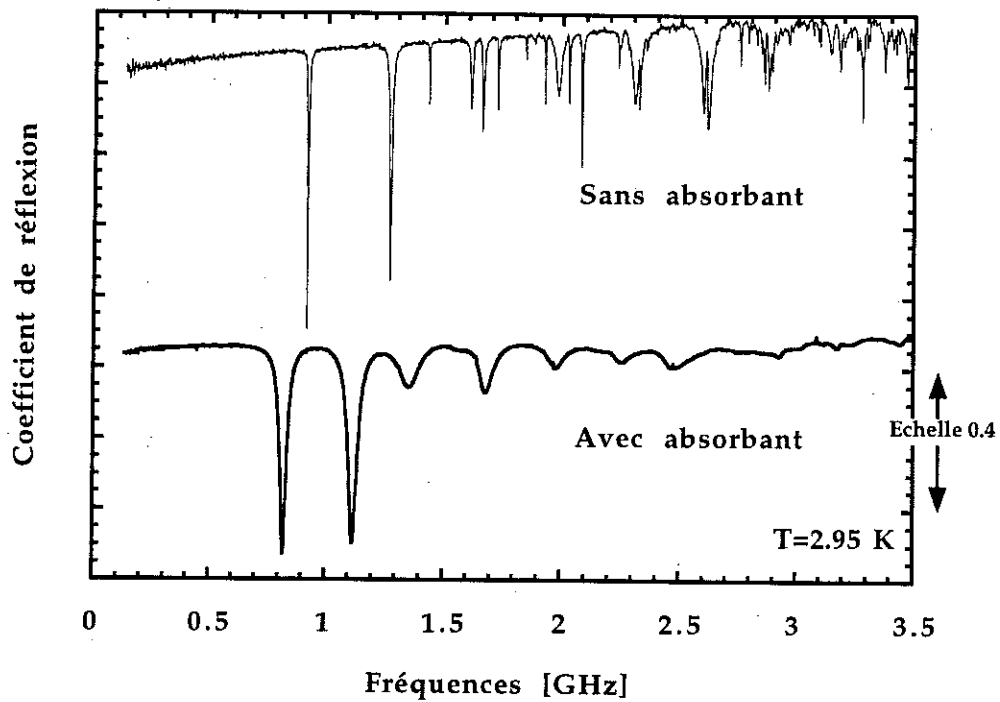


Figure III.16. Utilisation du matériau absorbant. Le matériau absorbant a pour objet de créer des pertes dans la cavité pour éliminer les résonances diélectriques. Mesure réalisée sur le réseau de pas 50 μm .

Sur la mesure réalisée sans absorbant toutes les résonances apparaissent. Sur la mesure réalisée avec absorbant il ne reste que les résonances plasma. Le matériau absorbant a donc permis d'éliminer les résonances diélectriques. Cependant ce matériau affecte également le facteur de qualité des résonances plasma et provoque un décalage des résonances vers les plus basses fréquences. Il faut encore améliorer cette technique. Ce qui signifie caractériser beaucoup mieux le matériau absorbant et comprendre les effets qu'il induit sur les modes.

III.5. Mesure de la constante diélectrique du SrTiO_3 .

Afin de pouvoir exploiter les mesures, nous avons besoin de connaître la constante diélectrique du SrTiO_3 dans les deux directions cristallographiques $[1\ 1\ 0]$ et $[1\ 0\ 1]$. Pour cela nous allons utiliser les modes diélectriques.

Le cristal de SrTiO_3 , entouré par les deux épaisseurs de téflon et inséré entre deux blocs métalliques, forme une cavité diélectrique résonante qui ne dépend pas des propriétés du supraconducteur. Cette cavité va pouvoir accepter certains modes propres de résonance. Nous avons étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans une telle structure et nous en avons déduit les différents modes fondamentaux de cette cavité. Le premier mode trouvé est le mode $\text{TE}^{[III.4.]}$. Nous allons donc faire l'hypothèse que la première résonance observée correspond à ce mode fondamental.

A partir de la fréquence de résonance, connaissant les dimensions du cristal et l'épaisseur du téflon, la constante diélectrique du substrat selon la direction $[1\ 1\ 0]$ peut être déduite. L'évolution de la constante diélectrique en fonction de la température est tracée sur la figure III.17..

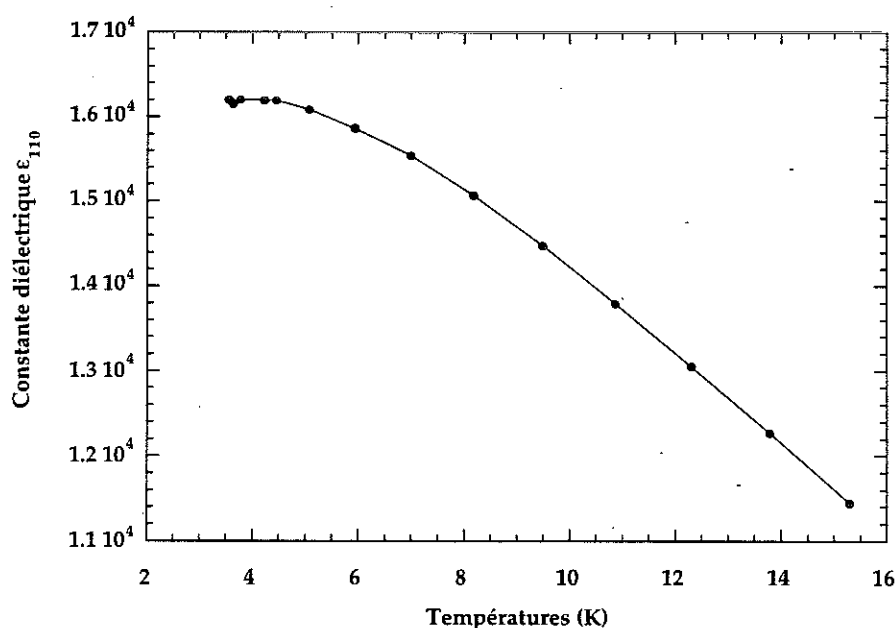


Figure III.17. Constante diélectrique selon la direction $[1\ 1\ 0]$ en fonction de la température.

Sur cette figure nous pouvons remarquer qu'entre 4.5 K et 15 K environ la constante diélectrique selon la direction $[1\ 1\ 0]$ décroît continûment de 16200 à 11500. En dessous de 4.5 K, la constante diélectrique ne varie plus avec la température. La constante diélectrique selon la direction $[1\ 1\ 0]$ varient selon les échantillons de l'ordre de 30 % à 50 %.

Nous prendrons dans l'exploitation de nos mesures la valeur de la constante diélectrique obtenue pour chacun des échantillons (Cf. Tableau III.1).

Pour déterminer la constante diélectrique selon l'autre direction cristallographique $[0\ 0\ 1]$, nous avons utilisé le rapport de 2.1 trouvé par Sakudo et Al... [III.5.]. La valeur de la constante diélectrique selon cette direction est donc donnée par $\epsilon_{[1\ 1\ 0]}/2.1$.

	Film de niobium	Réseau $p=15\ \mu\text{m}$	Réseau $p=31.5\ \mu\text{m}$	Réseau $p=46\ \mu\text{m}$	Réseau $p=50\ \mu\text{m}$	Réseau $p=76\ \mu\text{m}$
$\epsilon_{[1\ 1\ 0]}$	16390	14662	22550	21439	21100	28100
$\epsilon_{[0\ 0\ 1]}$	7805	6980	10738	10719	10048	13380

Tableau III.1. Constante diélectrique du SrTiO_3 selon les directions $[1\ 1\ 0]$ et $[0\ 0\ 1]$ pour les différents échantillons.

Conclusion.

Les mesures que nous réalisons sont des mesures du module du coefficient de réflexion. La technique d'étalonnage utilisée pour ces mesures comporte deux étapes. Un étalonnage classique "OSL" à l'ambiante est tout d'abord réalisé. Ensuite, afin de compenser la variation des pertes avec la température, une normalisation est effectuée en utilisant la mesure d'un circuit-ouvert obtenue à 4.2 K. Cette technique permet de corriger les mesures jusqu'à 4 GHz.

Sur les mesures du coefficient de réflexion nous observons des résonances qui n'évoluent pas avec la température : les résonances des modes diélectriques. Lorsque la température devient inférieure à la température critique du supraconducteur d'autres résonances apparaissent : les résonances plasma. Elles dépendent fortement de la température. A partir d'une certaine fréquence, ces deux types de résonances se mélangent. Afin de les séparer, nous avons testé plusieurs solutions. Celle qui a retenu notre attention consiste à réaliser la différence entre deux mesures réalisées à des températures très proches.

Chapitre IV.

Résultats expérimentaux.

Chapitre IV. Résultats expérimentaux.

Introduction.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les résultats obtenus sur la propagation des modes plasma dans différents milieux. A partir de la mesure du coefficient de réflexion de chacun des échantillons, sur une gamme de fréquences allant de 130 MHz à 3.5 GHz, la loi de dispersion associée aux modes plasma a été extraite.

Nous présenterons respectivement les mesures réalisées sur un film mince de niobium déposé sur la tranche d'un cristal de SrTiO_3 et ensuite sur un fil de niobium, de $5\text{ }\mu\text{m}$ de largeur, déposé sur substrat de SrTiO_3 . Nous terminerons par la présentation des résultats obtenus sur des réseaux de fils de niobium de pas respectifs $p=15\text{ }\mu\text{m}$, $31.5\text{ }\mu\text{m}$, $46\text{ }\mu\text{m}$ et $76\text{ }\mu\text{m}$. Nous nous sommes limités dans cette étude à des vecteurs d'onde k toujours très inférieurs au pas des différents réseaux.

IV.1. Modes plasma dans un film mince de niobium.

L'onde plasma se propage dans la direction longitudinale au film supraconducteur. Pour tracer la loi de dispersion, nous faisons l'hypothèse d'une réflexion totale aux deux extrémités de l'échantillon. Des modes stationnaires peuvent donc s'établir le long du film de niobium et des résonances apparaissent. A chaque résonance, un vecteur d'onde k peut être associé. Pour la n ème résonance, il est donné par $k = n\pi / L$, où L est la longueur de l'échantillon.

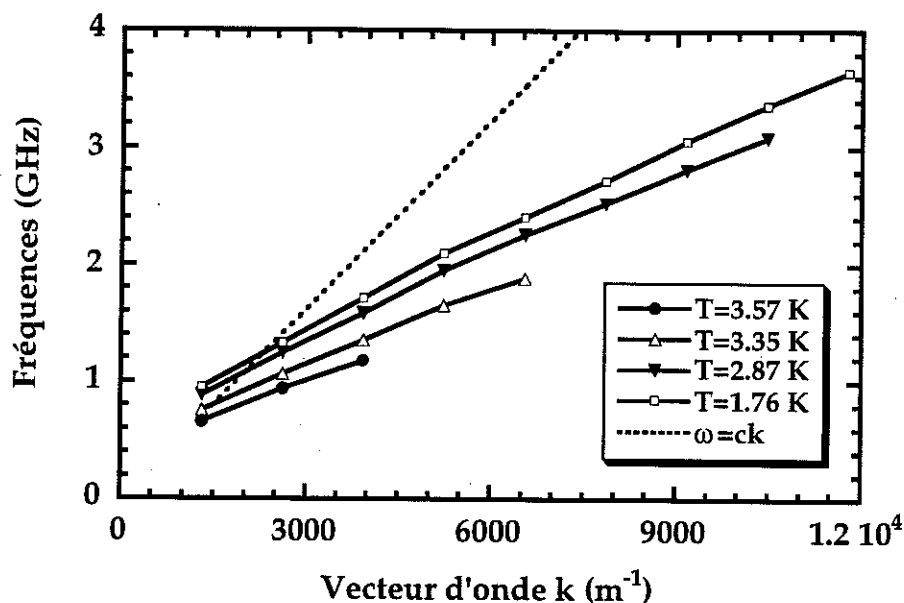


Figure IV.1. Loi de dispersion des modes plasma mesurée sur un film mince de niobium pour différentes températures. En pointillé est représentée la vitesse de la lumière dans le SrTiO₃ dans la direction [0 0 1].

La figure IV.1. montre que plus la température augmente et se rapproche de la température critique T_c , plus les valeurs des fréquences de résonance se déplacent vers les basses fréquences. Lorsque la température diminue, le nombre des résonances augmente. Cet effet peut s'expliquer par la diminution des pertes dans le supraconducteur quand la température diminue. La vitesse de la lumière, polarisée dans la direction perpendiculaire à la couche, a été reportée sur cette figure afin de comparer la vitesse de phase du mode par rapport à celle-ci. Globalement plus la température augmente et se rapproche de la température critique, plus la loi de dispersion s'éloigne de la vitesse de la lumière et de ce fait plus le mode devient lent. Cependant, les premières résonances associées à l'indice $n=1$ et $n=2$ se situent toujours au-dessus ou au voisinage de la vitesse de la lumière dans le diélectrique. Il est possible, comme l'échantillon a des dimensions finies et est entouré par du téflon et deux plans de masse, que le champ électrique ne soit pas totalement localisé dans le SrTiO₃ mais voit également le téflon qui entoure le substrat (Chapitre III). La constante diélectrique qui est réellement vue par l'onde n'est donc pas celle du SrTiO₃ mais une combinaison entre celle du SrTiO₃ et celle du téflon. Elle est donc légèrement inférieure à celle du titanate de strontium. Ceci conduit à une fréquence de résonance un peu plus élevée. Pour tester cette idée il faudrait

pouvoir résoudre la propagation des modes plasma en tenant compte du téflon et des deux plans de masses, mais ce système est très difficile à résoudre. Cet effet sera d'autant moins visible que le mode sera lent donc que nous serons à des températures proches de la température critique ou que le vecteur d'onde sera grand.

Afin de comprendre le comportement des lois de dispersion (Figure IV.1.), un ajustement utilisant la relation de dispersion théorique pour les modes plasma dans une couche mince supraconductrice a été utilisé. Elle est donnée par :

$$\omega^2 = \frac{f}{\lambda_{\text{eff}}^2 \mu_0 \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_x \epsilon_z}} \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x}$$

Les points expérimentaux ainsi que l'ajustement par la loi théorique sont représentés sur la figure IV.2. en traçant la fréquence au carré en fonction du paramètre τ donné par $\sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x}$. τ est calculé à partir de la valeur expérimentale du vecteur d'onde k , de la fréquence de résonance et de la constante diélectrique du SrTiO_3 . Le seul paramètre libre permettant l'ajustement de la loi de dispersion est la longueur de pénétration effective λ_{eff} de la couche mince. L'ajustement est réalisé en prenant soin de retirer la première résonance pour les raisons décrites précédemment. La loi de dispersion obtenue à la température $T=3.35$ K est parfaitement reproduite par le modèle des modes plasma dans une couche mince. La valeur de la longueur de pénétration effective est de $1.77 \mu\text{m}$ pour cette température. Pour les températures $T=1.31$ K et $T=2.87$ K, le meilleur ajustement est obtenu pour des valeurs respectives de λ_{eff} de $1.27 \mu\text{m}$ et de $1.40 \mu\text{m}$. La longueur de pénétration perpendiculaire est alors de $161 \mu\text{m}$ à $T=1.31$ K et de $196 \mu\text{m}$ à $T=2.87$ K. Elle est donc inférieure à la largeur du film. Par conséquent, le courant n'est pas homogène sur toute la largeur du film et de ce fait une dépendance selon la direction y peut intervenir. Cette dépendance n'est pas prise en compte par le modèle homogène. Ceci peut éventuellement expliquer l'écart observé avec l'ajustement lorsque la température diminue.

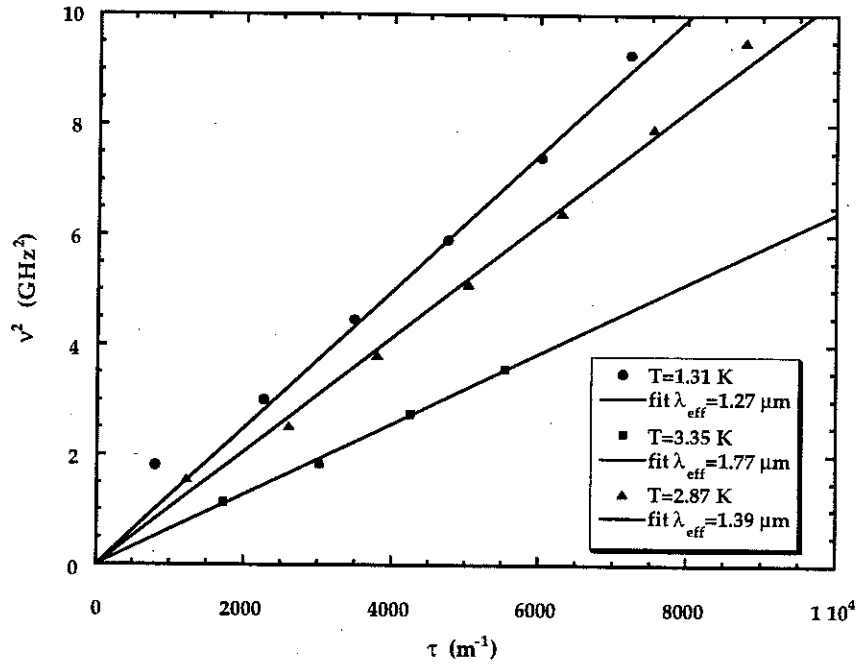


Figure IV.2. Ajustement de la loi de dispersion pour un film de niobium par le modèle en couche mince homogène. $\epsilon_x=7805$, $f=10$ nm

En conclusion, le modèle en couche mince homogène permet d'expliquer la réponse hyperfréquence du film de niobium. La fréquence au carré a un comportement linéaire avec τ . Lorsque la température diminue, une courbure apparaît. Ce résultat est comparable avec ce qui avait été obtenu dans l'aluminium granulaire [IV.1.].

IV.2. Modes plasma dans un fil de niobium.

IV.2.1 Description de l'échantillon.

Le fil supraconducteur de niobium est déposé sur la face (110) d'un substrat de SrTiO_3 comme l'indique la figure IV.3. Le procédé de lithographie et de gravure du fil est identique au procédé décrit au chapitre II. La largeur du fil de niobium est de $w = 5 \mu\text{m}$ pour une longueur de $1945 \mu\text{m}$. Pour pouvoir effectuer des contacts électriques, deux plots de $34 \mu\text{m}$ de large pour une longueur de $128 \mu\text{m}$ sont disposés aux deux extrémités du fil. Ce dernier plus les deux plots de contacts s'étendent sur toute la longueur L du substrat de SrTiO_3 ($L=2200 \mu\text{m}$). Son épaisseur H est

de 0.3 mm et sa largeur D de 5 mm. Le niobium d'épaisseur $f=12$ nm est toujours protégé par une fine couche de silicium de 5 nm.

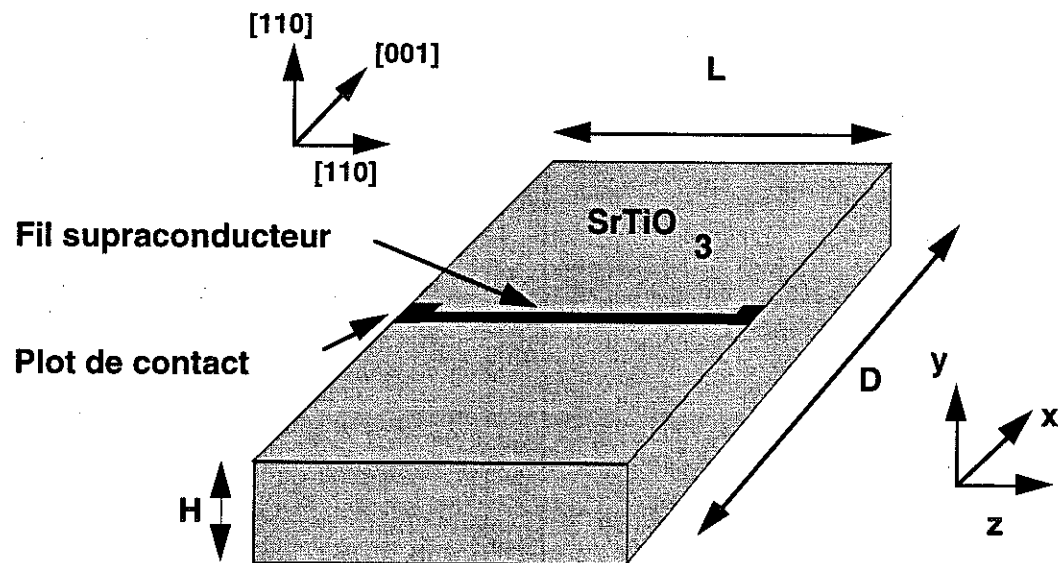


Figure IV.3. Schéma de l'échantillon composé d'un fil de niobium déposé sur la face (110) d'un substrat de SrTiO_3 .

Le montage expérimental est décrit à la figure IV.4. La face du substrat, opposée au fil de niobium, est plaquée contre une fine couche de téflon de $145\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. L'ensemble est posé sur un bloc en laiton qui joue le rôle de plan de masse. Le couplage entre le conducteur central du connecteur SMA et l'échantillon est réalisé par un fil d'aluminium de $25\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre soudé par ultrasons.

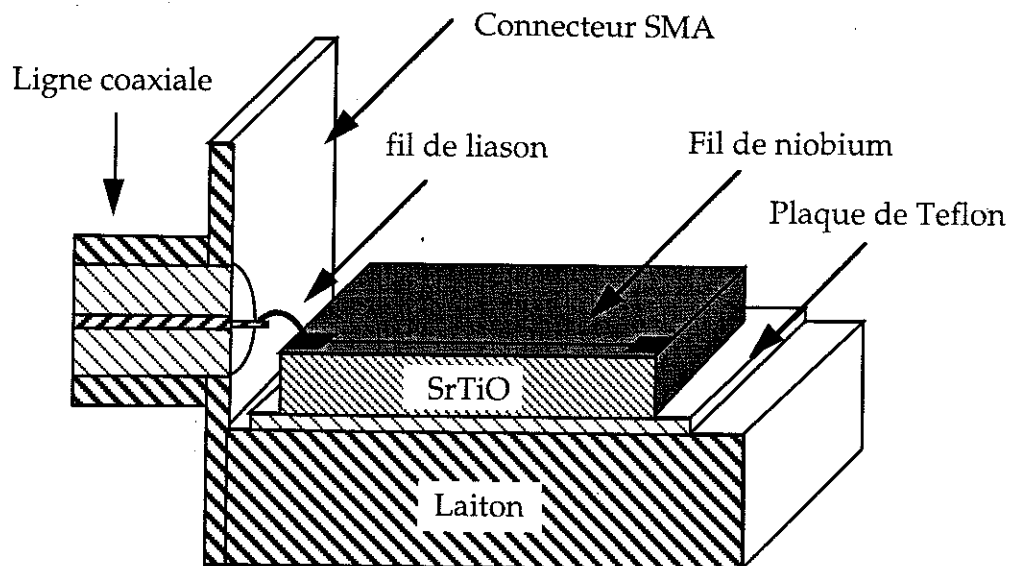


Figure IV.4. Schéma du montage expérimental pour la mesure du fil de niobium. Le SrTiO_3 est séparé du plan de masse par une plaque en téflon.

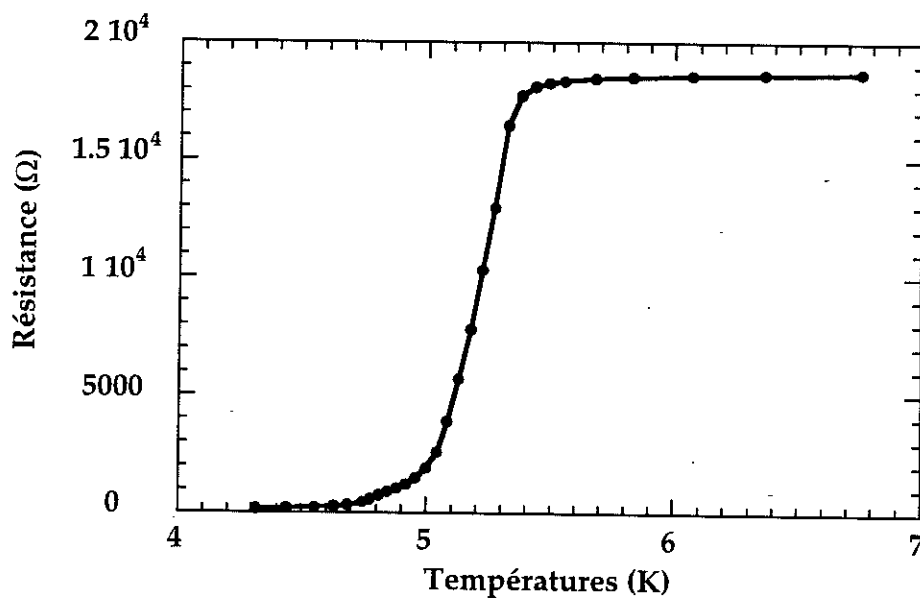


Figure IV.5. Transition résistive du fil supraconducteur de niobium.

La transition résistive, obtenue par mesures 2 fils, est tracée sur la figure IV.5. Nous n'avons pas pu réaliser des mesures 4 fils du fait de la petitesse des plots de contacts. La température critique à mi-hauteur de la transition est de l'ordre de $T_c = 5.19$ K. La largeur de transition définie entre 10% et 90% de la résistance dans l'état normal est environ 330 mK. Du fait des mesures 2 fils, une résistance résiduelle de l'ordre de 200 Ω subsiste même à basse température et est attribuée aux résistances de contact. La

résistivité du fil de niobium ($\rho \sim 55 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$) est comparable à celles obtenues dans les réseaux.

IV.2.2. Loi de dispersion.

La mesure du coefficient de réflexion montre l'apparition des résonances plasma en dessous de la température critique. Afin d'obtenir les vecteurs d'onde à partir de l'indice n de la résonance, nous avons pris la règle de sélection ($k=n\pi/L$) où L correspond à la longueur totale du substrat de SrTiO_3 . En fait les modes plasma sont affectés par les deux plots de contacts aux extrémités du fil. Cette perturbation devrait être prise en compte pour définir une longueur effective du fil^[IV.2]. Cependant puisque la longueur des plots ne correspond qu'à 10% de la longueur totale, nous négligerons cette perturbation.

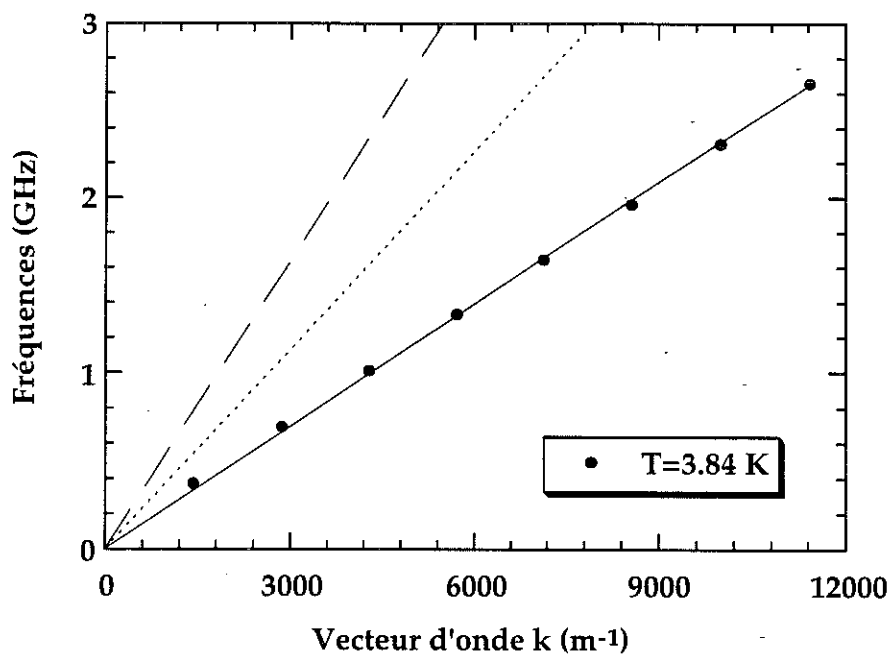


Figure IV.6. Loi de dispersion des modes plasma dans un fil de niobium comparée à un ajustement linéaire passant par l'origine (ligne continue) et aux vitesses de la lumière selon [110] (pointillés courts) et [001] (pointillés longs).

Huit résonances plasma ont été détectées. La loi de dispersion est ainsi mesurée entre les vecteurs d'onde 1400 m^{-1} et 11000 m^{-1} (Figure IV.17.). La fréquence des modes observés dans le fil se situe entre 0.1 GHz et 3 GHz. Le mode reste lent comparé aux deux vitesses de la lumière dans le diélectrique quelques soient la température et le vecteur d'onde. La loi de dispersion est notablement différente de celle d'un film homogène (figure IV.1.). Elle est en effet linéaire sur toute la plage de mesure et son prolongement passe par l'origine.

IV.2.3. Dispersion théorique associée à la configuration expérimentale.

L'étude théorique des modes plasma tenant compte de la configuration exacte (Figure IV.4.) ne pourrait se faire qu'à l'aide de techniques numériques sophistiquées. En effet l'environnement du fil mesuré est très complexe pour les raisons suivantes. Le film supraconducteur a une interface avec le SrTiO_3 . L'autre étant avec le vide. L'épaisseur du SrTiO_3 est inférieure ou comparable à la longueur d'onde. Le fil supraconducteur est de section rectangulaire très plate. Le SrTiO_3 est un diélectrique anisotrope.

En effectuant deux simplifications importantes, une loi de dispersion prenant en compte l'environnement expérimental de l'échantillon est obtenue. Elle correspond à celle d'un fil cylindrique seul dans un diélectrique infini étudié au chapitre II.

La première simplification consiste à prendre un fil semi-cylindrique de rayon r_0 enterré dans le SrTiO_3 (Figure IV.7.) et d'égale section que le fil mesuré, $\pi r_0^2/2 = f w$. Une telle simplification conserve bien l'inductance cinétique du fil lorsque les courants supraconducteurs sont supposés homogènes. Cependant elle ne rend pas compte des distributions des champs au voisinage du supraconducteur.

La deuxième simplification consiste à considérer un milieu diélectrique isotrope ayant une constante diélectrique ϵ_1 égale à la moyenne selon les trois axes du cristal ($\epsilon_1 = (\epsilon_{110} \epsilon_{110} \epsilon_{001})^{1/3} \sim 12500$).

Il reste donc à prendre en compte la taille finie du substrat. Puisque la constante diélectrique du SrTiO_3 est très élevée comparée aux autres milieux diélectriques environnants, nous pouvons appliquer l'approximation des Murs Magnétiques Parfaits. En effet la condition aux limites à l'interface entre deux milieux diélectriques est donnée par $\epsilon_1 E_{n,1} = \epsilon_2 E_{n,2}$. Ainsi si $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$, le champ électrique normal à l'interface $E_{n,1}$ peut souvent être négligé^[IV.3.].

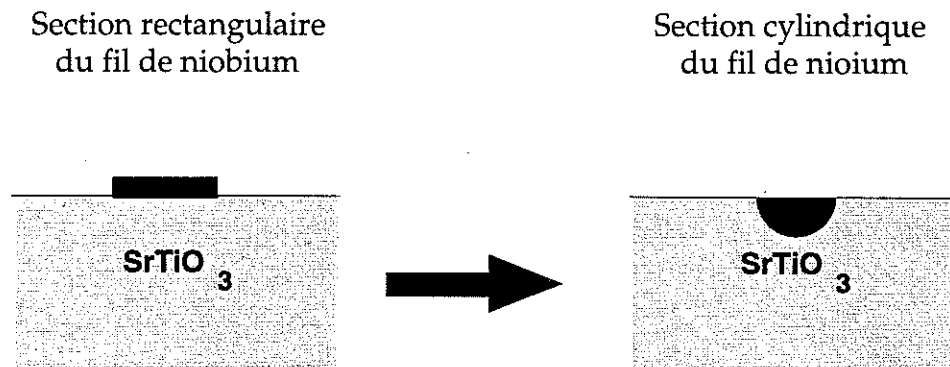
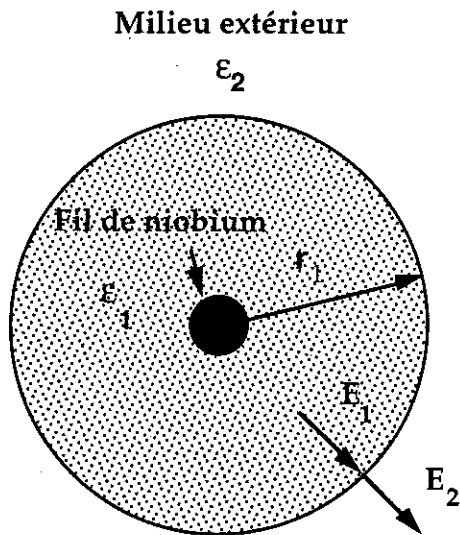


Figure IV.7. Schéma indiquant la première simplification afin de pouvoir calculer analytiquement les modes dans la configuration expérimentale.

Afin de tester la validité de cette approximation, nous avons étudié théoriquement la propagation des modes plasma dans un fil cylindrique. Ce dernier est enveloppé dans une gaine de constante diélectrique très élevée et de rayon extérieur r_1 . Un milieu infini à constante faible ϵ_2 entoure l'ensemble (Figure IV.8.). Une telle géométrie permet d'obtenir



Condition aux limites exacte :

$$\epsilon_1 E_{n,1}(r_1) = \epsilon_2 E_{n,2}(r_1)$$

Approximations (MMP) :

$$\epsilon_1 E_{n,1}(r_1) = 0$$

Figure IV.8. Fil de niobium de rayon r_0 entouré par une gaine diélectrique de constante ϵ_1 et de rayon r_1 .

analytiquement les lois de dispersion sans et avec approximation (MMP) et ainsi de les comparer. Comme le montre la figure IV.5.7, une parfaite correspondance entre les deux résultats apparaît dans la gamme des vecteurs d'onde mesurés. L'écart est en effet inférieur à 0.1 % pour $k = 700 \text{ m}^{-1}$ et diminue lorsque k augmente.

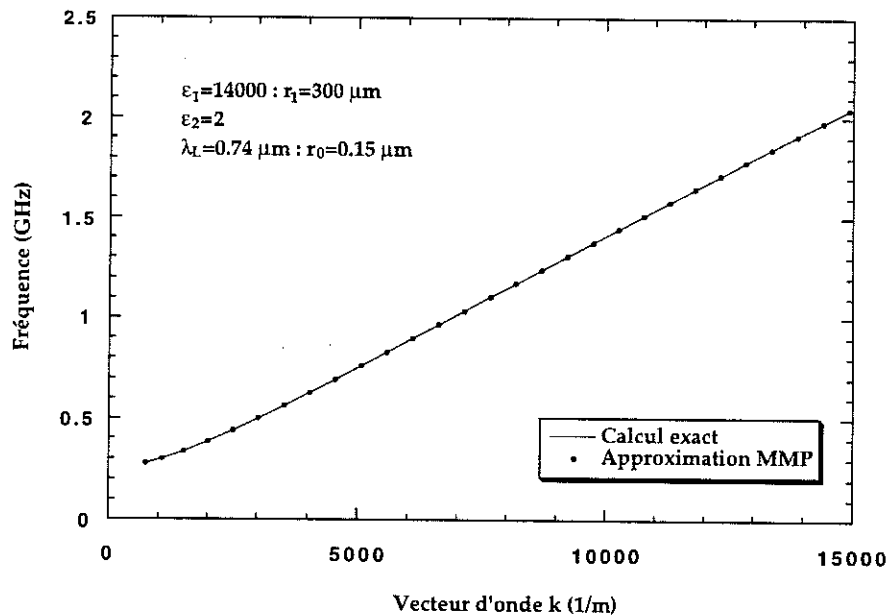


Figure IV.9. Loi de dispersion des modes plasma d'un fil supraconducteur dans la géométrie décrite à la figure IV.8.

A partir des expressions analytiques, la condition de validité de l'approximation (MMP) est donnée par : $(k r_1)^2 \gg \epsilon_2/\epsilon_1$. Cette condition est toujours pleinement vérifiée pour $r_1=300 \mu\text{m}$ et $k \geq 1400 \text{ m}^{-1}$ correspondant à des valeurs expérimentales standards.

Nous avons donc appliqué cette approximation à la configuration expérimentale. Du fait de l'annulation du champ électrique normal à l'interface, nous pouvons utiliser la règle des images afin de construire une configuration équivalente (Figure IV.10.). Nous obtenons un réseau de fils

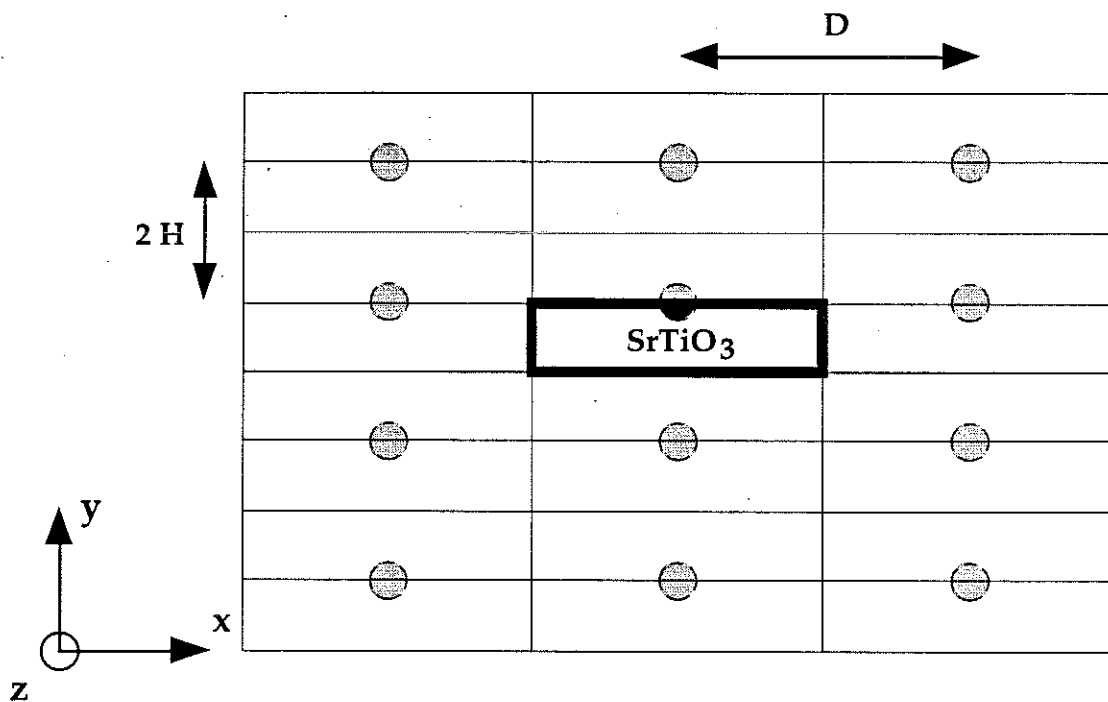


Figure IV.10. Schéma indiquant la construction par "image" d'un réseau de fil dans une matrice de SrTiO_3 à partir d'un échantillon constitué d'un fil et d'un substrat rectangulaire de SrTiO_3 .

de rayon r_0 de période $2H$ dans la direction y et D selon x . On peut aisément vérifier, par simple symétrie, que pour une telle configuration et si chacun des fils transporte la même oscillation de courant selon z , le champ électrique a bien sa composante normale nulle sur tout le contour du rectangle central symbolisant le substrat de SrTiO_3 . Ainsi, par la magie des images, résoudre le problème électromagnétique d'un fil seul déposé sur un substrat rectangulaire à constante diélectrique très grande est équivalent à

résoudre celui d'un réseau de fils de période $2H$ et D plongé dans le même substrat.

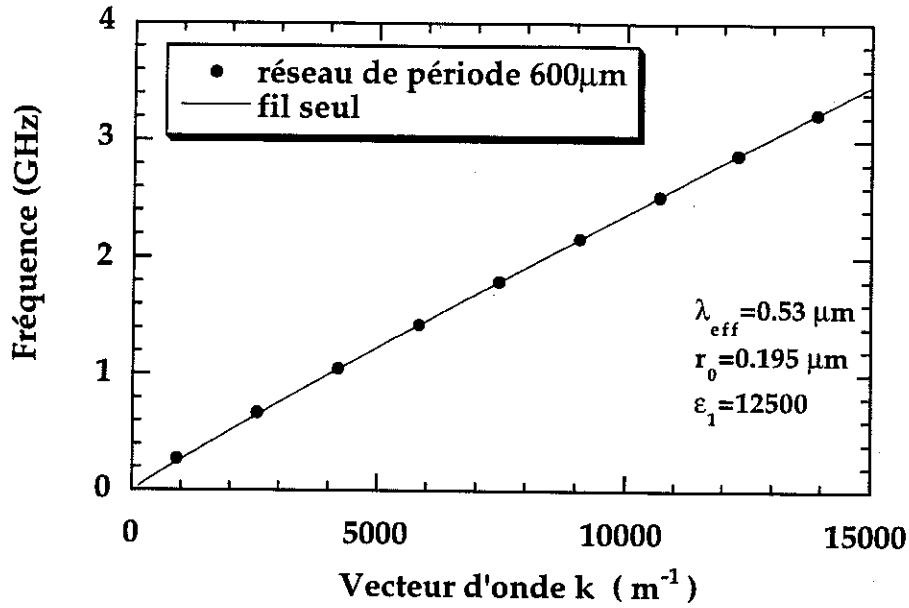


Figure IV.11. Loi de dispersion théorique pour un réseau de fils supraconducteur de profondeur de pénétration $0.53 \mu m$ de période $600 \mu m$ et pour un fil seul.

Les modes plasma sont des modes évanescents en s'éloignant du fil supraconducteur sur une distance de τ^{-1} où $\tau = \left(k^2 - \left(\frac{\omega}{c_d} \right)^2 \right)^{1/2}$ et c_d est la vitesse de la lumière dans le diélectrique (Chapitre II). En limitant l'étude à $\tau D \gg 1$, ce qui est toujours vérifié dans nos mesures, l'interaction entre les différentes rangées de fils séparées d'au moins D peut donc être négligée. La configuration géométrique analogue se simplifie à un réseau de fils d'une seule rangée de période $2H$. Ce problème est exactement celui étudié en détail au chapitre II. La loi de dispersion théorique d'un réseau de fils de période $2H$ est tracée à la figure IV.11. avec les paramètres correspondants à notre configuration expérimentale. Elle est comparée à celle d'un fil seul dans un milieu diélectrique infini. La similitude entre ces deux lois indiquent que l'interaction entre deux fils distants d'au moins $600 \mu m$ est négligeable. Le problème se résume donc à celui d'un fil seul.

En conclusion, les lois de dispersion mesurées, associées à la configuration expérimentale, peuvent donc être expliquées à l'aide du modèle d'un fil seul plongé dans un diélectrique infini. En considérant $(\tau r_0) \ll 1$, la loi de dispersion correspondante s'exprime simplement par :

$$\omega = \frac{c_d r_0 \alpha_r}{\lambda_{eff}(T)} k \ln^{1/2}\left(\frac{1}{\alpha_r k r_0}\right)$$

où $\alpha_r = \left(1 - \left(\frac{\omega}{c_d k}\right)^2\right)^{1/2}$ est la correction due aux effets de retard.

IV.2.4. Discussions des résultats expérimentaux.

Nous avons tracé sur la figure IV.12. les lois de dispersion expérimentales et théoriques utilisant le modèle du fil seul. Le seul paramètre restant libre est la longueur de pénétration effective. Les mesures expérimentales s'interprètent parfaitement à l'aide des modes plasma dans un fil supraconducteur.

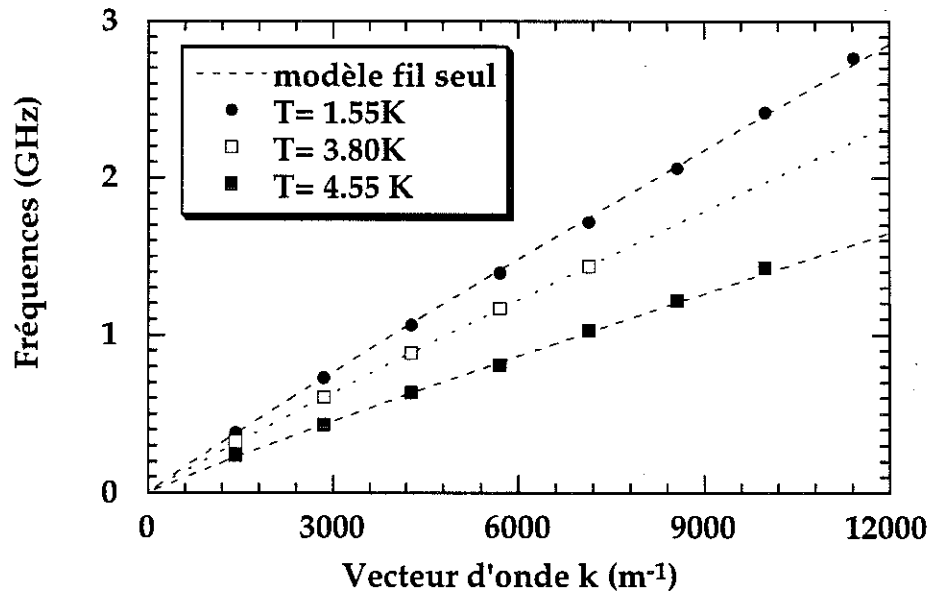


Figure IV.12. Lois de dispersion expérimentales (les points) comparées au modèle du fil seul (pointillés).

La loi de dispersion ne dépend du vecteur d'onde k que par le terme $\alpha_r k \ln(1/(\alpha_r k r_0))$. Cependant comme la fenêtre de mesure porte sur moins d'une décade, il est difficile de mettre en évidence le terme logarithmique. La vitesse de phase ω/k est donc constante et conduit à un effet de retard indépendant de k . Le coefficient α_r ne dépend alors pas de k . La loi de dispersion expérimentale apparaît donc comme étant linéaire et passant par l'origine.

Dans l'expression théorique, l'effet de la température apparaît explicitement dans la longueur de pénétration $\lambda_{\text{eff}}(T)$ mais aussi implicitement dans le terme d'effet de retard α_r qui dépend de la vitesse de phase du mode et donc de la température. A $T=1.5$ K, α_r est estimé à 0.8 alors que pour une température au voisinage de la transition, $T=4.72$ K, $\alpha_r \approx 0.96$. Pour une telle température, les effets de retard deviennent presque négligeables.

La dépendance en température de la longueur de pénétration est déduite de l'ajustement des points expérimentaux par le modèle d'un fil seul (Figure IV.13.). Les effets de retard ont été pris en compte pour estimer cette dernière. La longueur de pénétration diverge à l'approche de la transition supraconductrice et ne varie que très légèrement (inférieure à 5%) pour $T/T_c < 0.5$. La dépendance en température semble être pouvoir s'expliquée par le modèle phénoménologique de Gorter-Casimir^[IV.4.]. Nous obtenons $\lambda_{\text{eff}}(0) = 0.53 \mu\text{m}$ et $T_c = 4.92$ K. Cette température critique est cependant inférieure à celle estimée par les mesures résistives ($T_c = 5.19$ K). Cette différence n'est pas bien comprise et peut provenir de l'existence du pied résistif (Figure IV.5.). La longueur de pénétration déduite du modèle dans la limite sale (chapitre II) est égale à $0.34 \mu\text{m}$. Cette valeur de la longueur de pénétration peut souffrir des approximations effectuées dans le modèle des modes plasma. En particulier, le choix d'une constante diélectrique isotrope égale à 12500 conduit peut être à une erreur importante.

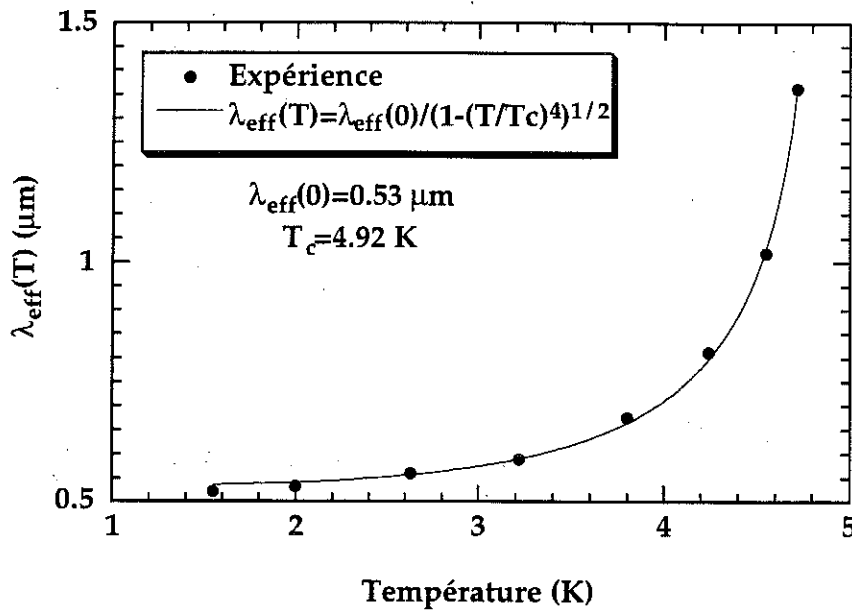


Figure IV.13. Longueur de pénétration déduite du modèle des modes plasma (points) en fonction de la température ajustée par la loi de Gorter-Casimir (ligne continue).

Dans notre échantillon, la longueur de cohérence reste très petite par rapport à la largeur du fil. D'autre part la longueur de Thomas-Fermi ($\sim 0.4 \text{ nm}$ pour le niobium^[IV.5.]) est toujours très inférieure à l'épaisseur et à la largeur des fils. Le fil de niobium n'est donc pas unidimensionnel au sens de la supraconductivité ni pour la répartition des charges dans le fil. Le comportement 1D des modes provient d'abord d'une distribution de courant uniforme dans la section du fil. En effet l'homogénéité du courant est bien vérifiée puisque $\lambda_{\perp}(0) = 10 \mu\text{m}$ est toujours plus grande que la largeur du fil. Le fil supraconducteur est un système à une dimension au sens électrique. En effet la longueur d'onde, variant de 4 mm à 0.5 mm , est d'au moins deux ordres de grandeurs supérieurs à la largeur du fil. Cette idée peut s'expliquer par le fait que l'interaction Coulombienne à prendre en compte dans les modes se fait sur une très grande distance ($\sim$ la longueur d'onde). Pour de telles distances, le fil est vu comme 1D.

IV.2.5. Conclusion.

L'étude expérimentale d'un fil supraconducteur de niobium déposé sur un substrat de SrTiO_3 a mis en évidence des modes plasma différents de ceux déjà observés dans une couche mince. En effet la loi de dispersion est linéaire. Un modèle permettant de prendre en compte l'environnement expérimental de l'échantillon a été développé. Une loi de dispersion similaire au cas théorique d'un fil supraconducteur dans une matrice diélectrique infinie a été déduite. Elle est comparable à celle obtenue par Mooij et Schön^[IV.6.] dans la limite quasistatique.

Les résultats expérimentaux s'interprètent très précisément à l'aide des modes plasma dans un fil très fin. **A notre connaissance, c'est la première fois que la loi de dispersion des modes plasma de type 1D est observée dans un fil supraconducteur.** La dépendance linéaire de la loi de dispersion, au lieu d'une dépendance en racine de k dans le cas 2D, s'explique par une modification de l'interaction Coulombienne à très longue portée.

IV.3. Modes plasma dans un réseau de pas $p=15\ \mu\text{m}$.

IV.3.1. Loi de dispersion.

A partir des mesures du coefficient de réflexion, nous pouvons déduire les lois de dispersion obtenues pour différentes températures. Elles sont reportées sur la figures IV.14. La vitesse de la lumière polarisée selon la direction perpendiculaire au plan du réseau est également reportée sur cette figure afin de comparer la vitesse des modes par rapport à celle-ci. Comme dans le cas du film mince de niobium, les lois de dispersion dépendent fortement de la température. Plus la température diminue, plus les résonances se déplacent vers les hautes fréquences.

La comparaison de la vitesse des modes plasma par rapport à la vitesse de la lumière polarisée selon x dans le SrTiO_3 (Figure IV.14.) permet

de déduire que les modes plasma sont des modes lents et d'autant plus lents que la température se rapproche de la température critique ou encore que la longueur de pénétration effective du réseau est grande.

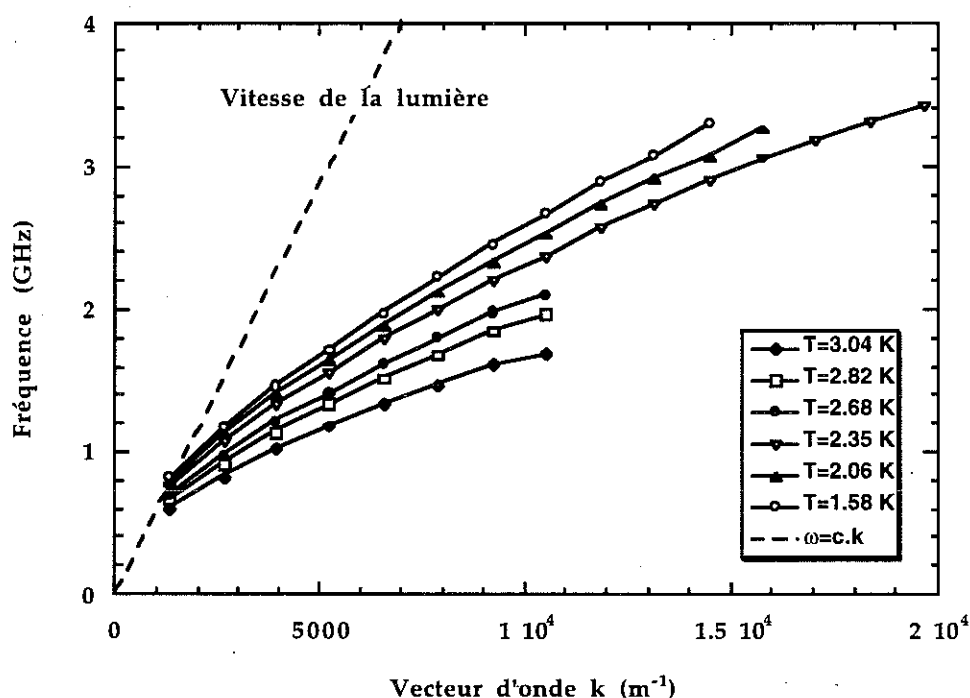


Figure IV.14. Loi de dispersion pour le réseau de pas 15 μm . La courbe en pointillés représente la vitesse de la lumière polarisée selon la direction x.

Plus de points expérimentaux sont obtenus à basse température que près de T_c . Ceci traduit le fait que les pertes dans le supraconducteur sont beaucoup plus faibles à basse température. Ce point particulier apparaît lorsque le facteur de qualité Q des résonances est tracé en fonction de la température (Figure IV.15.). Il est directement relié aux pertes associées aux modes et au couplage. Le facteur de qualité Q diminue lorsque la température se rapproche de T_c . Il varie de la valeur 5 à $T=3.5$ K jusqu'à environ 170 pour $T=1.8$ K. Pour une température donnée, il n'apparaît pas clairement de relation entre le facteur de qualité et l'indice de la résonance. Nous pouvons juste dire que la valeur du facteur de qualité pour la résonance n varie de 20% autour d'une valeur moyenne.

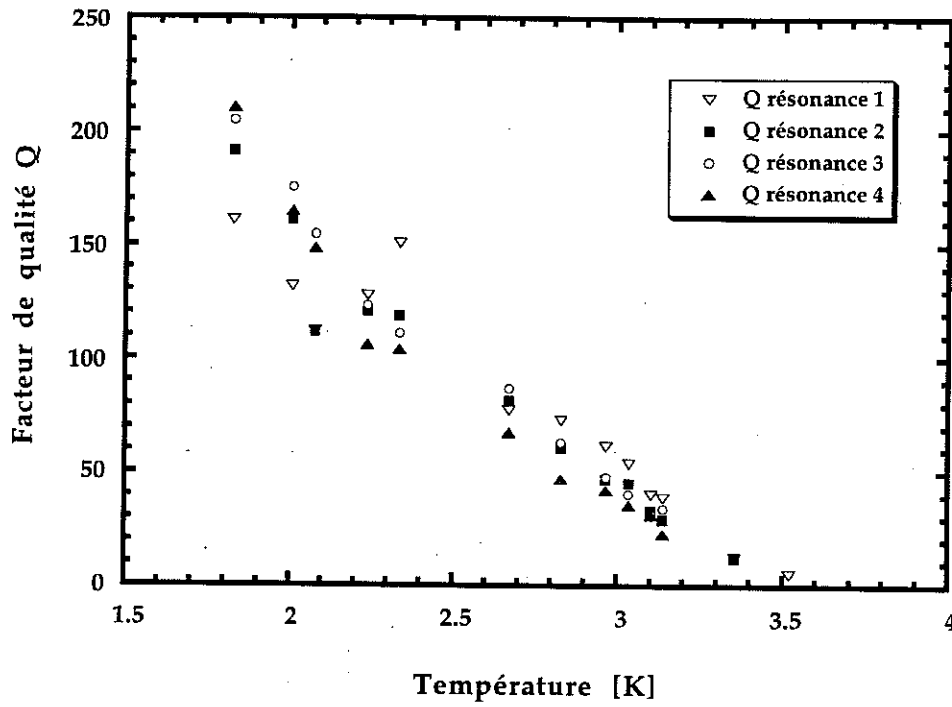


Figure IV.15. Facteur de qualité en fonction de la température pour les 4 premières résonances des modes plasma.

IV.3.2. Interprétation modèle homogène.

La première approche envisageable est de considérer le réseau comme un film mince homogène et d'opérer seulement une correction sur la densité de porteurs. En effet, comme nous sommes toujours dans la limite des grandes longueurs d'onde par rapport au pas du réseau, il est justifié de s'attendre à ce que le réseau se comporte comme une couche mince (chapitre I). La loi de dispersion est alors donnée simplement par :

$$\omega^2 = \frac{f}{\lambda_{ho}^2(T)\mu_0\epsilon_0\sqrt{\epsilon_x\epsilon_z}} \sqrt{k^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_x}$$

où λ_{ho} est la longueur de pénétration donnée pour le réseau dans la limite homogène. L'oscillation des électrons supraconducteur se faisant essentiellement dans la direction de propagation de l'onde seul les bras longitudinaux sont à prendre en compte pour opérer cette correction. λ_{ho} dépend de la largeur des fils w et du pas p du réseau et est définie par :

$$\lambda_{ho}^2 = \lambda_{eff}^2 \frac{p}{w}$$

Plus le pas "p" du réseau est grand, plus la longueur de pénétration λ_{ho} est grande. Il en va de même pour des fils de plus en plus fins.

La loi de dispersion pour le modèle homogène nous apprend que la fréquence du mode plasma dépend à la fois de la température et du paramètre $\tau = (k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x)^{1/2}$ mais également que ces deux paramètres sont indépendants l'un de l'autre. Le seul paramètre dépendant de la température est la longueur de pénétration. Toutes les lois de dispersion sont superposables en multipliant la fréquence au carré par un facteur correctif $\beta(T)$, sans dimension (Figure IV.16.). Sur cette figure, nous avons choisi comme mesure de référence, celle comportant le plus de points. Pour $T=2.35$ K, qui est la température que nous avons choisi pour superposer les lois de dispersion, $\beta(T)$ vaut 1. La bonne superposition de l'ensemble des lois de dispersion, pour le réseau de pas $15 \mu m$, confirme l'indépendance du paramètre τ et de la température T . Par conséquent, la compréhension de la loi de dispersion à une température suffit pour caractériser chacune des lois à toutes les températures. Puisque le seul paramètre dépendant de T est la longueur de pénétration, la variation de $\beta(T)$ avec la température renseigne directement sur la variation de la longueur de pénétration. L'étude de la longueur de pénétration en fonction de la température sera traitée au paragraphe IV.6.2..

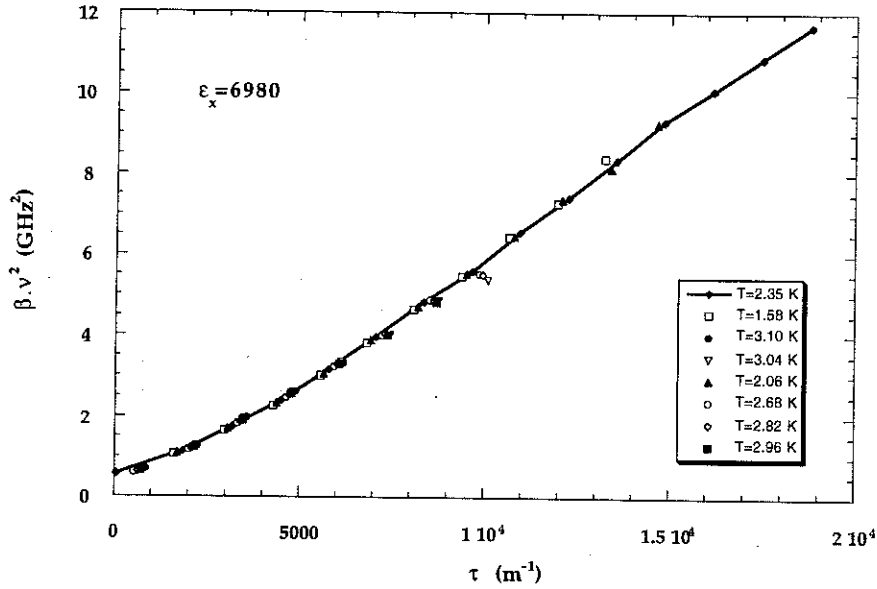


Figure IV.16. Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 15 μm . Les lois de dispersion se superposent toutes avec celle obtenue à $T=2.35\text{ K}$ (celle qui a le plus de points).

La loi de dispersion théorique nous apprend également que la fréquence au carré dépend linéairement avec τ . Nous allons essayer d'ajuster une loi de dispersion en utilisant le modèle homogène (Figure IV.17.). Le seul paramètre permettant d'ajuster la loi de dispersion est la longueur de pénétration. Tous les paramètres étant fixés par les dimensions de l'échantillon et invariant avec la température. La valeur de la longueur de pénétration ainsi obtenue est de $\lambda_{\text{ho}}=2.2\text{ }\mu\text{m}$ à $T=2.35\text{ K}$.

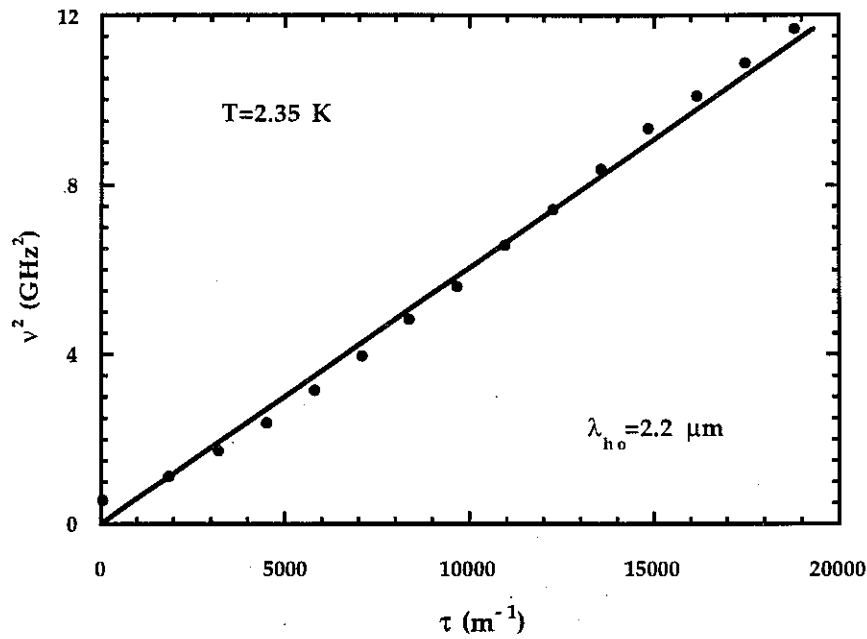


Figure IV.17. Ajustement par le modèle homogène pour le réseau de pas $15 \text{ } \mu\text{m}$ ($\lambda_{\text{eff}} = 1 \text{ } \mu\text{m}$).

L'ajustement s'accorde de façon satisfaisante avec la loi de dispersion expérimentale. Ce réseau peut donc être vu comme un film mince homogène.

IV.4. Modes plasma dans un réseau de pas $p=31.5 \text{ } \mu\text{m}$.

Les lois de dispersion expérimentales sont tracées sur la figure IV.18.. Leur comportement général est analogue à celui du réseau de pas $15 \text{ } \mu\text{m}$.

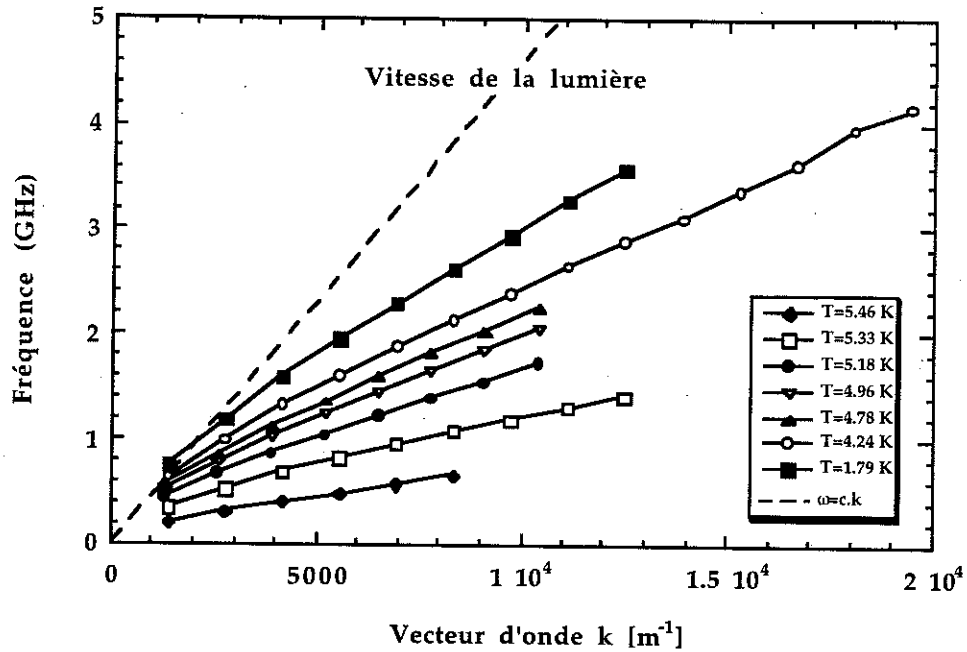


Figure IV.18. Loi de dispersion pour le réseau de pas 31.5 μm . La vitesse de la lumière est tracée pour une valeur de $\epsilon_X=10738$.

IV.4.1. Modèle homogène.

En multipliant à nouveau les lois de dispersion par un facteur $\beta(T)$, celles-ci sont toujours parfaitement superposables (Figure IV.19.). La loi de dispersion peut donc s'écrire en fonction des deux paramètres indépendants T et τ . Le pas du réseau étant toujours très petit devant la longueur d'onde dans la gamme de fréquence étudiée, celui-ci devrait donc se comporter comme un film mince homogène et la loi de dispersion devrait avoir un comportement linéaire avec τ . Une courbure par rapport à une loi linéaire (donnée à titre d'exemple en pointillés sur la figure IV.19) est observée dès les petits vecteurs d'onde k par rapport au pas du réseau. Une loi linéaire permet d'ajuster la courbe jusqu'à des valeurs de τ de 4000 ensuite un écart important intervient. Le comportement de la loi de dispersion pour le réseau de pas $p=31.5 \mu\text{m}$ ne peut donc plus s'expliquer par le modèle de couche mince homogène.

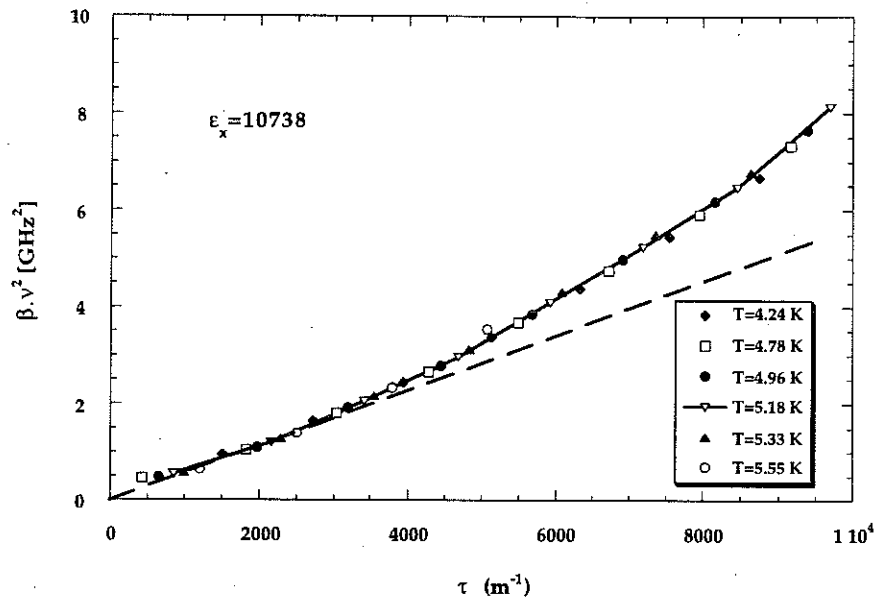


Figure IV.19. Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 31.5 μm . Les lois de dispersion se superposent toutes avec celle obtenue à $T=4.24$ K. Le trait en pointillés correspond à une loi linéaire (donnée pour exemple).

IV.4.2. Modèle réseau de fil.

Pour comprendre la courbure, nous allons considérer le réseau comme un réseau de fils parallèles ne comportant pas de fils transverses à la propagation de l'onde. En effet, dans le mode plasma, l'oscillation collective des électrons se fait selon la direction de propagation de l'onde donc longitudinalement au réseau. Ceci implique que le courant supraconducteur sera principalement localisé dans les fils longitudinaux. Le courant dans les fils transversaux pourra toujours être négligé et ceux-ci seront donc considérés comme équipotentiels.

Nous considérerons également que tous les fils longitudinaux ont une variation de potentiel en phase dans la direction de propagation. En effet, la propagation d'une onde électromagnétique dans un réseau de fils parallèles est comparable à la propagation dans une ligne bifilaire. Une ligne bifilaire peut propager deux types de modes plasma. Le premier (mode 1) correspond à un mode dans lequel le front d'onde est le même dans les deux fils, l'oscillation des électrons se fait de façon collective et en phase. Le

courant est le même dans les deux fil. Le second (mode 2) est un mode pour lequel le courant est déphasé d'une demi-longueur d'onde entre les deux fils. Ce mode est caractérisé par la présence d'un champ électrique transverse à la direction de propagation. Le champ électrique longitudinal à la direction de propagation est représenté pour ces deux modes sur la figure IV.20.

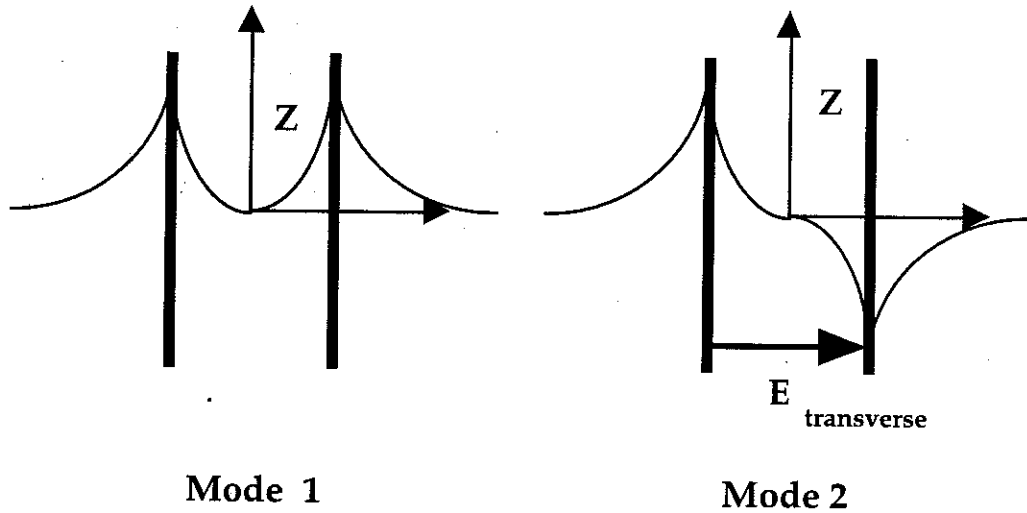


Figure IV.20. Forme du champ électrique parallèle à la propagation pour les modes TM dans une ligne bifilaire.

Les fils transversaux ont pour effet de repousser ce deuxième mode à plus haute fréquence en imposant périodiquement, sur les fils longitudinaux, une équipotentielle. Ce mode ne pourra s'établir que pour des valeurs de k_p supérieures à 1. Le modèle du réseau de fils parallèles étudié au chapitre I peut donc être utilisé.

La loi de dispersion théorique pour un réseau de fils est donnée, après correction de l'anisotropie du SrTiO₃ et du fait que le diélectrique n'occupe qu'un demi-espace par (§I.4):

$$\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_x \epsilon_z} \lambda_{\text{eff}}^2 = \frac{2r_0 \tau}{K_1[\tau r_0]} \left(\sum_{n=1}^{\infty} K_0[\tau n p] + \frac{K_0[\tau r_0]}{2} \right)$$

où τ est défini par $\tau^2 = k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_x$.

En traçant v^2 en fonction de τ , le seul paramètre qui va varier entre les différentes lois est la température. Ce modèle permet d'expliquer que l'on

puisse superposer les lois de dispersion. Un seul ajustement est donc nécessaire pour décrire toutes les lois de dispersion.

Le seul paramètre permettant d'ajuster la loi de dispersion est la longueur de pénétration λ_{eff} du niobium composant le réseau. En effet le pas p du réseau est fixé. Le rayon des fils est déterminé à partir de la section des fils par la formule $r_0 = (p \cdot w / \pi)^{1/2}$.

La valeur de la longueur de pénétration effective λ_{eff} obtenue par l'ajustement par le modèle du réseau de fils parallèles peut être utilisée dans la loi de dispersion du modèle homogène, en utilisant $\lambda_{\text{ho}}^2 = \lambda_{\text{eff}}^2 p / w$, afin de tracer l'ajustement par la loi homogène sur la figure IV.21.

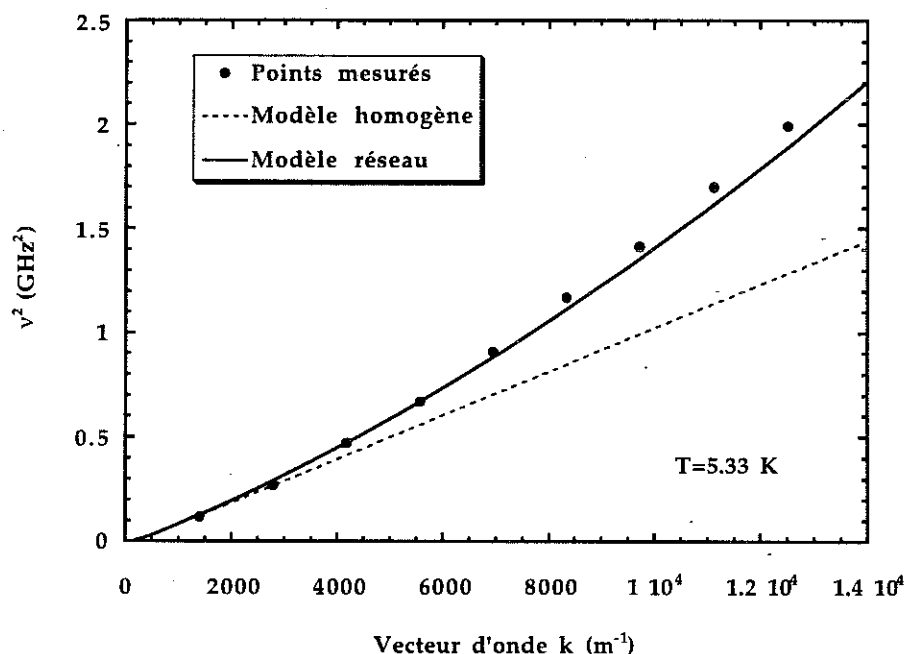


Figure IV.21. Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas $31.5 \mu\text{m}$ à $T=5.33 \text{ K}$. $p=31.5 \mu\text{m}$, $r_0=93.1\text{nm}$, $\epsilon_z=22550$, $\epsilon_x=\epsilon_z/2.1$ et $\lambda_{\text{eff}}=1.1 \mu\text{m}$.

Sur la figure IV.21., la loi de dispersion expérimentale présente une courbure qui est parfaitement reproduite par le modèle de réseau de fils parallèles. Le modèle de réseau de fil permet d'expliquer assez bien la loi de dispersion du réseau de pas $31.5 \mu\text{m}$ sur toute la gamme de vecteurs d'onde observée. Pour des vecteurs d'onde très petits ($k < 3000 \text{ m}^{-1}$), le modèles en

couche mince homogène et du réseau de fil reproduisent la mesure. Un écart très important intervient ensuite entre les points expérimentaux et le modèle homogène. Cet écart intervient pour des vecteurs d'onde très petits par rapport au pas du réseau ($k p \approx 0.1$).

Le modèle de fils parallèles peut maintenant être utilisé pour essayer d'ajuster la loi de dispersion pour le réseau de pas $15 \mu\text{m}$ (Figure IV.22.). Cette fois, l'ajustement de la loi expérimentale est parfait avec le modèle de fils parallèles. De nouveau nous observons un écart entre la loi homogène et la loi en réseau dès les petits vecteurs d'onde k ($k p < 0.1$).

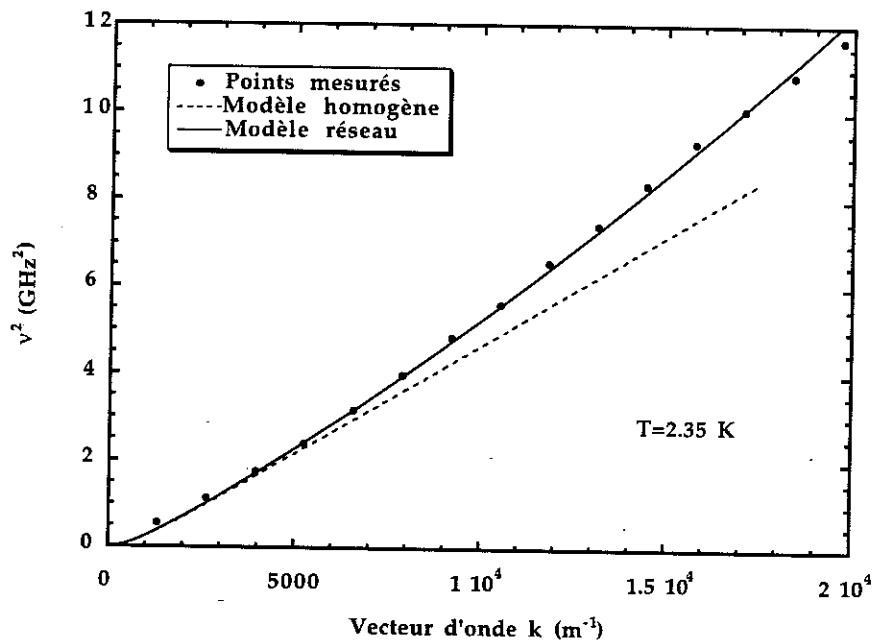


Figure IV.22. Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas $15 \mu\text{m}$ à $T=2.35 \text{ K}$. $p=15 \mu\text{m}$, $r_0=114.7 \text{ nm}$, $\epsilon_z=14662$, $\epsilon_x=\epsilon_z/2.1$ et $\lambda_{\text{eff}}=1.1 \mu\text{m}$.

Le modèle du réseau de fils permet donc d'expliquer correctement le comportement du réseau de pas $15 \mu\text{m}$ et celui de pas $31.5 \mu\text{m}$. Il explique à la fois la courbure rencontrée sur la loi de dispersion ainsi que l'indépendance entre les variables T et τ . Nous pouvons remarquer que pour le réseau de pas $15 \mu\text{m}$, la valeur de λ_{eff} obtenue par le modèle de réseau de fils (figure IV.22.) est différente de celle obtenus par l'ajustement par une loi homogène (figure IV.17.). Cette différence est d'environ 10%.

IV.5. Modes plasma dans un réseau de pas $p=46\text{ }\mu\text{m}$ et $76\text{ }\mu\text{m}$.

Les lois de dispersion de ces deux échantillons dépendent de façon indépendante de la température et de τ . En traçant (Figure IV.23. et IV.24.) $\beta(T)v^2$ en fonction de τ , où $\beta(T)$ ne dépend que de la température, toutes les lois de dispersion sont superposables. Elles présentent de nouveau une courbure qui ne peut pas être expliquée par le modèle homogène.

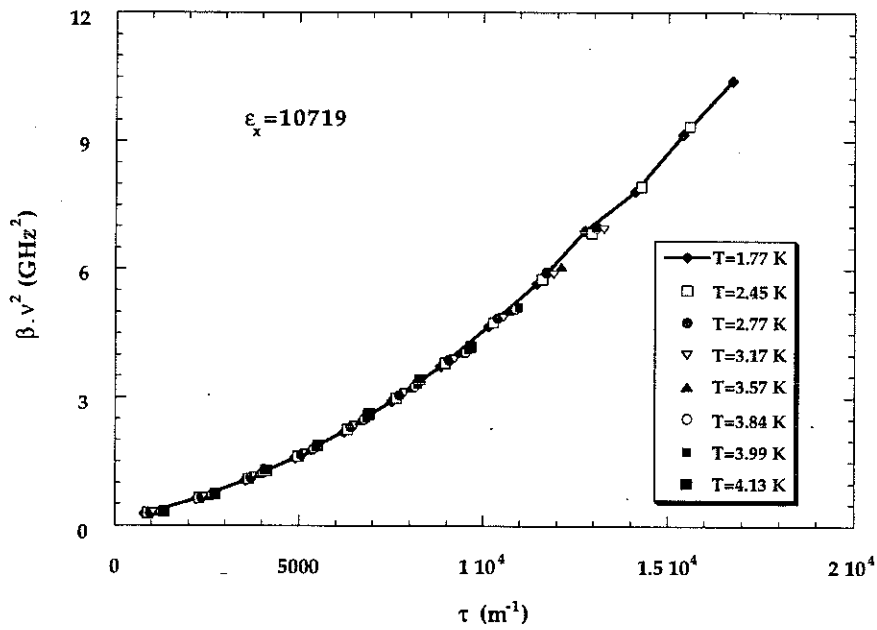


Figure IV.23. Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas $46\text{ }\mu\text{m}$. Superposition sur la mesure réalisée à $T=1.77\text{ K}$ (celle qui a le plus de points).

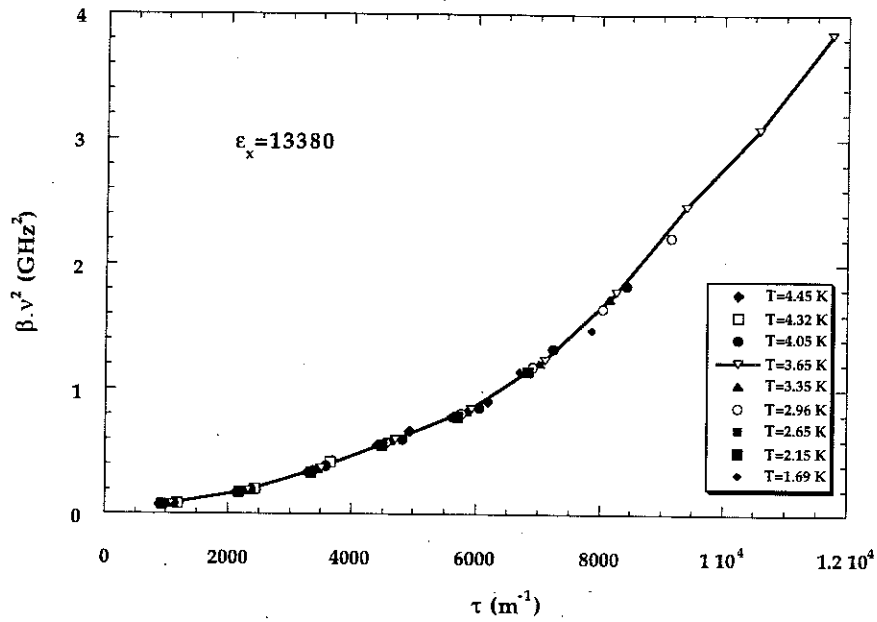


Figure IV.24. Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 76 μm. Superposition sur la mesure réalisée à T=3.65 K (celle qui a le plus de points).

Un ajustement par le modèle de réseau de fils parallèles est réalisé sur ces deux réseaux. Cet ajustement est tracé sur les figures IV.25. et IV.26.. La loi théorique donnée par le modèle homogène est également reportée sur ces figures. Elle est obtenue en utilisant la valeur de la longueur de pénétration effective calculée par le modèle de réseau de fils parallèles.

Pour le réseau de pas 46 μm, le modèle homogène permet de bien reproduire la loi de dispersion pour des vecteurs d'onde inférieurs à 3000 m⁻¹. Lorsque k devient supérieur, un écart apparaît entre les points expérimentaux et le modèle homogène. Par contre, l'accord entre la loi théorique du réseau de fils parallèles et la loi expérimentale est vérifié, pour les valeurs de k inférieures à 11000 m⁻¹, Pour des valeurs k supérieures, de nouveau un écart intervient. Pour le réseau de pas 76 μm, l'ajustement par le modèle du réseau de fil semble correct jusqu'à des valeurs de k de l'ordre de 7000 m⁻¹. Ensuite un écart important entre l'ajustement et les points expérimentaux intervient.

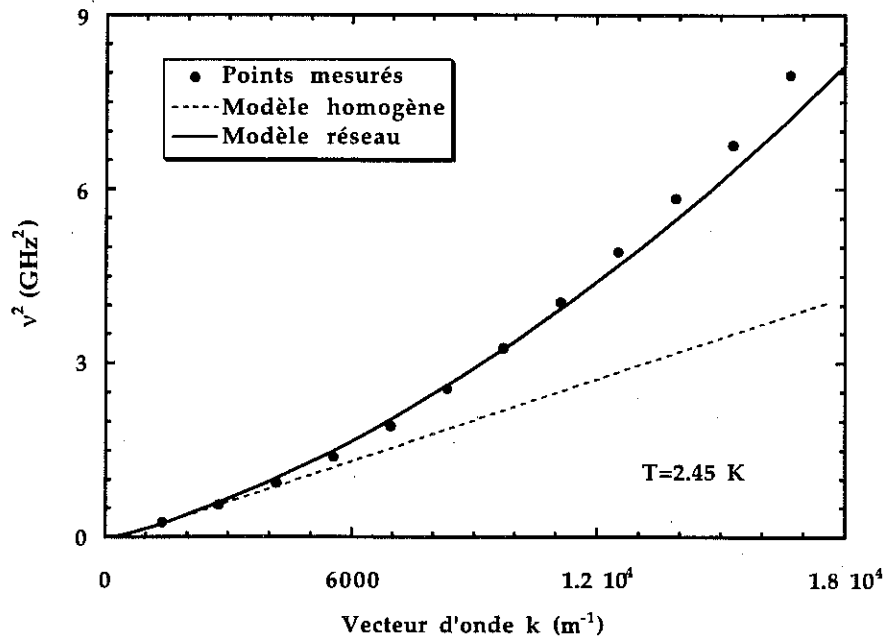


Figure IV.25. Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas $46 \mu\text{m}$. Cet ajustement est réalisé à la température $T=2.45 \text{ K}$ en prenant comme valeurs, $p=46 \mu\text{m}$, $r_0=94.4 \text{ nm}$, $\epsilon_z=21439$, $\epsilon_x=\epsilon_z/2.1$ et $\lambda_{\text{eff}}=0.63 \mu\text{m}$.

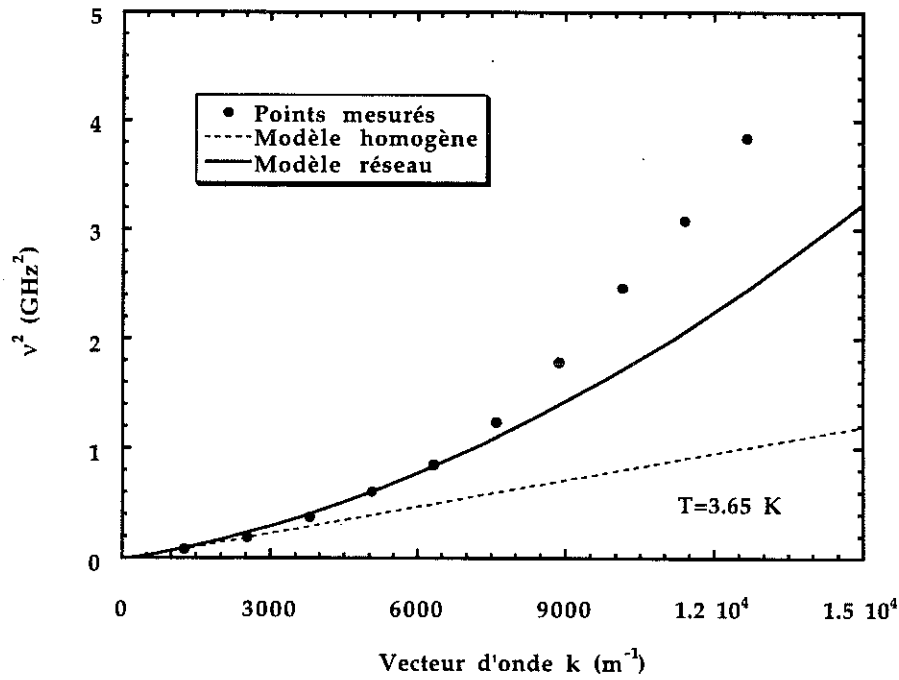


Figure IV.26. Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas $76 \mu\text{m}$. Cet ajustement est réalisé à la température $T=3.65 \text{ K}$ en prenant comme valeurs, $p=76 \mu\text{m}$, $r_0=71.3 \text{ nm}$, $\epsilon_z=28100$, $\epsilon_x=\epsilon_z/2.1$ et $\lambda_{\text{eff}}=0.55 \mu\text{m}$.

Le modèle des fils parallèles explique bien la loi de dispersion jusqu'à des valeurs de k_p inférieures à 0.4. Ce modèle n'est plus suffisant au-delà de $k_p=0.4$.

IV.6. Discussion.

IV.6.1. Comparaison des réseaux.

Afin de pouvoir comparer les lois de dispersion des différents réseaux, nous avons représenté sur la figure IV.27., en fonction du paramètre τp , la valeur de :

$$\omega_{\text{cor}}^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_x \epsilon_z} \lambda_{\text{eff}}^2 K_1[\tau r_0] / (2r_0 \tau) - K_0[\tau r_0] / 2.$$

Ce type de coordonnées permet d'éliminer tous les paramètres liés à la température et au rayon des fils composant le réseau.

Pour des valeurs du produit τp inférieures à 0.4 voir 0.5, toutes les lois sont superposables. Pour des valeurs de τp supérieures à 0.5 intervient un écart très important entre la loi donnée pour le réseau de pas 76 μm et celle donnée pour le réseau de pas 46 μm . Un ajustement de ces lois est réalisé avec la loi théorique donnée pour un réseau de fils parallèles. Le modèle théorique permet d'expliquer la loi de dispersion que jusqu'à des valeurs de τp de l'ordre de 0.3 ou 0.4. A partir de 0.4, un écart par rapport à cet loi apparaît. Cet écart est d'autant plus grand que le réseau est de pas important. Le modèle de réseau de fil ne permet plus d'expliquer la courbure de la loi de dispersion dans cette gamme de vecteur d'onde k .

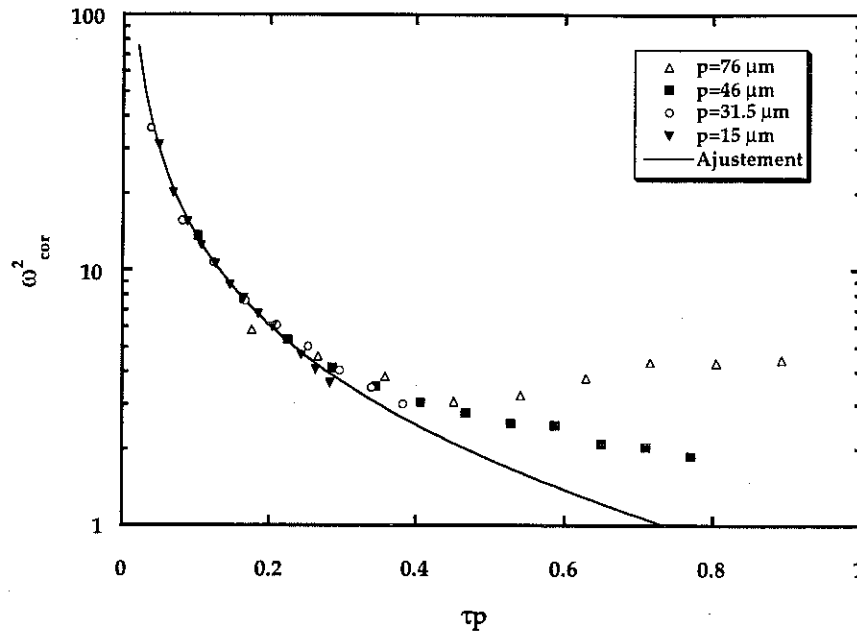


Figure IV.27. Comparaison des différents réseaux. Les différents paramètres pris pour tracé cette loi sont reporté dans le tableau IV.1. L'ajustement est donné par $\sum_{n=1}^{\infty} K_0[\tau np]$ (§ I.4.).

	T (K)	r_0 (nm)	λ_{eff} (μm)	ϵ_z
p=76 μm	3.65	71.3	0.59	28100
p=46 μm	1.77	94.4	0.62	21439
p=31.5 μm	5.33	93.1	- 1.1	22550
p=15 μm	2.35	114.7	1.1	14662

Tableau IV.1. Paramètres d'ajustement pour la superposition des lois de dispersion.

Un moyen de quantifier cette courbure est de chercher une loi théorique de la forme $\omega^2 = a \cdot \tau^b$. Cet ajustement est tracé sur la figure IV.28..

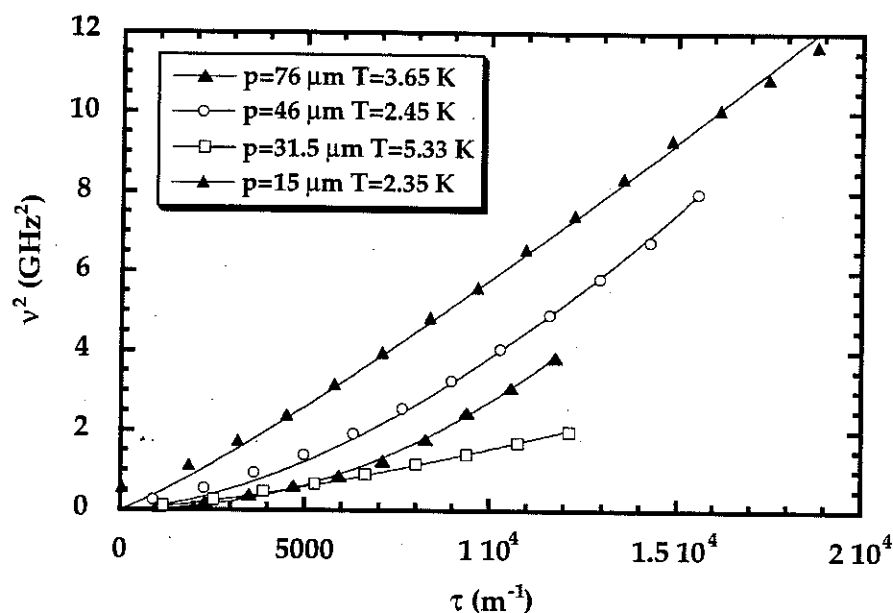


Figure IV.28. Ajustement des lois de dispersion par une loi phénoménologique $\omega^2 = a \cdot \tau^b$. Les points expérimentaux sont représentés par les motifs et les ajustements par les traits continus. Les valeurs du paramètre b obtenues sont reportées dans le tableau VI.2.

Pas du réseau (μm)	15	31.5	46	76
valeur de b	1.1 ± 0.1	1.4 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.9 ± 0.2

Tableau IV.2. Valeurs moyennes du paramètre phénoménologique b obtenue par une loi $\omega^2 = a \tau^b$. L'erreur provient des fluctuations de b avec la température utilisée pour réaliser l'ajustement.

Plus le pas du réseau augmente, plus la valeur de b augmente. Cela signifie que la courbure par rapport à la loi homogène observée sur la loi de dispersion $\omega(\tau)$ s'amplifie lorsque le pas du réseau devient plus important. La loi de dispersion pour une couche mince homogène donnerait une valeur de $b=1$ alors que la loi pour un fil seul donnerait une valeur de $b=2$. Nous pouvons donc remarquer que le réseau de pas $15 \mu\text{m}$ pour lequel $b=1.1$ se comporte quasiment comme une couche mince homogène. Alors que le réseau de pas $76 \mu\text{m}$ pour lequel le paramètre b vaut 1.9 devrait se comporter quasiment comme un fil seul.

En conclusion, le modèle de réseau de fils permet d'expliquer le comportement de tous les réseaux jusqu'à des valeurs de τ_p de l'ordre de 0.3. Les lois de dispersion des différents réseaux sont parfaitement superposables jusqu'à des valeurs de τ_p de 0.4 ensuite une séparation des lois de dispersion intervient entre les différents réseaux. Cette déviation ne peut pas être expliquée par le modèle du réseau de fils parallèles.

Dès τ_p supérieur à 0.1, le réseau ne peut plus être considéré comme homogène. C'est à dire que très vite nous allons voir les effets du confinement des électrons dans les fils et ressentir une modification de l'interaction électrique entre ces fils. Pour le pas de 15 μm , cette interaction est très forte et le réseau se comporte quasiment comme un film homogène. Pour le réseau de pas 76 μm l'interaction au contraire est très faible et le réseau a un comportement proche d'un fil indépendant.

Le modèle de réseau de fils parallèles est beaucoup trop simplifié pour expliquer les lois de dispersion sur toute la gamme de vecteurs d'onde k . Nous avons jusqu'à présent considéré que les fils transversaux ne jouaient aucun rôle. Cette hypothèse est beaucoup trop forte. En effet, pour des vecteurs d'onde petits ($\tau_p < 0.3$) cette hypothèse est vérifiée. Par contre dès que τ_p devient supérieur à 0.3, il est possible que des courants s'établissent dans les fils transversaux. Ils auraient alors pour effet d'ajouter une composante au champ électrique dans la direction transverse à la propagation. Les fils transversaux ne peuvent plus être considérés comme une équipotentielle. La prise en compte de ces fils transversaux dans un modèle théorique est très difficile à effectuer et nécessite une étude théorique ultérieure.

IV.6.2. Détermination de la longueur de pénétration.

Le modèle de réseau de fils parallèles permet d'expliquer le comportement des réseaux jusqu'à des valeurs de k_p de l'ordre de 0.3. A partir des ajustements des lois de dispersion réalisés avec ce modèle, l'évolution de la longueur de pénétration effective λ_{eff} du niobium formant les fils en fonction de la température peut être extraite (Figure IV.29.). Le comportement de λ_{eff} peut être comparé à celui donné par le modèle de

Gorter-Casimir^[IV.7.] $\lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda_{\text{eff}}(0) / \left(1 - (T / T_c)^4\right)^{1/2}$. Les différents paramètres (température critique T_c et longueur de pénétration effective à la température $T=0$ K) obtenus sont reportés dans le tableau IV.3..

Réseau	p=15 μm	p=31.5 μm	p=46 μm	p=76 μm
T_c (K)	3.51	5.65	4.23	4.75
$\lambda_{\text{eff}}(0)$ (μm)	1.00	0.51	0.69	0.44

Tableau IV.3. Température critique et longueur de pénétration effective obtenue à $T=0$ K.

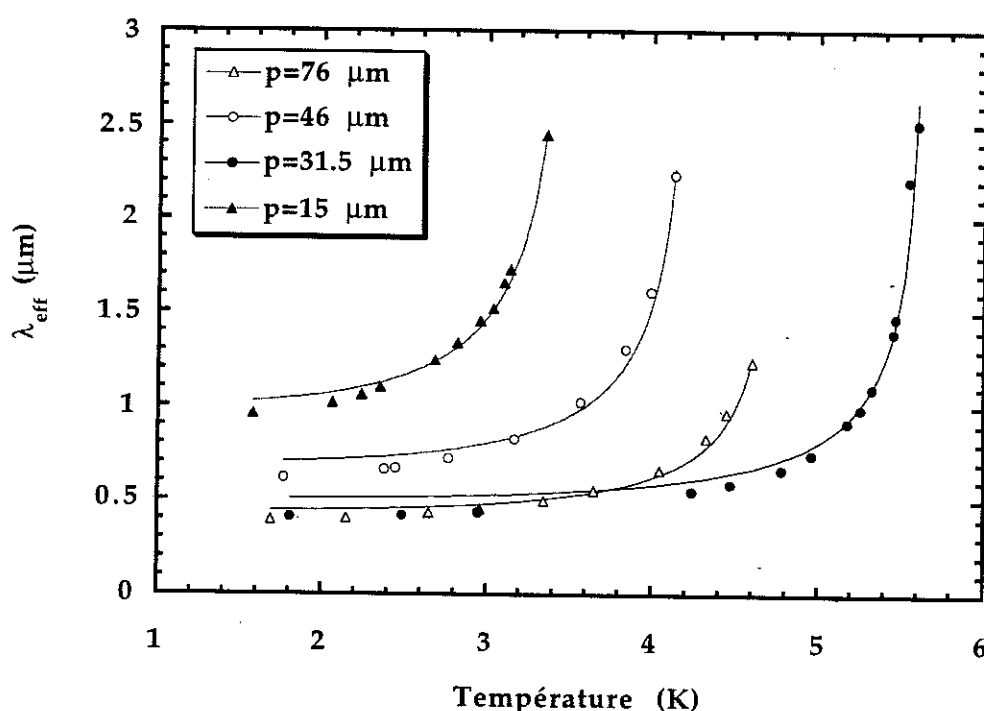


Figure IV.29. Longueur de pénétration du supraconducteur en fonction de la température. Ajustement par la loi de Gorter-Casimir.

L'ajustement par le modèle de Gorter-Casimir permet de rendre compte de l'évolution en température proche de la température critique mais ne permet pas de bien reproduire l'évolution en température loin de celle-ci. Il n'est donc pas satisfaisant. Nous avons essayé avec une loi $\lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda_{\text{eff}}(0) / \sqrt{1 - (T / T_c)^\alpha}$ où $\alpha=2$ est un paramètre phénoménologique.

Sur la figure IV.30., les points expérimentaux sont représentés par les motifs. Les traits continus correspondent à un ajustement réalisé par la loi phénoménologique. Pour les différents échantillons, la température critique T_c ainsi que la longueur de pénétration effective du niobium, $\lambda_{eff}(0)$, à la température $T=0$ K sont reportées dans le tableau IV.4..

Réseau	p=15 μm	p=31.5 μm	p=46 μm	p=76 μm
T_c (K)	3.56	5.66	4.27	4.80
λ_0 (μm)	0.82	0.38	0.56	0.362

Tableau VI.4. Paramètres d'ajustement de $\lambda_{eff}(T)$ par la loi phénoménologique.

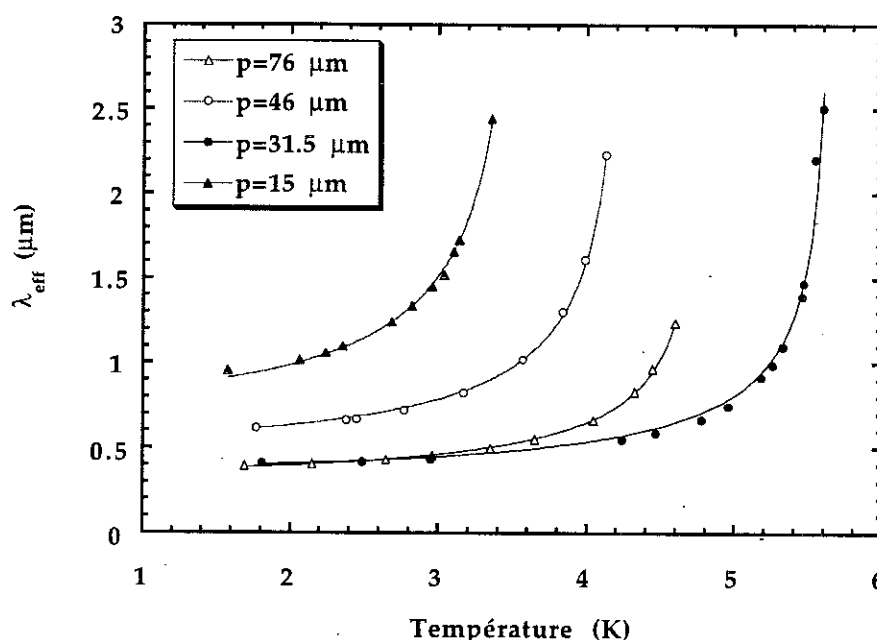


Figure IV.30. longueur de pénétration du supraconducteur en fonction de la température. Ajustement par la loi phénoménologique $\lambda_{eff}(T) = \lambda_{eff}(0) / \sqrt{1 - (T / T_c)^2}$.

Nous pouvons comparer les valeurs de λ_0 par rapport à celles calculées à partir de la résistivité du dépôt (Tableau II.3.). Les valeurs mesurées à partir des lois de dispersion sont plus grandes, d'un facteur situé entre 1 et 2, que celles obtenues à partir des caractéristiques des dépôts. Nous pouvons émettre deux hypothèses soit le modèle de BCS n'est pas adapté pour calculer, à partir de la température critique et de la résistivité résiduelle

du niobium, une valeur de $\lambda_{\text{eff}}(0)$ convenable. Ceci peut éventuellement s'expliquer par le fait que nos dépôts de niobium sont très fins, il devient donc difficile d'évaluer la qualité du dépôt (en particulier le taux d'impuretés, si le dépôt est très granulaire...). Par conséquent il devient difficile de trouver un modèle théorique qui permette d'avoir une bonne estimation des différents paramètres (Paramètre d'ordre, libre parcours moyen...). Ceci conduit également à dire que les dépôts ne sont pas de suffisamment bonne qualité pour pouvoir tirer une information sur les caractéristiques physiques du niobium. Nous pouvons remarquer que pour le réseau de $15\ \mu\text{m}$, qui est de loin celui qui a la transition résistive la plus large et le T_c le plus bas, le désaccord entre la valeur de la longueur de pénétration effective à température nulle obtenue par ajustement et celle calculée par le modèle de BCS est nettement supérieur que pour les autres réseaux.

L'autre possibilité est que le modèle que nous avons choisi pour décrire les lois de dispersion et ainsi calculer les valeurs de la longueur de pénétration n'est pas adapté. En effet, lorsque nous réalisons un ajustement par le modèle homogène sur le réseau de pas $15\ \mu\text{m}$, nous obtenons une valeur de $\lambda_{\text{eff}}(T=2.35\ \text{K})=1.01\ \mu\text{m}$ alors que le modèle en réseau donne $\lambda_{\text{eff}}(T=2.35\ \text{K})=1.1\ \mu\text{m}$. Il est possible qu'un modèle permettant de réaliser un meilleur ajustement valable sur toute la gamme de vecteurs d'ondes, donne une valeur plus exacte de la longueur de pénétration effective du niobium à $T=0\ \text{K}$.

Conclusion.

Une mesure des modes plasma a tout d'abord été réalisée sur un film mince de niobium déposé sur la tranche d'un cristal de SrTiO_3 . De cette mesure, les lois de dispersion ont été extraites. Ces lois s'expliquent par le modèle des modes plasma dans une couche mince homogène pour les températures proches de la température critique. A basse température, une courbure dans la loi de dispersion apparaît. Elle peut éventuellement s'expliquer par des inhomogénéités de courant introduites par la forte densité de porteurs. Une étude ultérieure est nécessaire pour mieux comprendre ce phénomène.

Les modes plasma ont ensuite été étudiés dans un fil supraconducteur de $5\mu\text{m}$ de largeur déposé sur la face d'un substrat de SrTiO_3 . Le comportement de la loi de dispersion expérimentale a été très bien décrit par le modèle des modes plasma à une dimension prédit par Mooij et Schön.

Nous avons présenté enfin une mesure des modes plasma dans plusieurs réseaux de pas respectifs p égaux à $15\mu\text{m}$, $31.5\mu\text{m}$, $46\mu\text{m}$ et $76\mu\text{m}$. Nous nous sommes limités dans cette étude à des vecteurs d'onde toujours inférieurs au pas des différents réseaux. Pour des vecteurs d'onde $k_p < 0.1$, le comportement des lois de dispersion s'explique par le modèle homogène. Pour des vecteurs d'onde $k_p < 0.3$, le comportement s'explique par le modèle du réseau de fils. Pour des valeurs de k_p supérieures, le modèle de réseau de fils parallèles ne permet plus d'expliquer la loi de dispersion.

A partir des lois de dispersion, nous avons extrait la valeur des longueurs de pénétration $\lambda_{\text{eff}}(0)$ et nous avons comparé celles-ci par rapport à celles calculées à partir du modèle de BCS dans la limite sale (Tableau II.3.). Les valeurs mesurées à partir des lois de dispersion sont plus grandes, d'un facteur compris entre 1 et 2, que celles obtenues à partir de la transition résistive.

Chapitre V.

Excitation des modes plasma.

Chapitre V. Excitation des modes plasma.

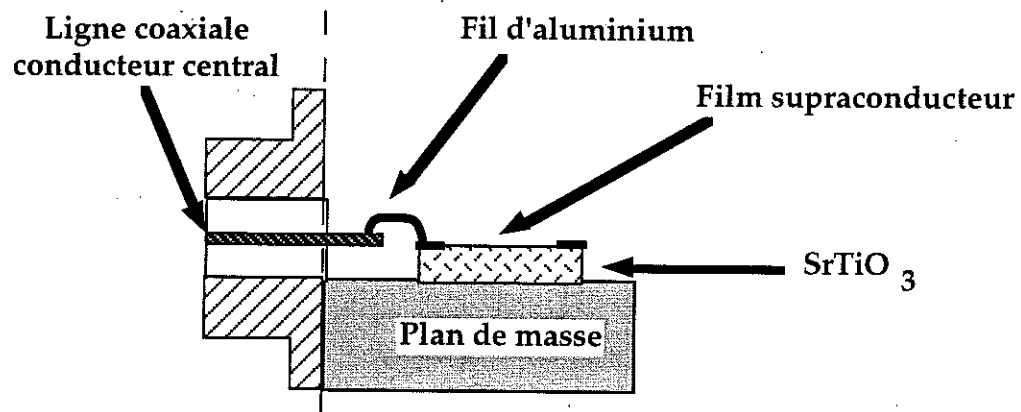
Introduction.

Il n'est pas trivial d'expliquer comment à partir d'un mode TEM guidé par une ligne coaxiale jusqu'à l'échantillon, nous arrivons à générer un mode plasma qui en terme électromagnétique ne correspond pas à un mode TEM mais TM. Le passage entre le mode TEM et le mode TM est résumé dans la notion de couplage du mode.

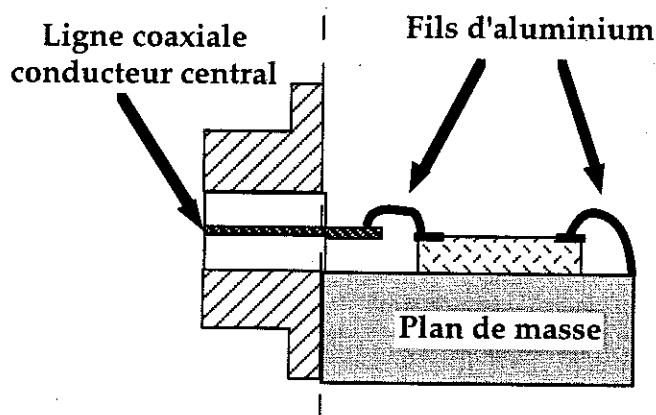
Nous allons, dans ce paragraphe, essayer de mieux comprendre comment s'opère ce couplage. Expérimentalement, le mode plasma est généré en réalisant un contact électrique entre l'âme centrale du coaxial et l'une des extrémités du réseau. Ce contact est réalisé par un fil d'aluminium soudé par ultrasons.

Deux couplages différents ont été étudiés pour exciter les modes plasma. Le premier consiste à faire un seul contact uniquement entre l'âme centrale du coaxial et le plot sur l'échantillon (Figure V.1a.). Le second consiste à réaliser en plus du contact précédent un deuxième contact entre le plan de masse et le plot situé à l'autre extrémité de l'échantillon (Figure V.1b.).

Dans un premier temps, les mesures du coefficient de réflexion pour ces deux couplages seront décrites. L'obtention des impédances d'entrée permettra de construire un circuit équivalent lorsque l'échantillon est dans l'état normal. Un modèle théorique plus élaboré décrivant les mesures obtenues dans l'état supraconducteur ainsi que les résonances plasma sera ensuite abordé.



1a : Circuit-ouvert en bout de réseau.



1b : Court-circuit en bout de réseau.

Figure V.1. Configuration expérimentale pour l'excitation des modes.

V.1. Mesures expérimentales.

V.1.1. Coefficient de réflexion.

Nous avons réalisé une mesure du coefficient de réflexion sur le réseau de pas $50\text{ }\mu\text{m}$ en terminant celui-ci par un court-circuit et par un circuit-ouvert.

La longueur des plots de contact sur cet échantillon est respectivement de $123\text{ }\mu\text{m}$ et $220\text{ }\mu\text{m}$ et leur largeur est de $270\text{ }\mu\text{m}$. L'échantillon est inséré entre deux bandes de téflon (cf. chapitre III)

d'épaisseurs respectives de 160 μm et 140 μm . La longueur totale du réseau avec les plots ainsi que celle du SrTiO_3 est de 2.4 mm. La largeur du SrTiO_3 est de 270 μm et sa hauteur totale est de 4.8 mm.

La seule différence qui intervient entre ces deux mesures est le fait d'avoir ajouté un deuxième contact électrique à la masse à l'extrémité opposée de l'échantillon. Le premier contact entre l'âme du coaxial et le plot est le même que pour la mesure en circuit-ouvert. Les deux mesures réalisées sont reportées sur la figure V.2.

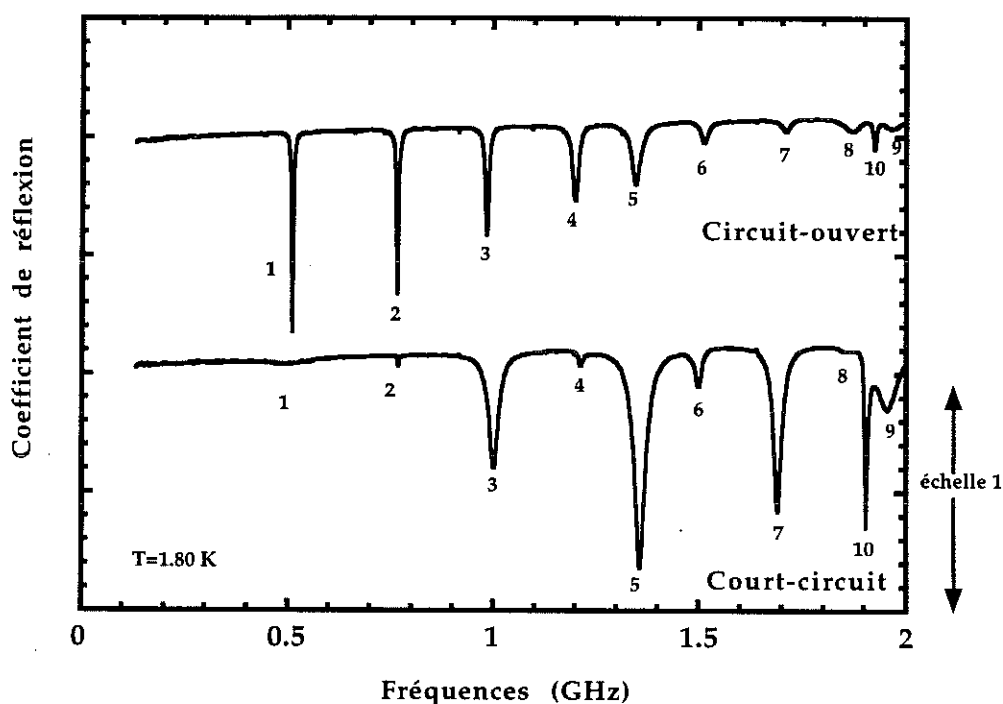


Figure V.2. Mesures du coefficient de réflexion réalisées sur le réseau de pas 50 μm terminé par un court-circuit et un circuit-ouvert.

Sur la mesure de l'échantillon en circuit-ouvert, 10 résonances dont 9 reliées aux modes plasma sont présentes. La dixième résonance, située autour de 1.9 GHz, correspond à la première résonance des modes diélectriques. L'amplitude relative de ces pics de résonance varie fortement avec la fréquence. Plus la fréquence augmente plus l'amplitude du pic diminue. Elle est de 0.85 unité (échelle de la courbe) pour le pic de résonance 1 contre 0.05 pour le pic d'indice 9. La largeur à mi-hauteur de ces pics

augmente avec la fréquence. Elle est de 5 MHz pour le pic 1 et de 22 MHz pour le pic 7.

Sur la mesure en court-circuit, les neuf résonances plasma sont observées. Nous remarquons que les résonances d'indice impair apparaissent beaucoup mieux que les résonances d'indice pair sauf pour le premier pic qui lui, a presque totalement disparu. Ensuite, l'amplitude de ces pics augmente jusqu'au pic d'indice 5 pour les pics impairs et 6 pour les pairs et diminue ensuite. Elle est de 0.5 pour le pic 3, 0.9 pour le 5 et 0.7 pour celui d'indice 7.

Nous pouvons enfin remarquer une correspondance directe dans les fréquences de résonance entre les deux mesures. La fréquence du pic d'indice n dans la première mesure est la même que la fréquence du pic n dans la deuxième mesure. Donc la propagation des modes n'est pas perturbée par le deuxième contact à la masse.

Ces deux mesures traduisent une différence dans l'excitation des modes plasma. Nous pouvons déduire que le fait de faire un contact à la masse va favoriser l'excitation de certains modes par rapport à d'autres. Dans le cas d'un couplage avec un seul contact tous les modes sont excités. Dans le cas du couplage avec deux contacts nous allons favoriser les modes d'indices impairs.

V.1.2. Impédance d'entrée en circuit-ouvert.

Nous allons regarder l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit-ouvert pour des fréquences inférieure à 2 GHz. La partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon sont tracées sur les figures V.3. et V.4.

Lorsque l'échantillon est dans l'état résistif ($T=4.38$ K), pour les basses fréquences, la partie imaginaire se comporte en $-1/\omega$. Pour les fréquences supérieures, la partie imaginaire présente un comportement presque linéaire avec la fréquence. En regardant maintenant la figure V.4., la partie réelle dans l'état résistif à un comportement en fréquence donné par $1/\omega$.

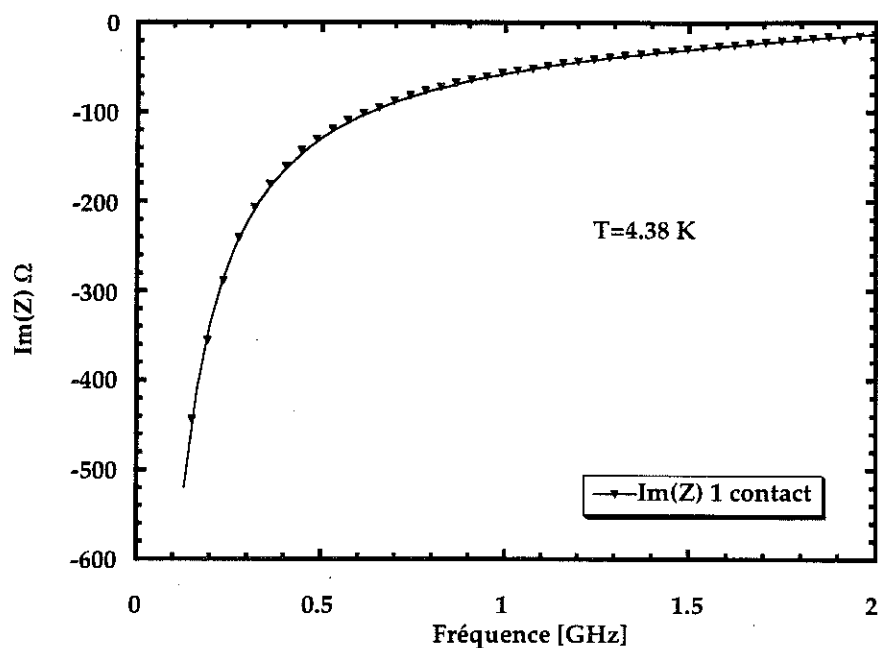


Figure V.3. Partie Imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon quand l'échantillon est dans l'état résistif. Les motifs correspondent aux points expérimentaux et le trait continu, à l'ajustement par le circuit équivalent figure V.5. $L_1=1.59$ nH, $C=2.35$ pF, $\tan\delta=0.034$.

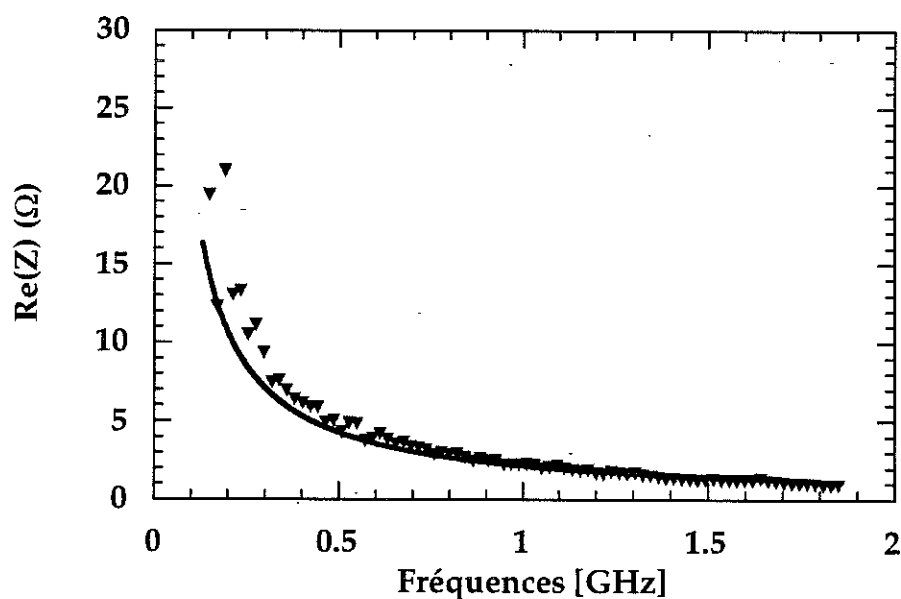


Figure V.4. Partie Réelle de l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit ouvert mesurée à $T=4.38$ K quand l'échantillon est dans l'état résistif. Les triangles correspondent aux points expérimentaux, le trait continu correspond à l'ajustement réalisé par le modèle figure V.5. $C=2.35$ pF, $\tan\delta=0.034$.

Le comportement en $-1/\omega$ pour la partie imaginaire suppose que l'échantillon à un comportement capacitif à basses fréquences et le comportement linéaire en ω lui suppose un comportement inductif. Le comportement en $1/\omega$ pour la partie réelle traduit la présence de pertes capacitives.

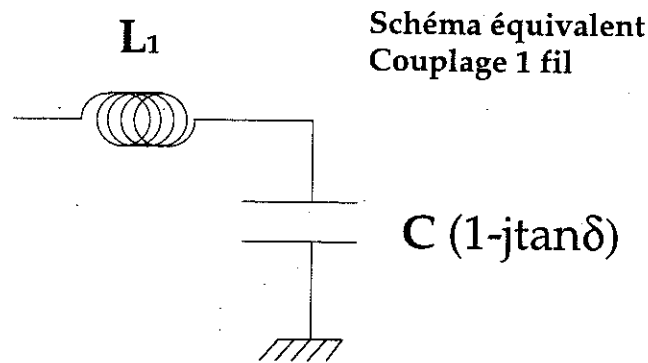


Figure V.5. Circuit équivalent pour l'échantillon couplé en circuit-ouvert.

Nous pouvons essayer de schématiser dans un premier temps, l'échantillon par le circuit décrit par la figure V.5.. Nous pouvons introduire des pertes capacitive en introduisant une capacité imaginaire donnée par $C(1-j\tan\delta)$. $\tan\delta$ est le terme lié aux pertes. Globalement l'échantillon peut toujours être vu comme un circuit LC série où l'inductance L correspondrait à l'inductance du fil utilisé pour faire le contact et d'une partie du film. La capacité correspondrait, quant à elle, à la capacité entre le film supraconducteur et la masse.

Lorsque le film est dans l'état supraconducteur (Figures V.6. et V.7.) , nous observons le même comportement que dans l'état résistif à la différence que viennent se greffer les pics de résonance.

Le modèle de circuit équivalent donne une idée assez représentative du comportement de l'échantillon hors résonance mais n'est pas suffisant pour en déduire avec certitude des valeurs physiques. Il ne permet pas d'expliquer le couplage avec les modes plasma.

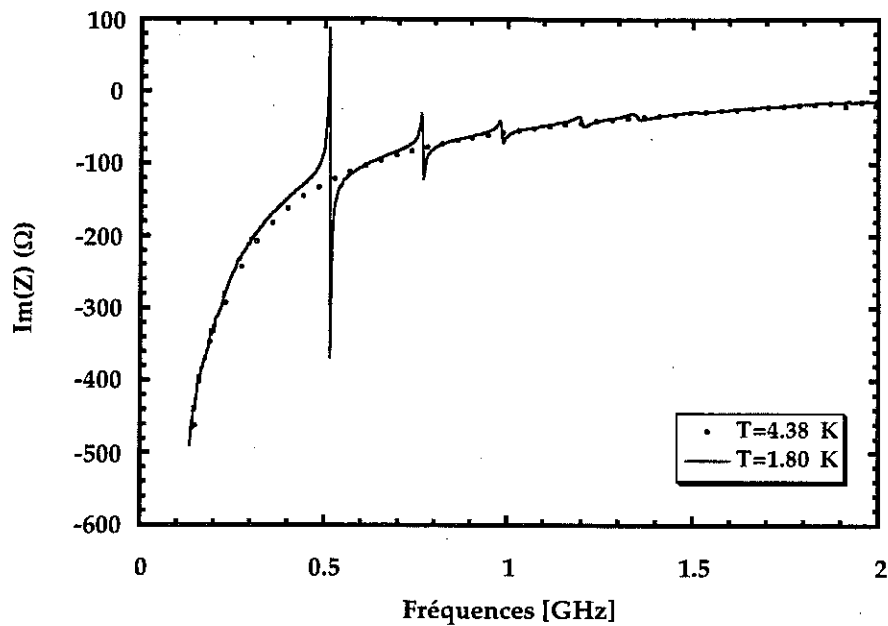


Figure V.6. Partie Imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon mesurée à $T=4.38$ K quand l'échantillon est dans l'état résistif et $T=1.80$ K quand l'échantillon devient supraconducteur.

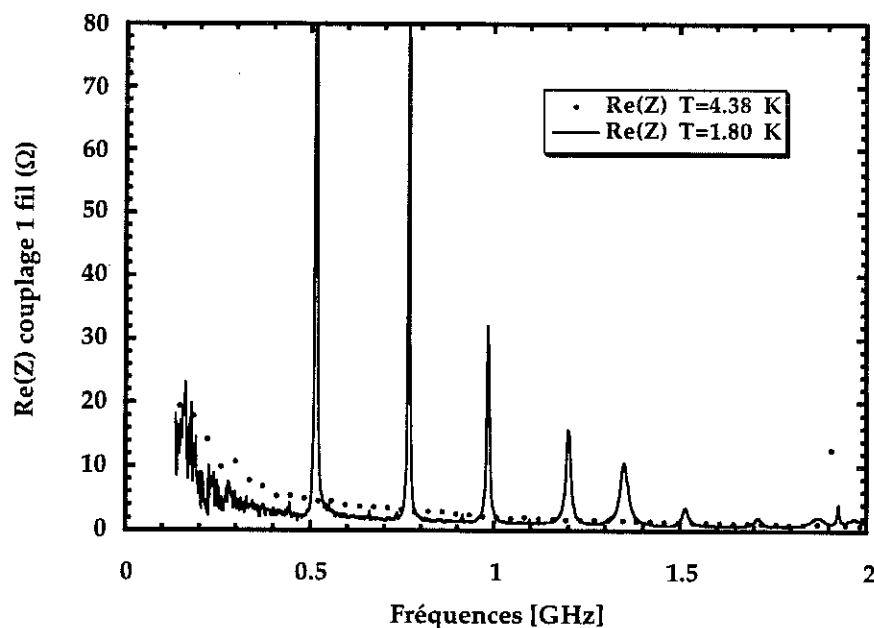


Figure V.7. Partie Réelle de l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit ouvert mesurée à $T=4.38$ K, quand l'échantillon est dans l'état résistif, et $T=1.80$ K, quand l'échantillon devient supraconducteur.

Nous pouvons essayer d'estimer la capacité C (figure V.5.) et ainsi vérifier qu'il s'agit bien de la capacité entre le film et le plan de masse.

Comme la constante diélectrique du SrTiO_3 est très grande par rapport à celle du Téflon et du vide et que le SrTiO_3 n'est jamais en contact direct avec le plan de masse, en terme électrique, le SrTiO_3 peut être considéré comme une équipotentielle et donc seule la capacité liée au téflon entre en jeu. A partir de la formule $C = \epsilon_0 \epsilon_r S / d$ où d est l'épaisseur du Téflon (160 μm et 140 μm), S sa surface (2.4 mm*4.8 mm) et $\epsilon_r = 2$ sa constante diélectrique, une valeur approchée de la capacité peut être calculée. Le schéma équivalent de notre échantillon est composé de deux capacités en parallèle à la masse qui correspondent aux deux faces du SrTiO_3 . La capacité ainsi calculée est de 2.73 pF. L'écart par rapport à la mesure n'est que de 16%. L'inductance L provient de l'inductance du fil de contact et de la portion de l'âme centrale du connecteur qui sert à faire le contact en présence de tout l'environnement (plan de masse ...).

V.1.3. Impédance d'entrée en court-circuit.

Nous allons regarder l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit-ouvert. La partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon sont tracées sur les figures V.9. et V.10.

Lorsque l'échantillon est dans l'état résistif ($T = 4.38 \text{ K}$), le comportement de l'impédance d'entrée est comparable à celui donné par l'excitation avec 1 seul fil avec en plus la résistance du film en parallèle avec la capacité. Le schéma équivalent est donné sur la figure V.8a. Pour les basses fréquences, la partie imaginaire (Figure V.9.) se comporte en $-1/\omega$. Pour les fréquences supérieures à 1 GHz, la partie imaginaire présente un comportement presque linéaire avec la fréquence. La partie réelle (Figure V.10.) a un comportement en fréquence proportionnel à $1/\omega^2$. Ce comportement est celui d'un circuit RC. La résistance R' correspond à la résistance de contact, des fils, et d'une partie du film. La résistance de l'autre partie du film est intégrée à R .

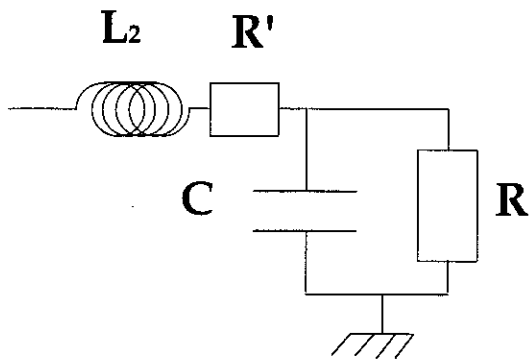


Figure a :

Schéma équivalent
Couplage 2 fils état
résistif

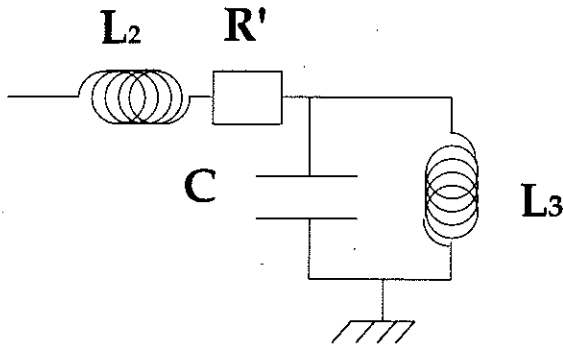


Figure b :

Schéma équivalent
Couplage 2 fils état
supraconducteur

Figure V.8. Circuit équivalent pour l'échantillon couplé en court-circuit.

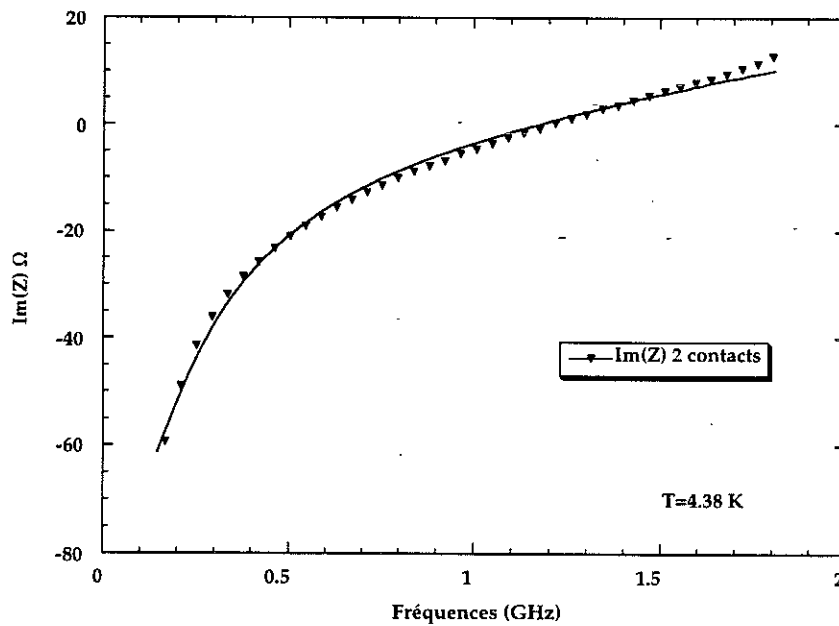


Figure V.9. $\text{Im}(Z)$ mesurée à la température $T=4.38$ K avec le couplage deux fils. Les triangles représentent les points expérimentaux et le trait correspond à l'ajustement réalisé par le modèle figure V.8a. $R=135.2 \Omega$, $L_2=1.5423$ nH, $C=11.86$ pF.

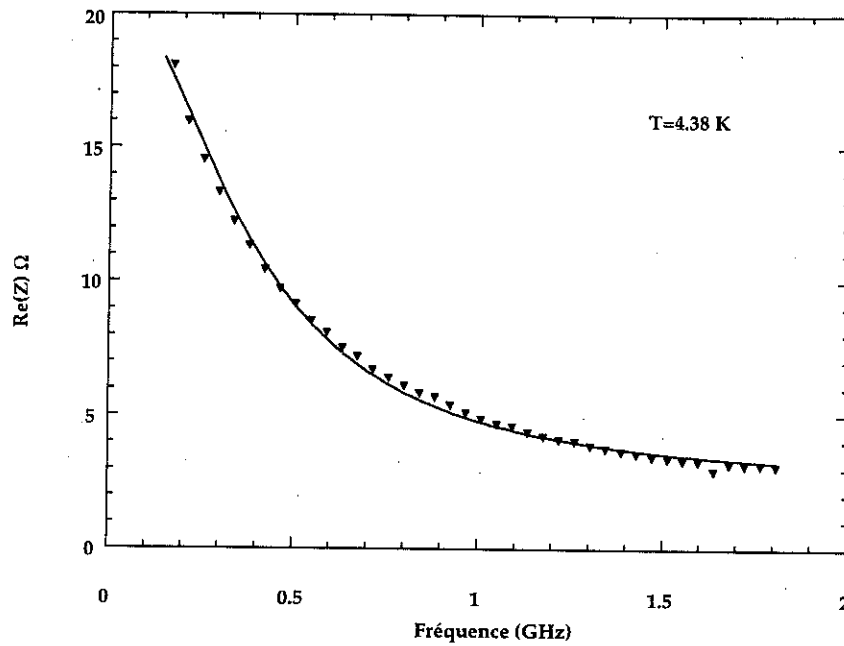


Figure V.10. $Re(Z)$ mesurée à la température $T=4.38$ K avec le couplage deux fils. Les triangles correspondent aux points expérimentaux. Le trait continu correspond à un ajustement réalisé en introduisant des pertes résistives .
Figure V.8b $C=22.9$ pF, $R=18.23$ Ω , $R'=2.47$ Ω

Sur les figures V.9. et V.10., un ajustement a été réalisé sur la partie imaginaire et la partie réelle de l'impédance de l'échantillon. Les points expérimentaux sont représentés par les motifs, les traits continus correspondent à l'ajustement par un circuit L-R'-RC série. Comme le montrent les figures V.9. et V.10., les paramètres d'ajustement sont différents pour la partie réelles et pour la partie imaginaire. Le circuit équivalent que nous avons utilisé ne permet pas d'obtenir des informations quantitatives sur le comportement de l'échantillon mais uniquement qualitative.

Dans l'état supraconducteur ($T=1.8$ K), le comportement est totalement différent. En dehors des résonances la partie imaginaire est linéaire avec la fréquence et la partie réelle est très inférieure à la partie réelle mesuré dans l'état résistif. Ceci montre qu'une partie de la résistance du film est incluse dans R' . L'échantillon dans l'état supraconducteur peut être vu comme une inductance. Les pertes résistives sont négligeables et le film supraconducteur devient inductif, dominé par l'inductance cinétique des électrons. La capacité se retrouve complètement court-circuitée par l'inductance du film.

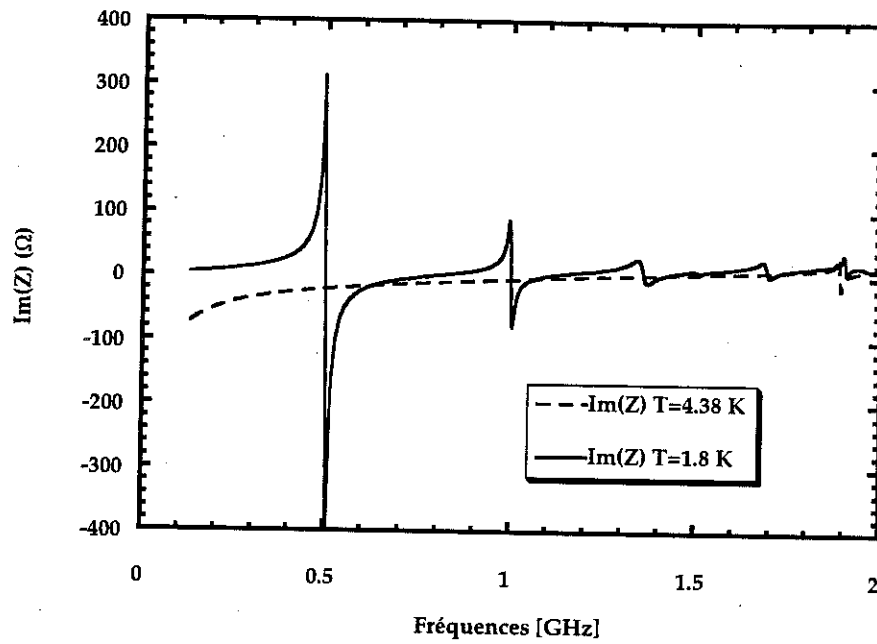


Figure V.11. $\text{Im}(Z)$ mesurée $T=1.80$ K et $T=4.38$ K avec le couplage deux fils.

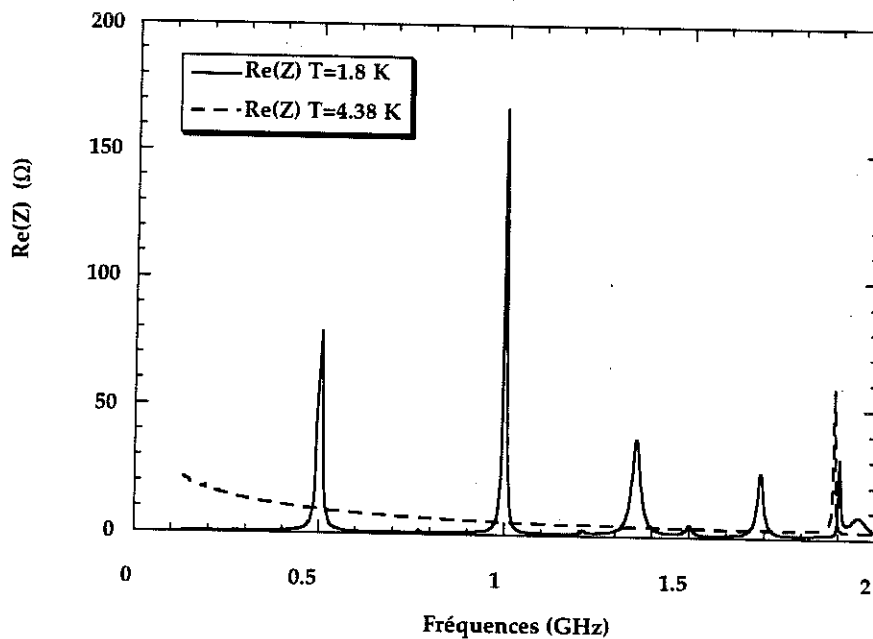


Figure V.12. $\text{Re}(Z)$ mesurée à $T=1.8$ K et $T=4.38$ K avec le couplage deux fils.

L'échantillon peut être schématisé, en première approximation, par le circuit équivalent donné sur la figure 12b. L'inductance L_2 correspond à l'inductance des fils de contacts.

Dans l'état résistif, ce sont la capacité et les pertes résistives qui dominent, l'échantillon peut être vu comme un circuit RC parallèle mis en

Echantillon

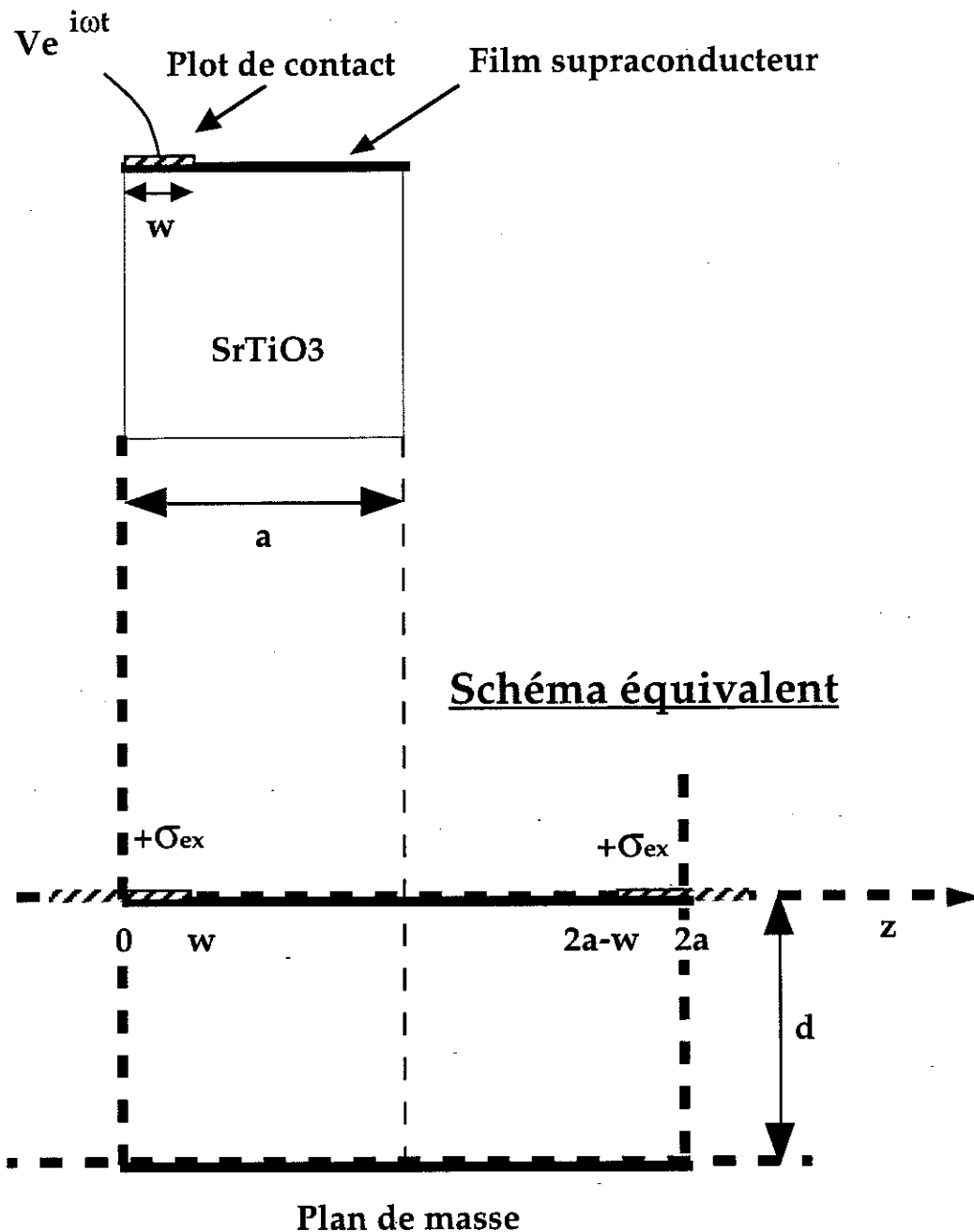


Figure V.13. Schéma équivalent pour un couplage avec un seul contact.

L'échantillon peut être vu comme un réseau infini de période $2a$ dans la direction z avec une densité surfacique homogène de charge σ_{ex} entre $z=0$ et $z=w$ et entre $z=2a-w$ et $z=2a$. Le plan de masse ajouté à une distance d du réseau permet de schématiser la capacité C mesurée expérimentalement (§ V.1.2.).

En espace de Fourier

$$\sigma_{ex}(z) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} c_n e^{-jnk_0 z}$$

avec

$$c_n = \frac{1}{2a} \int_0^{2a} \sigma_{ex}(z) e^{jnk_0 z} dz = \frac{\sigma_{ex}}{\pi n} \sin(nk_0 w)$$

où k_0 est toujours donné par $k_0 = \pi/a$.

Le potentiel de coulomb dans la couche mince en présence des deux diélectriques et du plan de masse est calculé en considérant que la couche est d'épaisseur nulle. Il est donné par :

$$U_n = \frac{1}{|nk_0| \epsilon_0 (\epsilon_1 \coth(nk_0 d) + \epsilon_2)}$$

Le potentiel généré par les charges extérieures appliquées est donné par :

$$\Phi_n^{ext} = \sigma_n^{ext} U_n$$

A partir de ce potentiel appliqué, nous pouvons calculer le potentiel total dans la couche supraconductrice par :

$$\Phi_n^{total} = \frac{\Phi_n^{ext}}{\epsilon(nk_0, \omega)}$$

où $\epsilon(nk_0, \omega)$ [V.7.] est la fonction diélectrique et est donnée par :

$$\epsilon_n(nk_0, \omega) = 1 - \frac{nk_0 f}{\mu_0 \epsilon_0 \lambda_{eff}^2 \omega^2 (\epsilon_1 \coth(nk_0 d) + \epsilon_2)}$$

Cette fonction va rendre compte de la réponse de la couche mince en fréquence. Lorsque $\epsilon(nk_0, \omega) = 0$, nous retrouvons la loi de dispersion des modes plasma dans une couche mince supraconductrice.

Le potentiel le long de la couche mince est alors donné par :

$$V(z) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \Phi_n^{\text{total}} e^{-jnk_0 z} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{U_n \sigma_n^{\text{ex}}}{\epsilon(k_0 n, \omega)} e^{jnk_0 z} + \frac{U_0 \sigma_0^{\text{ex}}}{\epsilon(0, \omega)}$$

L'impédance d'entrée Z est donnée par $Z = V(z=0)/I_{\text{appliqué}}$ où le courant appliqué est donné par : $I_{\text{appliqué}} = j\omega \sigma_{\text{ex}} w l_{\text{ech}}$. L'impédance Z peut donc s'écrire comme :

$$Z = \frac{2a}{j\omega l_{\text{ech}} w \pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(nk_0 w)}{wn^2 \pi^2 \epsilon_0 \epsilon_n(nk_0, \omega) (\epsilon_1 \coth(nk_0 d) + \epsilon_2)} + \frac{d}{j\omega l_{\text{ech}} a \epsilon_0 \epsilon_1}$$

Jusqu'à présent, nous avons négligé les pertes. Ces pertes vont être prises en compte en introduisant un k_0 imaginaire $k_0 \Rightarrow k_0(1+jQ)$ où Q est le facteur de qualité intrinsèque des modes plasma. Nous supposons que Q est constant avec la fréquence.

La distance d va être calculée à partir de la capacité C mesurée expérimentalement qui est de l'ordre de quelques picofarads (figure V.3.). (d est de quelques millimètres)

Le coefficient de réflexion est tracé sur la figure V.14.. Nous remarquons que toutes les résonances apparaissent. Nous remarquons également que plus l'indice n augmente plus l'amplitude des pics diminue.

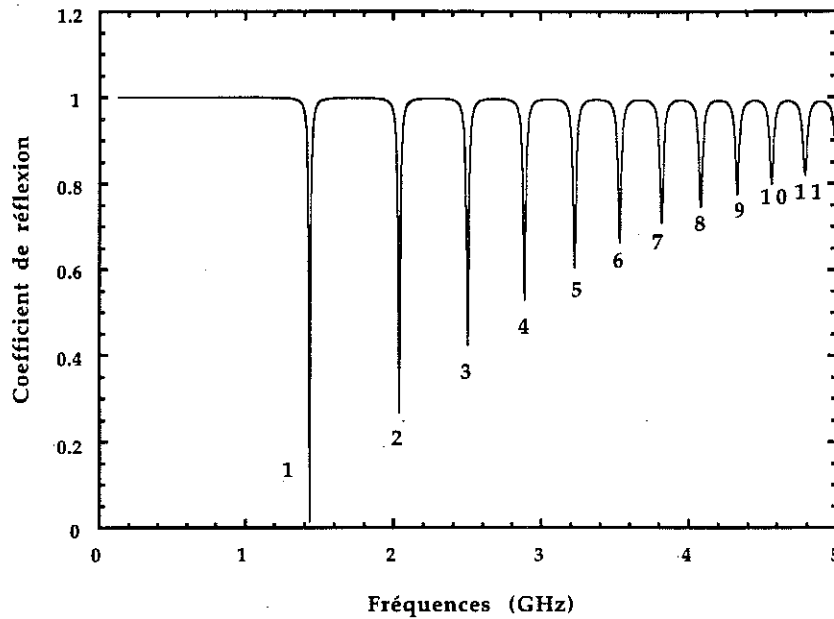


Figure V.14. Coefficient de réflexion obtenu à partir du modèle de couplage avec un seul fil. Les paramètres de la courbe sont : $\lambda_{\text{eff}}=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_2=20000$, $\epsilon_1=1$, $f=100 \text{ \AA}$, $l_{\text{ech}}=300 \mu\text{m}$, $w=50 \mu\text{m}$, $a=2.48 \text{ mm}$. Le facteur de qualité $Q=150$.

La valeur de c_n va fortement dépendre de la taille des plots. Si nous la traçons, nous remarquons que le poids appliqué au vecteur d'onde nk_0 est d'autant plus fort que w est petit. Le couplage des modes va donc dépendre fortement de w (Figure V.15.).

Plus n augmente plus le poids affecté au coefficient de Fourier c_n diminue. Nous devrions donc mieux coupler les petits vecteurs d'onde que les grands.

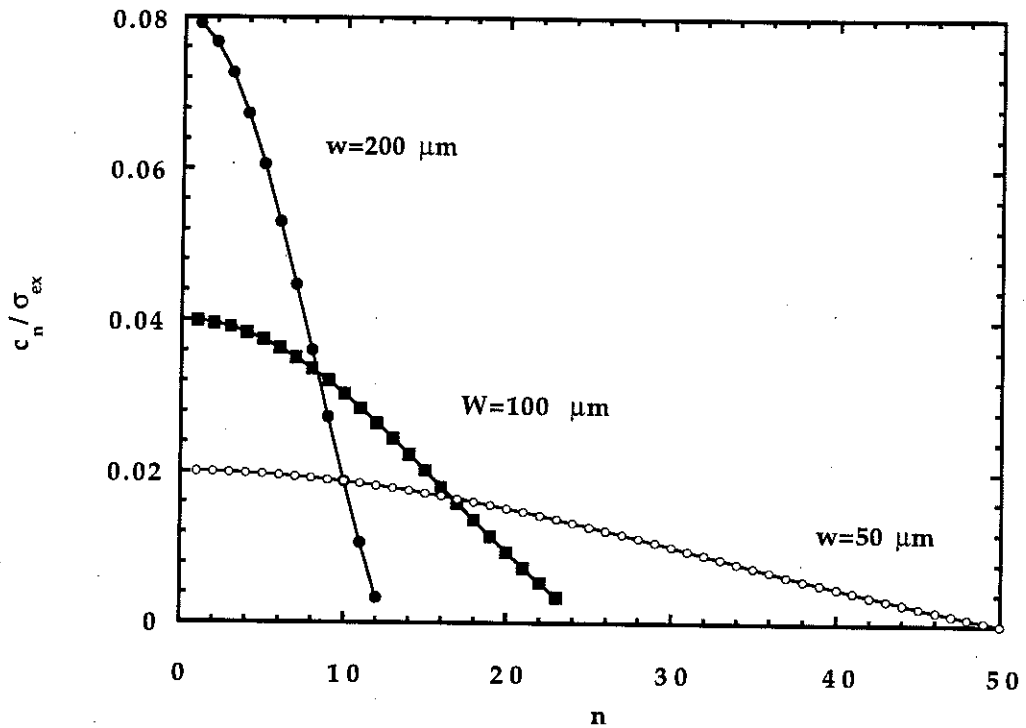


Figure V.15. Amplitude de la composante de Fourier en fonction de n pour des plots de tailles 50, 100 et 200 μm .

Plus w diminue, plus la plage de valeur de n sur laquelle les modes vont pouvoir être excités augmente. Ainsi nous remarquons que pour un plot de longueur 50 μm nous allons jusqu'au vecteur d'onde $50k_0$ alors que pour 200 μm , nous n'avons une composante de Fourier que jusqu'à $n=12$. Nous avons donc intérêt à utiliser des plots les plus petits possibles.

V.2.2. Couplage en court-circuit.

Nous pouvons remplacer notre échantillon en court-circuit par le schéma équivalent donné sur la figure V.16. .

Echantillon

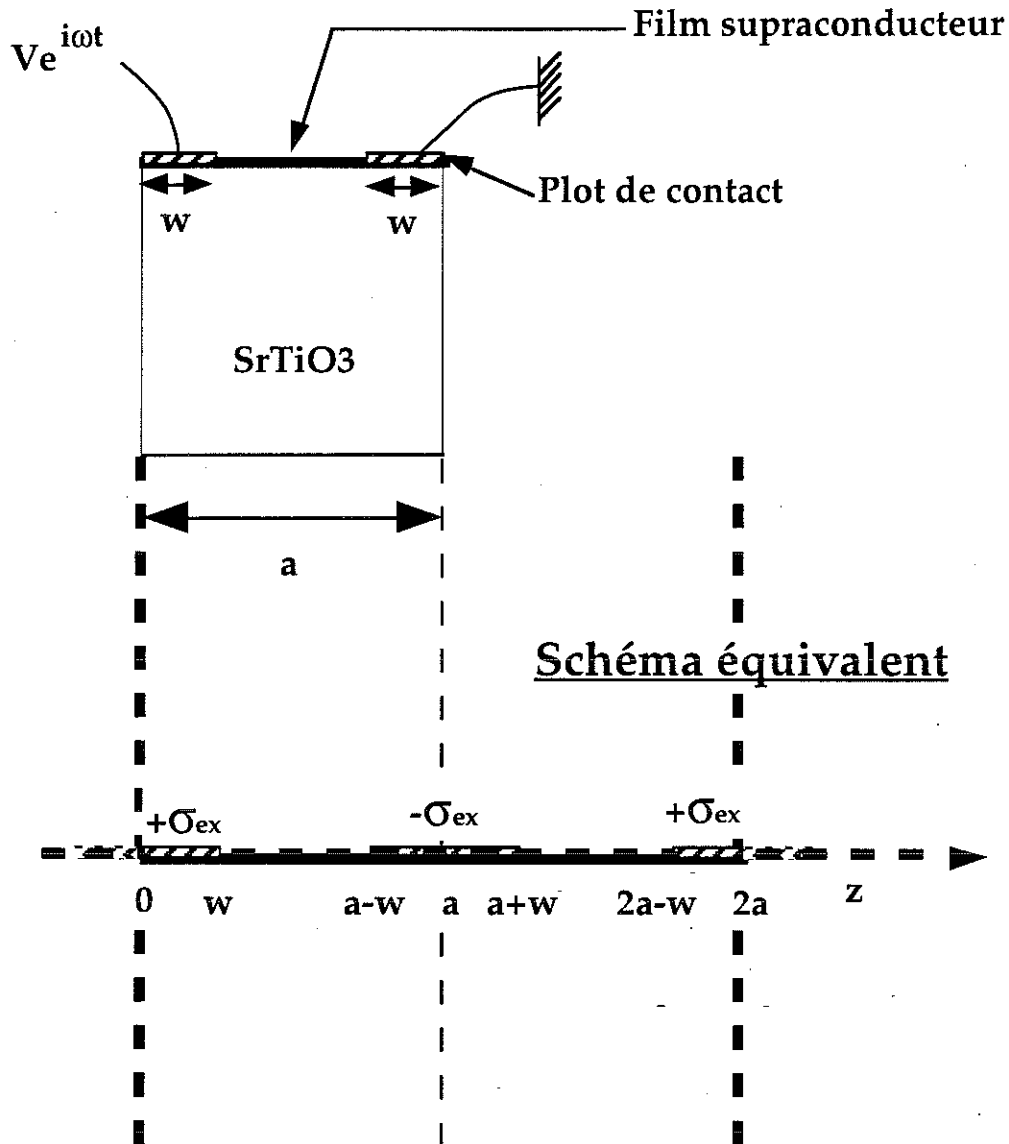


Figure V.16. Schéma équivalent en terme de charges pour un couplage avec deux fils de contact.

L'un des contacts est relié à la masse, l'autre est relié au connecteur intérieur de la ligne coaxiale. L'échantillon peut être schématisé par un réseau de pas $2a$ avec une densité de charge σ_{ex} entre $z=0$ et $z=w$ et entre $z=2a-w$ et $z=2a$. Une densité de charge $-\sigma_{ex}$ entre $z=a-w$ et $z=a+w$.

Dans ce cas les coefficients de Fourier s'expriment par :

$$c_n = \frac{\sigma_{ex}}{\pi n} \sin(nk_0 w) [1 - \cos(n\pi)]$$

Le potentiel le long de la couche mince est alors donné par :

$$V(z) = \sum_{n=1}^{n=\infty} 4 \frac{U_n \sigma_n^{ex}}{\varepsilon(k_0 n, \omega)} \cos(k_0 n z) + \frac{U_0 \sigma_0^{ex}}{\varepsilon(0, \omega)}$$

où $U_n = \frac{1}{|nk_0| \varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}$

La différence de potentiel entre les deux plots est donnée par :

$$V(0) - V(a) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4a\sigma^{ex}}{\pi^2 n^2 \varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \frac{\sin(nk_0 w)(1 - \cos(n\pi))^2}{\left(1 - \frac{nk_0 f}{\mu_0 \varepsilon_0 \lambda_L^2 \omega^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\right)}$$

et l'impédance d'entrée de l'échantillon est donnée par :

$$Z = \frac{8a}{j\omega l_{ech} w \pi^2 \varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin((2m+1)k_0 w)}{\left(1 - \frac{(2m+1)k_0 f}{\mu_0 \varepsilon_0 \lambda_L^2 \omega^2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\right)}$$

A partir de cette impédance, nous pouvons tracer le coefficient de réflexion en plaçant Z au bout d'un câble coaxial d'impédance caractéristique 50Ω (Figure V.17.). En comparant cette courbe avec celle donnée pour le couplage avec un seul fil, nous remarquons que seuls les modes d'indice impair sont couplés. L'amplitude des pics augmente jusqu'au pic d'indice 7 et diminue ensuite pour les pics d'indices supérieurs. Nous pouvons également noter que le premier pic de résonance est beaucoup plus large et avec une amplitude beaucoup plus petite que les autres.

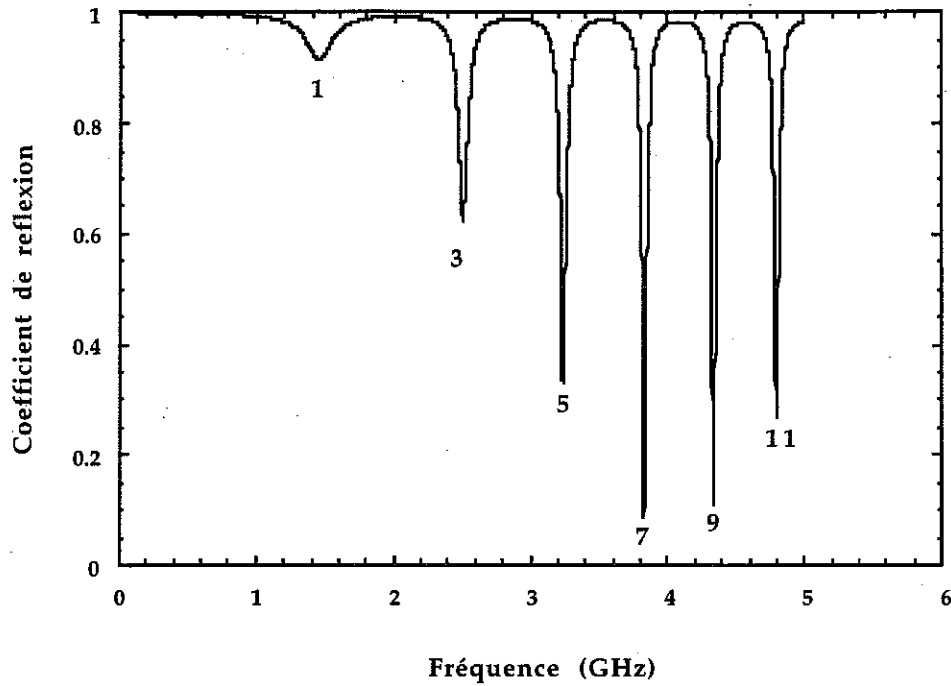


Figure V.17. Coefficient de réflexion obtenu à partir du modèle de couplage avec deux fils dont un à la masse. Les paramètres de la courbe sont $\lambda_L=1 \mu\text{m}$, $\epsilon_2=20000$, $\epsilon_1=1$, $f=100 \text{ \AA}$, $l_{\text{ech}}=300 \mu\text{m}$, $w=50 \mu\text{m}$, $a=2.48 \text{ mm}$. Le facteur de qualité vaut 150.

La courbe donnant c_n en fonction de n (Figure V.18.) montre que c_n est nul pour tous les n pairs et que plus n augmente plus le poids affecté au coefficient de Fourier c_n diminue. Le couplage du mode correspondant au vecteur d'onde nk_0 va fortement dépendre de n . Avec ce type de couplage nous couplerons préférentiellement les modes d'indice n impair. De plus, le couplage des modes d'indices n grands sera beaucoup plus difficile que celui des modes d'indices n petits.

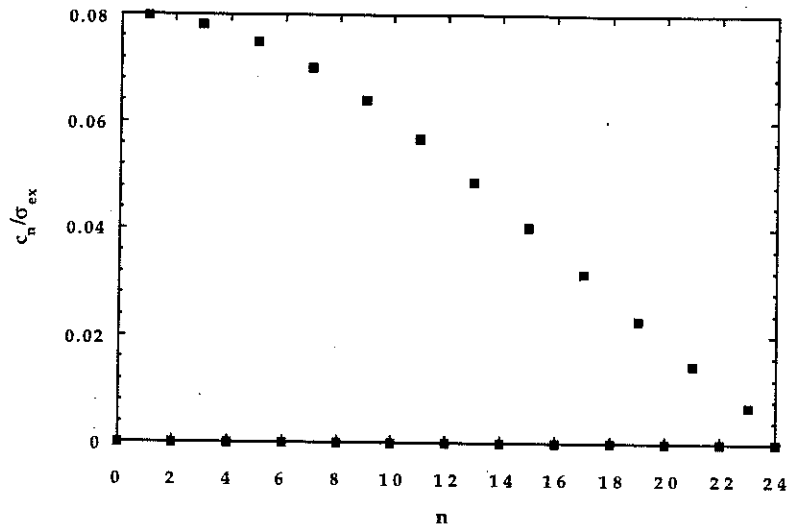


Figure V.18. c_n/σ_{ex} en fonction de n .

V.3. Comparaison théorie et expérience.

Nous allons essayer de comparer le comportement du réseau avec le modèle théorique de couplage. Pour réaliser les simulations du couplage, la fonction diélectrique donnée pour une couche mince homogène a été utilisée. Or, nous avons vu, au chapitre IV, que le modèle homogène ne permet pas d'expliquer le comportement des modes plasma dans un réseau. Nous allons donc utiliser une fonction diélectrique phénoménologique $\epsilon(k, \omega) = 1 - \omega_p^2(k) / \omega^2$ où $\omega_p(k)$ est donnée par la loi $\omega_p^2(k) = a k^b$. a et b sont des paramètres permettant d'ajuster la loi de dispersion mesurée de façon satisfaisante (pour cet échantillon et à la température $T=1.8$ K, $b=1.27$ et $a=9.53 \cdot 10^{18} \text{ (m}^2\text{sec}^{-2}\text{)}$).

De plus, pour pouvoir comparer la modèle théorique avec les mesures expérimentales, il est nécessaire de prendre en compte les inductances des fils de contact. Il faut donc ajouter le terme $jL\omega$ dans l'expression de l'impédance obtenue précédemment. La valeur de L est déterminée à partir de l'ajustement de la partie imaginaire de l'impédance en bout de coaxial de l'échantillon.

V.3.1. Échantillon en circuit ouvert.

Sur la figures V.19., nous avons superposé le module du coefficient de réflexion mesuré et de celui calculé à partir du modèle et sur la figure V.20., nous avons tracé la partie imaginaire de l'impédance d'entrée.

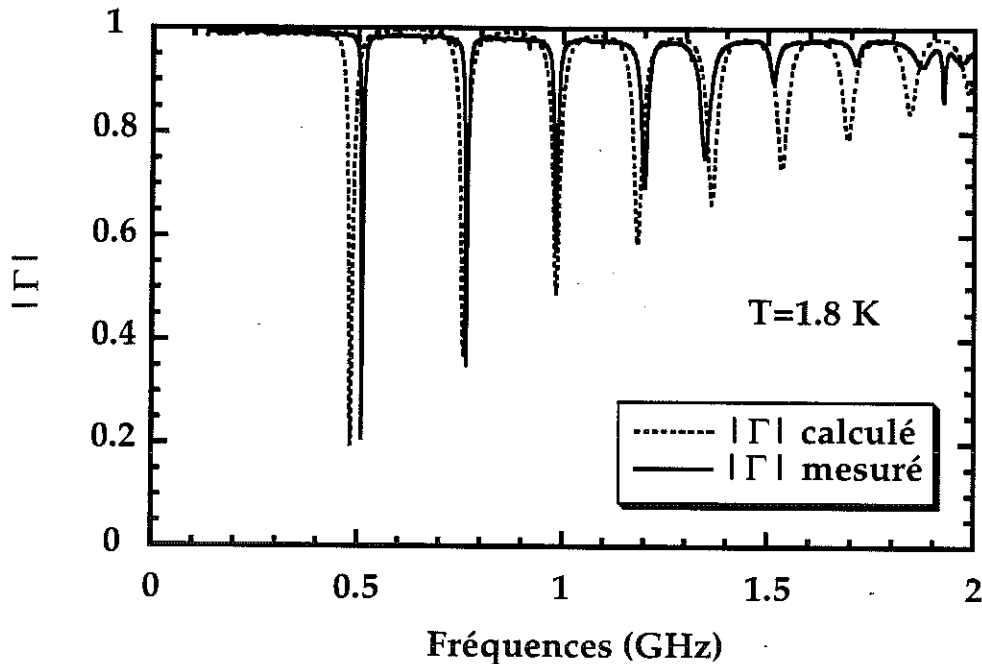


Figure V.19. Ajustement du coefficient de réflexion par le modèle de couplage à un fil. $\epsilon_z=21100$, $\epsilon_2=1$, la largeur de l'échantillon est $300\ \mu\text{m}$, la taille du plot $w=180\ \mu\text{m}$, la longueur totale de l'échantillon vaut $2.48\ \text{mm}$ et le facteur de qualité intrinsèque vaut 70. La capacité entre le film et le plan de masse vaut $2.35\ \text{pF}$ et l'inductance du fil de contact vaut $1.59\ \text{nH}$ (en utilisant les mesures dans l'état normal figure V.3.).

Sur la figure donnant le coefficient de réflexion, nous pouvons observer une concordance entre les fréquences de résonance théoriques et les résonances expérimentales. De plus, l'amplitude des pics de résonance diminue lorsque la fréquence augmente. Avec le modèle de couplage nous arrivons donc à reproduire la position de tous les pics de résonance et à reproduire les variations en amplitude des pics avec la fréquence. Cependant la décroissance est beaucoup plus rapide sur la mesure que sur le modèle théorique. Le modèle est donc trop simplifié pour reproduire parfaitement la mesure. Il serait éventuellement possible d'améliorer ce

modèle en introduisant un facteur de qualité qui varie avec la fréquence. Dans cette étude, nous avons fait l'hypothèse que le facteur de qualité est le même à toutes les fréquences.

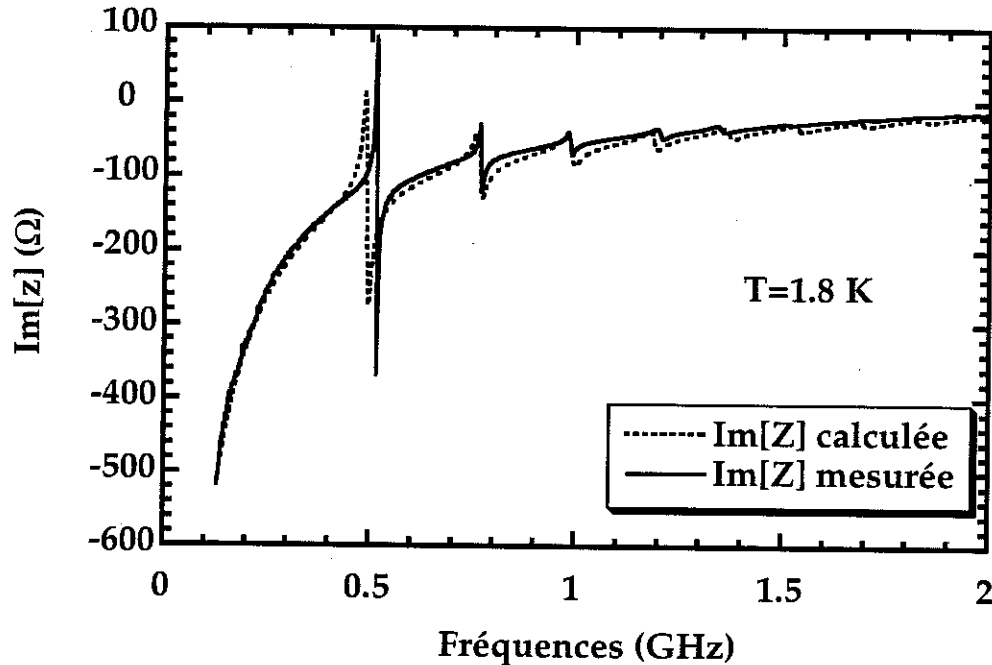


Figure V.20. Ajustement de $\text{Im}[Z]$ par le modèle de couplage un fil .

Sur la courbe donnant la partie imaginaire de Z , l'accord entre l'ajustement et la mesure est bien vérifié. Le comportement capacitif de l'échantillon est parfaitement reproduit par le modèle de couplage à un seul fil. Le modèle permet donc de rendre compte du mécanisme du couplage et de donner le comportement de l'échantillon sur toute la gamme de fréquences.

V.3.1. Échantillon en court-circuit.

Nous pouvons essayer la même chose que précédemment avec le couplage deux fils. Le coefficient de réflexion mesuré ainsi que celui calculé ont été superposés sur la figure V.21. et les parties imaginaires sur la figure V.22. Les paramètres utilisés pour ces deux ajustements sont les mêmes que pour le modèle de couplage avec un seul fil sauf pour l'inductance L qui vaut 1.888 nH et pour le facteur de qualité qui vaut 150.

Sur la courbe donnant le coefficient de réflexion nous pouvons remarquer que le comportement de la mesure peut être reproduit par l'ajustement en ce qui concerne la position des pics de résonance. L'amplitude des pics et leur largeur peuvent être décrits convenablement. En particulier, la première résonance n'apparaît quasiment pas. Seuls les pics d'indice 1, 3, 5 et 7 apparaissent. La courbe donnant la partie imaginaire de Z montre que le comportement inductif est parfaitement reproduit par le modèle de couplage à deux fils.

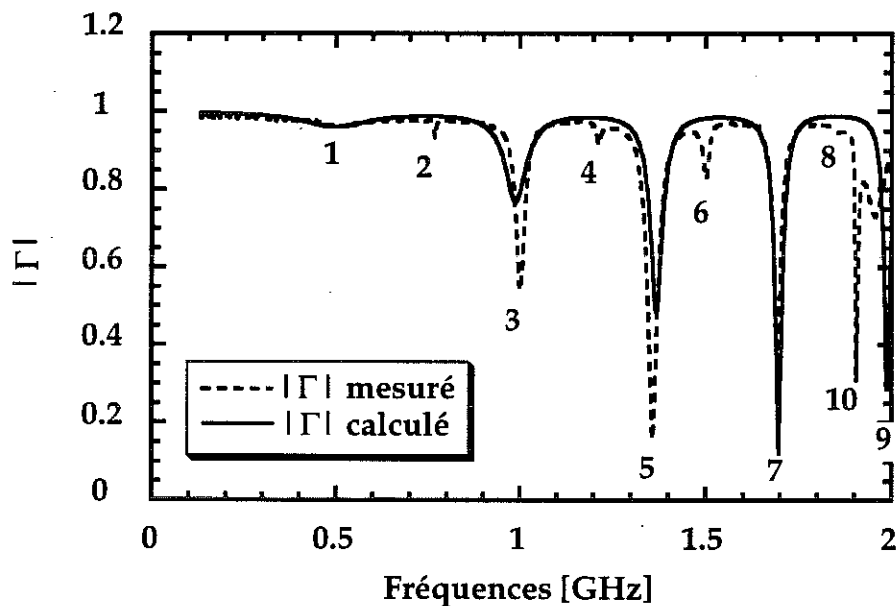


Figure V.21. Ajustement par le modèle de couplage un fil du coefficient de réflexion mesuré à $T=1.8$ K.

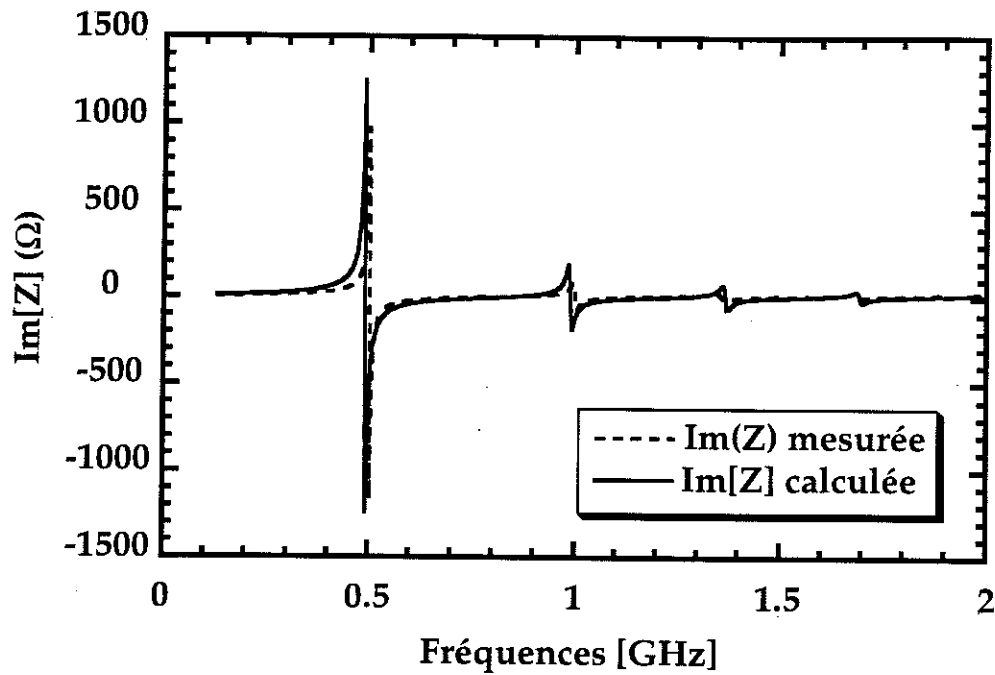


Figure V.22. Ajustement par le modèle de couplage un fil de la partie imaginaire de Z mesuré à $T=1.8$ K.

La différence qui intervient dans l'amplitude des pics de résonance entre la mesure et l'ajustement indique que le modèle n'est pas suffisant pour bien expliquer le comportement du coefficient de réflexion. Comme dans le cas du couplage avec un seul fil, le facteur de qualité choisi est constant avec la fréquence. Le modèle de couplage ne permet pas d'expliquer la présence, sur la mesure, des pics de résonance d'indices pairs(cf. Figure V.2.). Ceci peut s'expliquer par le fait que pour le modèle du couplage, nous avons fait l'hypothèse que les plots de contact avaient la même taille, ce qui a pour effet, pour des raisons de symétrie, d'éliminer toutes les composantes de Fourier d'indice pair dans les équations. Il faudrait donc pour vérifier cela, soit refaire le calcul sans imposer que les plots aient la même taille, soit faire un échantillon avec des tailles de plots identiques.

Conclusion.

Un modèle permettant de comprendre comment s'opère le couplage des modes plasma a été développé. Ce modèle permet de bien rendre compte du comportement en impédance de l'échantillon. Pour le modèle avec un seul

fil, un comportement capacitif sur lequel se superposent les résonances plasma est obtenu. Pour le couplage avec deux fils, l'échantillon devient inductif. L'ajustement n'est cependant pas optimum. Pour que l'ajustement soit de meilleure qualité dans les deux cas de couplage, il faut introduire les pertes liées à ce couplage. En introduisant le facteur de qualité Q des modes plasmas, seules les pertes liées aux modes plasma sont prises en compte. En réalité, il faudrait également prendre en compte la résistance des fils de contact, les pertes capacitives entre le plan de masse et le film pour le modèle à un seul contact.

Conclusion.

Conclusion.

Ce travail avait pour objectif d'étudier expérimentalement la propagation des modes plasma liés aux électrons supraconducteurs dans des structures de dimensions réduites. Dans cette optique, la propagation des modes plasma a été étudiée dans une couche très mince de niobium, dans un fil de niobium de largeur $5\ \mu\text{m}$ et sur des réseaux de fils de niobium, tous déposés sur un substrat de SrTiO_3 .

La couche mince et les réseaux sont déposés sur la tranche du substrat. Un procédé de fabrication, permettant de réaliser le dépôt de niobium ainsi que la lithographie sur une si petite surface, a dû être mis au point. Pour cela, nous avons optimisé les procédés de polissage et de nettoyage de façon à ce que la qualité des films de niobium soit comparable à celle obtenue sur substrat de silicium, dans les mêmes conditions d'évaporation. Comme les procédés de lithographie classique ne pouvaient pas être utilisés sur nos échantillons, nous avons choisi un procédé original utilisant la résine NOVER. Cette résine se dépose par évaporation thermique. Ce procédé a été optimisé pour qu'il n'altère pas la qualité de nos dépôts. Cependant, des améliorations peuvent encore être apportées, en particulier au niveau du développement de la résine Nover.

Sur ces échantillons, des mesures du coefficient de réflexion ont été effectuées. Elles montrent l'apparition de résonances lorsque la température devient inférieure à la température de transition supraconductrice. Ces résonances dépendent fortement de la température. Elles correspondent aux modes plasma stationnaires qui s'établissent le long du film de niobium. A partir des fréquences de résonances, une loi de dispersion expérimentale a été extraite.

Afin de comprendre ces lois de dispersion, nous avons étudié la propagation des modes plasma dans différentes géométries en utilisant le modèle de London et les équations de Maxwell. Tous les calculs ont été réalisés en dehors de l'approximation quasistatique de façon à prendre en compte les effets de retard introduits par la vitesse de la lumière dans les diélectriques. La propagation des modes plasma a d'abord été étudiée dans une couche mince homogène entourée par deux milieux diélectriques.

Nous avons prédit la présence de deux types de mode, un mode symétrique et un mode antisymétrique. Ces modes se propagent longitudinalement à la couche mince et le champ électrique est évanescent selon la direction perpendiculaire à la propagation. Ces modes plasma proviennent de l'oscillation entre l'énergie cinétique des électrons dans la couche mince et l'énergie électrique dans les diélectriques extérieurs. La propagation des modes plasma a également été abordée en regardant le cas d'un fil fin supraconducteur plongeant dans un diélectrique infini. Si nous négligeons les effets de retard, la loi de dispersion calculée est comparable à celle donnée par J.E. Mooij et G. Schön. Nous avons terminé cette analyse théorique par l'étude d'un réseau de fils parallèles qui, selon la valeur du vecteur d'onde, peut se comporter soit comme un film homogène, soit comme un fil seul.

Pour la mesure du film mince de niobium, les lois de dispersion des modes plasma s'expliquent à l'aide du modèle des modes plasma dans une couche mince homogène lorsque la température est proche de la transition supraconductrice. La loi de dispersion mesurée a, alors, un comportement décrit par $\omega^2 \approx \tau$, où τ est relié au vecteur d'onde k par la correction due aux effets de retard, $\tau = k \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. v est la vitesse de phase du mode plasma et c la vitesse de la lumière dans le diélectrique environnant. Pour des températures plus basses, un écart par rapport à cette loi intervient. A ces températures, la très forte densité d'électrons supraconducteurs dans la couche entraîne des inhomogénéités de courant qui invalident la loi de dispersion théorique. Ce résultat reste comparable à celui obtenu dans l'aluminium granulaire.

Dans un fil supraconducteur, le comportement de la loi de dispersion des modes plasma s'explique par le modèle des modes plasma 1D. La loi de dispersion obtenue a un comportement donné par $\omega^2 \approx \tau^2$. C'est, à notre connaissance, la première fois que la loi de dispersion des modes plasma de type 1D est observée dans un fil supraconducteur. Cette modification de la loi de dispersion, par rapport à une loi 2D, traduit une modification de l'interaction Coulombienne à très longue portée.

Enfin, pour les réseaux de pas respectifs p égaux à 15 μm , 31.5 μm , 46 μm et 76 μm , les mesures montrent que, pour des valeurs du produit τp inférieures à 0.1, le comportement des lois de dispersion s'explique par le modèle des modes plasma dans une couche mince homogène. Le réseau a

un comportement 2D. Pour des valeurs de τp inférieures à 0.3 le comportement s'explique par le modèle du réseau de fil. Le comportement de la loi de dispersion correspond alors au cross-over entre le comportement 2D et 1D du réseau de fils. Enfin, pour des valeurs de τp supérieures, le modèle de réseau de fils parallèles ne permet plus d'expliquer la loi de dispersion. Il est alors beaucoup trop simple. Nos réseaux sont en effet également composés de fils transversaux à la direction de propagation. Le modèle de fils parallèles prend uniquement en compte les fils longitudinaux, il faudrait donc trouver un autre modèle.

A partir des lois de dispersion, nous avons extrait la valeur de la longueur de pénétration effective du niobium à température nulle et nous avons comparé celle-ci par rapport à celle calculée à partir de la mesure de transition résistive. Les valeurs mesurées à partir des lois de dispersion sont plus grandes d'un facteur 2 environ. Cependant la résistivité très élevée peut invalider l'estimation de la longueur de pénétration obtenue à partir du modèle de BCS dans la limite sale.

Pour compléter notre étude, un modèle permettant de comprendre comment s'opère le couplage des modes plasma a été développé. Nous pouvons par ce modèle reproduire la forme et la position des résonances sur la mesure du coefficient de réflexion. Ce modèle a donc comme intérêt de pouvoir rendre compte du comportement de l'échantillon dans toute la gamme de fréquence étudiée contrairement à l'étude réalisée auparavant^[C.1.]. Ce modèle présente également l'intérêt de pouvoir servir de base pour la simulation d'autres types de couplage. En particulier, il serait intéressant de pouvoir coupler des modes ayant des longueurs d'onde comparables au pas des réseaux. Pour exciter de plus petites longueurs d'onde, nous pouvons envisager l'utilisation d'un *peigne*. Ce type de couplage est généralement utilisé pour générer des ondes acoustiques aux longueurs d'onde microniques.

Il est intéressant de noter que nous avons obtenu des lois de dispersion, pour tous les échantillons mesurés, dans une fenêtre de fréquences comprise entre 130 MHz et 3.5 GHz et pour des longueurs d'onde allant de 5 mm à 300 μm environ. L'obtention des résonances plasma à des fréquences aussi basses et sur une gamme aussi grande de vecteurs d'onde est rendue possible par l'utilisation d'un supraconducteur, qui présente de faibles pertes résistives, et du titanate de strontium qui a une constante

diélectrique très élevée. L'association d'un supraconducteur et du SrTiO_3 apparaît donc comme un système modèle pour l'étude des modes plasma dans des couches minces. Nous pouvons nous demander comment vont être modifiés les modes plasma par la présence d'un champ magnétique extérieur et comment la dynamique du réseau de vortex^[C.2. à C.4.] va se coupler avec celle des modes plasma.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

Références Introduction.

[In.1.] A collective description of electron interactions : I, II, III et IV

D. Bohm and D. Pines

Phys. Rev. (1953)

[In.2.] Plasma losses by fast electrons in thin films.

R.H. Ritchie.

Phys. Rev. Volume 106, No. 5, June 1957.

[In.3.] Superconductivity.

R.D. Parks

M. M. Dekker Inc. New York, 1969

[In.4.] Propagating Order Parameter collective modes in superconducting films.

R.V. Carlson and A. M. Goldman.

Phys. Rev. Lett., Vol. 34, No 1, January 1975.

[In.5.] Collective oscillations in a dirty superconductor.

A. Schmid and G. Schön.

Phys. Rev. Lett., Vol. 34. No. 15, April 1984.

[In.6.] Propagating plasma modes in thin superconducting filaments.

J.E. Mooij, G Schön.

Phys. Rev. Lett., Vol. 55, July 1985.

[In.7.] Bias current dependence of the electromagnetic response of thin granular films and Josephson arrays.

B. Mirhashem and R.A. Ferrell.

Physica C 161, pp. 354-356, 1989.

[In.8.] Plasmon excitation in Josephson arrays and thin superconducting layers.

T. Mishonov, A. Groshev.

Phys. Rev. Lett., Vol. 64. No. 18, April 1990.

- [In.9.] D.A. Bonn, J. E. Greedan, C. V. Stager, T. Timusk, M. G. Doss, S. L. Herr, K. Kamaras, C. D. Porter, D. B. Tanner, J. M. Tarascon, W. R. McKinnon and L. H. Green,
Phys Rev B 35, 8843 (1987).
- [In.10.] B. Koch, M. Dueller, H.P. Geserich, Th. Wolf, G. Roth and G. Zachman.
in Electronic Properties of High-Tc Superconductors, ed. by H. Kuzmany, M. Mehring and J. Fink, Springer 1990.
- [In.11.] K. Tamasaku, Y. Nakamura and U. Uchida.
Phys. Rev. Lett. , 69, 1455 (1992).
- [In.12.] A.M. Gerrits, A. Wittlin, V.H.M. Duijn, A.A. Menovsky, J. J. M. Franse and P. J. M. van Bentum.
Physica C , 235-240, 1117 (1994).
- [In.14.] J.H. Kim, H.S. Somal, M.T. Czyzyk, D. van der Marel, A. Wittlin, A.M. Gerrits, V.H.M. Duijn, N.T. Hien and A.A. Menovsky.
Physica C , 247, 297 (1995).
- [In.14.] C.C. Homes, T. Timusk, R. Liang, D.A. Bonn and W.N. Hardy.
Phys. Rev. Lett., 71, 1645 (1993).
- [In.15.] Ophelia K.C. Tsui, N.P. Ong, Y. Matsuda, Y.F. Yan and J.B. Peterson.
Phys. Rev. Lett., 73, 724 (1994).
- [In.16.] Ophelia K.C. Tsui, N.P. Ong and J.B. Peterson.
Phys. Rev. Lett., 76, 819 (1995).
- [In.17.] Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki and T. Mochiku.
Phys. Rev. Lett., 75, 4512 (1995).
- [In.18.] T. Mishonov.
Phys. Rev. B, 44, 12033 (1991)
Phys. Rev. B, 50, 4004 (1994).
- [In.19.] S.N. Artemenko and A.G. Kobelkov.
JETP Lett. ,58, 445 (1993).
- [In.20.] H.A. Fertig and S. Das Sarma.
Phys. Rev. Lett.,65, 1482 (1990).
Phys. Rev. B , 44, 4480 (1991).
- [In.21.] Y.B. Kim and X.G. Wen.
Phys. Rev. B, 48, 6319 (1993).
- [In.22.] L.N. Bulaevskii, M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck and J.R. Clem.
Phys. Rev. B, 50, 12831 (1994).

[In.23.] T. Ando, Fowler and F. Stern
Rev. Mod. Phys., 54, 437. 1982

[In.24.] A two-dimensional electron layer on the surface of liquid helium.
V.B. Shikin
Two dimensional electrons systems. eds Yu. E. Lozovik and A.A.
Maradudin (North Holland, Amsterdam) section 5. 1987.

[In.25.] New surface guiding modes along a superconducting thin film.
O. Buisson, P. Xavier, J. Richard.
IEEE transactions on Applied Superconductivity 5 (1995), 3038.

[In.26.] Observation of below-gap plasmon excitations in superconducting
YBa₂Cu₃O₇ films.
F.J. Dunmore, D. Z. Liu, H.D. Drew and *al.*
Phys. Rev. B., Vol. 52, No 2, July 1995.

[In.27.] Superconducting-Plasma resonances along the C axis in various
copper oxide superconductors.
H. Shibata and T. Yamada.
Phys. Rev. B., Vol. 54, No 10, September 1996.

Références Chapitre I.

[I.1.] The dielectric function of the homogeneous electron gas
V.D. Gorobchenko, V.N. Kohn and E.G. Maksimov
The dielectrique function of condensed systems Chapitre 3
Modern problems in condensed matter sciences Vol 24 1989

[I.2.] Propagating plasma modes in thin superconducting filaments.
J.E. Mooij, G Schön.
Phys. Rev. Lett., Vol. 55, July 1985.

[I.3.] Bias current dependance of the electromagnetic response of thin
granular films and josephson arrays.
B. Mirhashem and R.A. Ferrell.
Physica C 161, pp. 354-356, 1989.

[I.4.] The electromagnetic equations of superconductors
F. et H. London.
Proc. Roy. Soc. Série A, Vol.149 1935.

- [I.5.] Field solution for a thin film superconducting strip transmission line.
James C. Swihart.
J. appl. Phys., Vol. 32, No. 3, March 1961.
- [I.6.] Introduction à la physique de l'état solide
C. Kittel Dunod, Paris, 1983
- [I.7.] A collective description of electron interactions : II. Collective vs Individual particle aspects of the interaction.
D. Pines and D. Bohm
Phys. Rev. Vol 85, No 2, January 1952
- [I.8.] A collective description of electron interactions : III. Coulomb interaction in a degenerate electron gas.
D. Bohm and D. Pines
Phys. Rev. Vol 92, No 3, November 1953
- [I.9.] A collective description of electron interactions : IV. Electron interaction in metals.
D. Pines
Phys. Rev. Vol 92, No 3, November 1953
- [I.10.] Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas.
E.A. Stern and R.A. Ferrel.
Phys. Rev. Vol 120, No1, October 1960.
- [I.11.] Surface plasmons in thin films.
E. N. Economou.
Phys. Rev., Vol. 182, No. 2, March 1969.
- [I.12.] Plasma losses by fast electrons in thin films.
R.H. Ritchie.
Phys. Rev. Volume 106, No. 5, June 1957.
- [I.13.] Calculation of photon dispersion relations
J. B. Pendry and A. MacKinnon.
Phys. Rev. Lett., Vol. 69, No 19, November 1992.
- [I.14.] Minigap in the plasmon dispersion of a two-dimensional electron gas with spatially modulated charge density.
U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager...
Phys. Rev. Lett., Vol. 53. No. 15, October 1984.

- [I.15.] Current-driven plasma instabilities in superconductors.
K. Kempa, J. Cen, P. Bakshi
Rapid communication 1989.
- [I.16.] Electromagnetic surface waves on cooper-paired superconductor.
O Keller
Opt. Soc. Am. B, Vol. 7, No. 11, 1990
- [I.17.] Plasmon excitation in josephson arrays and thin superconducting layers.
T. Mishonov, A. Groshev
Phys. Rev. Lett., Vol. 64. No. 18, april 1990.
- [I.18.] Collective modes in layered superconductors
S. N. Artemenko, A.G. Kobel'Kov
Phys. C. 253 1995
- [I.19.] Plasma oscillations of superconducting electrons in layered superconductors
S. N. Artemenko, A.G. Kobel'Kov.
Jept. Lett., Vol. 58, No. 6, September 1993.
- [I.20.] Collective Modes in layered Superconductors.
H. A. Fertig and S. Das Sarma.
Phys. Rev. Lett., Vol. 65, No. 12, July 1990.
- [I.21.] Plasma Waves in Anisotropic Superconducting Films Below and Above the Plasma Frequency
M.M. Doria, G. Hollauer, F. Parage, O. Buisson.
Phys. Rev. B Aout 1997.
- [I.22.] Anti-Symmetric Plasma Mode in Superconducting Films.
M.M. Doria, F. Parage, O. Buisson:
Europhysics Letters, **35** (1996) 445.
- [I.23.] Folded and confined one-dimensional plasmons in modulated wires.
F. Perez, B. Jusserand, C. Dahl and M Filoche, L. Ferlazzo-Manin...
Phys. Rev B, Vol. 54, No 16, October 1996.
- [I.24.] Propagating Order Parameter collective modes in superconducting films.
R.V. Carlson and A. M. Goldman.
Phys. Rev. Lett., Vol. 34, No 1, January 1975.

[I.25] Collective oscillations in a dirty superconductor.

A. Schmid and G. Schön.

Phys. Rev. Lett., Vol. 34. No. 15, april 1984.

[I.26.] Plasma modes in homogeneous or periodic superconducting films using the Londons' equations.

O. Buisson, F. Parage, J. Richard.

Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks. Edited by C. Giovannella, M. Tinkham. World Scientific 1995.

[I.27.] Energy loss by charged particles in complex media.

J.B. Pendry, L. Martin-Moreno.

Phys. rev. B, Vol. 50, No 8. Aout 1994.

[I.28.] Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures.

J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart and I. Youngs.

Phys. Rev. B., Vol. 76, No 25, June 1996.

[I.29.] Comment on "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures"

S. A. Mikhailov

Phys. Rev. Lett. Vol 78, No 21, May 1997.

[I.30.] Periodic and guiding structures at microwave frequencies.

A. F. Harvey.

IRE transactions on microwave theory and techniques 1959

[I.31.] Field and waves in communication electronics.

S. Ramo, J. R. Whinnery et T. Van Duzer.

Références Chapitre II.

[II.1.] Dielectric Properties of Strontium Titanate in the microwave range at temperature 4.2-78°K.

I.M. Buzdin, I.V. Ivanov and G.V.Belokopytov.

Sov. Phys. Solid State, Vol. 18, No. 5, May 1976.

[II.2.] Stress-Induced ferroelectricity and soft phonon modes in SrTiO₃.

Hiromoto Uwe and Tunetaro Sakudo.

Phys. Rev. B, Vol. 13, No. 1, January 1976.

[II.3.] Dielectrique Behavior of reduced SrTiO₃ Single Crystals.

H. B. Lal

Indian journal of pure & applied physics, Vol. 8, pp 81-85, February 1970.

[II.4.] Behavior of ferroelectrics in a strong electric microwave field.

A.M. Prudan and L.T. Ter-Martirosyan.

Ferroelectrics, Vol. 22, pp. 791-792, 1978.

[II.5.] SrTiO₃ an intrinsic quantum paraelectric below 4 K.

K.A. Müller, H. Burkard.

Phys. Rev. B, Vol. 19, No 7, April 1979.

[II.6.] X-ray Diffractometry of Low-Temperature Phase Transitions in Strontium Titanate.

Farrel W. Lytle.

J. app. Phys., Vol.35, No 7, July 1964.

[II.7.] Monodomain strontium titanate.

K.A. Muller, W. Berlinger, M. Cappizzi and H. Gränicher.

Solid State Communication, Vol. 8, pp 549-553, 1970.

[II.8.] Direct observation of single-domain SrTiO₃.

T.S Chang, J.F. Holzrichter, G.F. Imbush and A.L. Schawlow.

App. Phys. Letters, Vol. 17, No 6, September 1970.

[II.9.] Dielectric properties of SrTiO₃ at low temperature.

T. Sakudo and H. Unoki.

Phys. Rev. Letters, Vol. 26, No. 14, April 1971.

[II.10.] Observation of propagating plasma modes in thin superconducting films.

O.Buisson, P.Xavier and J.Richard.

Phys. Rev. Lett. 73, 3153. 1994.

[II.11.] Rapport de DEA

PARAGE F 1994.

[II.12.] Oxygen ion diffusion in single crystal SrTiO₃.

A.E. Paladino, L.G. Rubin and J.S. Waugh.

J. Phys. Chem. Solids, Vol. 26, pp 391-397, 1965.

[II.13.] Nover: Raith Gmbh, Hauert 18, Technologiepart, D44227 Dormund, RFA.

[II.14.] Programme écrit par J.L. Génicon.

[II.15.] La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces.

J.P. Burger Masson, Paris, 1974.

[II.16.] Penetration depth measurements on type II superconducting films.
W.H. Henkels and C.J. Kircher.
IEEE Transaction on Magnetics, Vol. Mag-13, No. 1, January 1977.

[II.17.] Introduction to superconductivity.
M. Tinkham. Krieger Huntington, NY, 1980.

[II.18.] Principles of superconductive devices and circuits.
T. Van Duzer et C. W. Turner. Arnold, Londres, 1981.

[II.19.] La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces.
J.P. Burger Masson, Paris, 1974.

[II.20.] Nonlinear electrodynamics of superconducting NbN and Nb thin films.
C.C. Chin, D.E. Oates, G. Dresselhaus...
Phys. Rev. B, Vol. 45, No. 9, March 1992.

[II.21.] On surface resistance of superconductors.
J. Halbritter.
Z. Phys, 266, 1974.

Références Chapitre III.

[III.1.] Physique des lignes de haute fréquence et d'ultra haute fréquence
P Grivet
Masson & Cie , Paris, 1969.

[III.2.] Cavité électromagnétique.
G. Boudouris Dunod, Paris, 1971.

[III.3.] Dynamik von Vortices in Hochtemperatursupraleitern bei
hochfrequenten Wechselfeldern
Thomas Reuss, Diplomarbeit 1995, Grenoble

[III.4.] Rapport de DEA
PARAGE F 1994.

[III.5.] Dielectric properties of SrTiO_3 at low temperature.
T. Sakudo and H. Unoki.
Phys. Rev. Letters, Vol. 26, No. 14, April 1971.

Références Chapitre IV.

[IV.1.] Observation of propagating plasma modes in thin superconducting films.

O.Buisson, P.Xavier and J.Richard.

Phys. Rev. Lett. 73, 3153. 1994.

[IV.2.] Microstrip lines and slotlines.

K.C. Gupta, R. Garg et I.J. Bahl

Artech House, Norwood. Ma., 1979

[IV.3.] Dielectric resonators.

D. Kajfez, P. Guillon.

Ed. Artech House, INC, 1986.

[IV.4.] Principles of superconductive devices and circuits.

T. Van Duzer et C. W. Turner. Arnold, Londres, 1981.

[IV.5] Solid state physics

N.W. Aschroft, N.D. Mermin

Saunders College, Philadelphia, 1976.

[IV.6] Propagating plasma modes in thin superconducting filaments.

J.E. Mooij, G Schön.

Phys. Rev. Lett., Vol. 55, July 1985.

[IV.7.] Introduction to superconductivity.

M. Tinkham. Krieger Huntington, NY, 1980.

Références Chapitre V.

[V.1.] Dielectric resonators.

D. Kajfez, P. Guillon.

Ed. Artech House, INC, 1986.

[V.2.] R. Crampagne, M. Ahmadpanah

Ent. J. Electronics, 43, 1979

[V.3.] Propriétés de magnéto-transport dans les hétérojonctions
GaAlAs/GaAs de très haute mobilité.

Etienne Paris Thèse soutenue le 1 mars 1989, Paris 6

[V.4.] Theory of a two dimensional grating coupler.

L. Zheng, W. L. Schaich and A. H. MacDonald
Phys. Rev. B., Vol. 41. No. 12, april 1990.

[V.5.] Electromagnetic properties of a dielectric grating. I. Propagating, evanescent and guided waves.

L. Piloizzi, A. D'Andrea and R. Del Sole.
Phys. Rev. B, Vol. 54, No 15, October 1996.

[V.6.] Electromagnetic properties of a dielectric grating. II. Quantum wells excited by surface waves.

L. Piloizzi, A. D'Andrea and R. Del Sole.
Phys. Rev. B, Vol. 54, No 15, October 1996.

[V.7.] The dielectric function of the homogeneous electron gas

V.D. Gorobchenko, V.N. Kohn and E.G. Maksimov

The dielectric function of condensed systems Chapitre 3

Modern problems in condensed matter sciences Vol 24 1989

[V.8.] Periodic and guiding structures at microwave frequencies.

A. F. Harvey

IRE Transactions on microwave theory and techniques.1960

Références Conclusion

[C.1.] Plasma modes in homogeneous or periodic superconducting films using the London's' equations.

O. Buisson, F. Parage and J. Richard.

Macroscopic Quantum phenomena and coherence in superconducting networks ed. C. Giovannella, M. Tinkham (World Scientific, 1995) p25.

[C.2.] The pinning potential and high frequency studies of type-II superconductors.

J. J. Gittleman and B. Rosenblum.

J. App. Phys., Vol 39, No 6, May 1968.

[C.3.] Unified theory of effects of vortex pinning and flux creep upon the rf surface impedance of Type-II superconductors.

M. W. Coffey and J. R. Clem.

Phys. Rev. Lett., Vol. 67, No 3, July 1991.

[C.4.] Metastable filamentary vortex flow in thin film superconductors.

N Gronbech-Jensen, A. R. Bishop and D. Dominguez.

Phys. Rev. Lett., Vol. 76, No 16, April 1996.

Liste des tableaux et figures

Liste des tableaux et figures.

<u>Figure I.1.</u> Comportement de σ_s et σ_n en fonction de T/T_c	24
<u>Figure I.2.</u> Schéma de la configuration théorique étudiée pour les modes plasma dans un film homogène.....	25
<u>Figure I.3.</u> Amplitude du champ électrique E_z pour le mode symétrique.....	29
<u>Figure I.4.</u> Mode plasma dans une couche mince supraconductrice.....	30
<u>Figure I.5.</u> Loi de dispersion théorique des modes plasma dans une couche mince supraconductrice en diagramme log-log.	33
<u>Tableau I.1.</u> Récapitulatif des energies mises en jeu, pour le mode symétrique, selon la gamme de vecteurs d'onde k	34
<u>Figure I.6.</u> Décroissance du champ électrique E_z pour le mode antisymétrique.	35
<u>Figure I.7.</u> Représentation des lignes de champ électrique pour le mode plasma antisymétrique.	36
<u>Figure I.8.</u> Loi de dispersion pour le mode antisymétrique en diagramme log-log.	38
<u>Tableau I.2.</u> Récapitulatif des energies mises en jeu, pour le mode antisymétrique, selon la gamme de vecteurs d'onde k	39
<u>Figure I.9.</u> Configuration théorique pour l'étude des modes plasma dans un fil de rayon r_0 entouré par un diélectrique de ϵ_r	41
<u>Figure I.10.</u> Effet du rayon du fil r_0 sur la loi de dispersion des modes plasma dans un fil supraconducteur.....	43
<u>Figure I.11.</u> Réseau de fils supraconducteurs de période p selon la direction y	46
<u>Figure I.12.</u> Loi de dispersion pour un réseau de fils parallèles.	47
<u>Figure I.13.</u> Loi de dispersion pour la propagation des modes plasma dans un réseau de fils parallèles de pas p	49
<u>Figure II.1.</u> Photo échantillon réseau de pas 31.5 μm	56
<u>Figure II.2.</u> Schéma du bloc de polissage	59
<u>Figure II.3.</u> Test de rugosité réalisé sur la surface polie.....	62
<u>Tableau II.1.</u> Conditions d'évaporation pour les différents échantillons.	64
<u>Figure II.4.</u> Mauvais alignement du réseau de pas 31.5 μm par rapport au $SrTiO_3$	67

<u>Figure II.5.</u> Photo échantillon avant gravure et après développement de la résine pour le réseau de pas $46\ \mu\text{m}$ (gauche) et de pas $15\ \mu\text{m}$ (droite).....	67
<u>Figure II.6a.</u> Photo échantillon après gravure réseau de pas $46\ \mu\text{m}$	68
<u>Figure II.6b.</u> Photo échantillon après gravure réseau de pas $50\ \mu\text{m}$	68
<u>Figure II.7.</u> Mesure de résistivité en fonction de la température pour les réseaux de pas respectifs $p=15\ \mu\text{m}$ et $p=50\ \mu\text{m}$ et d'épaisseur $20\ \text{nm}$ et $13\ \text{nm}$	69
<u>Figure II.8.</u> Mesure de résistivité sur deux films de niobium évaporés simultanément sur un substrat de silicium et sur la tranche polie d'un cristal de SrTiO_3	71
<u>Figure II.9.</u> Mesure de résistivité réalisée avant et après développement de la résine.....	72
<u>Figure II.10.</u> Mesure de résistivité pour les différents échantillons.	75
<u>Tableau II.3.</u> Tableau des paramètres supraconducteurs calculés pour chaque échantillon.....	78
<u>Figure III.1.</u> Schéma électrique équivalent pour la propagation du mode TEM dans une ligne.	84
<u>Figure III.2.</u> Schéma du dispositif de mesure du coefficient de réflexion.....	88
<u>Figure III.3.</u> Schéma du montage de l'échantillon (vue de dessus).....	89
<u>Figure III.4.</u> Mesure de l'amplitude du coefficient de réflexion de la ligne coaxiale terminée par un circuit ouvert à la température $T=4.2\ \text{K}$ avec étalonnage à l'ambiante.....	92
<u>Figure III.5.</u> Mesure du coefficient de réflexion en court-circuit avec étalonnage à froid.....	94
<u>Figure III.6.</u> $\text{Im}(Z)$ en court-circuit avec étalonnage à froid.....	94
<u>Figure III.7.</u> $\text{Re}(Z)$ en court-circuit avec étalonnage à froid.....	95
<u>Figure III.8.</u> Mesures brutes de l'amplitude du coefficient de réflexion.....	96
<u>Figure III.9.</u> Mesure brut du coefficient de réflexion avant différence.....	98
<u>Figure III.10.</u> Différence entre deux mesures du coefficient de réflexion prises pour les puissances $-25\ \text{dBm}$ et $-45\ \text{dBm}$	98
<u>Figure III.11.</u> Facteur de qualité associé à chacune des résonances.	100
<u>Figure III.12.</u> Coefficient de réflexion avant et après filtrage.....	101
<u>Figure III.13.</u> Mesure du coefficient de réflexion réalisée à la température $T=2.372\ \text{K}$	103
<u>Figure III.14.</u> Différence entre deux mesures du coefficient de réflexion réalisées à des températures très proches.	103

<u>Figure III.15.</u> Coefficient de réflexion pour deux épaisseurs e de téflon différentes et pour une température supérieure à la température critique.	105
<u>Figure III.16.</u> Utilisation du matériau absorbant.	106
<u>Figure III.17.</u> Constante diélectrique selon la direction $[1\ 1\ 0]$ en fonction de la température.	107
<u>Tableau III.1.</u> Constante diélectrique du SrTiO_3 selon les directions $[1\ 1\ 0]$ et $[0\ 0\ 1]$ pour les différents échantillons.	108
<u>Figure IV.1.</u> Loi de dispersion des modes plasma mesurée sur un film mince de niobium pour différentes températures.	112
<u>Figure IV.2.</u> Ajustement de la loi de dispersion pour un film de niobium par le modèle en couche mince homogène.	114
<u>Figure IV.3.</u> Schéma de l'échantillon composé d'un fil de niobium déposé sur la face (110) d'un substrat de SrTiO_3	115
<u>Figure IV.4.</u> Schéma du montage expérimental pour la mesure du fil de niobium.	116
<u>Figure IV.5.</u> Transition résistive du fil supraconducteur de niobium.	116
<u>Figure IV.6.</u> Loi de dispersion des modes plasma dans un fil de niobium comparée à un ajustement linéaire passant par l'origine (ligne continue) et aux vitesses de la lumière selon $[110]$ (pointillés courts) et $[001]$ (pointillés longs).	117
<u>Figure IV.7.</u> Schéma indiquant la première simplification afin de pouvoir calculer analytiquement les modes dans la configuration expérimentale.	119
<u>Figure IV.8.</u> Fil de niobium de rayon r_0 entouré par une gaine diélectrique de constante ϵ_1 et de rayon r_1	120
<u>Figure IV.9.</u> Loi de dispersion des modes plasma d'un fil supraconducteur dans la géométrie décrite à la figure IV.8.	120
<u>Figure IV.10.</u> Schéma indiquant la construction par "image" d'un réseau de fil dans une matrice de SrTiO_3 à partir d'un échantillon constitué d'un fil et d'un substrat rectangulaire de SrTiO_3	121
<u>Figure IV.11.</u> Loi de dispersion théorique pour un réseau de fils supraconducteur de profondeur de pénétration $0.53\ \mu\text{m}$ de période $600\ \mu\text{m}$ et pour un fil seul.	122
<u>Figure IV.12.</u> Lois de dispersion expérimentales (les points) comparées au modèle du fil seul (pointillés).	123
<u>Figure IV.13.</u> Longueur de pénétration déduite du modèle des modes plasma (points) en fonction de la température ajustée par la loi de Gorter-Casimir (ligne continue).	125

<u>Figure IV.14.</u> Loi de dispersion pour le réseau de pas 15 μm	127
<u>Figure IV.15.</u> Facteur de qualité en fonction de la température pour les quatres premières résonances des modes plasma.	128
<u>Figure IV.16.</u> Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 15 μm	130
<u>Figure IV.17.</u> Ajustement par le modèle homogène pour le réseau de pas 15 μm ($\lambda_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$).	131
<u>Figure IV.18.</u> Loi de dispersion pour le réseau de pas 31.5 μm	132
<u>Figure IV.19.</u> Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 31.5 μm	133
<u>Figure IV.20.</u> Forme du champ électrique parallèle à la propagation pour les modes TM dans une ligne bifilaire.....	134
<u>Figure IV.21.</u> Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas 31.5 μm à $T=5.33 \text{ K}$	135
<u>Figure IV.22.</u> Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas 15 μm à $T=2.35 \text{ K}$	136
<u>Figure IV.23.</u> Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 46 μm	137
<u>Figure IV.24.</u> Superposition des lois de dispersion pour le réseau de pas 76 μm	138
<u>Figure IV.25.</u> Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas 46 μm	139
<u>Figure IV.26.</u> Ajustement de la loi de dispersion pour le réseau de pas 76 μm	139
<u>Figure IV.27.</u> Comparaison des différents réseaux.....	141
<u>Tableau IV.1.</u> Paramètres d'ajustement pour la superposition des lois de dispersion.....	141
<u>Figure IV.28.</u> Ajustement des lois de dispersion par une loi phénoménologique $w_2=a.\tau^b$	142
<u>Tableau IV.2.</u> Valeurs moyennes du paramètre phénoménologique b obtenue par une loi $w_2=a\tau^b$	142
<u>Tableau IV.3.</u> Température critique et longueur de pénétration effective obtenue à $T=0 \text{ K}$	144
<u>Figure IV.29.</u> Longueur de pénétration du supraconducteur en fonction de la température. Ajustement par la loi de Gorter-Casimir.....	144
<u>Tableau VI.4.</u> Paramètres d'ajustement de $\lambda_{\text{eff}}(T)$ par la loi phénoménologique.....	145

<u>Figure IV.30.</u> longueur de pénétration du supraconducteur en fonction de la température. Ajustement par la loi phénoménologique $\lambda_{\text{eff}}(T) = \lambda_{\text{eff}}(0) / \sqrt{1 - (T / T_c)^2}$	145
<u>Figure V.1.</u> Configuration expérimentale pour l'excitation des modes.....	152
<u>Figure V.2.</u> Mesures du coefficient de réflexion réalisées sur le réseau de pas 50 μm terminé par un court-circuit et un circuit-ouvert.....	153
<u>Figure V.3.</u> Partie Imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon quand l'échantillon est dans l'état résistif.	155
<u>Figure V.4.</u> Partie Réelle de l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit ouvert mesurée à T=4.38 K quand l'échantillon est dans l'état résistif.....	155
<u>Figure V.5.</u> Circuit équivalent pour l'échantillon couplé en circuit-ouvert.....	156
<u>Figure V.6.</u> Partie Imaginaire de l'impédance d'entrée de l'échantillon mesurée à T=4.38 K quand l'échantillon est dans l'état résistif et T=1.80 K quand l'échantillon devient supraconducteur.....	157
<u>Figure V.7.</u> Partie Réelle de l'impédance d'entrée de l'échantillon en circuit ouvert mesurée à T=4.38 K, quand l'échantillon est dans l'état résistif, et T=1.80 K, quand l'échantillon devient supraconducteur.....	157
<u>Figure V.8.</u> Circuit équivalent pour l'échantillon couplé en court-circuit.....	159
<u>Figure V.9.</u> Im(Z) mesurée à la température T=4.38 K avec le couplage deux fils.	159
<u>Figure V.10.</u> Re(Z) mesurée à la température T=4.38 K avec le couplage deux fils.	160
<u>Figure V.11.</u> Im(Z) mesurée T=1.80 K et T=4.38 K avec le couplage deux fils.....	161
<u>Figure V.12.</u> Re(Z) mesurée à T=1.8 K et T=4.38 K avec le couplage deux fils.....	161
<u>Figure V.13.</u> Schéma équivalent pour un couplage avec un seul contact.	164
<u>Figure V.14.</u> Coefficient de réflexion obtenu à partir du modèle de couplage avec un seul fil.....	167
<u>Figure V.15.</u> Amplitude de la composante de Fourier en fonction de n pour des plots de tailles 50, 100 et 200 μm	168
<u>Figure V.16.</u> Schéma équivalent en terme de charges pour un couplage avec deux fils de contact.....	169

<u>Figure V.17.</u> Coefficient de réflexion obtenu à partir du modèle de couplage avec deux fils dont un à la masse.	171
<u>Figure V.18.</u> c_n/σ_{ex} en fonction de n	172
<u>Figure V.19.</u> Ajustement du coefficient de réflexion par le modèle de couplage à un fil.	173
<u>Figure V.20.</u> Ajustement de $\text{Im}[Z]$ par le modèle de couplage un fil	174
<u>Figure V.21.</u> Ajustement par le modèle de couplage un fil du coefficient de réflexion mesuré à $T=1.8$ K.	175
<u>Figure V.22.</u> Ajustement par le modèle de couplage un fil de la partie imaginaire de Z mesuré à $T=1.8$ K.	176

Abstract

We have studied propagation of plasma modes, due to superconducting electrons, in thin microstructures. For this, a thin homogeneous film, a wire, and periodic wires arrays have been realized.

Reflection coefficient measurements have shown plasma resonances in different samples in superconducting state. Energies of those modes are much lower than superconducting gap energy.

Plasma modes dispersion laws are obtained experimentally. They stronger depend of the superconductor geometry.

For a thin wire, the dispersion law ($\omega(k)$ where k is the wave vector) has a linear dependence that can be explained by one dimensional plasma modes. In our knowledge, it's the first time that such modes are observed in a superconducting wire.

For wires arrays, the dispersion laws depend of the periodic step of the array. When kp is lower than 0.1, the array depends like homogeneous film with square root dispersion law. For higher wave vectors, we must take into account the array structure.

A model, introducing the coupling between plasma modes and an external excitation is proposed. This model let us precisely describe the reflection coefficient measurements.

Key words :

Plasma modes, Superconducting electron gas, wire, wires array, dispersion law, reflection coefficient, coupling.

Résumé

Nous avons étudié la propagation des modes plasma liés aux électrons supraconducteurs dans des microstructure en couches minces. A cette fin, un film mince homogène, un fil et des réseaux de fils périodiques ont été réalisés.

Les mesures du module du coefficient de réflexion ont mis en évidence l'apparition des résonances plasma dans les différents échantillons lorsque ceux-ci deviennent supraconducteurs. L'énergie de ces modes plasma est très inférieure à l'énergie du gap supraconducteur.

Les lois de dispersion des modes plasma ont été obtenues expérimentalement. elles dépendent fortement de la géométrie des couches minces.

Pour un fil fin, la loi de dispersion ($\omega(k)$ où k est le vecteur d'onde) a un comportement linéaire qui s'explique par le modèle des modes plasma à une dimension. C'est, à notre connaissance, la première fois qu'un tel mode plasma est observé dans un fil supraconducteur.

Pour les réseaux de fils, les lois de dispersion dépendent de la période p du réseau. Lorsque kp est inférieur à 0.1, le réseau se comporte comme un film mince homogène et une loi de dispersion en racine est observée. Pour des vecteurs d'onde supérieur, il faut tenir compte de la structure en réseau.

Un modèle introduisant le couplage des modes plasma avec une excitation extérieure est proposé. Ce modèle permet de décrire précisément les mesures du coefficient de réflexion.

Mots clé :

Mode plasma, Gaz d'électrons supraconducteurs, Couche mince, Fils, Réseau de fils, Loi de dispersion, Coefficient de réflexion, Excitation.

Résumé

Nous avons étudié la propagation des modes plasma liés aux électrons supraconducteurs dans des microstructure en couches minces. A cette fin, un film mince homogène, un fil et des réseaux de fils périodiques ont été réalisés.

Les mesures du module du coefficient de réflexion ont mis en évidence l'apparition des résonances plasma dans les différents échantillons lorsque ceux-ci deviennent supraconducteurs. L'énergie de ces modes plasma est très inférieure à l'énergie du gap supraconducteur.

Les lois de dispersion des modes plasma ont été obtenues expérimentalement. elles dépendent fortement de la géométrie des couches minces.

Pour un fil fin, la loi de dispersion ($\omega(k)$ où k est le vecteur d'onde) a un comportement linéaire qui s'explique par le modèle des modes plasma à une dimension. C'est, à notre connaissance, la première fois qu'un tel mode plasma est observé dans un fil supraconducteur.

Pour les réseaux de fils, les lois de dispersion dépendent de la période p du réseau. Lorsque kp est inférieur à 0.1, le réseau se comporte comme un film mince homogène et une loi de dispersion en racine est observée. Pour des vecteurs d'onde supérieur, il faut tenir compte de la structure en réseau.

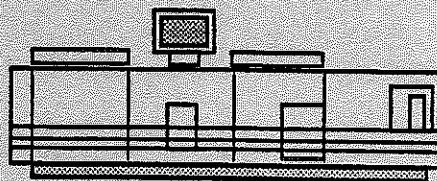
Un modèle introduisant le couplage des modes plasma avec une excitation extérieure est proposé. Ce modèle permet de décrire précisément les mesures du coefficient de réflexion.

Mots clé :

Mode plasma, Gaz d'électrons supraconducteurs, Couche mince, Fils, Réseau de fils, Loi de dispersion, Coefficient de réflexion, Excitation.



Grenoble, octobre 1997



Imprimé sur "Xerox 5090",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

