

Année 2009, Thèse n° 01-2009

THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Ecole Doctorale Science Technologie Santé

**Faculté des sciences et techniques
XLIM - Département MINACOM**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et
Optoélectronique

Spécialité : "Communications Optiques et Microondes"

Par

Clément THIBON

*Intégrations et applications de résonateurs fort
Q cryogéniques*

Thèse dirigée par Valérie MADRANGEAS

Date de soutenance : 15 Janvier 2009 – Faculté des sciences de Limoges

*Pierre SAGUET
Vincent GIORDANO
Hervé AUBERT
Philippe DI BIN
Michel MAIGNAN
Dominique CROS
Aurelian CRUNTEANU
STANESCU
Valérie MADRANGEAS*

*Professeur – IMEP-LAHC, Grenoble
Directeur de recherche – FEMTO-ST, Besançon
Professeur – LAAS, Toulouse
Professeur – XLIM, Limoges
Ingénieur – Thales Alenia Space, Toulouse
Professeur – XLIM Limoges,
Chargé de recherche – XLIM, Limoges
Professeur – XLIM, Limoges*

*Rapporteur
Rapporteur
Président
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur*

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	8
CHAPITRE I : Intégration des résonateurs fort Q cryogéniques dans des fonctions de filtrage, Caractérisation à basse température.....	13
I Introduction.....	14
II Fonction de filtrage	16
II.1 Théorie et conception.....	16
II.2 Les différentes technologies utilisées	18
II.2.1 Filtres en guide d'onde.....	18
II.2.2 Filtres en cavités résonantes.....	19
II.2.3 Filtres à résonateurs diélectriques	20
II.2.4 Filtres en technologie planaire	21
II.2.5 Filtres utilisant les ondes acoustiques	24
II.2.6 Filtres utilisant des matériaux supraconducteurs	25
II.3 Comparaison des différentes technologies présentées	28
III Filtre 8 pôles autocorrige en technologie planaire supraconductrice	30
III.1 Caractéristiques du filtre	30
III.1.1 Cahier des charges	30
III.2 Solutions retenues	31
III.2.1 Topologie et substrat utilisés.....	31
III.2.2 Packaging utilisé	32
III.3 Mesures et hypothèses sur les défauts rencontrés	33
III.3.1 Présentation des protocoles de mesures dans le cas de l'utilisation d'une enceinte à vide	34
III.3.2 Mesures	35
III.4 Hypothèses sur les défauts rencontrés	39
III.4.1 Défauts liés à l'imprécision des caractéristiques du substrat et du supraconducteur.	39
III.4.2 Défauts liés à l'incertitude sur les dimensions du système.....	42
III.4.3 Défauts liés à la contraction à froid des matériaux du système :	43
III.4.4 Validité de l'étalonnage et influence du packaging	45
IV Nouveau protocole de mesure mise en place	46
IV.1 Le banc de mesure sous pointes cryogénique d'XLIM.....	46
IV.2 Présentation du nouveau protocole	48
IV.2.1 Conception du packaging du filtre dédié à la mesure en station cryogénique	48
IV.2.2 Déplacement des plans de référence au niveau des accès du filtre	49
IV.2.3 Protocole expérimental final	53
IV.3 Mesures	54

V Conclusion.....	59
--------------------------	-----------

CHAPITRE II : Réduction du poids et de l'encombrement de demultiplexeur d'entrée d'une chaîne de réception - émission de satellite à service fixe – couplage photodiode et filtre planaire.....	61
--	-----------

I Introduction : Interêt du passage au tout optique	62
--	-----------

II Introduction aux problèmes de couplage optique – hyperfréquence : application au couplage d'une photodiode et d'un filtre	65
---	-----------

II.1 Principe d'une chaîne optique-hyperfréquence simple :.....	65
II.2 Principaux avantages de l'optique-hyperfréquence	67
II.3 Pertes dans une liaison optique-hyperfréquence	67
II.4 Définition des contraintes du projet.....	69

III Filtre 4 pôles quasi elliptique utilisant des résonateurs en croix ouvertes.....	70
---	-----------

III.1 Technologie choisie : substrat d' Alumine métallisé	70
III.2 Topologie du filtre et gabarit retenu	71
III.3 Filtre asymétrique 50Ω/100Ω	73
III.3.1 Intérêt d'un accès haute impédance	73
III.3.2 Développement du filtre asymétrique 100 Ω/ 50 Ω.....	74
III.4 Implantation de la polarisation.....	75

IV Etude des Photodiodes, Modélisations	78
--	-----------

IV.1 Photodiodes Albis PDCS32T et PDCS20T, modélisation.....	79
IV.1.1 Mesures en réflexion et extraction de l'impédance de sortie.....	79
IV.1.2 Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN.....	82
IV.2 Extraction du schéma équivalent de la photodiode PDCS32T	83

V Conception du circuit d'adaptation.....	86
--	-----------

V.1 Adaptation active utilisant un amplificateur transimpédance	88
V.2 Adaptation en connectant une résistance Rp entre la sortie de la photodiode et la masse.	91
V.2.1 Principe	91
V.2.2 Exemples de photodiodes « packagées » utilisant une technologie similaire.....	94
V.2.3 Simulations sous Momentum : layout pour filtre 50Ω/50Ω et asymétrique 50Ω/100Ω.....	95
V.3 Adaptation par stubs.....	98
V.3.1 Utilisation d'un circuit simple stub en sortie de la photodiode.....	98
V.3.2 Simulations sous ADS avec 1, 2 et 3 stubs.	99
V.3.3 Simulation du circuit intégrant le simple stub et le filtre asymétrique 100Ω/50Ω. 100	
V.3.4 Etude d'un filtre à stubs	102

V.4	Comparaison des différentes techniques.....	104
VI	Réalisation et mesures	106
VI.1	Dispositifs expérimentaux et protocole de mesures.....	106
VI.1.1	Packaging des circuits.....	106
VI.1.2	Protocole expérimental	108
VI.2	Mesures réalisées	111
VI.2.1	Mesures du circuit utilisant une adaptation simple stub	111
VI.2.2	Mesures des circuits possédant une résistance entre la sortie de la photodiode et la masse	113
VI.2.3	Comparaison des résultats obtenus avec ceux mesurés en sortie d'une photodiode packagée.....	115
VII	CONCLUSIONS	117

CHAPITRE III : Dimensionnement de Résonateurs Saphirs Cryogéniques pour Application Maser

119

I	Introduction.....	120
II	Etude théorique du résonateur	122
II.1	Système à trois niveaux, principe de fonctionnement du maser	122
II.1.1	Principe	122
II.1.2	Cas de l'ion paramagnétique Fe ³⁺ présent en impureté dans le saphir.....	123
II.2	Résonateur à mode de galerie	124
II.2.1	Etude théorique des modes de galerie.....	125
II.2.2	Systèmes d'excitation des modes de galerie	127
II.3	Techniques de simulation.....	129
II.3.1	Méthode des éléments finis.....	130
II.3.2	Méthode des lignes.....	130
II.4	Etude des contraintes à basse température	131
II.4.1	Evolution des permittivités et tangentes de pertes	131
II.4.2	Evolution des dimensions du résonateur saphir en fonction de la température ...	134
III	Dimensionnement des résonateurs et identification des modes mises en jeu	137
III.1	Simulation en oscillation libre autour de 12.04 GHz, dimensionnement du résonateur....	137
III.1.1	Structure étudiée	137
III.1.2	Etude de la convergence des résultats en fonction du maillage.....	139
III.1.3	Dimensionnement du résonateur.....	141
III.1.4	Les différents saphirs et leurs dimensions	143
III.2	Identification des modes de pompe.....	145
III.2.1	Critères de sélections : mode WGH très pur.....	145
III.2.2	Présentation des résultats pour les différents cristaux.	147
III.3	Intégrale de recouvrement.....	149
III.3.1	Définition, but	149

III.3.2	Résultats	151
III.4	Simulations en oscillation forcée	153
III.4.1	Présentation des modèles élaborés sous Gmsh	153
III.4.2	Simulation autour de 12.05 GHz : encombrement spectrale	154
III.4.3	Le mode du signal Maser : $WGH_{17,0,0}$	156
III.4.4	Calcul de coefficient de qualité en charge	158
IV	Conclusions	162
	CONCLUSION GENERALE	163
	Références	167

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein de l'équipe Micro et Nanotechnologie pour Composants Optoélectronique et Microondes (MINACOM) du laboratoire XLIM à Limoges, dirigé par le Professeur Valérie MADRANGEAS.

Les collaborations avec la division temps et fréquences du laboratoire FEMTO-ST de Besançon, de Thales Alenia Space et du CNES ont permis de mener à bien les différentes études présentées.

J'adresse tous mes remerciements au Professeur Dominique CROS, Directeur du laboratoire XLIM, pour son aide précieuse et pour sa participation au sein du jury.

Tous mes remerciements vont à Monsieur Pierre SAGUET, Professeur au laboratoire IMEP-LHAC de Grenoble, et à Monsieur Vincent GIORDANO, Directeur de Recherche au laboratoire FEMTO-ST de Besançon, qui ont accepté de rapporter sur ce mémoire.

Je remercie chaleureusement Mademoiselle Valerie MADRANGEAS, Professeur au laboratoire XLIM de Limoges, pour avoir dirigé cette thèse et pour avoir corrigé les premiers jets de ce manuscrit.

Je remercie également Monsieur Philippe DI BIN, Professeur au laboratoire XLIM, qui m'a permis de mener à bien les études transverses présentées dans ce mémoire.

Je tiens également à remercier Monsieur Hubert JALLAGEAS et Monsieur Bernard CASTEIGNAU, tous deux Ingénieur d'Etude au laboratoire XLIM, pour leurs collaborations sans faille et leur bonne humeur.

Je remercie aussi Monsieur Aurelian CRUNTEANU STANESCU, Chargé de Recherche au CNRS, pour sa bonne humeur éclatante et pour avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je souhaite remercier Monsieur Michel MAIGNAN, Ingénieur à Thales Alenia Space à Toulouse, pour les discussions fructueuses que nous avons eues au cours de ces trois années de collaboration.

Enfin mes remerciements vont à Monsieur Hervé AUBERT, Professeur au LAAS à Toulouse, pour sa participation au sein du jury.

INTRODUCTION GENERALE

Au milieu du 19^{ème} siècle, les démonstrations théoriques et pratiques de J.C. Maxwell, H.Hertz et J. W. S. Rayleigh ont permis de développer les premiers systèmes microondes. Depuis de multiples applications dans le domaine militaire et des télécommunications ont vu le jour.

Dans le cadre de l'essor des télécommunications, il est nécessaire de développer de nouveaux composants de plus en plus performants afin de permettre l'augmentation du nombre et de la qualité des services offerts.

Les filtres microondes qui se situent au cœur de tout dispositif de radiocommunication et qui permettent de sélectionner la bande propre à l'application choisie parmi le spectre complet, doivent répondre à des critères de plus en plus sévères. En effet, l'augmentation du nombre d'applications présentes sur un même spectre nécessite la conception de filtres de plus en plus sélectifs en fréquence, et les impératifs de coût imposent une compacité et un poids minimum.

Les systèmes hyperfréquences ont également besoin, afin de synchroniser les signaux de données ou d'effectuer la conversion temps – distance (cas des systèmes de positionnement par satellites), d'une base de temps précise qui est généralement générée par un oscillateur hyperfréquence délivrant une fréquence ultra stable.

Pour les deux fonctions primordiales de filtrage et métrologie du temps dans les systèmes hyperfréquences, il est donc nécessaire d'utiliser des résonateurs à fort coefficient de surtension afin

de répondre aux cahiers des charges de plus en plus sévères imposés. Pour cela une voie novatrice est en pleine essor : l'utilisation de la cryogénie pour atteindre des performances exceptionnelles qu'elles soient électriques et/ou en matière de réduction du poids et de l'encombrement des systèmes.

En effet, le fait de travailler à basse température permet l'utilisation de systèmes exploitant d'une part des matériaux supraconducteurs et d'autre part des matériaux diélectriques avec des tangentes de pertes extrêmement faibles.

Dans un premier temps nous nous intéresserons à la conception de filtres d'IMUX (Input Multiplexer) pour des satellites de télécommunication à service fixe. Pour cette application, une des voies permettant de réduire l'encombrement et le poids consiste à remplacer les filtres volumiques actuellement utilisés par des filtres planaires supraconducteurs.

En effet, afin de répondre à des exigences de qualité comparable, d'un point de vue électrique, à l'état de l'art des systèmes volumiques, de nouvelles technologies utilisant les films minces supraconducteurs à haute température critique (SHTC) sont développées. La filière planaire utilisant les films minces SHTC est très prometteuse mais nécessite des outils de modélisation et de test rigoureux.

Le premier chapitre de ce rapport sera consacré à l'intégration de résonateurs planaires supraconducteurs dans des fonctions de filtrage. L'utilisation d'une topologie éprouvée nous permettra d'isoler les paramètres technologiques responsables des défauts mesurés. Ainsi les différentes étapes de conception et de caractérisation à basse température seront évaluées afin de répondre aux exigences particulières de ce type de filtre. Un protocole de mesure sera mis en place, utilisant la station sous pointes disponible à l'XLIM, pour permettre de caractériser les filtres dans les conditions exactes des simulations.

Les filtres présents dans les IMUX de satellites de télécommunications ne représentent qu'une partie du poids et du volume des systèmes complets. En effet, les câbles, la connectique, les coupleurs ou encore les circulateurs ne peuvent être négligés.

Pour réduire encore le poids et l'encombrement d'un IMUX, l'utilisation de l'optique-hyperfréquence semble intéressante. En effet en transportant le signal RF sur fibre optique (via une modulation de la puissance optique), on peut remplacer avantageusement les câbles coaxiaux, les

circulateurs et coupleurs par des systèmes optiques. Les filtres doivent alors inclure une transition optique hyperfréquence qui classiquement est réalisée à l'aide de systèmes actifs.

Dans le cadre de l'utilisation de circuits planaires supraconducteurs, l'introduction de circuits actifs dans la zone froide implique une dégradation des performances. Il est donc nécessaire de concevoir des transitions optoélectroniques passives afin de conserver l'usage de tels filtres qui permettent un gain en masse et volume déjà conséquent.

Dans le second chapitre de ce rapport nous analyserons donc les différentes possibilités passives disponibles pour réaliser un couplage entre les parties optiques et hyperfréquences.

Cette étude sera menée sur un filtre planaire sur alumine dorée afin de s'affranchir des contraintes inhérentes à la conception et à la mesure de filtres supraconducteurs. Des démonstrateurs seront réalisés afin de caractériser en pratique les performances électriques des différentes solutions envisagées.

Des résonateurs à fort coefficient de qualité cryogénique sont utilisés depuis de nombreuses années dans le domaine de la métrologie du temps et des fréquences. En effet, ceux-ci permettent d'obtenir des oscillateurs ultra stables et précis en fréquence. Cependant les systèmes utilisant de tels résonateurs doivent être munis d'amplificateurs afin de compenser les pertes du système oscillant.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à un système oscillant novateur utilisant un résonateur cryogénique cylindrique en saphir. La présence de l'ion paramagnétique Fe^{3+} dans la matrice de saphir confère au cristal des propriétés amplificatrices via un effet maser. Ainsi un signal de pompe injecté dans le résonateur permet de générer le signal de l'oscillateur lui-même. Pour remplir les conditions d'amplification du milieu les deux signaux doivent être fortement confinés au sein du résonateur. Les modes de galerie sont particulièrement adaptés à cette application car l'énergie piégée à la périphérie du résonateur conduit à des coefficients de qualités très élevés.

Dans le cadre de la collaboration du laboratoire XLIM dans le projet ANR MANGAS (pour MAser de Nouvelle Génération pour Application Scientifique) initié par le laboratoire FEMTO-ST, le dimensionnement de résonateurs cylindriques présentant des modes de galerie aux fréquences souhaitées sera réalisé grâce à l'utilisation de logiciels de simulation électromagnétique développés

au laboratoire XLIM. Les interactions des modes de galerie entre eux et avec les systèmes de couplages seront également étudiées.

CHAPITRE I :

INTEGRATION DES RESONATEURS FORT Q
CRYOGENIQUES DANS DES FONCTIONS DE
FILTRAGE, CARACTERISATION A BASSE
TEMPERATURE

I INTRODUCTION

Un filtre microondes idéal passe-bande est un réseau à deux-ports laissant passer des signaux ayant des fréquences comprises dans un intervalle donné appelé bande passante. Nous nous intéresserons ici à la synthèse et à l'intégration de résonateurs dans les systèmes de filtres passe-bande. De tels filtres permettent de sélectionner la bande utile du signal dans le spectre électromagnétique environnant qui est de plus en plus encombré. La synthèse d'un filtre consiste à se rapprocher le plus possible des caractéristiques d'un filtre idéal, les gabarits des filtres définissent les valeurs acceptables pour une fonction de filtrage donnée (Figure I-1).

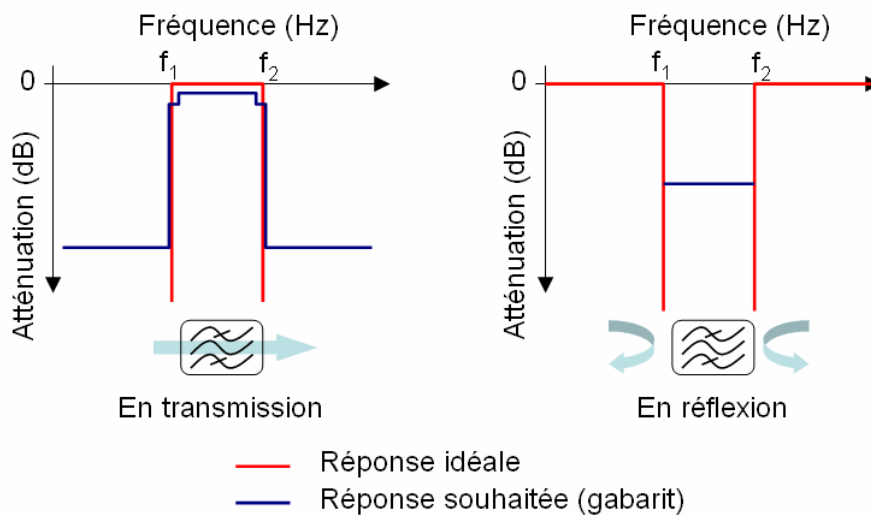


Figure I-1 : Réponse idéale et exemple de gabarit

Ces fonctions peuvent être obtenues à l'aide de différentes technologies plus ou moins performantes d'un point de vue électrique (sélectivité, gain, platitude dans la bande, rejection hors bande etc.) et d'un point de vue intégration dans les systèmes (masse, encombrement, solution de déport du signal...). La partie électrique des contraintes est essentiellement définie par le gabarit. Les contraintes d'intégration impliquent des choix technologiques exigeant souvent un compromis avec les caractéristiques électriques. Par exemple, les fonctions de filtrage intégrées dans les charges utiles de satellites de télécommunications doivent être conçues via des technologies légères et peu encombrantes tout en étant très performantes d'un point de vue électrique. En effet le poids et la masse de la charge utile d'un satellite vont directement se répercuter sur son prix de lancement.

Le cahier des charges d'un filtre microondes est donc caractérisé par des contraintes électriques et physiques, mais aussi économiques.

II FONCTION DE FILTRAGE

II.1 Théorie et conception

La conception d'un filtre consiste dans un premier temps à déterminer une fonction de transfert permettant de satisfaire les propriétés électriques imposées par le cahier des charges. Les principales caractéristiques électriques d'un filtre sont :

- La fréquence centrale (f_0)
- La bande passante (Δf)
- L'ondulation dans la bande passante
- L'isolation hors bande
- La réjection à des fréquences données (zéros)
- Les pertes d'insertion etc. (Figure I-2)

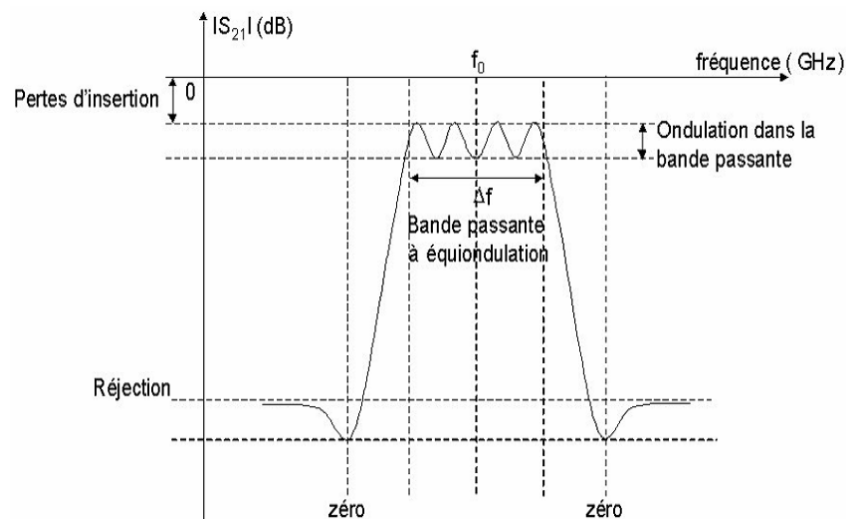


Figure I-2 : Caractéristiques électriques d'un filtre passe-bande elliptique

Il existe trois principales fonctions de filtrages :

- Les filtres de Butterworth qui ne permettent pas d'obtenir une réjection hors bande suffisante pour la plupart des applications
- Les filtres de Tchebychev qui permettent une meilleure réjection à ordre égal que les filtres de Butterworth, mais qui possèdent une ondulation dans la bande passante.
- Les filtres elliptiques ou quasi-elliptiques qui se caractérisent par des ondulations à l'intérieur et à l'extérieur de la bande passante (Figure I-2). La présence de zéros de transmission en dehors de la bande conduit à une réjection optimale. Une présentation complète sur la théorie des fonctions elliptiques est expliquée dans la référence [1].

La méthode des pertes d'insertion (Insertion Loss Method [2] [3] [4]) permet alors de synthétiser, à partir de la connaissance exacte de la fonction de transfert, un réseau en éléments localisés.

En pratique l'utilisation du logiciel Felo développé par le CNES, l'INRIA et XLIM [5], permet d'extraire une fonction de transfert répondant aux critères électriques énoncés par le cahier des charges. Pour effectuer ce calcul le logiciel a besoin des paramètres d'entrée suivants :

- Type de filtre : passe-bas, passe-haut ou passe-bande,
- Type de fonction : Butterworth, Tchebychev ou quasi elliptique,
- Ordre du filtre : nombre de pôles,
- Fréquence centrale f_0 ,
- Bande passante Δf ,
- Facteur de surtension des résonateurs Q_0 ,
- Coefficient de réflexion dans la bande,
- Nombre et position des zéros de transmission,
- Symétrie de la réponse

Le programme fournit les réponses théoriques d'un filtre. Il est ensuite possible de les comparer aux gabarits correspondant aux caractéristiques électriques souhaitées. Après plusieurs

itérations en modifiant les différents paramètres d'entrée du logiciel, une solution théorique est rapidement trouvée permettant de répondre précisément au cahier des charges.

Le nombre de résonateurs composant le filtre, leurs coefficients de qualité, le type de filtre choisi etc. sont fixés. Il faut alors choisir une technologie de filtre permettant de satisfaire ces paramètres tout en respectant les contraintes de masse et volume imposées également par le cahier des charges.

II.2 Les différentes technologies utilisées

L'implémentation physique des fonctions de filtrage envisagées au moment de la synthèse des circuits peut être obtenue en utilisant différentes technologies. Chaque technologie aura des caractéristiques, en terme de complexité, de coût et de performances électriques rendant ainsi son utilisation particulièrement adaptée à des applications spécifiques. Nous présentons ici brièvement les caractéristiques principales des technologies les plus fréquemment utilisées pour concevoir des filtres microondes passifs.

II.2.1 Filtres en guide d'onde

Les filtres en guide d'onde sont réalisés directement dans le guide même qui propage le signal à traiter. Des inserts métalliques placés dans celui-ci permettent d'obtenir des tronçons de guide en sous coupure. Une caractéristique sélective en fréquence du paramètre de transmission de la structure est obtenue lorsque le signal parcourt ces tronçons évanescents. Dans le cas d'un guide d'onde métallique, typiquement, les inserts sont positionnés dans le plan E (c'est-à-dire le plan parallèle au vecteur champ électrique pour le mode fondamental TE_{10}). La structure finale d'un tel filtre est montrée sur la Figure I-3.

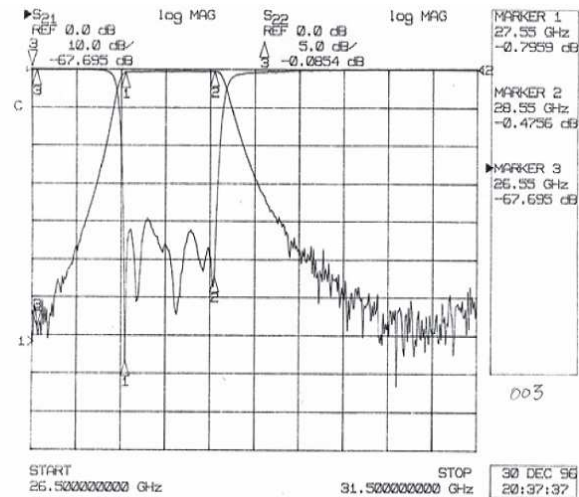
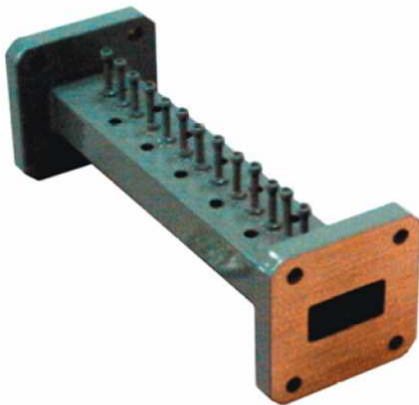


Figure I-3 : Filtre passe bande en guide d'onde métallique [6]

Les caractéristiques principales de cette technologie sont la simplicité de réalisation et la capacité à traiter des signaux de forte puissance (car faible niveau des pertes). Par contre, l'utilisation de cette technologie conduit à des structures plutôt encombrantes et lourdes et donc peu intégrables. Des filtres ayant des bandes passantes très faibles peuvent être réalisés du fait des faibles pertes des guides.

II.2.2 Filtres en cavités résonantes

Les filtres en cavités résonantes, tout comme les filtres en guide, sont caractérisés par un niveau de pertes très faible et sont donc adaptés à traiter des signaux de forte puissance. La possibilité d'utiliser des cavités résonantes à modes duaux [7] permet de limiter l'encombrement et offre, de plus, l'avantage d'être compatible naturellement avec la réalisation de fonctions elliptiques de filtrage.

En utilisant des cavités résonantes à modes duaux, il est possible de concevoir des filtres d'ordre donné (pair) avec un nombre de cavités égal à la moitié du nombre de pôles du filtre (Figure I-4). Un gain très important en terme d'encombrement et de poids dérive alors de l'utilisation de ces cavités. Pour des besoins de réglages, lors de la phase de mesures, il est nécessaire d'ajouter des vis afin de jouer mécaniquement sur les coefficients de couplage et d'accorder le filtre en fréquence.

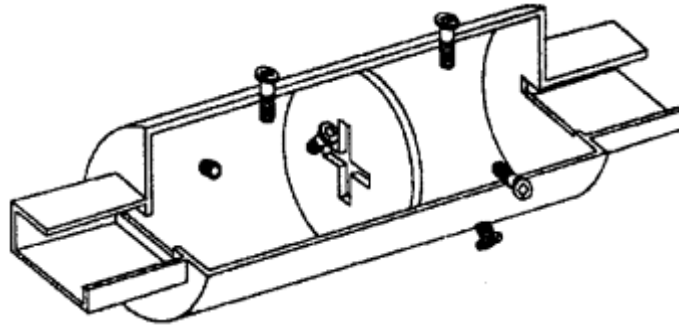


Figure I-4 : Filtre 4 pôles à cavité métallique conventionnel avec vis de réglage

L'insertion des vis dans la structure entraîne une concentration des champs dans les environs des vis qui limite le niveau de puissance des signaux traités et augmente les pertes. Des facteurs de surtension très élevés peuvent cependant être obtenus. En utilisant des modes de résonance d'ordre supérieur (par exemple mode TE_{XYZ} , avec X, Y et Z strictement supérieurs à 1), des facteurs de surtension plus élevés peuvent être atteints ; cette réduction des pertes se traduit par une augmentation des dimensions longitudinales des cavités. Des cavités à section rectangulaire peuvent également être utilisées en sachant que les facteurs de surtension sont légèrement inférieurs à ceux obtenus avec les cavités cylindriques.

Les applications typiques de ces structures sont dans le segment de sortie des satellites de télécommunications où les exigences de réduction de poids et d'encombrement sont combinées avec la nécessité de concevoir des filtres à faible bande passante permettant de traiter des signaux de forte puissance.

II.2.3 Filtres à résonateurs diélectriques

L'utilisation des résonateurs diélectriques [8] dans la conception de filtres microondes passifs est aujourd'hui très répandue en raison des très hauts facteurs de surtension obtenus (plus élevés que pour les cavités métalliques) et des réductions d'encombrement et de poids dues à l'utilisation de matériaux à haute permittivité.

La Figure I-5 présente un filtre à résonateurs diélectriques cylindriques excité sur des modes duaux placé dans une cavité métallique cylindrique [9].

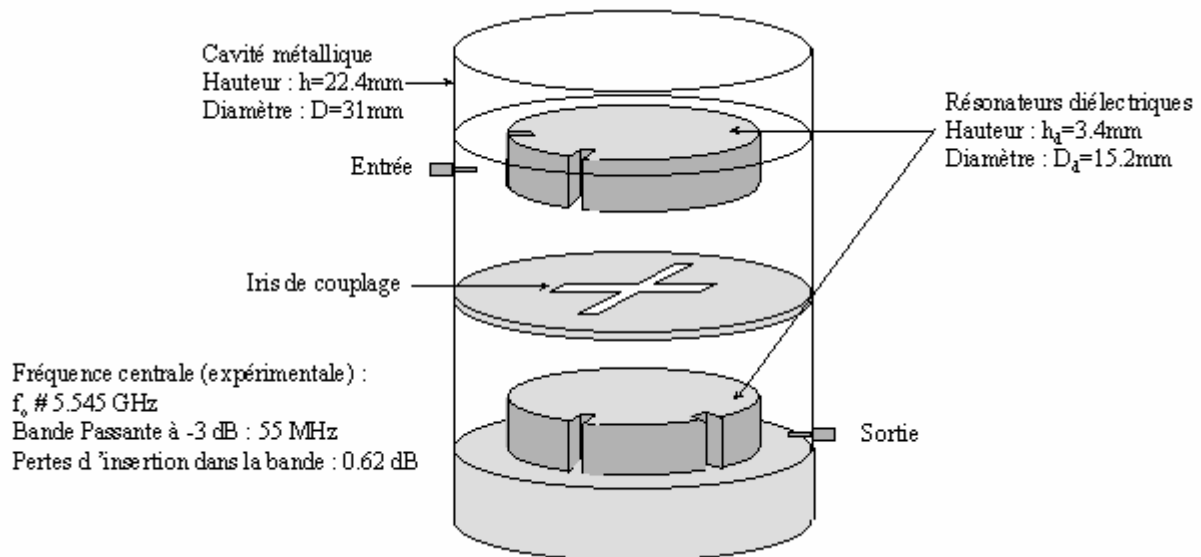


Figure I-5 : Filtre elliptique quatre pôles utilisant des résonateurs diélectriques

L'iris en croix placé au centre du filtre (entre les deux résonateurs diélectriques) permet de réaliser le couplage entre les deux résonateurs pour chaque polarisation. Les encoches sur les résonateurs diélectriques réalisent le couplage entre les deux polarisations du même résonateur. Ainsi, un filtre quatre pôles elliptique a été réalisé à une fréquence centrale de 5,545 GHz avec 1 % de bande passante. Le facteur de qualité à vide des résonateurs de 7500 a permis d'obtenir des pertes d'insertion de 0,62 dB.

Les résonateurs diélectriques peuvent également être excités sur des modes de galerie (whispering-gallery modes), pour obtenir des facteurs de surtension particulièrement élevés aux longueurs d'ondes millimétriques. Ils peuvent alors être utilisés pour réaliser des fonctions de filtrage et d'oscillation (voir chapitre III).

Les applications des filtres à résonateurs diélectriques sont pratiquement les mêmes que celles des filtres à cavités résonantes mais nécessitent une attention particulière dans le choix des matériaux diélectriques lorsque des signaux de fortes puissances sont traités (tenue en température, faibles pertes diélectriques).

II.2.4 Filtres en technologie planaire

Les filtres planaires en technologie microruban ou coplanaire, utilisent différents types de résonateurs : les résonateurs linéiques, les résonateurs non linéiques (type patch) et les résonateurs à éléments localisés. Quelques exemples de circuits en technologie planaire sont illustrés Figure I-6. Dans ce cas les dimensions des circuits sont comparables à la longueur d'onde des signaux traités seulement suivant deux des trois dimensions. En effet, l'épaisseur des circuits est une fraction négligeable de la longueur d'onde.

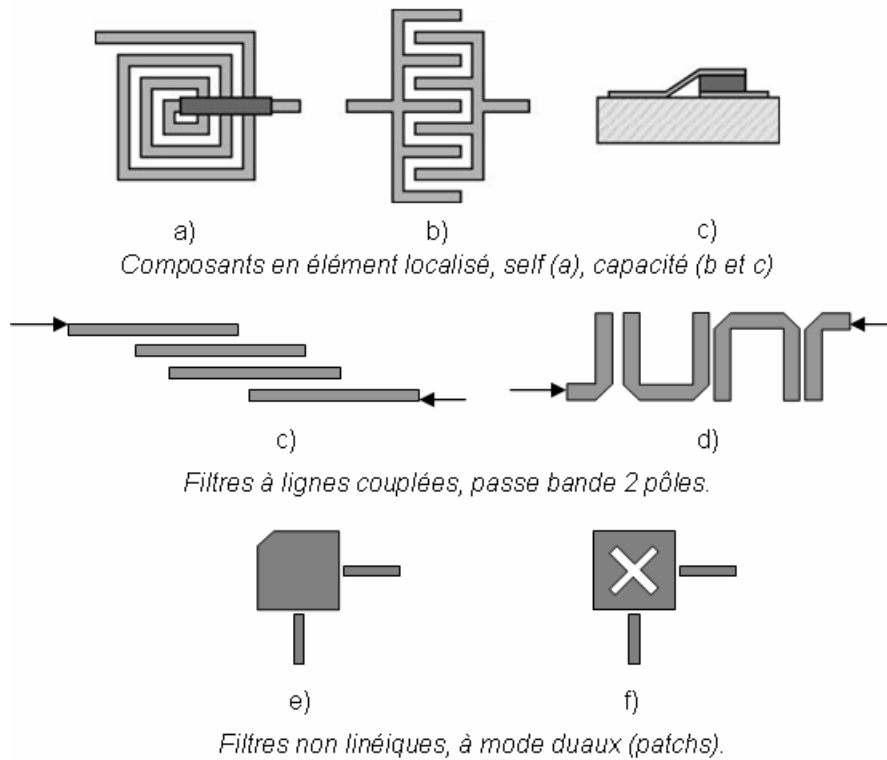


Figure I-6 : Exemples de circuits réalisés en technologie planaire.

Ces filtres se caractérisent par une grande simplicité de réalisation, un encombrement limité et la compatibilité avec la technologie MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuit) en particulier pour des circuits coplanaires dont le plan de masse est sur la même face que le plan chaud.

Les pertes sont élevées comparées à celles obtenues en utilisant les technologies volumiques décrites précédemment. Les résonateurs planaires sont donc moins performants en terme de facteur de surtension que les résonateurs volumiques [10], il en découle que ces technologies ne peuvent pas être utilisées pour des applications très faible bande. Les pertes se décomposent en pertes ohmiques sur les conducteurs, en pertes diélectriques dans le substrat et en pertes liées au

rayonnement d'énergie. De plus ces technologies ne permettent pas de traiter des signaux de forte puissance.

Malgré le fort niveau de pertes, ces technologies sont couramment utilisées en raison de leurs faibles coûts de fabrication, et de leurs faibles encombrements et poids.

Les défauts rencontrés lors de la conception de circuits planaires peuvent être limités :

- En blindant la structure afin de limiter les pertes par rayonnements.
- En utilisant des matériaux supraconducteurs afin de réduire considérablement les pertes, et donc augmenter le facteur de surtension des résonateurs (voir II.2.6).
- En utilisant des topologies permettant d'augmenter la tenue en puissance des circuits, par exemple en diminuant l'impédance caractéristique des lignes [11].

De façon générale, l'utilisation de filtres planaires classiques se limite donc à des systèmes peu exigeants en terme de tenue en puissance, pertes et largeur de bande.

Il existe d'autres technologies dérivées de la technologie planaire « classique » :

- La technologie LTCC (pour Low Temperature Cofired Ceramic), qui permet de réaliser des circuits multicouches complexes. Le principal intérêt de cette technologie réside dans sa grande compacité et dans sa facilité d'intégration [12].
- Les filtres planaires sur substrats suspendus. Cette technologie consiste à positionner le substrat diélectrique sur lequel est gravé le circuit dans une cavité métallique qui sert de boîtier. Les deux lames d'air présentes de part et d'autre du substrat permettent de diminuer les pertes métalliques [13].

II.2.5 Filtres utilisant les ondes acoustiques

Les filtres utilisant les ondes acoustiques se divisent en deux catégories : les filtres à ondes acoustiques de surface ou SAW (pour Surface Acoustic Waves), et les filtres à ondes acoustiques de volume ou BAW (Bulk Acoustic Waves). Ces filtres utilisent le principe de la piézoélectricité propre à certains matériaux comme le Niobate de Lithium (LiNbO_3). En effet ces matériaux permettent de convertir une oscillation électrique en oscillation mécanique. La transduction inverse permet de récupérer le signal électrique. L'avantage de cette double transduction dérive du fait que les signaux mécaniques se propagent à une vitesse 10^{-5} fois moindre que les signaux électriques, cela se traduit par une réduction très importante du poids et de l'encombrement des résonateurs. De plus de tels filtres sont, de par leur conception, très peu sensibles aux interférences électromagnétiques.

Par contre, les caractéristiques des matériaux utilisés influent fortement sur leur fonctionnement, et le développement de tels dispositifs nécessite des étapes d'ajustement technologiquement complexes. Ces défauts rendent leurs reproductibilités difficiles.

Cependant ces dispositifs, facilement intégrables, sont des concurrents potentiellement prometteurs pour définir des applications multi-standards, notamment pour les systèmes de téléphonie mobile.

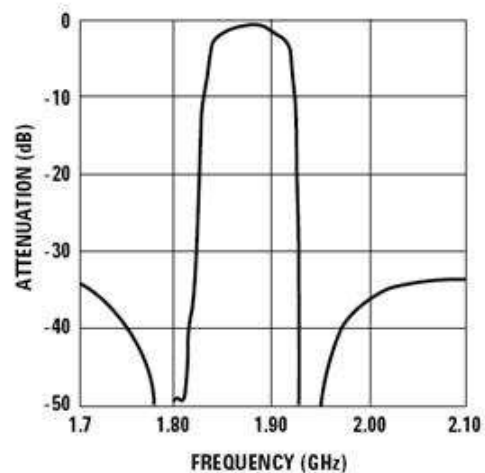
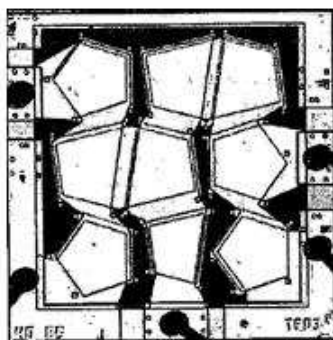


Figure I-7 : Exemple de filtre BAW [14]

Le filtre présenté Figure I-7, est un filtre BAW à 9 résonateurs disposés en échelle. Sa bande passante est de 60 MHz et ses pertes d'insertion sont de l'ordre de 1 dB. Ce filtre a été développé par Agilent [14] pour la téléphonie mobile (norme U.S. PCS-1900).

II.2.6 Filtres utilisant des matériaux supraconducteurs

L'emploi de la supraconductivité pour concevoir des filtres offre la possibilité de diminuer non seulement leurs tailles et leurs masses, mais également leurs pertes d'insertion. Les technologies utilisant des SHTC (pour Supraconducteur à Haute Température Critique) se positionnent donc comme des concurrentes des guides d'ondes et des cavités traditionnelles.

Le composé SHTC actuellement le plus connu est certainement l'YBaCuO. Les nouvelles technologies de fabrication permettent d'obtenir des films minces de haute qualité avec une température critique de l'ordre de 88 K, une densité de courant critique de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ A/cm², une résistance de surface inférieure à 0.5 mΩ à 77K pour une fréquence de 10 GHz [15] et des épaisseurs de dépôts allant jusqu'à 700 nm.

D'autres composés performants, tel que le TBCCO, sont utilisés pour la réalisation de filtres planaires supraconducteurs (résistance de surface inférieure à l'YBaCuO, température critique supérieure, mais tenue en puissance moins importante et toxicité de l'une des phases de transition du thalium, le thalium, métal lourd, étant lui-même toxique).

Des filtres hybrides volumiques à résonateur diélectrique (RD) / SHTC constitués de cavités recouvertes d'une couche de SHTC sont déjà utilisés. Ils permettent d'accepter de fortes puissances (plusieurs dizaines de watts). Cependant ces filtres, bien que moins encombrants que leurs semblables en technologie classiques (Figure I-8), restent volumineux et nécessitent de ce fait un système cryogénique puissant. Leur principal avantage est de fournir des coefficients de qualité à vide très élevés. Le filtre présenté Figure I-8 utilise des résonateurs diélectriques de coefficient de qualité à vide de l'ordre de 10^6 sur le mode TE₀₁₁ à une fréquence de 5,552 GHz et à une température de 80K (Technologie SHTC-saphir-SHTC [16]).



Figure I-8 : Comparaison entre la technologie à guides d'ondes et la technologie hybride RD/HTS dans le cas d'un multiplexeur de sortie en bande C [17]

Les filtres planaires supraconducteurs sont connus pour leur compacité. D'autre part, les pertes extrêmement faibles des matériaux SHTC permettent de créer des résonateurs planaires aux facteurs de qualité à vide élevés ($Q_0 \approx 10^5$ à 1,95 GHz et 77 K [17]), équivalents à ceux des composants volumiques classiques à température ambiante.

Comme tout composé supraconducteur, les films minces SHTC utilisés pour la conception de filtre planaires perdent leurs propriétés supraconductrices dans trois cas :

- Lorsque la température de travail T est supérieure à la température critique T_c .
- Lorsque le courant surfacique circulant dans le film mince est supérieur au courant critique J_c , ce qui se traduit par une limitation en puissance des filtres. Cette limitation en puissance (puissance critique P_c) est propre au filtre et non au composé supraconducteur. En effet, elle dépend de la géométrie des résonateurs, de la bande passante du filtre ainsi que de son nombre de pôles [18].
- Lorsque la fréquence de travail est supérieure à une fréquence critique F_c (fréquence de gap du matériau). Cette fréquence, de l'ordre de 700 GHz pour l'YBaCuO, ne sera en aucun cas une limitation pour la réalisation de circuits passifs microondes.

Ces contraintes impliquent une utilisation à faible puissance et un système embarqué de refroidissement performant (cryogénérateur). Les gains en poids et volume par rapport à l'utilisation de filières volumiques classiques sont donc limités à cause de la présence du

cryogénérateur. Cependant pour des applications telles que des IMUX (Input Multiplexer) où un grand nombre de filtres est nécessaire, l'utilisation d'un seul cryogénérateur permet d'obtenir des gains en poids et volume conséquents.

II.3 Comparaison des différentes technologies présentées

	<i>Fréquence de fonctionnement</i>	<i>Coefficient de surtension à vide (Q₀) maximum</i>	<i>Limitations technologiques</i>	<i>Intégrabilité</i>	<i>Poids et volume</i>	<i>Figures</i>
<i>Filtres volumiques</i>	<i>1 GHz - 100 GHz</i>	<i>25000 @ 10 GHz</i>	<i>Encombrement, poids, intégrabilité</i>	<i>Mauvais</i>	<i>Important</i>	<i>I-8</i>
<i>Filtres planaires</i>	<i>0,5 GHz - 100 GHz</i>	<i>500 @ 10 GHz</i>	<i>Performances électriques limitées</i>	<i>Bonne</i>	<i>Faible</i>	<i>/</i>
<i>Filtres à ondes acoustiques</i>	<i>1 MHz - 6 GHz</i>	<i>20000 @ 2 GHz</i>	<i>Fortes pertes d'insertions</i>	<i>Très bonne</i>	<i>Très faible</i>	<i>/</i>
<i>Filtres volumiques supraconducteurs</i>	<i>1 GHz - 30 GHz</i>	<i>10⁶ @ 5.5 GHz et T = 77 K</i>	<i>Encombrement, poids, nécessite refroidissement, coût</i>	<i>Mauvaise</i>	<i>Important</i>	<i>/</i>
<i>Filtres planaires supraconducteurs</i>	<i>500 MHz à 30 GHz</i>	<i>10⁶ @ 2 GHz et T = 77 K</i>	<i>Limitation en puissance, nécessite refroidissement, coût</i>	<i>Bonne</i>	<i>Faible</i>	<i>I-9</i>

Tableau I-1 : Comparaison des différentes technologies

Les différences de dimensions pour des applications semblables (IMUX de satellites), sont visibles pour différentes technologies sur la Figure I-8 et la Figure I-9.

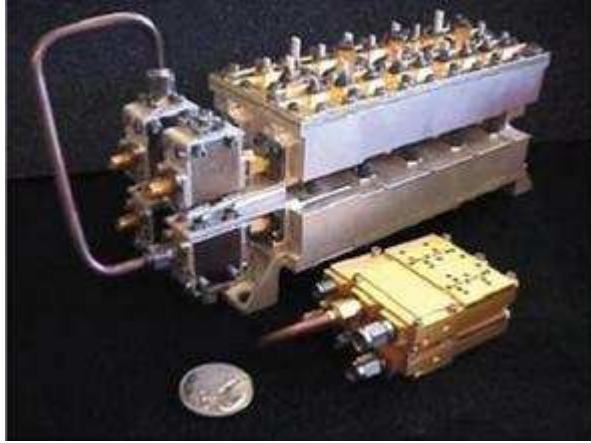


Figure I-9 : Comparaison entre la technologie à résonateurs diélectriques et la technologie planaire HTS

Il apparaît que la filière planaire supraconductrice est tout à fait adaptée à la conception d'IMUX équipant les satellites de télécommunication. En effet, les filtres volumiques actuellement utilisés peuvent être avantageusement remplacés par des filtres planaires en technologie supraconductrice. Depuis de nombreuses années, le département MINACOM du laboratoire XLIM travaille en collaboration avec Thales Alenia Space pour développer des filtres d'IMUX aux spécifications sévères. Cette étude a débuté par la thèse de Jean-François SEAUX [19].

Dans ce cadre, mon travail a consisté à mettre au point une technique de mesure à basse température permettant de déterminer de façon précise les caractéristiques électromagnétiques des filtres nécessaires à leur optimisation.

III FILTRE 8 POLES AUTOCORRIGE EN TECHNOLOGIE PLANAIRE SUPRACONDUCTRICE

Jean Francois Seaux a développé et optimisé en collaboration avec Thales Alenia Space et le CNES, un filtre huit pôles quasi-elliptique autocorrigé pour un démonstrateur d'IMUX destiné aux satellites à service fixe [19].

III.1 Caractéristiques du filtre

III.1.1 Cahier des charges

Le filtre envisagé fait partie d'un démultiplexeur d'entrée de douze canaux qui ont tous une bande passante de 64 MHz. Leurs fréquences centrales, régulièrement espacées, sont comprises entre une valeur basse f_1 , égale à 3781,25 MHz, et une valeur haute f_{12} , égale à 4468,75 MHz. Par la suite, nous étudierons successivement deux filtres dont les caractéristiques électriques souhaitées sont fixées à partir de f_{12} et de f_1 .

Les spécifications génériques souhaitées du canal d'IMUX le plus haut en fréquence sont consignées dans le Tableau I-2.

Paramètres	Spécifications	
Fréquence centrale	4468,75 MHz	
Bande passante	64 MHz (1,4%)	
Sélectivité	< 4429,725 MHz 4434,325 MHz 4503,175 MHz > 4507,775 MHz	-34 dB -10 dB -10 dB -34 dB
Platitudo de gain à partir du centre du canal	4440,625 à 4443,4375 MHz 4443,4375 à 4446,25 MHz 4446,25 à 4491,25 MHz 4491,25 à 4494,0625 MHz 4494,0625 à 4496,875 MHz	0,45 dBpp 0,25 dBpp 0,20 dBpp 0,25 dBpp 0,45 dBpp
Variations du temps de propagation de groupe à partir du centre du canal	4444,625 à 4443,75 MHz 4443,75 à 4450 MHz 4450 à 4456,25 MHz 4456,25 à 4481,25 MHz 4481,25 à 4487,5 MHz 4487,5 à 4493,75 MHz 4493,75 à 4496,875 MHz	19 ns 7 ns 1,5 ns 1 ns 1,5 ns 7 ns 19 ns
C/I	Après le filtre en régime monocanal	28 dBc
Coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie	< -21 dB	

Tableau I-2 : Spécifications du canal le plus haut en fréquence

Actuellement, les filtres d'IMUX qui équipent les satellites ont des spécifications moins sévères et sont fabriqués à l'aide de cavités volumiques et le temps de propagation de groupe est corrigé au moyen d'un circuit externe.

III.2 Solutions retenues

III.2.1 Topologie et substrat utilisés

La solution retenue par Jean-François Seaux permettant de satisfaire le cahier des charges de Thales Alenia Space est un filtre huit pôles utilisant des résonateurs en $\lambda/2$ en forme de croix ouverte (Figure I-10). Ces résonateurs en forme de croix ouverte permettent un gain en dimension par rapport à des résonateurs linéiques, des couplages inter-résonateurs faibles nécessaires à la construction de filtres à bande étroite et permettent également de limiter les couplages parasites qui

apparaissent entre les résonateurs non adjacents. De plus, ils se prêtent particulièrement bien à la réalisation de fonctions de filtrage quasi-elliptiques. Le patch central, inséré dans l'espace délimité par les résonateurs 1, 2, 7 et 8, permet de réduire les effets de couplage croisés parasites. Certains couplages inter résonateurs sont très faibles du fait des exigences sévères du cahier des charges. Ainsi les dimensions des lignes et des gaps de couplage ont une précision de l'ordre du micromètre.

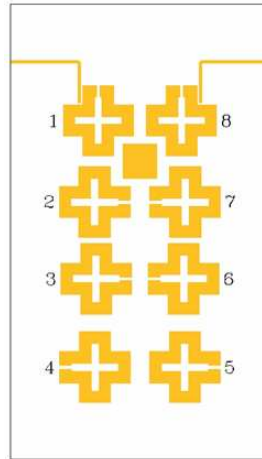


Figure I-10 : Topologie du filtre huit pôles développé par Jean-François Seaux.

Les lignes constituant les résonateurs ont une impédance caractéristique de 30Ω afin d'augmenter la tenue en puissance du filtre (ligne plus large) et le facteur de qualité à vide.

Le substrat utilisé est le lanthanate d'alumine (LAO) d'épaisseur $500 \mu\text{m}$. L'épaisseur du film SHTC (YBaCuO) est de 600 nm (plan de masse et plan chaud). Une couche d'or de 100 nm d'épaisseur est rajoutée au niveau des accès et sur le plan de masse pour favoriser les contacts respectivement avec les accès SMA et le boîtier.

III.2.2 Packaging utilisé

Le boîtier est réalisé en Kovar. Une colle spéciale permet de fixer le filtre sur le fond du boîtier. Les accès au filtre sont réalisés par contact, via des sabots taillés dans l'âme des connecteurs SMA (qui sont des connecteurs classiques avec une âme noyée dans le téflon) (Figure I-11 a). La connexion par sabot est une solution plus robuste qu'un bonding qui résiste mal à la descente en froid.

L'accès supplémentaire SMA évidé (Figure I-11 b), sert à introduire dans la cavité une éventuelle surpression d'hélium lors de mesures hors vide pour éviter toute condensation à l'intérieur du boîtier.

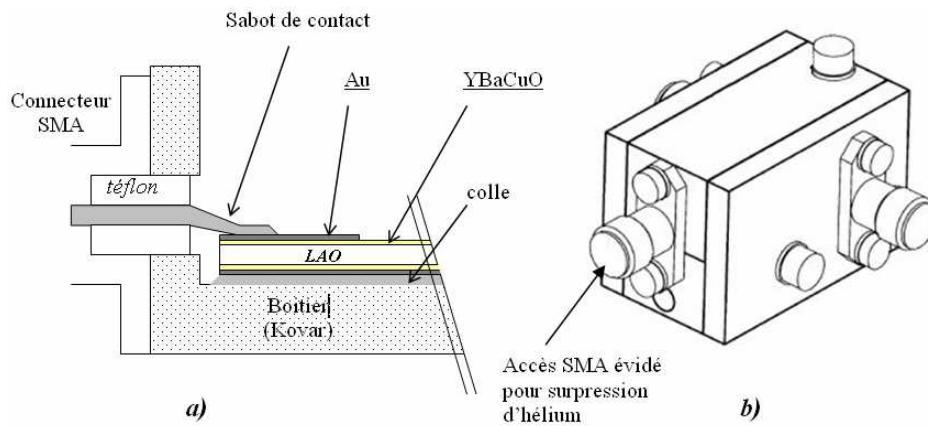


Figure I-11: Packaging du filtre, a) vue de coupe – connexion par sabot, b) vue d'ensemble avec accès supplémentaire pour surpression d'hélium.

III.3 Mesures et hypothèses sur les défauts rencontrés

Les simulations sous Momentum des filtres respectent quasiment le cahier des charges imposé par Thales Alenia Space (Figure I-12).

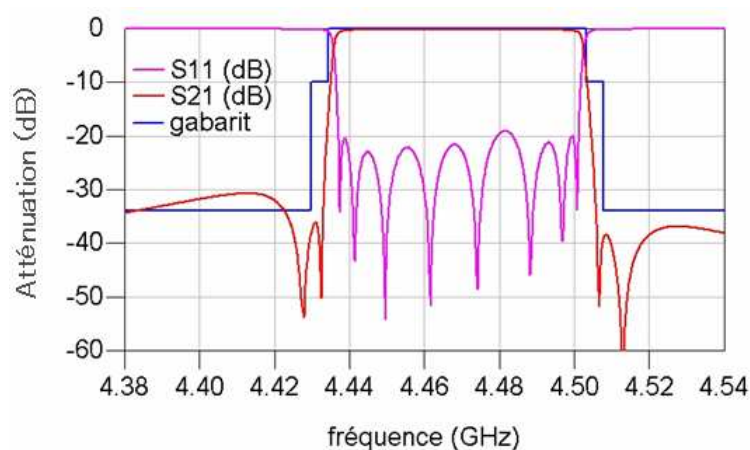


Figure I-12 : Simulation sous Momentum du comportement du filtre avec patch à la fréquence haute.

Afin de valider ces simulations et donc le développement et la réalisation du filtre, des mesures ont été effectuées. Les premiers résultats expérimentaux obtenus, dans le cadre de la thèse de J.F. Seaux, sur les filtres sans le plot carré métallique, plongés directement dans l'azote liquide ont mis en évidence des problèmes de métrologie liés aux basses températures. En effet, dans ce cadre, les conditions de mesure ne sont pas assez maîtrisées et reproductibles pour permettre de déterminer les performances exactes de ces dispositifs. Il existe toujours une présomption que la présence d'azote liquide à l'intérieur du boîtier modifie les résultats.

Nous nous sommes donc intéressés à la métrologie à froid pour conclure sur la possibilité de réaliser de tels filtres supraconducteurs à bande étroite sans réglage et pour cela nous avons travaillé sur deux méthodes de mesures utilisant respectivement une enceinte à vide spécifique et un banc de mesures sous pointes cryogéniques.

III.3.1 Présentation des protocoles de mesures dans le cas de l'utilisation d'une enceinte à vide

Le refroidissement des filtres n'est pas assuré dans un premier temps par un cryogénérateur ou un cryostat. Par souci de simplicité, nous utiliserons une enceinte à vide conçue par Michel Maignan, initiateur du projet à Thales Alénia Space, afin d'éviter la présence d'azote ou de condensation d'autres gaz à l'intérieur du boîtier (Figure I-13).

Afin d'obtenir une information précise quant à la température régnant au voisinage du filtre, nous avons installé à l'intérieur du boîtier du filtre, juste sous le substrat, une sonde miniature Pt100 possédant une précision de mesure de l'ordre du degré jusqu'à -200°C , soit 73 K.

L'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel est réalisé aux accès 1 et 2 placés à l'intérieur de l'enceinte à vide, à température ambiante. Une mesure du coefficient de transmission $|S_{21}|$ à froid lorsque les deux accès sont connectés montre un gain constant de l'ordre de 0.3 dB sur la bande de fréquence par rapport au niveau de référence à température ambiante. Les mesures présentées dans la suite ne prennent pas en compte la compensation de ce décalage.

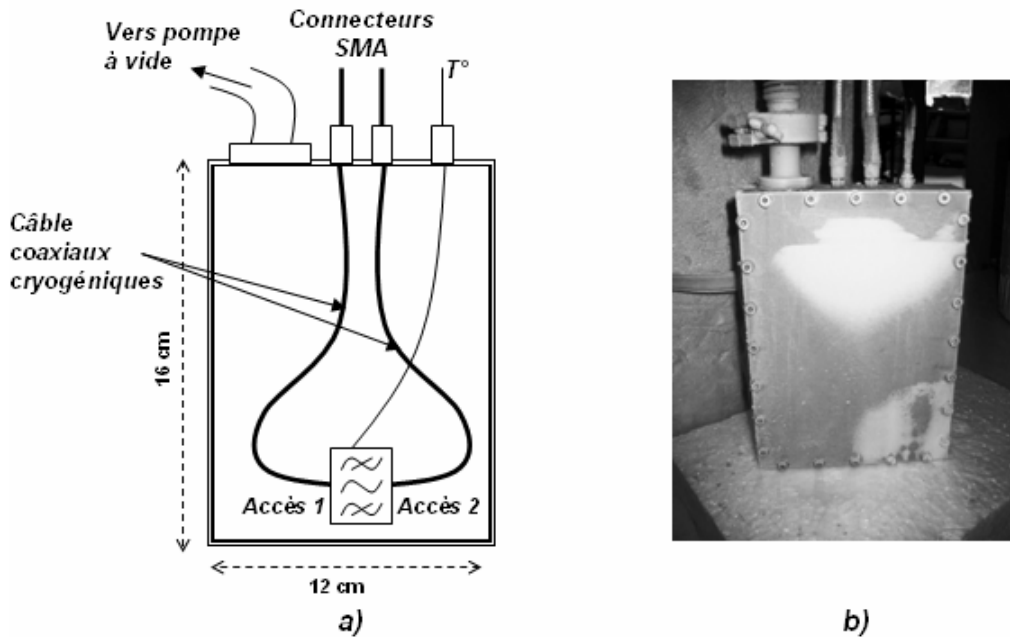


Figure I-13 : Enceinte à vide conçue par M. Maignan. a) schéma de disposition des éléments et accès, b) enceinte à vide fermée sortant du bain d'azote liquide.

L'étalonnage du système de mesures de température (sonde Pt100 et MX54 de Metrix) est réalisé en plongeant la sonde directement dans l'azote liquide (-196°C), et en mesurant la température ambiante (comparaison avec les données issues d'un thermomètre conventionnel).

III.3.2 Mesures

Trois topologies de filtres différentes ont donc été caractérisées en utilisant l'enceinte à vide :

- Deux filtres avec patch centrés sur la fréquence haute f_{12} (Figure I-14),
- Un filtre avec patch centré sur la fréquence basse f_1 (Figure I-15),
- Deux filtres ancienne version sans patch centrés sur la fréquence haute f_{12} (Figure I-16).

Les mesures ont été effectuées à 77 K. Dans tous les cas, le niveau d'azote liquide a été maintenu constant pour que l'influence des câbles (modification des propriétés à basse température) soit identique (gain de 0,3 dB en transmission). Avec une même puissance d'entrée de l'ordre de 0 dBm et le même étalonnage. La précision de mesure de température est de l'ordre de 1 degré, mais

après environ 15 min dans le bain d'azote, la température au niveau du filtre est de 77 K (la valeur obtenue est celle de l'étalonnage du système de mesure lorsque la sonde est plongée dans l'azote).

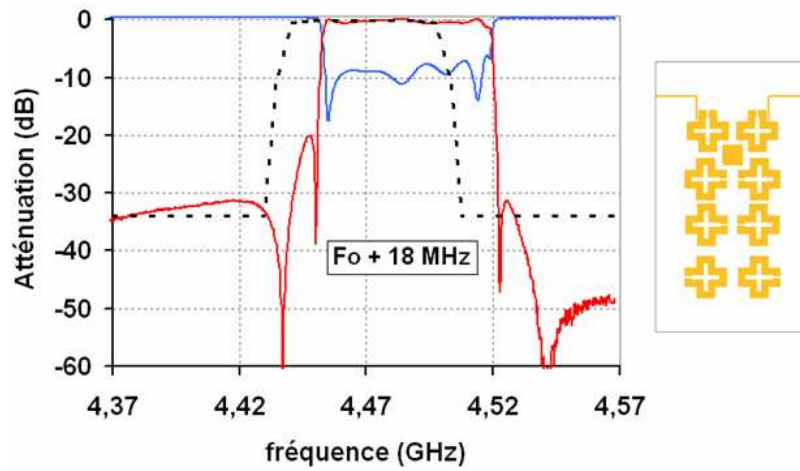


Figure I-14 : Mesures du filtre fréquence haute avec patch, $|S_{11}|$ /dB (bleu), $|S_{21}|$ /dB (rouge), gabarit $|S_{21}|$ /dB (pointillés).

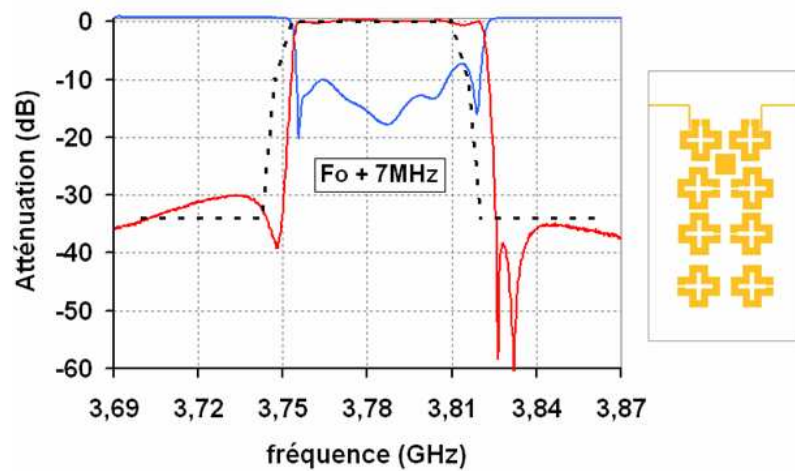


Figure I-15 : Mesures du filtre fréquence basse avec patch, $|S_{11}|$ /dB (bleu), $|S_{21}|$ /dB (rouge), gabarit $|S_{21}|$ /dB (pointillés).

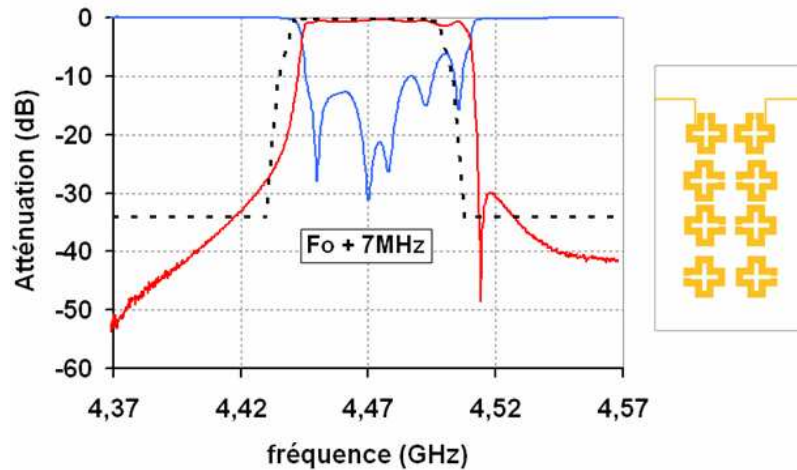


Figure I-16 : Mesures du filtre fréquence haute sans patch, $|S_{11}|/dB$ (bleu), $|S_{21}|/dB$ (rouge), gabarit $|S_{21}|/dB$ (pointillés).

Ces premières mesures reproductibles ont permis de tirer un certain nombre de conclusions et deux principales différences entre les simulations et les mesures apparaissent (Tableau I-3) :

- Un décalage en fréquence qui est de 6 à 8 MHz pour les filtres avec patch métallique centrés sur la fréquence basse, de 16 à 18 MHz pour les filtres avec patch centrés sur la fréquence haute et de 7 à 10 MHz pour les filtres sans patch centrés sur la fréquence haute.
- Le niveau du coefficient de réflexion dans la bande est supérieur à celui obtenu en simulation, ce qui peut être dû au décalage en fréquence qui perturbe les coefficients de couplages inter-résonateurs, à la mauvaise qualité de l'étalonnage effectué ou encore à des problèmes de connectique (transition ligne microruban – connecteur SMA). La platitude du coefficient de transmission est donc également modifiée.
- Par contre, la valeur de la bande passante est satisfaisante (≈ 64 MHz \pm 1 MHz) et la rejection hors bande est quasi conforme au gabarit pour la version avec patch.

	Décalage en fréquence Δf	Adaptation dans la bande $ S_{11} $	Ondulation dans la bande $ S_{21} $	Rejection hors bande $ S_{21} $ ($ f - f_0 > 39$ MHz)
<i>gabarit</i>	/	< -21 dB	< 0.45 dB	< -34 dB
Freq. haute av. patch <i>simulation</i>	0 MHz	< -18 dB	< 0.2 dB	< -30 dB
Freq. haute av. patch n°1 <i>mesure</i>	+17 MHz	< -7 dB	< 0.9 dB	< -32 dB
Freq. haute av. patch n°2 <i>mesure</i>	+16 MHz	< -7 dB	< 0.8 dB	< -31 dB
Freq. haute ss. patch n°1 <i>mesure</i>	+10 MHz	< -6 dB	< 1,2 dB	< -24 dB
Freq. haute ss. patch n°2 <i>mesure</i>	+7 MHz	< -6 dB	< - 1 dB	< -25 dB
Freq. basse av. patch n°1 <i>mesure</i>	+7 MHz	< -7 dB	< 0.8 dB	< -30 dB

Tableau I-3 : Résultats expérimentaux obtenus pour les différents filtres mesurés

L'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel ne permet pas de fournir des informations correctes sur la phase des paramètres S. Les temps de propagation de groupe ne peuvent donc pas être correctement mesurés. On peut toutefois remarquer qu'avec l'étalonnage effectué, la phase du coefficient de transmission est relativement linéaire ce qui implique un temps de propagation de groupe (TPG) plat.

Ces premières conclusions nous ont conduit à chercher les défauts responsables des différences obtenues entre les mesures et les simulations.

III.4 Hypothèses sur les défauts rencontrés

Logiquement, deux hypothèses peuvent être émises pour expliquer les différences remarquées entre les mesures et les simulations. Certains paramètres de la simulation sont erronés et/ou la technique de mesure ne permet pas d'obtenir des données rigoureuses.

La précision des résultats de simulation obtenus à l'aide du logiciel Momentum d'Agilent dépend fortement du maillage réalisé. Nous avons montré que lorsque le nombre de cellules par longueur d'onde est supérieur ou égal à 40, et que l'option « Edge Mesh » permettant un maillage plus fin sur le contour des lignes est activée, les résultats de simulation convergent. Dans la suite, le maillage respecte toujours ces conditions.

La validité des résultats de simulation repose également sur une bonne connaissance des caractéristiques électriques des matériaux.

III.4.1 Défauts liés à l'imprécision des caractéristiques du substrat et du supraconducteur

- La permittivité relative du substrat, fournie par THEVA est de 23,6 @ 77 K (au dixième près, soit 0.4 %). La précision de cette donnée n'est pas suffisante car une variation de moins de 0.4% sur ce paramètre peut entraîner des décalages en fréquences importants pouvant atteindre 8 MHz à la fréquence considérée (Figure I-17).

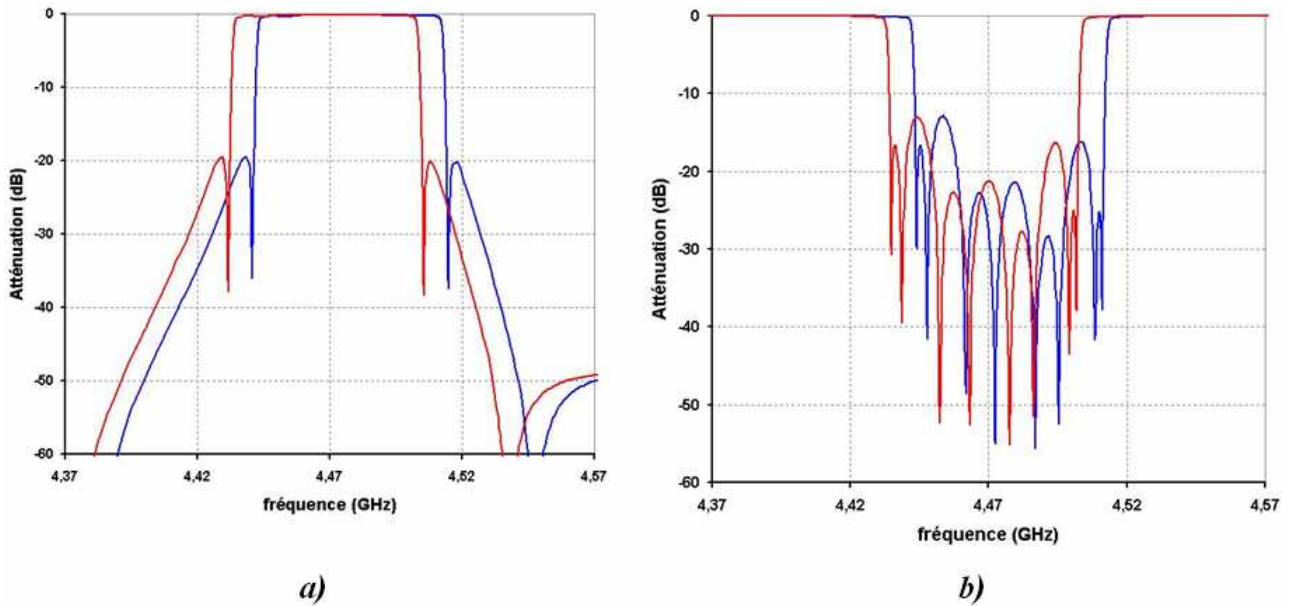


Figure I-17 : Simulation sous Momentum du filtre 8 pôles centré sur la fréquence haute avec patch, avec une permittivité de 23,6 (rouge) et 23,5 (bleue). a) $|S_{21}|/dB$, b) $|S_{11}|/dB$.

Cependant, comme le substrat est un matériau isotrope, la valeur de la permittivité est la même pour tous les wafers. Nous pouvons donc introduire, dans un premier temps, dans les simulations, la valeur indiquée par le manufacturier THEVA, soit 23,6. Des corrections pourront être apportées par la suite, si nécessaires.

- L'impédance de surface d'un supraconducteur : $Z_s = R_s + jX_s$, est calculée à partir du modèle des professeurs Vendik [20]. La formule fait intervenir plusieurs paramètres dont les valeurs imprécises peuvent affecter l'évaluation de R_s et X_s .

En effet, R_s et X_s sont très sensibles aux paramètres d'épaisseur du film (e), de longueur de pénétration de London à 0K ($\lambda_L(0)$), de température critique (T_c), de fréquence et de température de travail (f et T).

Les évolutions de R_s et X_s deviennent non négligeables pour des variations de fréquences de l'ordre du GHz. Sur la bande de mesures des filtres développés par J. F. Seaux ($\Delta f = 200$ MHz), cette variation ne sera pas prise en compte.

Cas :	f (GHz)	$\lambda_L(0)$ (nm)	e (nm)	Tc (K)	T (K)	R _s (mΩ)	X _s (mΩ)
1	4,47	160	595	87	77.5	0,159	9,53
2	4,47	150	600	88	77	0,095	7,29
3	4,47	140	605	88	77	0,0715	6,3

Tableau I-4 : Calcul des variations de X_s et R_s en fonction de $\lambda_L(0)$, Tc, T et e à la fréquence centrale du filtre centré sur la fréquence haute.

Le Tableau I-4, donne les valeurs de R_s et X_s pour de faibles variations autour des valeurs nominales de e, $\lambda_L(0)$, Tc et T (valeurs nominales : cas 2).

Les variations de R_s et X_s semblent affecter uniquement la fréquence centrale (Figure I-18). En effet, les autres caractéristiques du filtre sont respectées. Le décalage en fréquence maximum de 3 MHz est obtenu entre les cas 1 et 3.

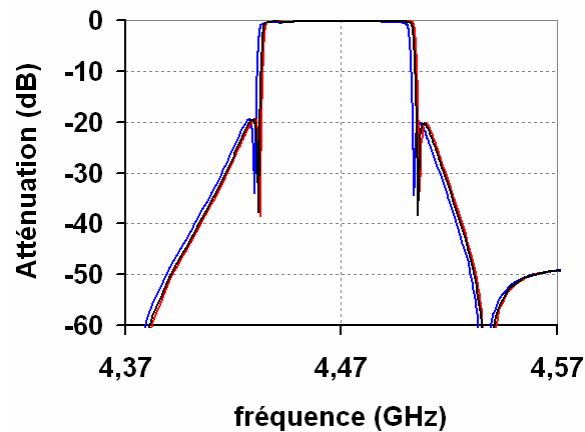


Figure I-18 : Modification de la réponse en fréquence du filtre en fonction d'une variation de son impédance de surface. Cas 1 (bleue), cas 2 (noir), cas 3 (rouge).

La faiblesse de précision sur les valeurs d'impédance de surface du film SHTC ne semble donc pas être responsable des différents défauts relevés lors des mesures.

III.4.2 Défauts liés à l'incertitude sur les dimensions du système

Une variation des différentes dimensions considérées lors des simulations peut également introduire des modifications importantes des réponses du filtre.

Trois paramètres principaux entrent en considération :

- ▶ Une variation des dimensions du boîtier, et en particulier de la hauteur du capot de blindage. Il apparaît cependant que la précision d'usinage est suffisante pour que l'effet sur la réponse du filtre soit négligeable.
- ▶ Une erreur de gravure des motifs du filtre. La société THEVA grave les filtres en utilisant la technique d'ablation ionique qui garantit une précision de l'ordre du μm . Cette imprécision peut engendrer un décalage en fréquence de l'ordre de 2 MHz [21].
- ▶ Les simulations des filtres sont réalisées pour une hauteur de substrat de 502 μm , et la société THEVA donne une précision de $\pm 4\mu\text{m}$. En simulation une variation de 5 μm sur l'épaisseur du substrat implique un décalage en fréquence de l'ordre de 3 MHz. Les réponses fréquentielles des filtres supraconducteurs à bandes étroites dépendent beaucoup de l'uniformité de l'épaisseur du substrat [22]. Des mesures sur l'épaisseur du substrat avant la gravure permettent cependant de corriger en partie ce problème [21].

La Figure I-19 montre l'influence sur la réponse en fréquence du filtre d'une variation de l'épaisseur du substrat de $\pm 1 \mu\text{m}$ et de l'imprécision de gravure ($\pm 1 \mu\text{m}$).

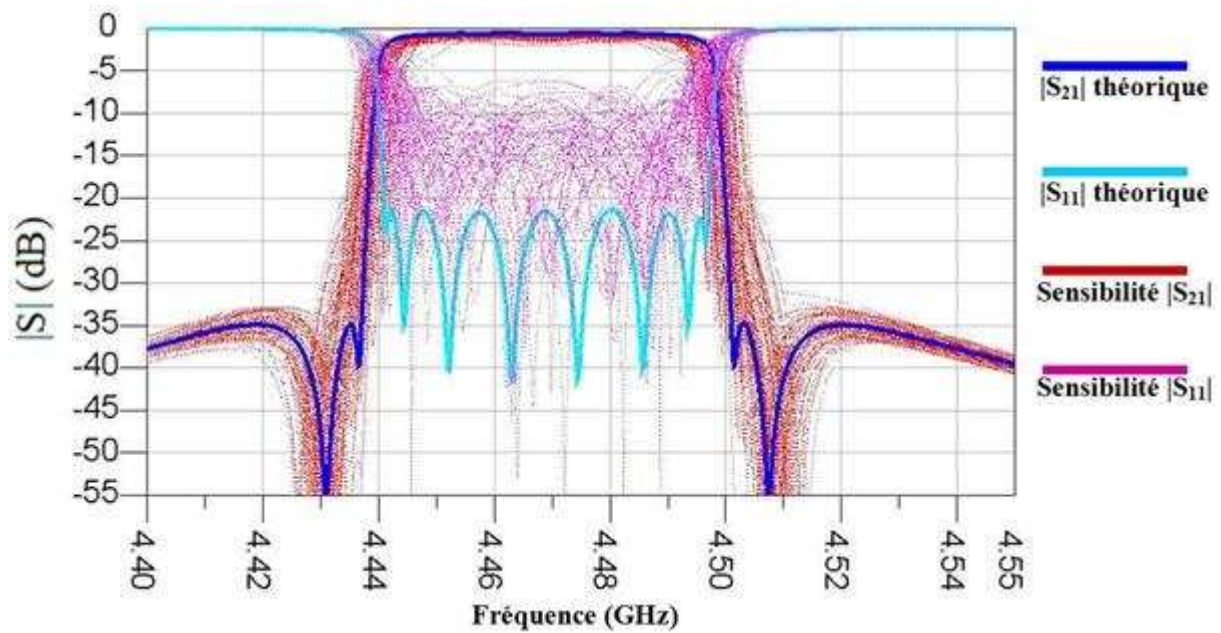


Figure I-19 : Analyse de Monte Carlo en fonction de la précision de gravure et de l'épaisseur du substrat [21]

Cette analyse de sensibilité révèle un décalage fréquentiel des réponses du filtre de ± 5 MHz. Cependant des décalages plus importants sont relevés lors des mesures, l'influence de la contraction à froid des matériaux semble être la principale cause des défauts rencontrés.

III.4.3 Défauts liés à la contraction à froid des matériaux du système :

Jusqu'à présent, la conception des filtres ne tient pas compte de la contraction du matériau à basse température. Ainsi la topologie du filtre mesuré n'est pas celle du filtre simulé car la descente en froid réduit toutes les dimensions d'un facteur égal à $(1 + Cd \cdot \Delta T)$, où Cd désigne le coefficient de dilatation du matériau et ΔT la variation de température.

On peut alors approximer le décalage en fréquence à partir de la fréquence centrale f_0 par la fonction suivante :

$$\Delta f = f_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + Cd \cdot \Delta T} \right) \quad (1)$$

Pour un filtre centré sur la fréquence haute ($f_0 = 4,46875$ GHz) et pour un coefficient de dilatation de $12.10^{-6}/K$ (coefficient de dilatation de l'YBaCuO), le décalage en fréquence est de 12 MHz. Il serait utile de connaître précisément la dilatation du film sur le substrat, car nous pouvons penser que le coefficient réel de dilatation est compris entre celui du substrat ($Cd = 10.10^{-6}/K$ pour le LAO) et celui du supraconducteur (accord de maille entre le film supraconducteur et le substrat).

La Figure I-20 présente le décalage en fréquence attendu suite à la contraction du matériau à basse température (12 MHz). La contraction du matériau, comme la variation de permittivité, n'influence pas la forme de la réponse en fréquence. Seul un décalage de la fréquence centrale du filtre est observé.

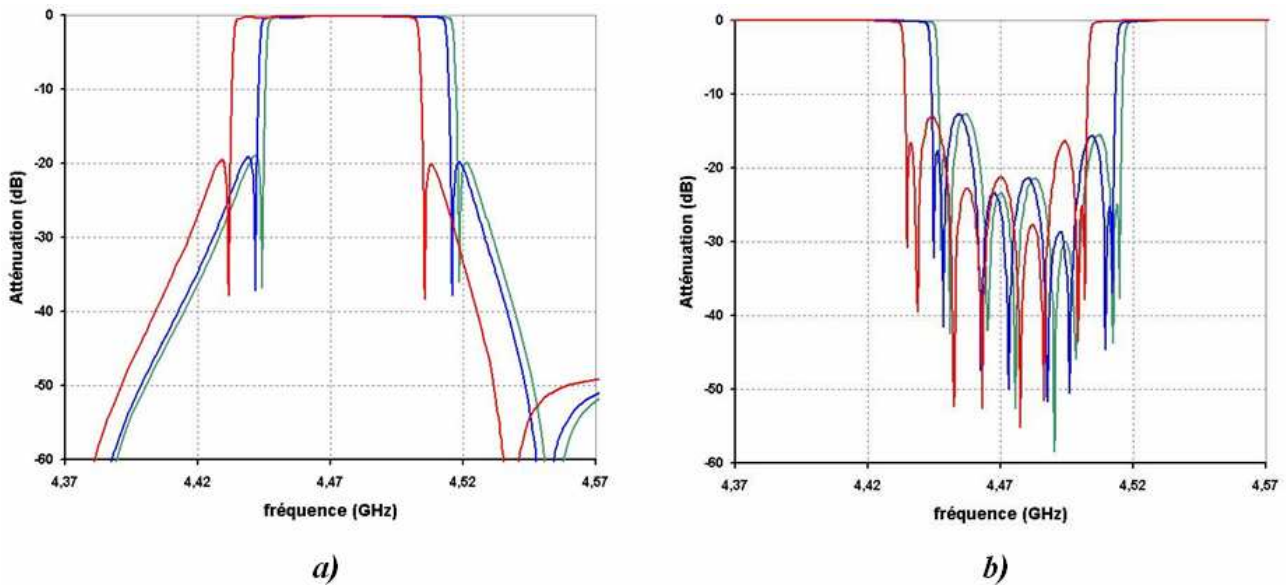


Figure I-20 : Simulation du décalage en fréquence dû à la contraction du matériau à basse température. Sans tenir compte de la contraction (rouge), en tenant compte de la contraction du substrat (bleue), et de celle du film supraconducteur (vert), a) $|S_{21}|/dB$, b) $|S_{11}|/dB$.

Il convient, lors du développement des filtres supraconducteurs planaires d'agrandir les layouts envoyés à THEVA d'un rapport égal à $1/(1+Cd.\Delta T)$ afin de retrouver à basse température les dimensions du filtre simulé.

III.4.4 Validité de l'étalonnage et influence du packaging

L'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel dans le cas de l'utilisation d'une enceinte à vide est réalisé à température ambiante. Une mesure en transmission à froid lorsque les deux accès sont connectés montre un décalage de quelques dixièmes de dB sur $|S_{21}|$. De plus le temps de propagation de groupe (TPG) n'est pas mesurable car la phase n'est dans ce cas pas étalonnée à froid. Pour pallier ce problème, il serait nécessaire de descendre en froid les standards de calibration, mais ceux-ci ne sont pas certifiés aux températures cryogéniques et ils risquent d'être détériorés. Etant donnée la rigueur du cahier des charges (précision de 5 centièmes de dB sur la platitude de $|S_{21}|$ dans la bande, TPG plat), il est nécessaire d'envisager un étalonnage plus précis. Un étalonnage TRL (Thru – Reflect – Line) à froid pourrait être éventuellement envisagé. Dans ce cas trois standards sont nécessaires : Un court-circuit et deux tronçons de lignes d'impédance caractéristique 50Ω dont les longueurs sont respectivement proportionnelles à $k \cdot \lambda_g / 2$ et telle que la longueur électrique soit comprise entre 18° et 162° . Cet étalonnage demanderait de réaliser quatre descentes à basse température.

Les accès SMA dont sont munis les filtres ne sont pas conçus pour travailler à des températures cryogéniques. Leurs comportements à 77 K sont mal connus. De plus les connexions, entre les connecteurs SMA et le filtre, réalisées via des sabots taillés dans l'âme des connecteurs SMA peuvent avoir une influence non négligeable sur les réponses du filtre (problème d'adaptation).

L'ensemble des moyens utilisés pour relier le filtre à l'analyseur de réseau vectoriel n'est donc pas adapté aux conditions cryogéniques et une modification en profondeur du système de mesure est nécessaire pour pouvoir remonter aux performances exactes de celui-ci.

IV NOUVEAU PROTOCOLE DE MESURE MISE EN PLACE

IV.1 Le banc de mesure sous pointes cryogénique d'XLIM.

Le laboratoire XLIM dispose d'un banc de mesure sous pointes cryogénique fonctionnant sur le principe du cryostat. Le vide est maintenu dans une enceinte dans laquelle une plaque est refroidie par une circulation de liquide cryogénique (réseau de tubes où circulent le liquide cryogénique placé dessous une plaque métallique) (Figure I-21 et Figure I-22).

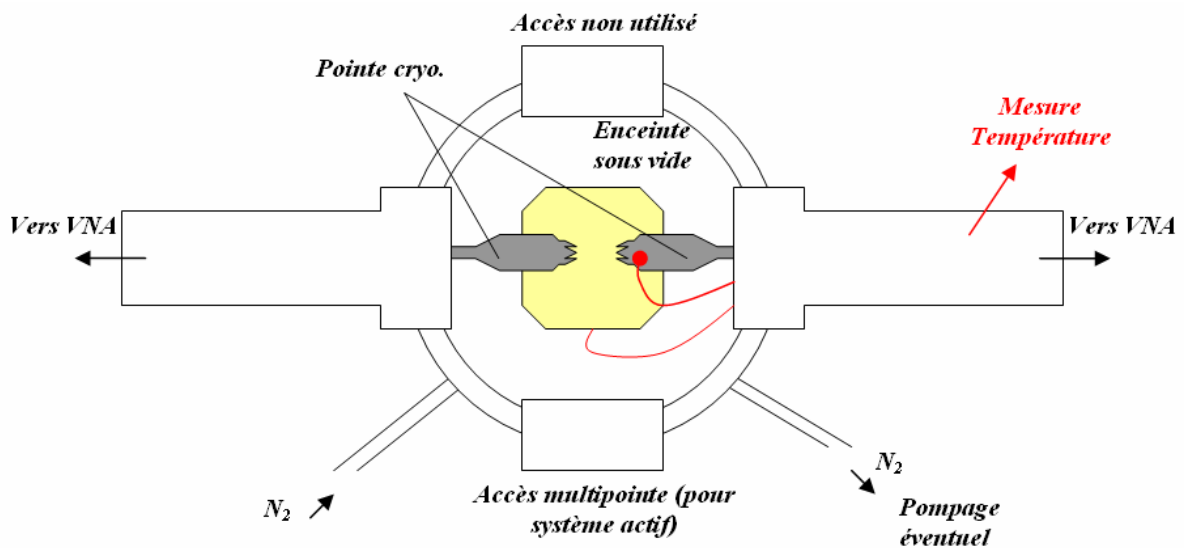


Figure I-21 : Le banc de mesure cryogénique d'XLIM.

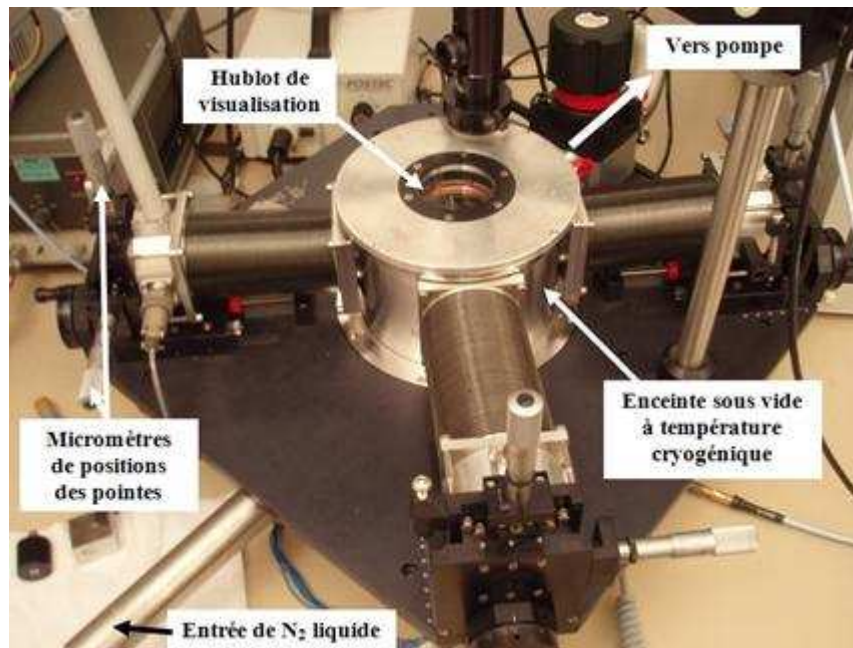


Figure I-22 : Photo de la station sous pointe cryogénique présente à XLIM

Un tel dispositif permet de réaliser, via des standards fournis par le fabricant de pointes cryogéniques, un étalonnage précis à des températures cryogéniques.

Cependant une mesure directe des filtres blindés développés par Jean-François Seaux est impossible.

Il est donc nécessaire de développer un nouveau packaging des filtres pour pouvoir effectuer des mesures avec cette station.

La station possède deux sondes de température, une fixée sur une des pointes cryogéniques et l'autre au niveau de la plaque réfrigérée. Lors des mesures, ces deux sondes donnent des températures relativement éloignées (pratiquement 10 K d'écart entre les deux sondes). Il est donc nécessaire, compte tenu de la sensibilité du comportement du supraconducteur à la température, d'améliorer également la précision de cette mesure.

IV.2 Présentation du nouveau protocole

IV.2.1 Conception du packaging du filtre dédié à la mesure en station cryogénique

Les contraintes de conception du packaging sont les suivantes :

- Représenter au mieux le packaging original utilisé pour la mesure dans l'enceinte à vide,
- Permettre des mesures précises des paramètres S du filtre en module et en phase,
- Prévoir des emplacements supplémentaires pour fixer des sondes de température.

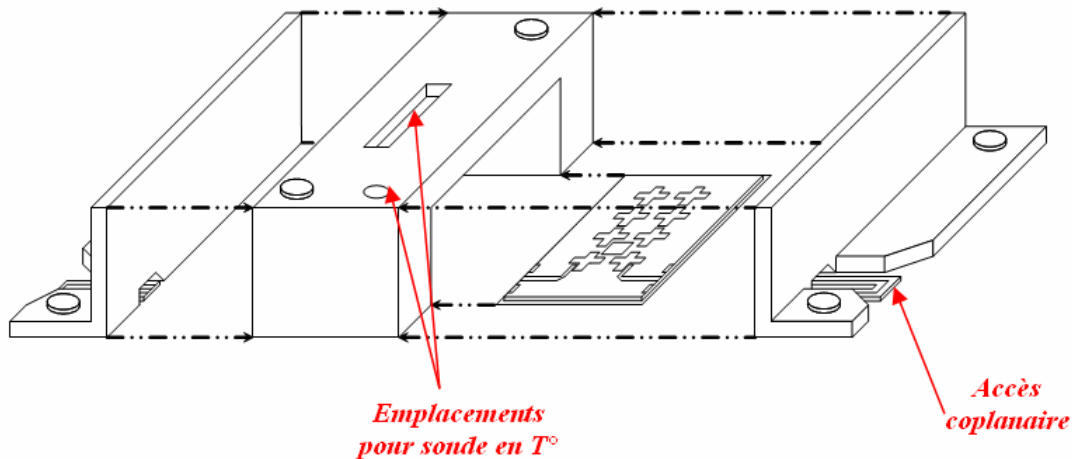


Figure I-23 : Vue éclatée du dispositif blindé conçu pour les tests sous pointes.

Il est obligatoire, afin de conserver un blindage proche du boîtier original, de déporter les accès à l'aide de lignes coplanaires (Figure I-23). Lors des mesures, les pointes hyperfréquences seront placées sur ces accès.

L'ensemble des pièces est fabriqué en Kovar et est métallisé à Thales Alenia Space suivant le procédé utilisé pour le packaging précédent. Les dimensions de la cavité sont rigoureusement identiques à celles du packaging précédent.

Trois sondes en température sont ajoutées : une au-dessus du blindage, une sur le côté et une autre en-dessous du filtre (dans une plaque de Kovar sur laquelle est fixé l'ensemble des pièces). Un

accès étanche a été rajouté à la station pour les sorties des sondes de température. La Figure I-24 présente le packaging final.

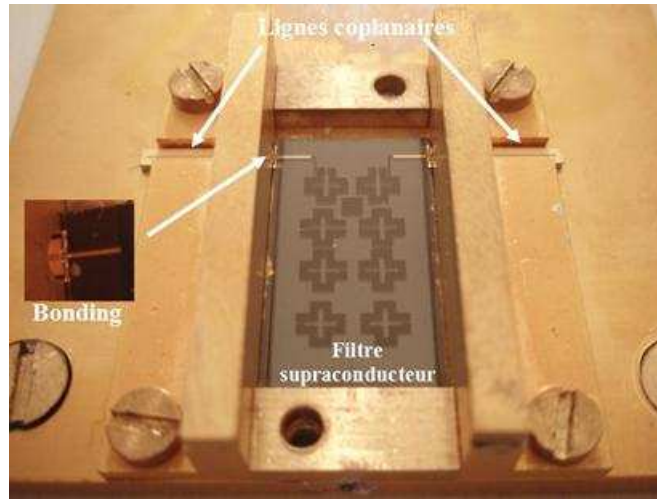


Figure I-24 : Photo du packaging pour la mesure en station sous pointes cryogénique

IV.2.2 Déplacement des plans de référence au niveau des accès du filtre

a) Principe

Les pointes cryogéniques sont étalonnées à basse température, via des standards (type SOLT), de façon très précise. La rigueur du cahier des charges (en particulier en ce qui concerne la platitude du gain), impose d'extraire avec précision les paramètres S du filtre blindé seul après la mesure du système constitué des deux accès coplanaires et du filtre (Figure I-25).

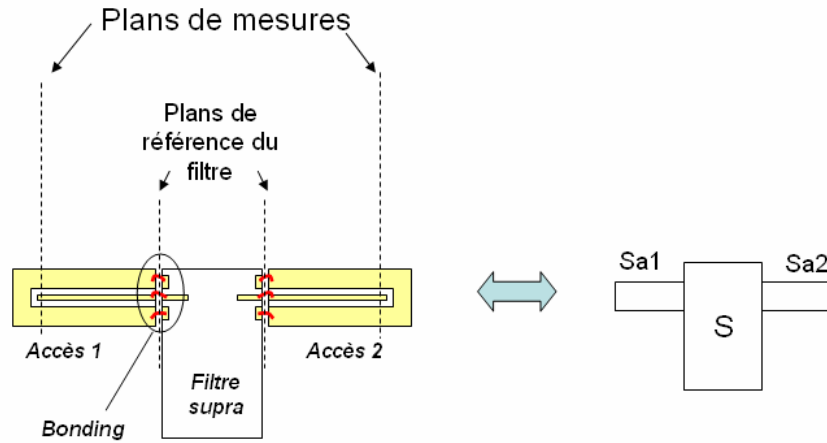


Figure I-25 : Système constitué des deux accès coplanaires et du filtre.

La technique choisie est de remonter aux paramètres S du filtre en calculant l'inverse des matrices de transfert des accès 1 et 2 (T_{a1} et T_{a2}).

Afin de prendre en compte les effets éventuels des bondings de connexion entre les accès et le filtre, un circuit étalon sera conçu et mesuré à la fois seul et connecté à un accès coplanaire en utilisant le même type de bonding. Puis une procédure d'extraction des paramètres S est implémentée en utilisant les matrices de transfert (T) afin de simplifier les calculs (Figure I-26).

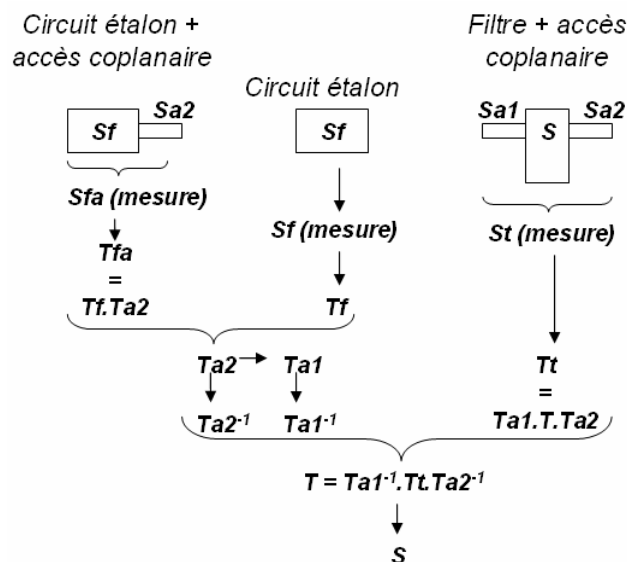


Figure I-26 : Procédure d'extraction des paramètres S du filtre.

Afin de conserver une précision importante sur les valeurs des paramètres S du filtre supraconducteur, il est nécessaire de concevoir un circuit étalon ayant des modules de paramètres S appartenant à [0.1 ; 0.9] sur la bande [3 GHz; 5 GHz]).

b) Conception du circuit étalon

Les accès sont de classiques lignes coplanaires adaptées à 50 Ω, réalisées sur de l'alumine standard (635 μm d'épaisseur, de permittivité relative 9.8).

Le circuit étalon est une ligne micro ruban désadaptée ($Z_c > 50 \Omega$), avec des transitions microruban-coplanaires à chaque extrémité. Il est également réalisé sur un substrat d'alumine standard. Dans la bande de fréquence (3-5 GHz) les modules du coefficient de réflexion et de transmission sont respectivement compris entre 0.6 dB et 0.85 dB et entre 0.5 et 0.8 dB (Figure I-27).

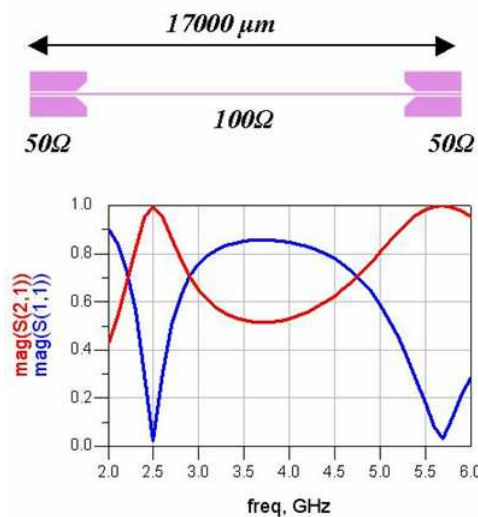


Figure I-27 : Réponse en fréquence simulée et layout du circuit étalon

Le programme permettant le changement de plans de référence a été réalisé sous Maple et Matlab.

c) Protocole Maple/Matlab

Soit S_f la matrice S du circuit étalon mesuré :

$$S_f = \begin{bmatrix} S_{f_{11}} & S_{f_{12}} \\ S_{f_{21}} & S_{f_{22}} \end{bmatrix} \quad (2)$$

La matrice de transfert associée en fonction des paramètres Sf_{ij} est donnée par la formule (3).

$$Tf = \begin{bmatrix} \frac{Sf_{12} \cdot Sf_{21} - Sf_{11} \cdot Sf_{22}}{Sf_{21}} & \frac{Sf_{11}}{Sf_{21}} \\ \frac{S_{21}}{Sf_{21}} & \frac{1}{Sf_{21}} \end{bmatrix} \quad (3)$$

De même il est possible d'obtenir les matrices de transfert Tt et Tfa respectivement du filtre associé aux deux accès coplanaires et du circuit étalon connecté avec un accès coplanaire en fonction des paramètres S mesurés.

La résolution du système matriciel $Tf \cdot X = Tfa$ permet de déterminer la solution X qui est la matrice de transfert de l'accès 2, $Ta2$. L'inversion de la matrice conduit alors à $Ta2^{-1}$.

A partir de la définition des matrices de transfert et de leurs inverses, $Ta1^{-1}$ s'exprime :

$$Ta1^{-1} = \frac{Ta2_{11}^{-1}}{Ta2_{22}^{-1}} \cdot \begin{bmatrix} Ta2_{11}^{-1} & -Ta2_{21}^{-1} \\ -Ta2_{12}^{-1} & Ta2_{22}^{-1} \end{bmatrix} \quad (4)$$

Finalement les matrices $Ta2^{-1}$ et $Ta2^{-1}$ peuvent s'écrire en fonction des éléments des matrices Tf et Tfa (5) (6).

$$Ta2^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{Tf_{21} \cdot Tfa_{12} - Tf_{11} \cdot Tfa_{22}}{Tfa_{11} \cdot Tfa_{22} - Tfa_{12} \cdot Tfa_{21}} & \frac{Tf_{22} \cdot Tfa_{12} - Tf_{12} \cdot Tfa_{22}}{Tfa_{11} \cdot Tfa_{22} - Tfa_{12} \cdot Tfa_{21}} \\ \frac{Tf_{21} \cdot Tfa_{11} - Tf_{11} \cdot Tfa_{21}}{Tfa_{11} \cdot Tfa_{22} - Tfa_{12} \cdot Tfa_{21}} & \frac{Tf_{22} \cdot Tfa_{11} - Tf_{12} \cdot Tfa_{21}}{Tfa_{11} \cdot Tfa_{22} - Tfa_{12} \cdot Tfa_{21}} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$Ta1^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{Tf_{21} \cdot Tfa_{12} - Tf_{11} \cdot Tfa_{22}}{Tf_{11} \cdot Tf_{22} - Tf_{12} \cdot Tf_{21}} & \frac{Tf_{21} \cdot Tfa_{11} - Tf_{11} \cdot Tfa_{21}}{Tf_{11} \cdot Tf_{22} - Tf_{12} \cdot Tf_{21}} \\ \frac{Tf_{22} \cdot Tfa_{12} - Tf_{12} \cdot Tfa_{22}}{Tf_{11} \cdot Tf_{22} - Tf_{12} \cdot Tf_{21}} & \frac{Tf_{22} \cdot Tfa_{11} - Tf_{12} \cdot Tfa_{21}}{Tf_{11} \cdot Tf_{22} - Tf_{12} \cdot Tf_{21}} \end{bmatrix} \quad (6)$$

Il suffit alors d'effectuer l'opération $T = Ta1^{-1} \cdot Tt \cdot Ta2^{-1}$ pour trouver la matrice de transfert du filtre supraconducteur, et ainsi remonter à sa matrice S .

Remarque : En effectuant les mesures d'un accès seul et du système complet (accès-filtre-access), la détermination des paramètres S est plus simple, mais les bondings ne sont alors pas pris en compte (Figure I-28).

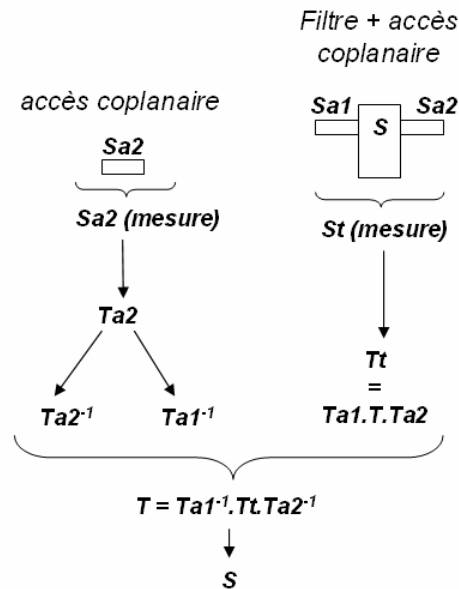


Figure I-28 : Schéma de principe de la procédure simplifiée d'extraction des paramètres S du filtre

IV.2.3 Protocole expérimental final

Les dimensions des circuits ont été définies pour qu'ils puissent être insérés dans l'enceinte de la station sous pointes avec le filtre supraconducteur blindé et la plaquette d'étalonnage des pointes cryogéniques (Figure I-29). Ainsi l'étalonnage et l'extraction des paramètres S du filtre ne nécessitent qu'une seule descente à froid.

Le protocole expérimental final est le suivant :

- Etalonnage des sondes en température (plongée dans un bain d'azote liquide),
- Mise en place du dispositif, du kit d'étalonnage et des circuits étalons dans l'enceinte à vide,
- Mise sous vide de l'enceinte puis descente à froid,
- Etalonnage des pointes cryogéniques avec les standards fournis par le constructeur,
- Mesure du circuit étalon seul,
- Mesure du système circuit étalon connecté avec un accès coplanaire,

Remarque : Les étapes e) et f) sont remplacées par la mesure d'un accès seul lors de la procédure simplifiée.

g) Mesure du filtre blindé connecté aux deux accès coplanaires,

h) Envoi des données sur PC (Matlab) et extraction des paramètres S du filtre supraconducteur.

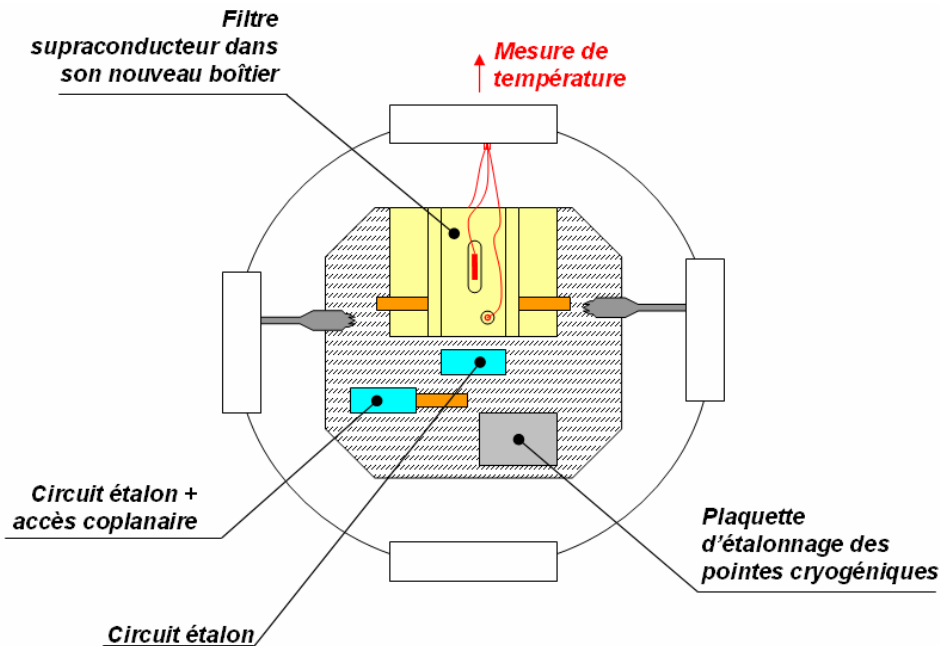


Figure I-29 : Disposition des éléments dans l'enceinte à vide.

Cette procédure permet de réaliser des mesures précises de paramètres S aussi bien en module qu'en phase.

IV.3 Mesures

De nouveaux circuits ont été réalisés par la société THEVA afin de tenir compte des défauts de conception mis en évidence précédemment. Le cahier des charges des filtres d'IMUX a également été modifié (Tableau I-5).

Paramètres	Spécifications	
Fréquence centrale	$f_1 = 3781,25 \text{ MHz}$ $f_2 = 3843,75 \text{ MHz}$ $f_{12} = 4468,75 \text{ MHz}$	
Bande passante	56,25 MHz	
Sélectivité d'un canal à partir du bord du canal	6,3 MHz 10,9 MHz et plus	-34 dB -10 dB -10 dB -34 dB
Platitude de gain à partir du centre du canal	25,3125 à 28,125 MHz 22,5 à 25,3125 MHz 19,6875 à 22,5 MHz	0,45 dBpp 0,25 dBpp 0,20 dBpp
Variations du temps de propagation de groupe à partir du centre du canal	25,0 à 28,125 MHz 18,75 à 25,0 MHz 12,5 à 18,75 MHz < 12,5 MHz	19 ns 7 ns 1,5 ns 1 ns
Produits d'intermodulation IP_3	28 dBm	
Spurious dans la bande	< 73 dBc	
Coefficient de réflexion dans la bande en entrée et en sortie	< -21 dB	

Tableau I-5 : Nouvelles spécifications des filtre d'IMUX

Les nouveaux filtres ont été développés par Stanis Courrèges en tenant compte de la hauteur du substrat et de la contraction du matériau à basse température, un maillage plus fin a également été utilisé lors des simulations [21].

Malheureusement, il n'a pas été possible de mesurer le même filtre avec les deux méthodes développées précédemment pour faire des comparaisons. En effet, les filtres mesurés dans le boîtier avec les connecteurs SMA possèdent des accès purement microstrip et donc ne disposent pas de retour de masse sur le dessus du substrat pour la mesure sous pointes ou pour effectuer les bondings avec les accès coplanaires. De plus les filtres mesurés dans la station sous pointes sont collés sur leur support et ne sont donc pas démontables. Il en résulte donc que les filtres mesurés dans l'enceinte à vide et dans la station sous pointes ne sont donc pas rigoureusement identiques, à cause des paramètres de réalisation non maîtrisables (uniformité de l'épaisseur du substrat, précision de gravure...).

Deux filtres de fréquence respective $f_1 = 3781,25 \text{ MHz}$ et $f_{12} = 4468,75 \text{ MHz}$ ont donc été testés.

La Figure I-30 et la Figure I-31 présentent les mesures des paramètres S effectuées dans la station cryogénique en appliquant la méthode de correction (courbes pleines), et sans cette

correction (courbes pointillés) ainsi que le gabarit du filtre. Dans un premier temps, la procédure simplifiée de correction basée sur les mesures de la ligne d'accès du filtre est utilisée.

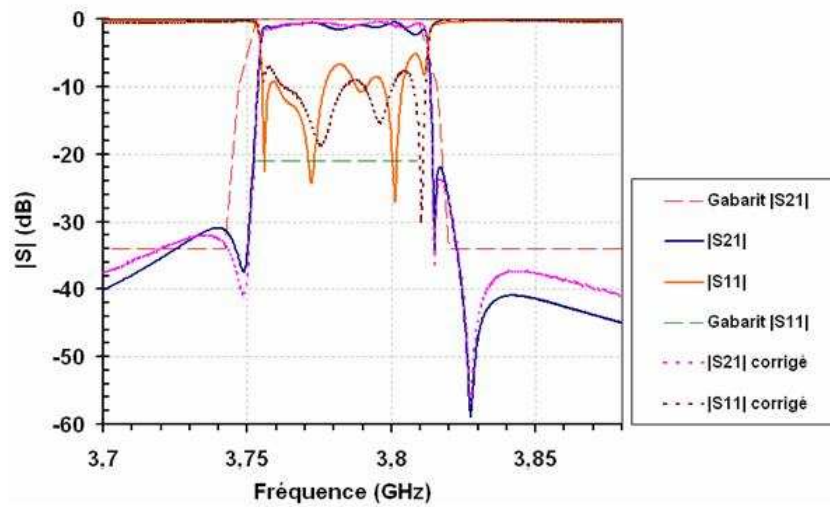


Figure I-30 : Mesures des paramètres S du filtre de fréquence basse, avec et sans deembedding.

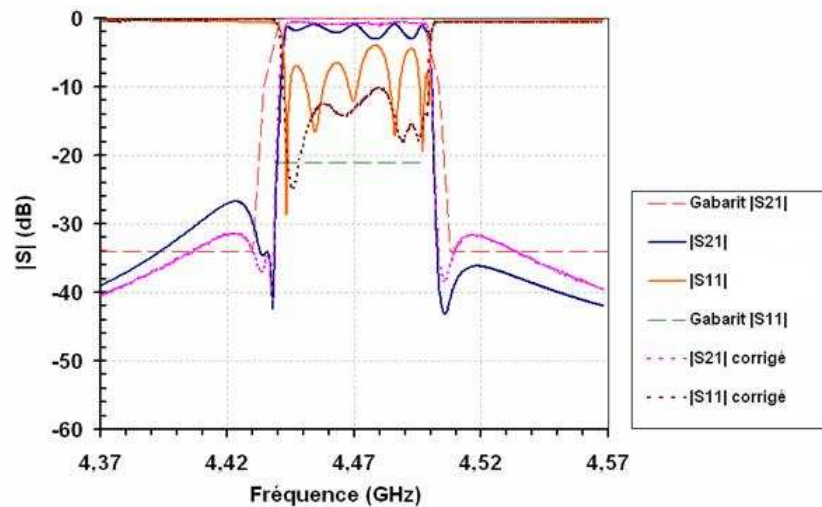


Figure I-31 : Mesures des paramètres S du filtre de fréquence haute, avec et sans deembedding.

Les corrections apportées influencent essentiellement le niveau de réflexion dans la bande et donc l'ondulation du coefficient de transmission.

Afin de valider les résultats obtenus, une vérification du programme de correction des paramètres S détaillée dans le paragraphe IV.2.2 a été effectuée sous le logiciel ADS d'Agilent (Figure I-32).

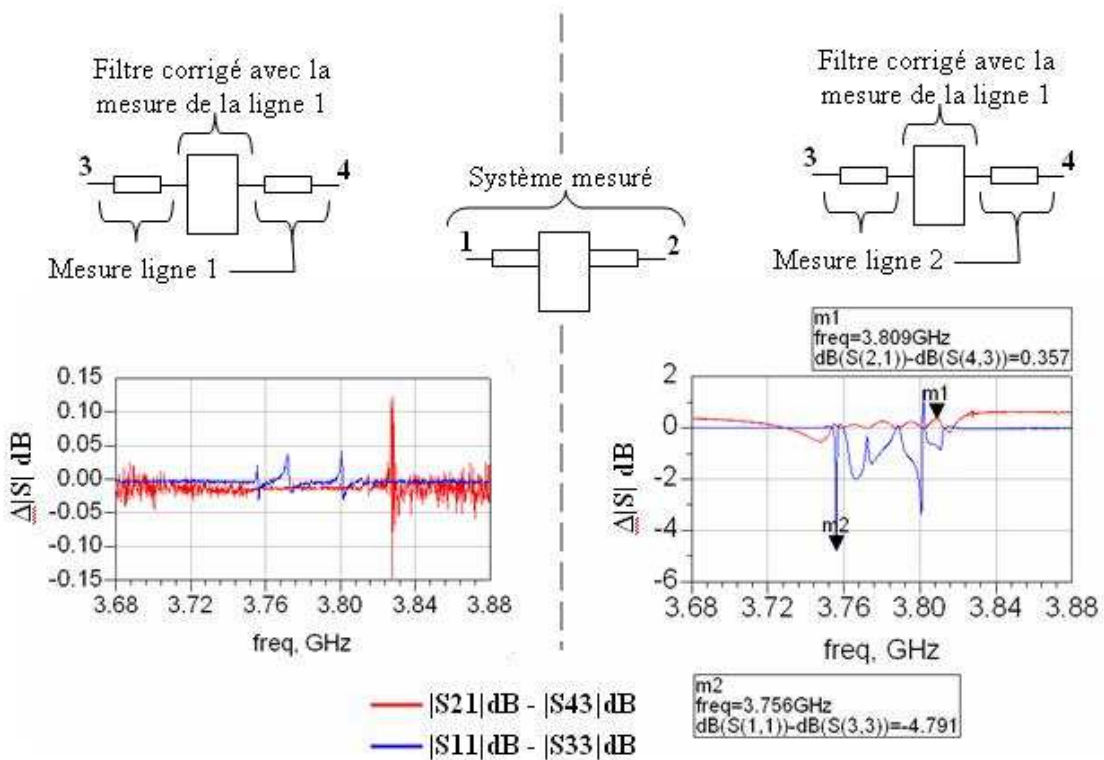


Figure I-32 : Vérification de la procédure de deembedding à partir des mesures.

Le premier graphique de la Figure I-32 permet de valider le programme d'extraction des paramètres S du filtre seul utilisant les mesures d'une ligne coplanaire (procédure simplifiée). Pour cela, nous avons simulé sous ADS un système constitué de trois boîtes noires : celles des deux extrémités sont caractérisées par les paramètres S mesurées de la ligne coplanaire seule (ligne 1), et la boîte noire centrale représente les réponses corrigées du filtre (référence de correction : ligne 1). Le premier graphique montre la différence en dB entre la mesure du système complet (accès coplanaire + filtre + accès coplanaire), et le système simulé. Les différences obtenues entre les valeurs simulées et expérimentales sont très faibles, elles sont dues aux approximations effectuées sous Matlab puis sous ADS. Un écart maximum de 0.15 dB est atteint pour des valeurs de $|S_{21}| < 60$ dB.

Le deuxième graphique évalue la qualité du deembedding réalisé : on utilise les paramètres S du filtre extraits à partir de la mesure de la ligne 1 que l'on place dans une boîte noire sous ADS entre deux autres boîtes noires caractérisées par les mesures d'une seconde ligne coplanaire. Les écarts entre le système mesuré (accès + filtre + accès) et le système recalculé sont dans ce cas relativement importants mais n'excèdent pas 0.4 dB en transmission et 5 dB en réflexion dans la

bande passante du filtre. Etant donné les niveaux des paramètres de transmission et réflexion, ces écarts sont relativement faibles, comme le montre la Figure I-33.

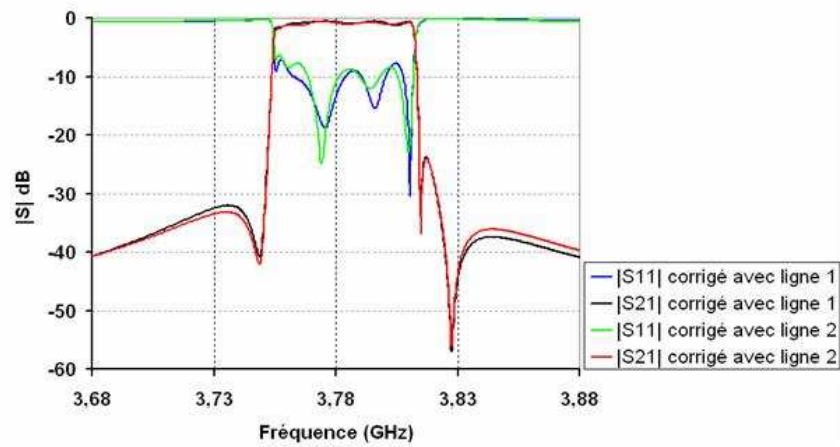


Figure I-33 : Modules des paramètres S extraits pour le filtre de fréquence basse à partir de la mesure de différentes lignes coplanaire identiques à celles des accès.

La procédure de deembedding utilisée est donc valable, mais la sensibilité du système empêche d'obtenir une reproductibilité suffisante. La procédure permettant de tenir compte de l'effet des bondings entre les accès coplanaires et le filtre utilisant une mesure supplémentaire (celle du circuit étalon), a finalement été abandonnée car encore moins précise.

Ce nouveau protocole expérimental a permis de mesurer précisément l'ondulation du coefficient de transmission et le temps de propagation de groupe (TPG) dans la bande passante du filtre. Ces résultats ont ainsi pu être comparés au gabarit fixé (Figure I-34).

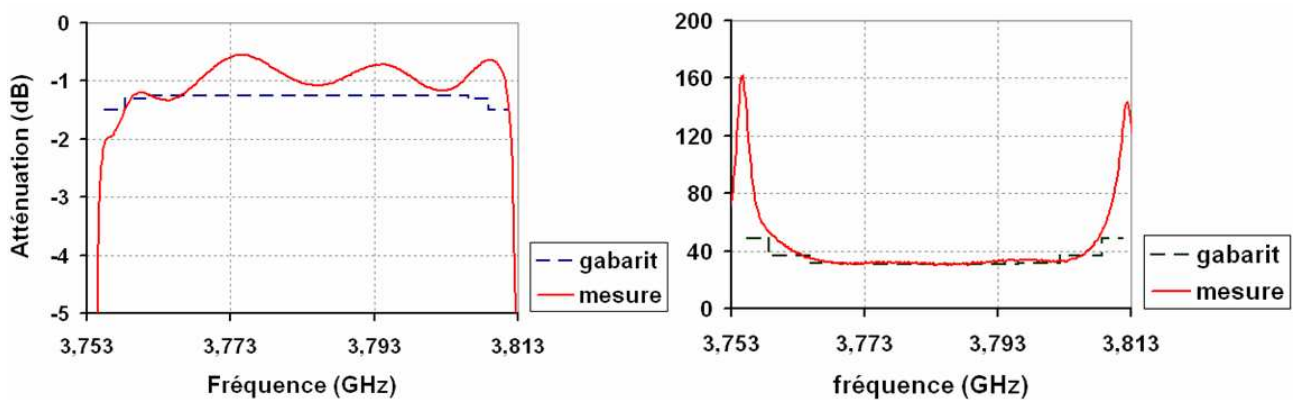


Figure I-34 : Mesures et gabarits de platitude et de TPG dans la bande du filtre après correction

V CONCLUSION

Le développement d'un nouveau protocole de mesure à partir de la station sous pointes cryogénique, intégrant un étalonnage précis à basse température a permis de déterminer de façon rigoureuse les caractéristiques des filtres. Les niveaux de coefficient de réflexion dans la bande restent élevés et donc la platitude du coefficient de transmission n'est pas respecté.

Nous pouvons donc conclure que les connexions des connecteurs SMA et des lignes d'accès du filtre ne sont pas responsables des problèmes de désadaptation.

L'analyse de Monté Carlo (Figure I-19) montre que la non-uniformité de l'épaisseur du substrat et l'imprécision de la gravure des films minces supraconducteurs permettrait d'expliquer le non respect du cahier des charges.

La prise en compte de la contraction à froid du substrat a permis de minorer le décalage en fréquence. Cependant, à l'heure actuelle, il paraît difficile de respecter le cahier des charges très sévère sans réglage in fine.

Une étude menée par Fiffamen Hougdonougbo en collaboration avec Stanis Courrèges a montré la possibilité de corriger après fabrication les caractéristiques du filtre en faisant des trous dans la métallisation des résonateurs via une ablation laser. Cette technique prometteuse de réglage qui ne nécessite pas de vis et qui peut être réalisée en dynamique (visualisation directe de la réponse du filtre pendant l'ablation laser), peut permettre de régler finement le filtre et ainsi de répondre correctement au cahier des charges. Une étude est en cours au laboratoire XLIM en collaboration avec Thales Alenia Space et le CNES pour valider cette technique [23] [24].

CHAPITRE II :

REDUCTION DU POIDS ET DE L'ENCOMBREMENT DE
DEMULPLEXEUR D'ENTREE D'UNE CHAINE DE
RECEPTION - EMISSION DE SATELLITE A SERVICE
FIXE – COUPLAGE PHOTODIODE ET FILTRE PLANAIRE

I INTRODUCTION : INTERET DU PASSAGE AU TOUT OPTIQUE

Les filtres d'IMUX (Input Multiplexer) sont placés à l'entrée des différents canaux et ont pour rôle de sélectionner une partie de la bande totale du signal provenant du récepteur. Ce sont des filtres à bandes étroites ($< 2\%$) et très sélectifs de façon à optimiser au maximum l'exploitation de la bande utile. Ils ont des spécifications très sévères également au niveau du temps de propagation de groupe (TPG) et de l'ondulation dans la bande.

Dans l'architecture présentée Figure II-1, l'IMUX est constitué de filtres passe bande dont les fréquences centrales sont celles des différents canaux et il est associé à des circulateurs et à un coupleur 3 dB.

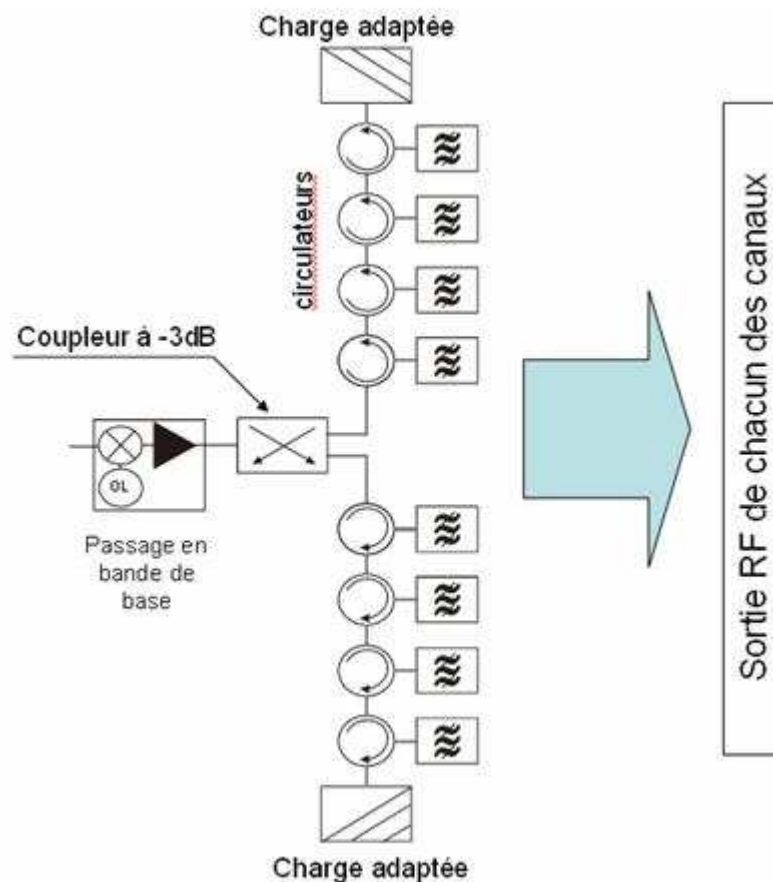


Figure II-1 : Schéma de principe d'un IMUX de satellite à service fixe, utilisant uniquement des technologies microondes.

Le poids, l'encombrement et la consommation d'énergie des systèmes embarqués dans les satellites de télécommunications sont des paramètres primordiaux. La filière planaire supraconductrice (utilisant les films minces SHTC), pour la réalisation de filtres, permet un gain de masse incontestable même en tenant compte de l'environnement cryogénique.

Cependant les filtres présents dans les IMUX de satellites de télécommunications ne représentent qu'une partie du poids et du volume des systèmes complets. En effet, les câbles, la connectique, les coupleurs ou encore les circulateurs ne peuvent être négligés.

La solution radio sur fibres optiques consiste à transporter une porteuse optique modulée en puissance par le signal HF contenant les données, puis de convertir l'onde lumineuse en signal électrique qui est alors transmis aux différents filtres. Cette technique permet une réduction considérable en terme de volume et de poids car un grand nombre de fonctions présentes dans un IMUX peut être avantageusement remplacé par des systèmes optiques. Cette technique garantit également une totale immunité électromagnétique. La Figure II-2 représente un IMUX utilisant des composants optiques et optoélectroniques.

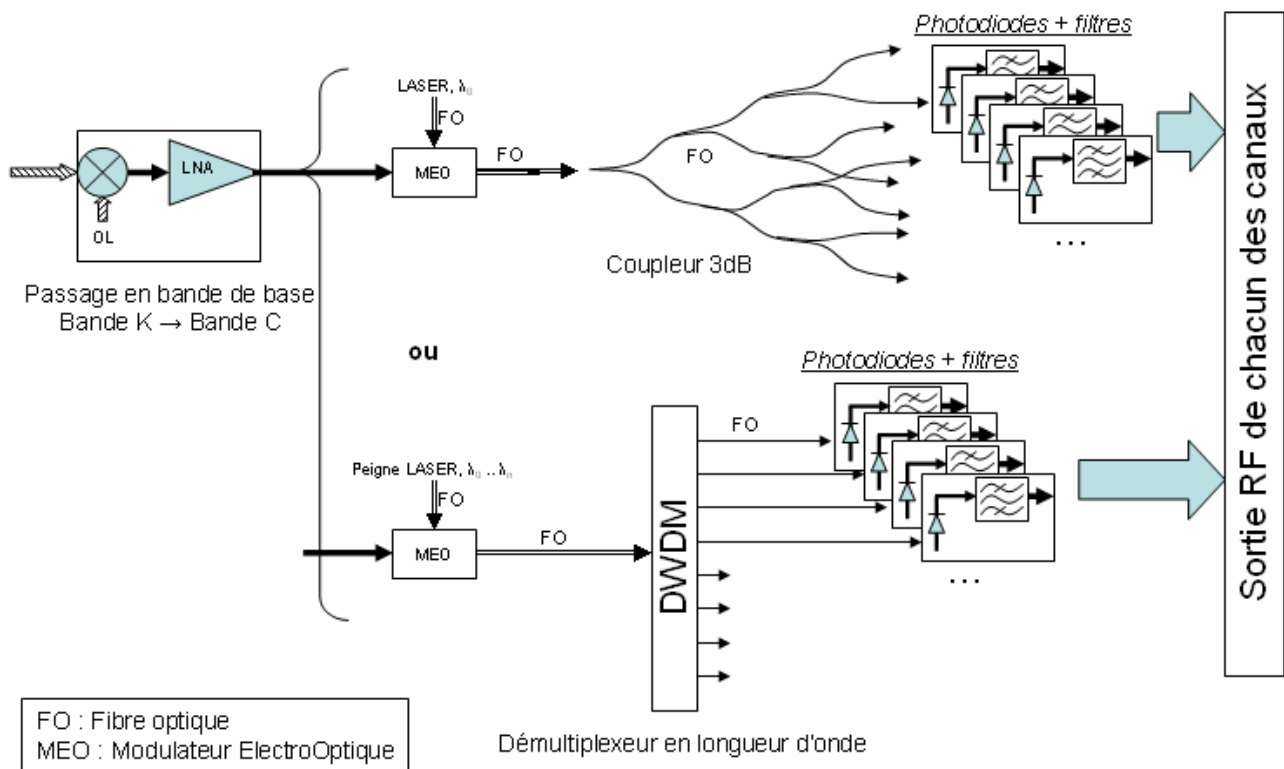


Figure II-2 : Exemples de fonctionnement d'un IMUX utilisant des technologies issues de l'optoélectronique

L'ensemble des coupleurs et circulateurs présents dans un système classique peut ainsi être remplacé soit par des coupleurs optiques classiques utilisant des fibres monomode soit par un démultiplexeur en longueur d'onde. La conversion signal optique – signal RF est réalisée par une photodiode qui est ensuite connectée au filtre RF.

Actuellement, les pertes introduites lors du couplage optique – hyperfréquence, au niveau de la source (laser) et au niveau de la photodiode, limitent le développement de tels systèmes pour de courtes distances et donc pour les systèmes embarqués.

L'adaptation entre la partie optique et la partie RF d'une transition optoélectronique est classiquement réalisée à l'aide de systèmes actifs. Afin de garder les bénéfices en terme de poids, d'encombrement et de performances apportés par la technologie planaire supraconductrice, une adaptation active est exclue du fait d'un apport de chaleur conséquent dans la zone froide du circuit. Le couplage entre une photodiode et un filtre 4 pôles sur alumine standard a donc été étudié à XLIM en collaboration avec Thales Alenia Space afin de démontrer la possibilité d'utiliser une solution passive.

II INTRODUCTION AUX PROBLEMES DE COUPLAGE OPTIQUE – HYPERFREQUENCE : APPLICATION AU COUPLAGE D’UNE PHOTODIODE ET D’UN FILTRE

II.1 Principe d’une chaîne optique-hyperfréquence simple :

Une liaison optique permettant le transport d’un signal électrique peut se schématiser de la façon suivante [25] :

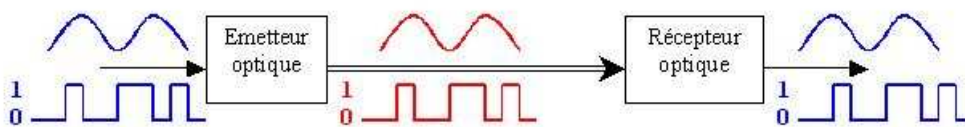


Figure II-3 : Principe de fonctionnement d’une chaîne optique transportant des signaux électriques

L’émetteur optique est généralement constitué d’un laser modulé soit en direct soit de façon externe. Dans le cas d’une modulation directe, le courant de polarisation du laser est directement relié à l’information électrique. La modulation externe utilise un modulateur optique faisant varier l’intensité du signal lumineux en sortie du laser. Un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder est généralement employé. Le Tableau II-1 compare les performances d’un modulateur de type Mach Zehnder « double série » représentant l’état de l’art de la modulation externe avec les caractéristiques d’une modulation directe [26].

<i>Paramètre</i>	<i>Modulation Directe</i>	<i>Modulation Externe</i>
<i>Longueur d'onde (μm)</i>	<i>0.85 ; 1.3 ; 1.55</i>	<i>1.3 ; 1.55</i>
<i>Fréquence de modulation Maximum (GHz)</i>	<i>30</i>	<i>150</i>
<i>Gain intrinsèque (dB)</i>	<i>De -35 à -5</i>	<i>De -30 à 30</i>
<i>Figure de bruit (dB)</i>	<i>De 20 à 60</i>	<i>De 4 à 30</i>
<i>IMFDR* Standard ($\text{dB-Hz}^{2/3}$)</i>	<i>De 100 à 114</i>	<i>112</i>
<i>IMFDR* linéarisé ($\text{dB-Hz}^{4/5}$)</i>	<i>120</i>	<i>130</i>

* IFMDR : Intermodulation-Free Dynamic Range (dB – Hz)

Tableau II-1 : Comparaison des performances d'un modulateur électro-optique Mach-Zehnder de type « double série » [26] et d'une modulation directe.

La modulation externe permet obtenir les meilleures performances (faible bruit, hautes fréquences...), et ne nécessite pas de réaliser une adaptation hyperfréquence entre le laser et la source RF. Malheureusement cette solution est plus onéreuse que la modulation directe.

Le récepteur optique est généralement constitué d'une photodiode qui génère un photocourant proportionnel à la puissance optique qu'elle reçoit. De multiples technologies coexistent pour la réalisation de photodiode. Les paramètres principaux permettant de faire un choix sont la longueur d'onde de fonctionnement, la vitesse et la sensibilité. Nous utiliserons ici des photodiodes PIN d'architecture classique du commerce : les photodiodes PDCS32T et 20T d'Albis qui sont décrites dans le paragraphe IV.1.

II.2 Principaux avantages de l'optique-hyperfréquence

L'utilisation de l'optique dans les systèmes hyperfréquences a plusieurs avantages :

→ Le premier avantage porte sur la distribution de signaux hyperfréquences par voie optique. En effet, les faibles poids et encombrement, l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques et la très large bande passante (jusqu'à 150 GHz) des fibres optiques les rendent très attrayantes, notamment pour les systèmes aéroportés. De plus, les pertes de propagation des fibres optiques sont bien inférieures à celles des câbles hyperfréquences. Leurs utilisations peuvent donc être avantageuses quand de grandes distances de propagation sont nécessaires (exemple : déport de l'antenne par rapport à la station de base d'un radar au sol).

→ Le deuxième avantage concerne les possibilités qu'offrent les systèmes optiques pour le traitement du signal hyperfréquence, c'est-à-dire la réalisation de fonctions plus ou moins élaborées [27]. Ainsi les coupleurs, circulateurs ou encore les charges adaptées présents dans des systèmes microondes peuvent être remplacés par un seul système.

Le principal défaut du transport de signal hyperfréquence par voie optique réside dans les pertes importantes des liaisons entre les domaines optique et microondes.

II.3 Pertes dans une liaison optique-hyperfréquence

Une chaîne optique-hyperfréquence classique, utilisant une modulation externe peut être modélisée par le schéma de la Figure II-4.

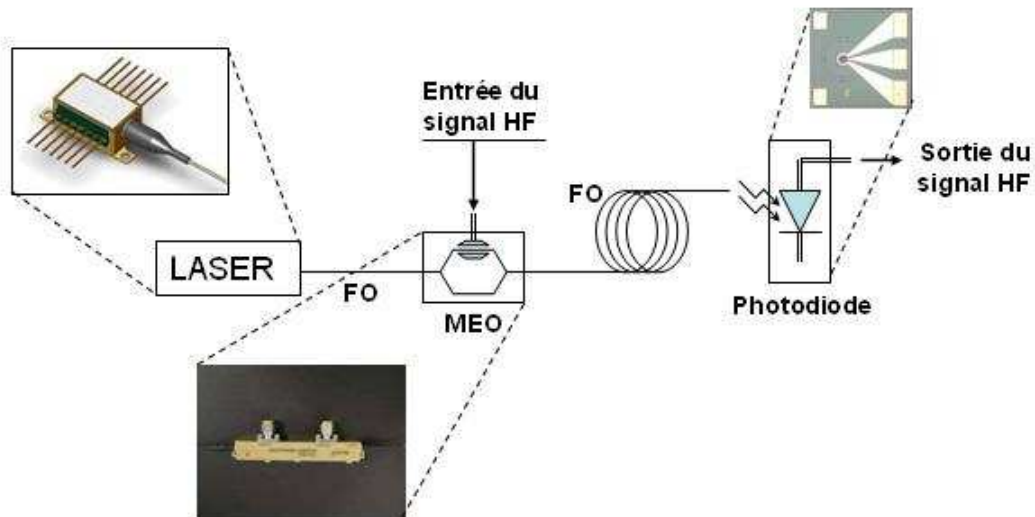


Figure II-4 : Chaîne optique hyperfréquence utilisant un Modulateur Electro-Optique (MEO)

Cette représentation permet d'identifier et de localiser les pertes :

- Les pertes d'insertion du modulateur électro-optique (MEO).

Lorsque le point de modulation est bien choisi, très peu de pertes sont introduites. Classiquement, un MOE n'introduit pas plus de quelques dB de pertes essentiellement dues à la connectique [28].

- Les pertes introduites par la fibre optique.

Une fibre optique monomode classique a une atténuation de 0.3 dB/km @ 1550 nm. Ces pertes très faibles sont donc négligeables dans le cas d'une application très courte distance.

- Les pertes de couplage entre la photodiode et la fibre optique.

L'alignement et la proximité de la fibre optique avec la zone active de la photodiode doivent être optimisés afin d'avoir un maximum de signal efficace.

- Le rendement de la photodiode.

Le rendement des photodiodes PIN que nous utiliserons est de l'ordre de 1 A/W. De tels rendements sont possibles aux fréquences centimétriques lorsque la photodiode est polarisée en inverse de façon à avoir une zone de collecte des photons importante et un temps de transit des électrons très court.

- Les pertes introduites par une désadaptation d'impédance entre la sortie de la photodiode et la partie HF.

En effet, classiquement les circuits microondes sont conçus pour avoir des impédances d'entrées normalisées à 50 Ω . Or, l'impédance de sortie d'une photodiode est très fortement réactive. Les pertes introduites par cette désadaptation sont considérables et entraînent un dysfonctionnement des systèmes microondes ainsi connectés.

II.4 Définition des contraintes du projet

L'étude menée par XLIM en collaboration avec Thales Alenia Space, a pour but de montrer la faisabilité de coupler une photodiode et un filtre planaire à 4 GHz via des systèmes passifs. Ce travail fait suite au projet IMUX utilisant des filtres supraconducteurs constitués de résonateurs identiques en forme de croix ouvertes. Dans ce cadre, l'emploi de circuits actifs transimpédances pour réaliser l'adaptation est exclu du fait de la chaleur à évacuer dans la zone froide dans le cas d'applications supraconductrices.

Par souci de simplicité, le filtre et le circuit d'adaptation seront réalisés sur un substrat d'alumine dorée afin d'éliminer dans un premier temps les difficultés de réalisation et de test dues à l'emploi de matériaux SHTC.

Les calculs de bilan de liaison optique montrent qu'il est préférable de faire débiter la photodiode sur une impédance élevée. Le filtre devra donc avoir une impédance d'entrée la plus élevée possible, tout en évitant d'augmenter de façon trop significative le produit RC vu par la photodiode, pour ne pas diminuer sa bande passante.

III FILTRE 4 POLES QUASI ELLIPTIQUE UTILISANT DES RESONATEURS EN CROIX OUVERTES

III.1 Technologie choisie : substrat d'Alumine métallisé

Le substrat choisi est de l'Alumine de permittivité relative $9.8 (\pm 0.1)$, d'épaisseur $635 \mu\text{m}$, et de tangente de pertes $\tan\delta = 0.0001$ à 4 GHz. Une métallisation constituée de couches successives de chrome, cuivre et d'or (épaisseur totale $8 \mu\text{m}$) est disposée sur les deux faces du substrat avant gravure.

Le substrat et la métallisation choisis permettent d'utiliser la technique de gravure chimique pratiquée dans la salle blanche du laboratoire XLIM. Les pertes relativement importantes de cette technologie en bande C, n'autorisent pas la réalisation de filtres de bande passante relative à 4 GHz inférieure à 3 % et possédant des pertes d'insertion faibles.

Le substrat d'alumine permet de réaliser des lignes microrubans dont les valeurs des impédances caractéristiques Z_C , n'excède pas 100Ω . En effet pour $Z_C > 100 \Omega$, les largeurs des lignes sont très fines ce qui implique une précision de gravure difficile à atteindre et des pertes importantes (Figure II-5).

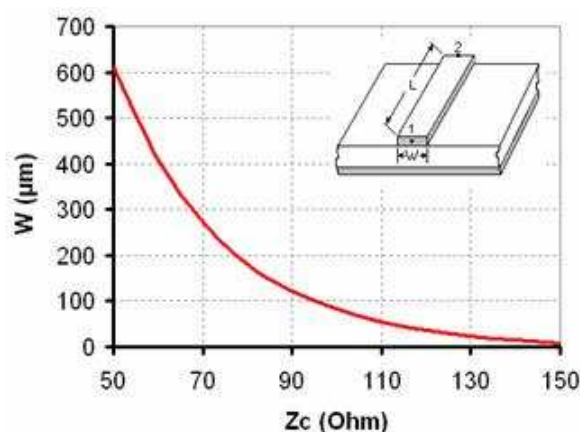


Figure II-5 : Largeur d'une ligne microruban en fonction de son impédance caractéristique Z_c déterminée à l'aide de LineCalc.

III.2 Topologie du filtre et gabarit retenu

Le filtre planaire microruban 4 pôles pseudo-elliptique constitué de résonateurs en croix ouvertes développé par Frédéric Rouchaud à XLIM a été retenu (Figure II-6) [29] :

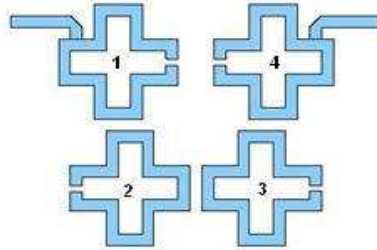


Figure II-6 : Filtre quasi-elliptique quatre pôles utilisant des résonateurs demi-onde en forme de croix ouverte [29].

Il présente le gabarit suivant :

- ▶ Fréquence centrale : $f_0 = 4$ GHz
- ▶ Bande passante équiondulation : $\Delta f = 130$ MHz ($\Delta f/f_0 = 3,25$ %)
- ▶ Réflexion dans la bande : $|S_{11}|_{\max} < -17,5$ dB
- ▶ Bande entre les 2 zéros : 290 MHz.

La matrice de couplage idéale, $M_{idéale}$ (7), et les résistances d'entrée-sortie, Re et Rs (8), sont calculées à partir du gabarit fixé en utilisant le logiciel FELO développé en partenariat avec l'INRIA et le CNES [5].

$$M_{idéale} = \begin{bmatrix} 0 & 0.897 & 0 & -0.139 \\ 0.897 & 0 & 0.757 & 0 \\ 0 & 0.757 & 0 & 0.897 \\ -0.139 & 0 & 0.897 & 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$Re = Rs = 1.1067 \quad (8)$$

Les coefficients M_{ij} de la matrice (7) définissent les couplages entre les résonateurs i et j du filtres. Les coefficients M_{ii} définissent le décalage en fréquence du résonateur i par rapport à la fréquence centrale du filtre. Les résistances d'entrées/sorties, respectivement R_e et R_s , définissent les couplages d'excitation entre le filtre et les lignes d'accès.

Le filtre, monté en boîtier afin de limiter les pertes par radiation, présente les réponses de la Figure II-7.

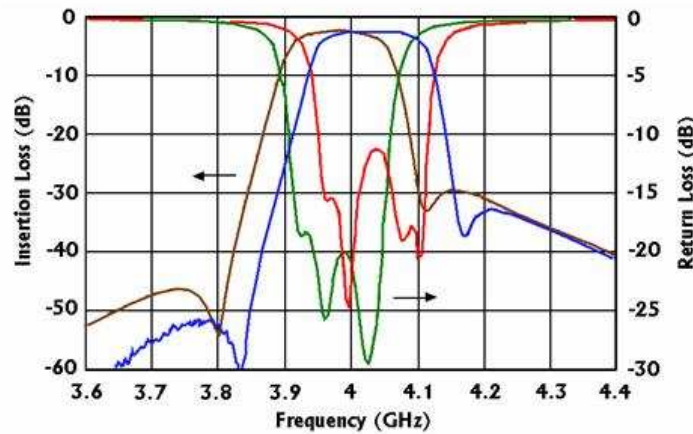


Figure II-7 : Mesures et simulations du filtre 4 pôles pseudo-elliptique développé par Frédéric Rouchaud

Un léger décalage en fréquence entre les résultats de simulation et de mesure est observé. Les réponses expérimentales peuvent être corrigées en utilisant des vis de réglages pour modifier les coefficients de couplage inter-résonateurs et les fréquences de résonance [29]. Les pertes d'insertion du filtre sont de l'ordre de 2 dB dans la bande passante.

Cette topologie, éprouvée, avec une adaptation en entrée et en sortie de 50Ω , ne peut être directement couplée à une photodiode.

Compte tenu des remarques sur le bilan de liaison, dans un premier temps, il paraît judicieux de modifier le filtre choisi afin qu'il présente un accès haute impédance. La réduction de la bande passante de la photodiode liée à l'augmentation du produit RC sera compensée par l'utilisation de photodiode large bande (c'est-à-dire de bande passante à 3 dB très supérieure à 4GHz).

III.3 Filtre asymétrique 50Ω/100Ω

III.3.1 Intérêt d'un accès haute impédance

L'impédance choisie pour l'un des accès du filtre est de 100 Ω, l'autre étant maintenu à 50 Ω. Des simulations, effectuées sous le logiciel ADS d'Agilent en modélisant le comportement RF d'une photodiode de bande passante 15 GHz sous 50 Ω à l'aide d'un schéma équivalent (Figure II-8), valident ce choix.

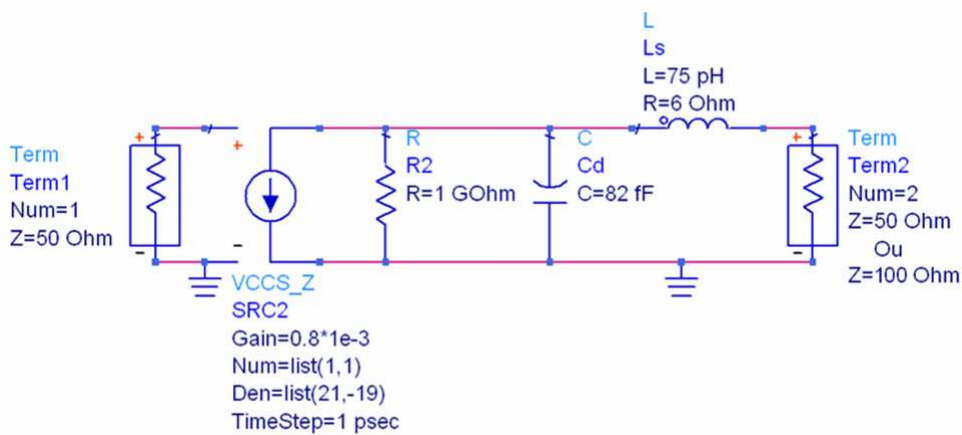


Figure II-8 : Schéma équivalent d'une photodiode de bande passante 15 GHz (sous 50 Ω)

Les réponses en transmission de la photodiode, sur la bande de fréquence 0-25 GHz, sont présentées Figure II-9 lorsque celle-ci débite sur des charges de 50 Ω et 100 Ω.

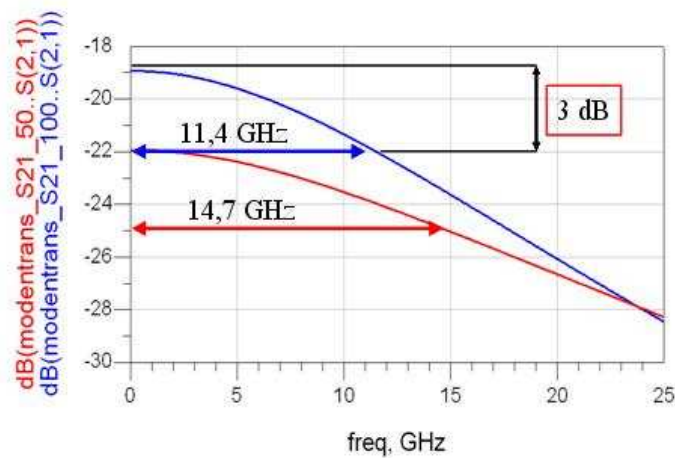


Figure II-9 : Réponses en transmission de la photodiode chargée sur 50 Ω (courbe rouge) et sur 100 Ω (courbe bleue)

Ces simulations mettent en évidence l'augmentation de 3 dB de l'adaptation hyperfréquence aux basses fréquences lors du passage d'une charge en sortie de 50 à 100 Ω ainsi qu'une diminution de 22 % de la bande passante.

III.3.2 Développement du filtre asymétrique 100 Ω/ 50 Ω

Pour développer le filtre asymétrique (un accès 100 Ω, l'autre 50 Ω), la matrice idéale du filtre 4 pôles précédent est conservée. Par contre, les positions et dimensions des résonateurs en croix ouverte ainsi que des accès sont modifiées.

Une analyse segmentée de la structure permet dans un premier temps de déterminer de façon approchée l'ensemble des grandeurs caractéristiques du filtre. Puis, la correction des dimensions s'effectue en utilisant la méthode basée sur l'identification des matrices de couplage idéale du filtre et issue de l'analyse électromagnétique globale (Figure II-10).

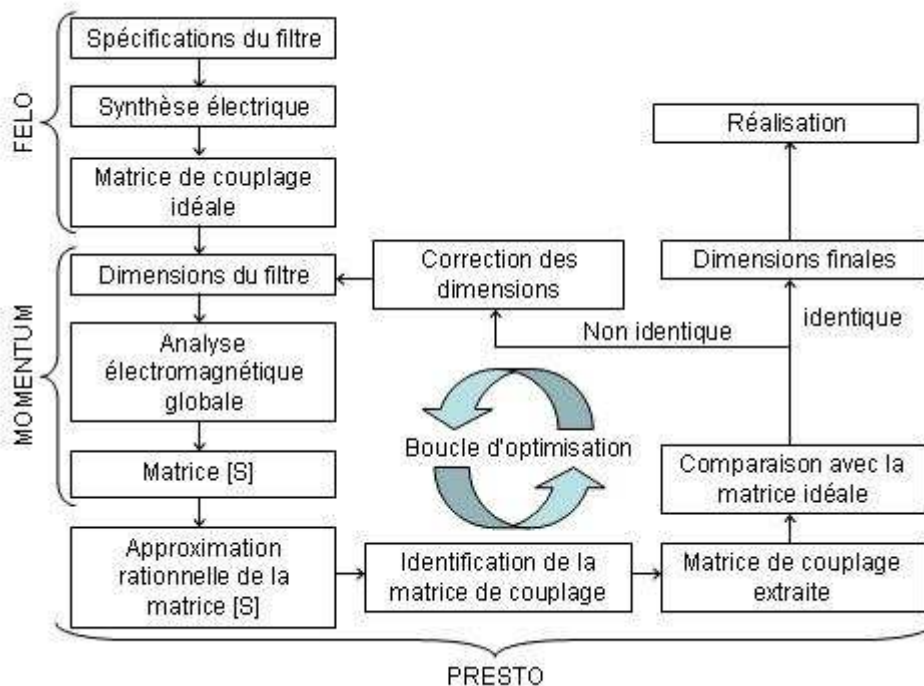
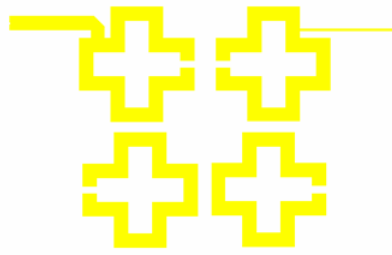


Figure II-10 : Schéma récapitulatif du déroulement de la conception d'un filtre [5]



$$M_{\text{identifiée}} = \begin{bmatrix} -0,013 & 0,891 & 0 & -0,139 \\ 0,891 & -0,066 & 0,76 & 0 \\ 0 & 0,76 & -0,071 & 0,891 \\ -0,139 & 0 & 0,891 & -0,021 \end{bmatrix}$$

$$R_e = 1,113, R_s = 1,105$$

Figure II-11 : Topologie et matrice identifiée du filtre asymétrique 100 Ω / 50 Ω.

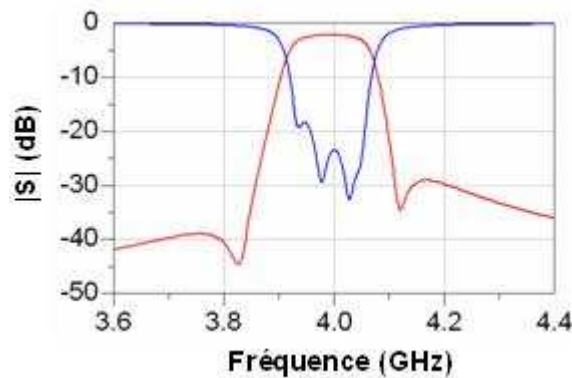


Figure II-12 : Simulation du filtre asymétrique 100 Ω / 50 Ω.

Cette méthode de réglage permet de converger rapidement vers les réponses fixées par le cahier des charges (Figure II-11 et Figure II-12).

III.4 Implantation de la polarisation

Le filtre 4 pôles choisi pour l'étude utilise des couplages inter-résonateurs de proximité et des couplages d'entrée-sortie par contact. Il est donc impossible d'amener la source de tension continue permettant la polarisation de la photodiode par l'accès SMA en sortie du système (accès 50 Ω). La photodiode peut cependant être polarisée par l'intermédiaire de son accès coplanaire (Figure II-13) relié à la ligne microruban d'excitation d'impédance caractéristique 100 Ω, du filtre développé précédemment.

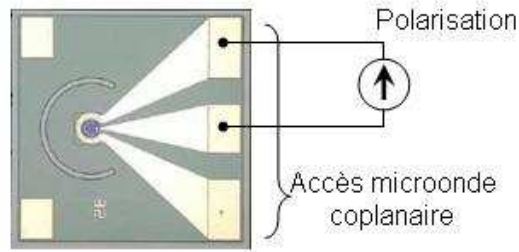


Figure II-13 : Implantation de la polarisation et de la sortie microonde d'une photodiode.

Le circuit de polarisation doit être implanté de façon à ne pas modifier la réponse RF du système. Le circuit classique de polarisation (self + capacité) sera donc relié au premier résonateur du filtre en son milieu, lieu où l'impédance de la ligne résonnante est minimum. En effet, en considérant $Z(d)$ l'impédance locale à une distance d d'une des extrémités d'un résonateur de longueur $\lambda/2$, en $d = \lambda/4$, $Z(d) = V(d)/I(d)$ est minimum (Figure II-14).

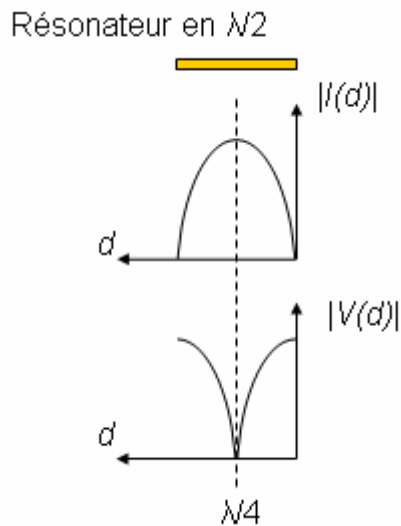
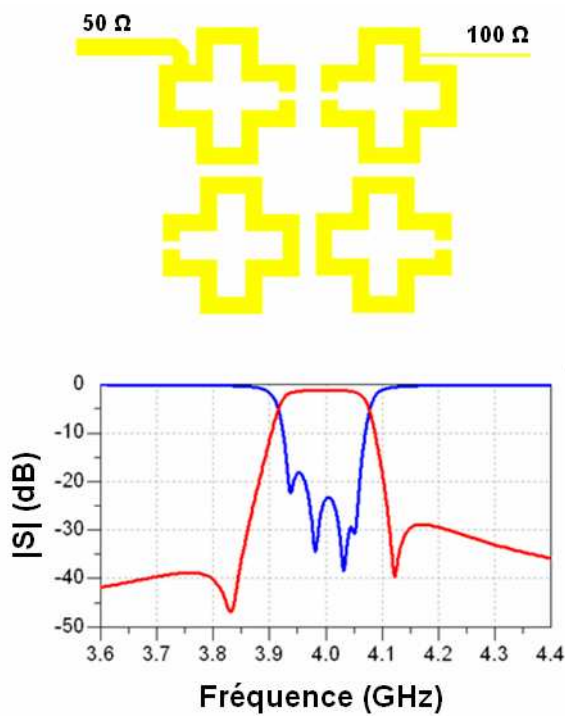
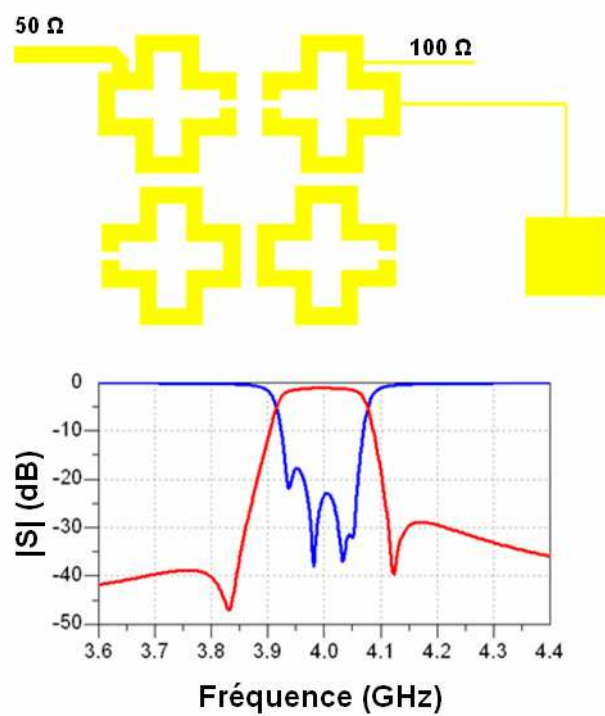


Figure II-14 : Représentation des modules du courant et de la tension sur un résonateur en $\lambda/2$ en fonction de la distance à une extrémité (d)

En connectant en ce point une ligne microruban d'impédance caractéristique 100Ω reliée à un patch pour amener la polarisation, le transfert énergétique est quasi nul autour de 4 GHz entre le circuit RF et l'accès DC. Cela se traduit par une non modification des réponses du filtre (Figure II-15).



a) Simulation EM et masque sous Momentum du filtre asymétrique **sans** circuit de polarisation



b) Simulation EM et masque sous Momentum du filtre asymétrique **avec** circuit de polarisation

Figure II-15 : Influence de l'accès DC (polarisation de la photodiode) sur les performances du filtre 4 pôles asymétrique.

IV ETUDE DES PHOTODIODES, MODELISATIONS

Afin de réaliser un circuit d'adaptation performant, il faut connaître précisément les caractéristiques électriques des deux éléments à connecter.

Classiquement, les impédances complexes des deux éléments, respectivement Z_g et Z_L , doivent être conjuguées afin d'assurer un transfert énergétique optimal (Figure II-16).

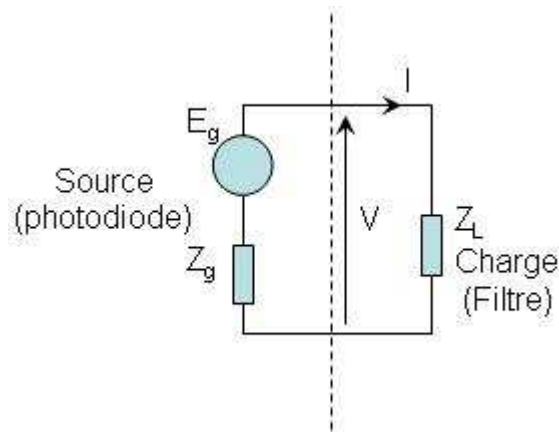


Figure II-16 : Schéma de principe d'un système source - charge

Dans notre cas, la photodiode représente la source et la charge est l'impédance d'entrée du filtre.

L'impédance de la charge est connue : $Z_L = 50 \Omega$, pour le filtre original « classique », ou $Z_L = 100 \Omega$ pour le filtre asymétrique $100 \Omega / 50 \Omega$.

Par contre, l'impédance de sortie de la photodiode n'est pas précisément connue. Il nous faut donc choisir une photodiode et mesurer ses caractéristiques électriques afin de connaître son impédance de sortie pour développer un circuit d'adaptation correct.

IV.1 Photodiodes Albis PDCS32T et PDCS20T, modélisation.

IV.1.1 Mesures en réflexion et extraction de l'impédance de sortie

Deux photodiodes sont choisies pour commencer l'étude, la PDCS32T [30] et PDCS20T [31] d'Albis. Elles ont respectivement une bande passante minimale (sous 50 Ω) de 12 et 20 GHz. Leurs caractéristiques principales sont résumées dans le Tableau II-2.

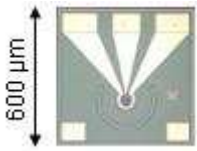
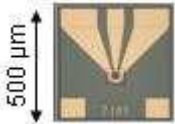
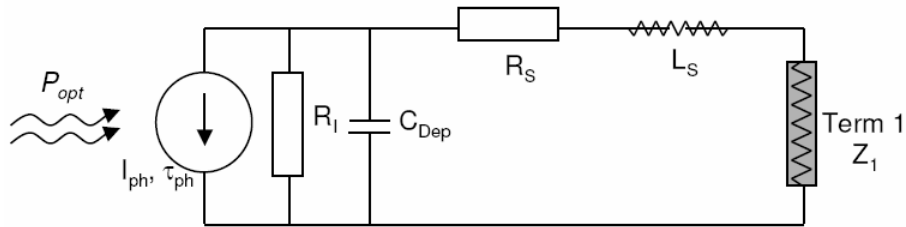
	 <i>PDCS32T</i>	 <i>PDCS20T</i>
<i>Diamètre de la zone photosensible</i>	<i>32 μm</i>	<i>20 μm</i>
<i>Rendement @ 1550 nm (min/type)</i>	<i>0.8 / 0.95 A/W</i>	<i>0.8 / NC A/W</i>
<i>Bande passante (min/type)</i>	<i>12 / 15 GHz</i>	<i>20 / NC GHz</i>
<i>Tension inverse nominale de fonctionnement</i>	<i>2.5 V ($V_p \text{ max} = 25V$)</i>	<i>5 V ($V_p \text{ max} = 25V$)</i>

Tableau II-2 : Caractéristiques principales des photodiodes PDCS32T et PDCS20T d'Albis

Le fabricant fournit également un schéma équivalent de la photodiode de bande passante 12 GHz (PDCS32T), extrait de mesures réalisées pour une tension de polarisation de $V_p = 2$ V (Figure II-17).



Extracted from measured s-parameters (on-chip) $V_R = 2.0$ V

Where:

$$I_{ph} = P_{opt} \cdot R \cdot \frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot \tau_{ph}}$$

(first order low-pass filter)

$$R_l = 1 \text{ G}\Omega$$

$$C_{Dep} = 143 \text{ fF} \quad Z_1 = 50 \Omega$$

$$R_s = 7 \Omega \quad \tau_{ph} = 13 \text{ ps}$$

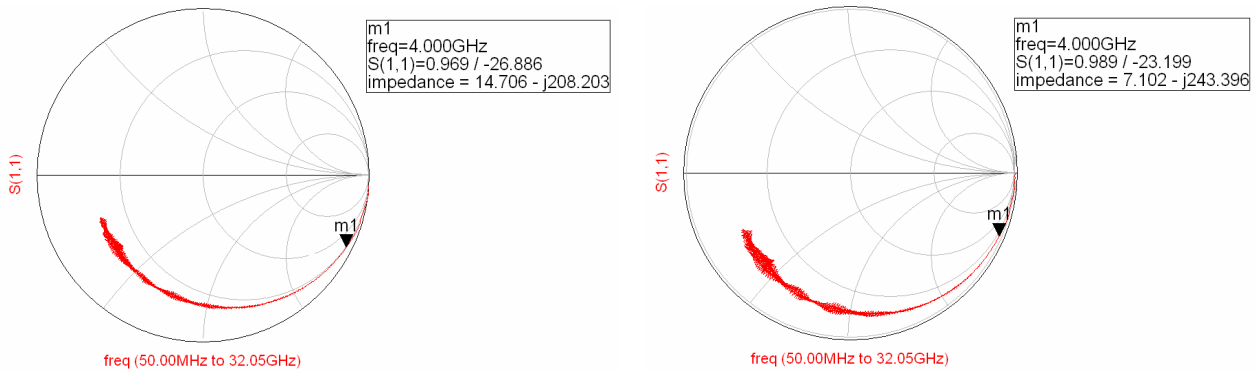
$$L_s = 73 \text{ pH} \quad R = 0.9 \text{ AW}$$

Figure II-17 : Schéma équivalent de la Photodiode PDCS32T et valeurs des éléments pour une tension de polarisation $V_p = V_R = 2$ V

Le courant I_{ph} dépend de l'éclairement (P_{opt}).

Afin de qualifier précisément les photodiodes, les paramètres en réflexion sans éclairement (S_{11}) pour différentes tensions de polarisation appliquées ont été mesurés. Pour cela la photodiode est directement connectée à une station sous pointes (Figure II-18).

A partir de ces mesures, il est possible d'extraire l'impédance de sortie de la photodiode autour de 4 GHz.



a) Mesures de S_{11} , pour $V_p = 0.4$ V

b) Mesures de S_{11} , pour $V_p = 5$ V

Figure II-18 : Mesure de S_{11} en module et en phase, pour différentes tensions de polarisation (V_p), Modèle PDCS32T.

La Figure II-19 présente l'évolution de la partie réelle R_s et de la partie imaginaire X_s de l'impédance des photodiodes, respectivement PDCS32T et PDCS20T, en fonction de la tension de polarisation V_p .

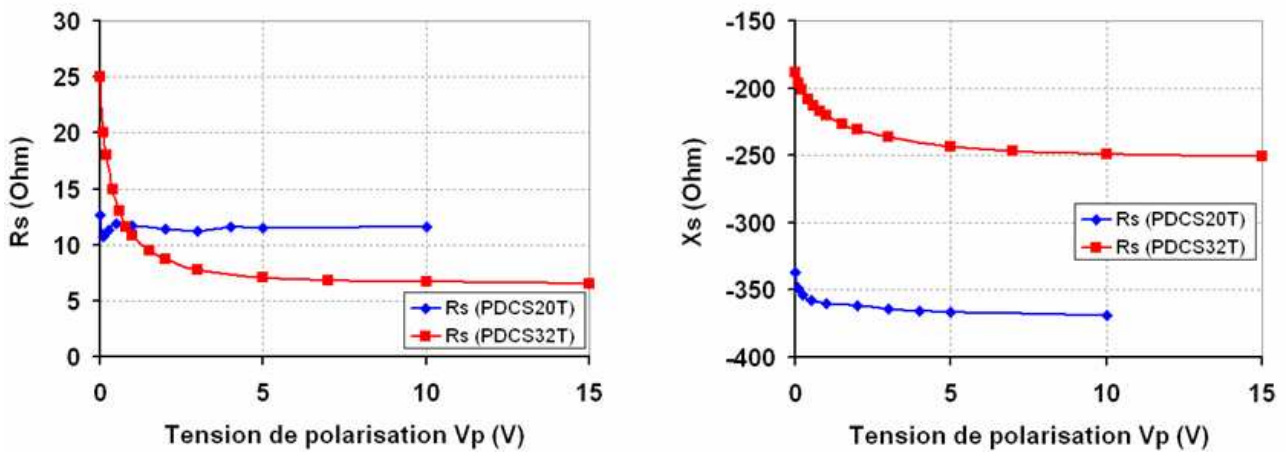


Figure II-19 : Evolution de R_s et X_s à 4 GHz en fonction de la tension de polarisation pour les deux photodiodes mesurées

Le modèle PDCS32T (12 GHz BW), présente une forte évolution de son impédance de sortie en fonction de la tension de polarisation V_p lorsque celle-ci est inférieure à 5 V. Ce phénomène s'explique par une variation de la capacité interne de la photodiode. Afin d'élaborer un

modèle précis pour optimiser le couplage avec le filtre, il est nécessaire de s'intéresser au fonctionnement d'une photodiode PIN.

IV.1.2 Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN

Dans une photodiode de type P-N ou de type PIN il y a trois zones distinctes à considérer : une zone de déplétion ou de charge d'espace (ZCE) et deux régions neutres de type N et P (Figure II-20).

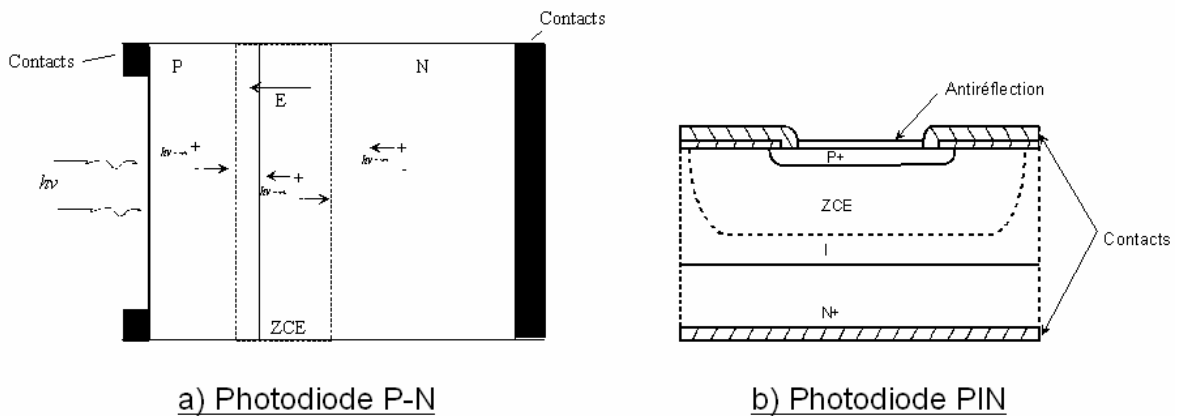


Figure II-20 : Schémas en coupe d'une photodiode de type P-N et d'une photodiode PIN

Dans les deux configurations P-N ou PIN, les porteurs photogénérés sont collectés par le champ électrique à l'intérieur de la ZCE (Zone de charge d'espace).

Pour une bonne efficacité quantique, la majorité des photoporteurs devra être créée dans la zone de charge d'espace (ZCE) pour éviter les recombinaisons. Ainsi, chaque paire créée contribue au courant externe.

Une zone de charge d'espace importante permet également d'avoir une fréquence de fonctionnement élevée et donc une large bande passante. En effet la bande passante est limitée par la capacité interne de la diode elle-même fonction de la zone de charge d'espace (9).

$$C = \frac{\epsilon_{sc}}{W} A \quad (9)$$

Avec : C, la capacité interne de la photodiode

ϵ_{sc} , la permittivité relative du substrat

A , la surface photosensible

W , la largeur de la zone de charge d'espace

Donc, en augmentant la tension appliquée en inverse à la photodiode, la largeur de la zone de charge d'espace croît, la capacité interne de la photodiode diminue et la bande passante augmente.

Dans le cas de la photodiode PIN, la taille de la zone de charge d'espace est augmentée artificiellement en ajoutant une zone intrinsèque. Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque. Les photoporteurs atteignent alors très vite leur vitesse limite, ce qui permet donc de travailler à des fréquences élevées. De plus, le champ électrique dans la région de déplétion empêche la recombinaison des porteurs, d'où une sensibilité accrue.

Il faut également noter que la capacité C diminue avec l'accroissement de la largeur de la zone de charge d'espace et donc en fonction de la tension de polarisation (V_p). C'est pourquoi est observée sur les courbes expérimentales une augmentation (en valeur absolue) de la partie réactive de l'impédance de sortie (Figure II-19).

Ces variations faibles peuvent permettre de corriger les défauts d'une adaptation déjà présente. C'est pourquoi, la photodiode PDC32T d'Albis de bande passante 12 GHz a été choisie pour être couplée au filtre de fréquence centrale 4 GHz car la variation de son impédance de sortie est plus importante que le modèle de bande passante 20 GHz.

IV.2 Extraction du schéma équivalent de la photodiode PDCS32T

En partant du schéma équivalent et des données du fabricant relatives à la photodiode PDCS32T (Figure II-17 et [30]), ainsi que des mesures réalisées en réflexion (Figure II-19), un schéma équivalent de la photodiode a été extrait (Figure II-21).

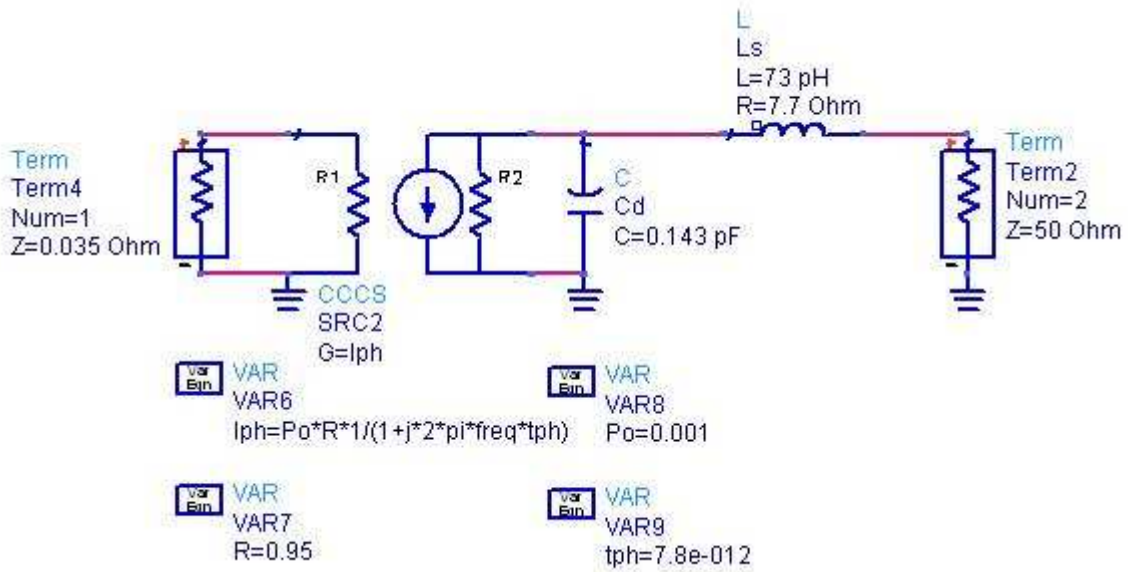


Figure II-21 : Schéma équivalent de la photodiode PDCS32T, pour $V_p = 2.5 V$

Le schéma équivalent est optimisé à partir et des mesures réalisées et en tenant compte des paramètres constructeurs. Le logiciel ADS d'Agilent qui dispose dans sa librairie du module « CCCS » pour « Linear Current-Controlled Current Source » a été utilisé. Cette source de courant linéaire directement pilotée par la fréquence incidente (freq) permet d'obtenir un modèle valable après optimisation des paramètres, tant en transmission qu'en réflexion. Le niveau global du signal en transmission n'est cependant pas précisément défini. En effet celui-ci dépend directement de la puissance optique incidente.

Ce modèle, optimisé pour une tension $V_p = 2.5 V$ et pour une fréquence de 4GHz, peut cependant être utilisé sur toute la bande passante de la photodiode.

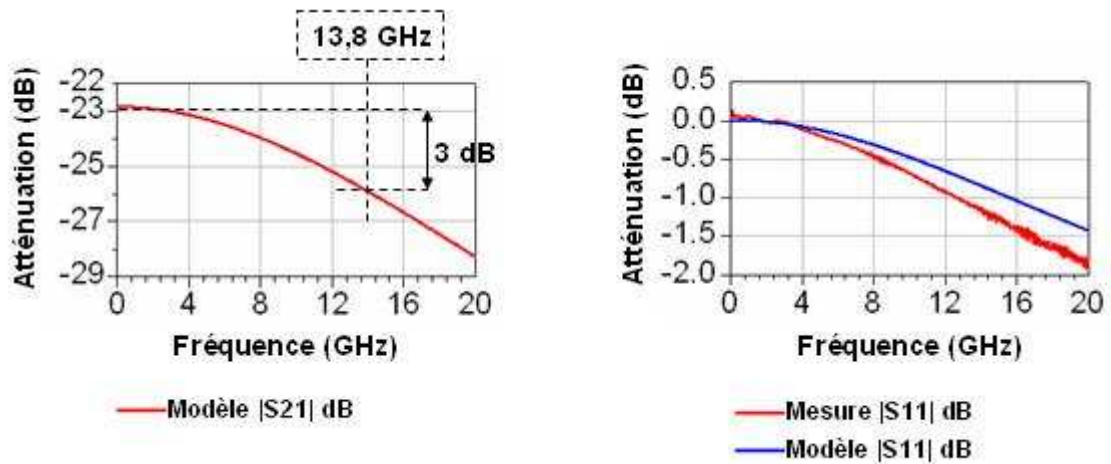


Figure II-22 : Réponses en réflexion et en transmission de la photodiode : comparaison simulations - mesures

En effet, la Figure II-22 montre la bonne concordance des réponses en réflexion obtenues avec le modèle. La bande passante obtenue en simulation de 13.8 GHz est à comparer à la valeur typique de 15 GHz. L'écart entre la mesure et les simulations sur le module du paramètre de réflexion n'excède pas 0.4 dB sur toute la bande passante. Enfin, les valeurs de l'impédance de sortie de la photodiode en simulation et en mesure sont très voisines quelle que soit la fréquence. Les données obtenues après optimisation sont très proches de celles fournies par le constructeur.

V CONCEPTION DU CIRCUIT D'ADAPTATION

Les impédances, présentes à l'interface optique-microondes étant parfaitement connues (Figure II-23), il est maintenant possible de concevoir le circuit d'adaptation.

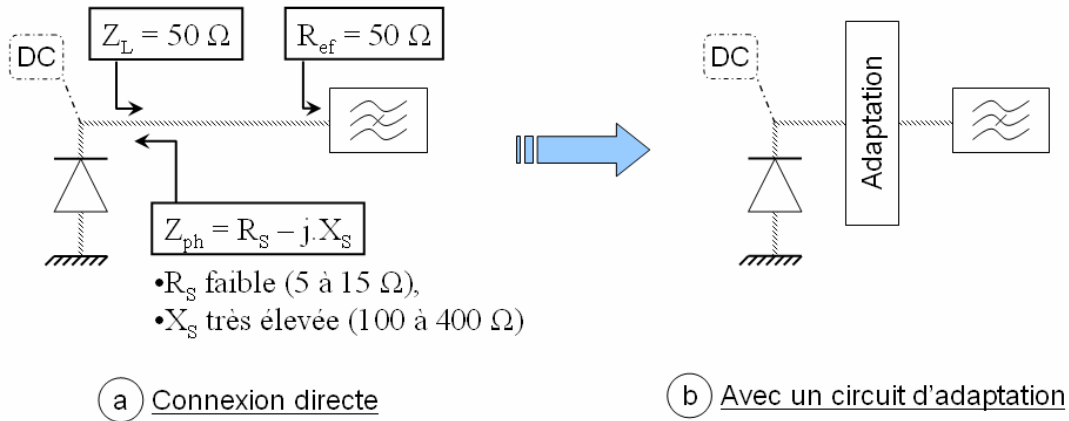


Figure II-23 : a) Impédances mises en jeu dans l'interface optique-microonde, b) Insertion d'un circuit d'adaptation

La puissance transmise à la charge Z_L (le filtre microondes), est directement proportionnelle à :

$$P_{TRANSMISE} \propto \Re \left[\frac{Z_L}{\Re^2(Z_L + Z_{ph}) + \Im^2(Z_L + Z_{ph})} \right] \quad (10)$$

Le pourcentage de puissance transmise dans le cas d'une connexion directe sur une charge de 50 Ω par rapport au cas d'une adaptation parfaite ($Z_L = Z_{ph}^*$) en prenant l'impédance Z_{ph} mesurée pour la photodiode PDCS32T polarisée à $V_p = 2,5$ V et à $f = 4$ GHz est :

$$\frac{P_{transmit}(Z_L = 50\Omega)}{P_{transmit}(Z_L = Z_{ph}^*)} \approx 2,8\% \quad (11)$$

L'efficacité de la connexion directe est donc très faible (environ -15 dB par rapport au cas optimal).

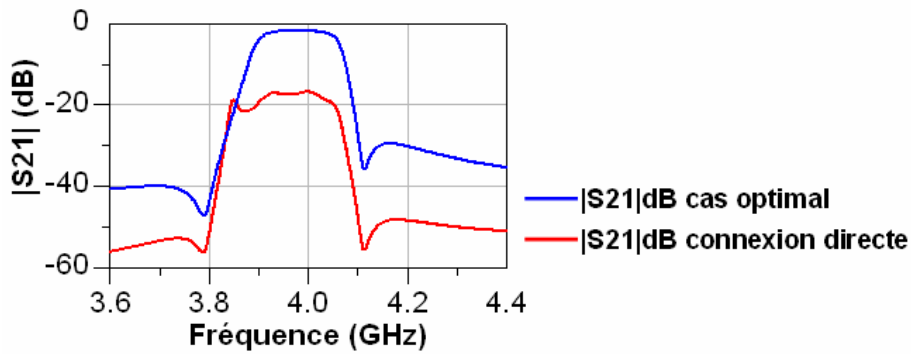


Figure II-24 : Réponses en transmission du filtre 4 pôles symétrique relié à une charge de 50Ω , et directement à l'impédance complexe de la photodiode

La comparaison des réponses en transmission obtenues en simulation du filtre symétrique connecté à respectivement une charge 50Ω et directement à la photodiode (Figure II-24), permet de retrouver l'atténuation théorique annoncée de 15 dB.

De plus, une déformation importante de la réponse du filtre a également été mise en évidence dans le cas de la connexion directe avec la photodiode.

L'insertion d'un circuit d'adaptation entre la photodiode et le filtre, devrait permettre d'améliorer le rendement en puissance et/ou de ne pas déformer la réponse du filtre. Mais, pour choisir ce circuit annexe placé à proximité du filtre RF, il faut également tenir compte de la chaleur apportée, car dans l'application visée, le filtre supraconducteur fonctionne à la température de l'azote liquide et toute élévation de la température risque de perturber le fonctionnement du filtre.

Il est également à noter que l'insertion du circuit de polarisation de la photodiode peut modifier les impédances mises en jeu et donc l'adaptation.

Les différents types d'adaptation envisageables dans le cas d'une photodiode vont être listés dans la suite.

V.1 Adaptation active utilisant un amplificateur transimpédance

Afin d'utiliser les photodiodes dans leurs régimes nominaux, il est nécessaire qu'elles soient polarisées en inverse. Le circuit de polarisation le plus simple ainsi que son schéma équivalent petits signaux sont illustrés Figure II-25.

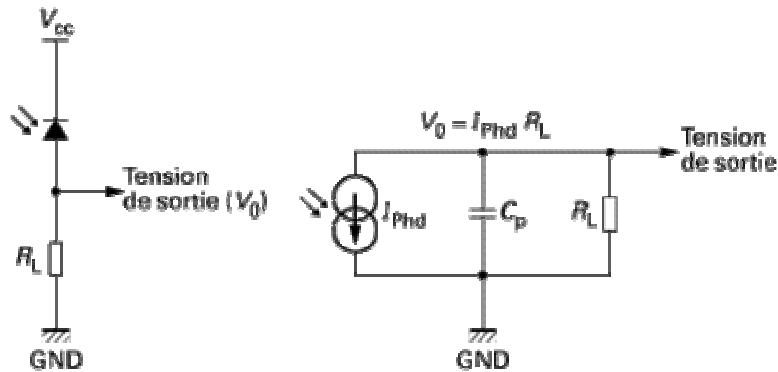


Figure II-25 : Polarisation de la photodiode et schéma équivalent

Ce circuit de polarisation est utilisable lorsque les fréquences transmises sont relativement faibles.

Pour une puissance lumineuse constante, le courant I_{Phd} délivré par la photodiode est constant. Plus la résistance de charge R_L est élevée, plus la puissance de sortie (produit $R_L \cdot I_{Phd}^2$) est élevée. On a donc tout intérêt à choisir une résistance de charge la plus élevée possible.

Cependant, aux fréquences microndes, le produit $R_L \cdot C_p$ limite considérablement la bande passante. En effet, dans le cas de la photodiode PDCS32T étudiée précédemment, l'association de la capacité interne de 0.13 pF avec une résistance de charge de 1 K Ω , constitue un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure vaut :

$$F_c = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_L \cdot C_p} = 1,22 \text{ GHz} \quad (12)$$

La bande passante nominale de la photodiode étant de 12 GHz, la fréquence de fonctionnement du circuit est donc considérablement limitée par la résistance de charge. Ce schéma ne pourra alors s'appliquer qu'aux systèmes basses fréquences favorisant la puissance transmise au dépend de la fréquence de travail.

Afin de s'affranchir de cette limitation, un amplificateur opérationnel large bande monté en amplificateur « transimpédance » est classiquement utilisé pour effectuer la transformation courant-tension (Figure II-26). Lorsque l'amplificateur est considéré comme idéal, la tension (V_0) de sortie du circuit est directement proportionnelle au photocourant généré par la photodiode. La bande passante du circuit ne dépend pas de la résistance R_F , mais uniquement du courant de fuite sur l'entrée inverseuse de l'amplificateur opérationnel.

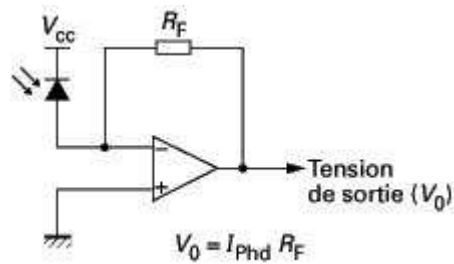
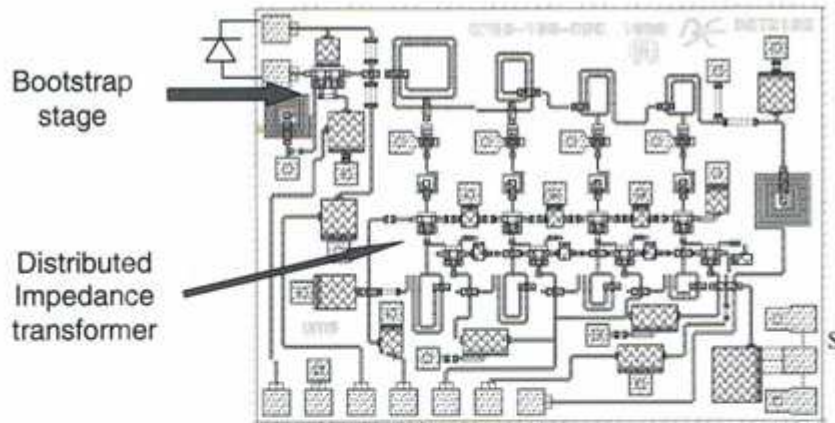


Figure II-26 : Amplificateur transimpédance

L'impédance de sortie d'un amplificateur opérationnel idéal, s'apparente à la résistance série d'un générateur de tension. Dans ce cas, l'adaptation d'impédance est donc aisée.

Cependant, un amplificateur opérationnel idéal est très complexe à réaliser aux fréquences microondes. Un exemple de réalisation utilisant un montage bootstrap constitué de transistors FET et d'un amplificateur distribué est présenté Figure II-27 [32].



Combined architecture: bootstrap and distributed amplifier.

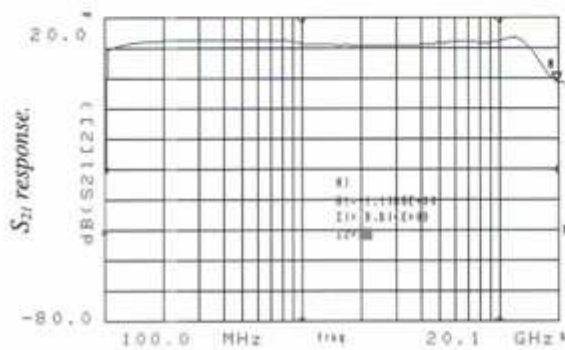


Figure II-27 : Transformateur d'impédance pour photodiode en technologie MMIC [32]

Un tel circuit permet d'obtenir un gain important (20 dB) sur une très large bande de fréquence (20 GHz dans le circuit présenté dans [32]).

Cependant, dans le cadre de notre étude, l'interface optoélectronique doit pouvoir s'insérer dans le packaging d'un filtre supraconducteur. L'apport de chaleur, inhérent à l'utilisation de circuits actifs, dans la zone froide perturbera le fonctionnement du filtre. L'utilisation de circuits transimpédances est donc impossible pour l'application fixée.

V.2 Adaptation en connectant une résistance Rp entre la sortie de la photodiode et la masse

V.2.1 Principe

La technique la plus simple pour s'affranchir de la réduction de bande passante consiste à placer entre la sortie de la photodiode et la masse une résistance Rp de valeur standard 50 Ω.

Dans notre cas, le circuit de polarisation implanté sur le premier résonateur du filtre permet de s'affranchir du problème de réduction de bande passante (cf § III.4). L'intérêt de placer en sortie une résistance entre la masse et la photodiode est d'adapter les impédances du circuit source (photodiode + résistance parallèle) à la charge (filtre).

La photodiode est dans ce cas connectée au filtre par l'intermédiaire d'une ligne microruban de longueur l et d'impédance caractéristique $Z_c = 50 \Omega$ (Figure II-28).

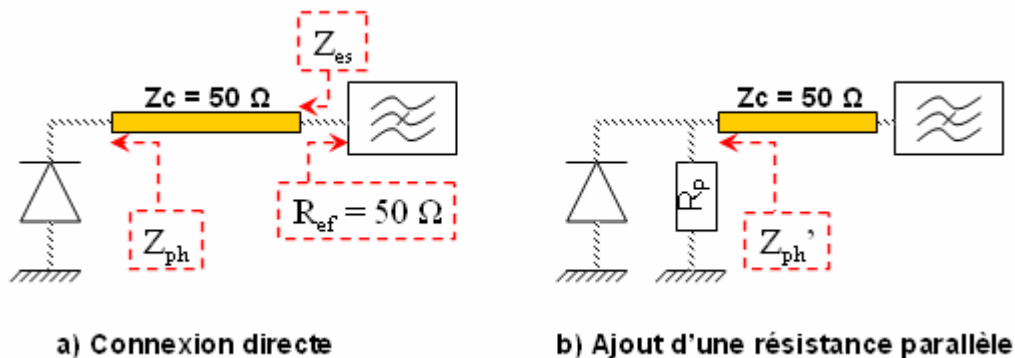


Figure II-28 : Schéma de montage directe (a) et de montage incluant une résistance parallèle court-circuitant la photodiode (b).

Dans le cas a) de la Figure II-28, l'impédance Z_{es} « vue » par le filtre est alors :

$$Z_{es} = Z_c \frac{Z_{ph} + j \cdot Z_c \cdot \tan(\beta \cdot l)}{Z_c + j \cdot Z_{ph} \cdot \tan(\beta \cdot l)} \approx Z_{ph} \quad (13)$$

$$\text{Avec } \beta = 2\pi / \lambda \text{ et } l \ll \lambda$$

Les impédances seront donc très peu modifiées du fait de la faible longueur relative de la ligne microruban ($l \ll \lambda$).

Dans le cas b) de la Figure II-28, l'impédance Z_{ph}' de la source constituée par l'impédance de la photodiode et de la résistance parallèle R_p est définie par :

$$Z_{ph}' = R_p \cdot \left(\frac{Z_{ph}}{R_p + Z_{ph}} \right) \quad (14)$$

Dans le cas de la photodiode PDCS32T polarisée à $V_p = 2,5$ V et à $f = 4$ GHz, les impédances mises en jeu sont les suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} R_p = 50\Omega \\ Z_{ph} = 8 - j \cdot 235 \end{array} \right\} \Rightarrow Z_{ph}' \approx 47,5 - j \cdot 10 \quad (15)$$

L'adjonction de la résistance de 50Ω en parallèle de la photodiode permet donc de se rapprocher de l'impédance de 50Ω .

Le même calcul pour une résistance parallèle de 100Ω donne :

$$\left. \begin{array}{l} R_p = 100\Omega \\ Z_{ph} = 8 - j \cdot 235 \end{array} \right\} \Rightarrow Z_{ph}' \approx 84 - j \cdot 35 \quad (16)$$

Les simulations de la photodiode associée à des filtres d'impédance d'entrée de 50Ω et de 100Ω , incluant des résistances en parallèle respectivement de 50Ω et de 100Ω , ainsi que des cas idéaux (impédances d'entrée et de source identiques) sont présentées Figure II-29.

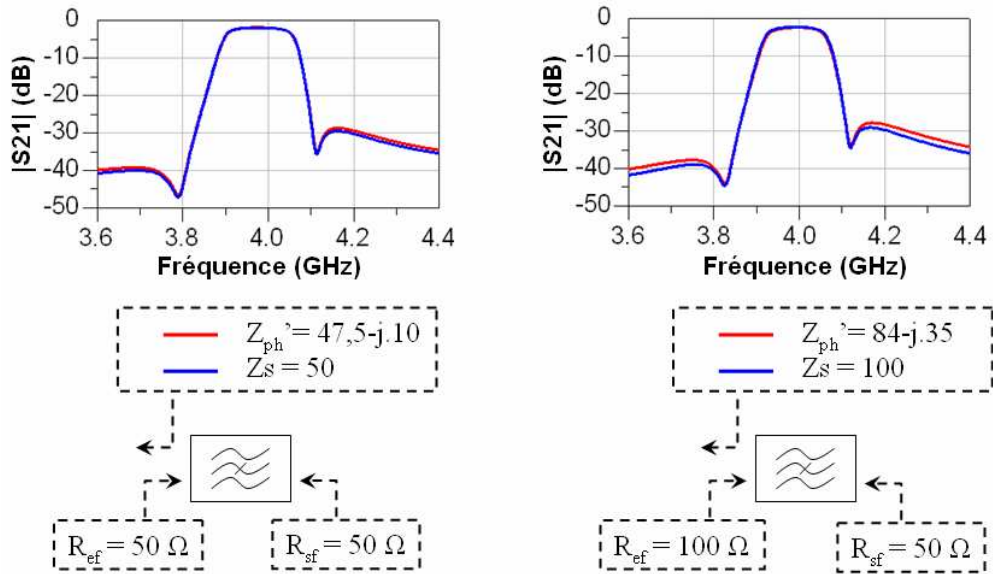


Figure II-29 : Réponse en transmission du filtre symétrique 50Ω/50Ω et du filtre asymétrique 100Ω/50Ω associé à la photodiode avec résistance en parallèle, et cas idéaux

Ces comparaisons montrent l'intérêt d'intégrer une résistance entre la photodiode et la masse : les réponses en fréquence ne sont quasiment pas modifiées (Figure II-29). Cependant la puissance transmise par photodiode au circuit est fortement diminuée par la résistance parallèle qui consomme une grande partie de la puissance RF.

En effet, il est possible d'exprimer le pourcentage de puissance transmise par rapport à la puissance disponible de la photodiode en fonction de la résistance parallèle R_p , de l'impédance Z_{es} et de l'impédance de sortie de la photodiode $Z_{ph} = R_{ph} + j \cdot X_{ph}$ lorsque $Z_{es} = R_p = Z_C = R$:

$$\frac{P_{transmit}(Z_L = R_p // Z_{es} = R/2)}{P_{transmit}(Z_L = Z_{ph}^* = R_{ph} - j \cdot X_{ph})} = \frac{2 \cdot R \cdot R_{ph}}{\left(\frac{R}{2} + R_{ph}\right)^2 + X_{ph}^2} \quad (17)$$

La Figure II-30 présente l'évolution de ce rapport en fonction de l'impédance R pour la photodiode PDCS32T polarisée à $V_p = 2.5$ V et à la fréquence $f = 4$ GHz.

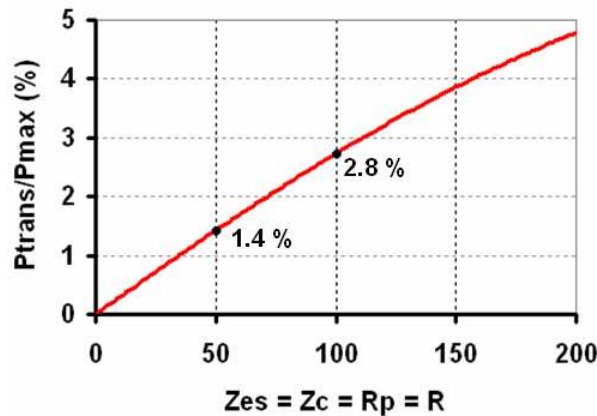


Figure II-30 : Pourcentage de puissance transmise par rapport à la puissance disponible de la photodiode en fonction de l'impédance commune R

La puissance transmise par le circuit utilisant une résistance entre la sortie de la photodiode et la masse est donc inférieure de moitié à celle obtenue lors d'une connexion directe. Cependant, dans ce cas la réponse du filtre n'est pas modifiée, seuls les niveaux sont différents. Cette solution permet donc d'avoir une adaptation correcte en terme d'impédance mais pas en terme de puissance.

L'utilisation d'un circuit haute impédance permet d'augmenter considérablement l'efficacité en puissance du système tout en conservant une bonne adaptation d'impédance. Cependant, le substrat choisi pour la réalisation du filtre ne permet pas la réalisation de ligne d'impédance caractéristique très supérieure à 100Ω (§ III.1).

V.2.2 Exemples de photodiodes « packagées » utilisant une technologie similaire.

Dans le commerce l'adaptation d'impédance des photodiodes packagées est basée sur le principe décrit dans le paragraphe précédent. La Figure II-31 présente les schémas électriques de photodiodes montées en boîtier du commerce [33].

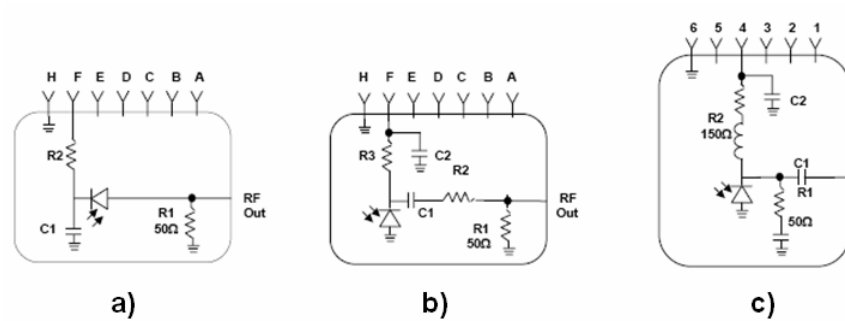


Figure II-31 : Schémas électriques de photodiodes packagées du commerce [33]

Le principe d'adaptation des différents circuits repose sur la présence d'une résistance reliant la sortie de la photodiode à la masse. Ces dispositifs sont destinés à être intégrés directement dans des systèmes microondes/optiques existants, et donc leur impédance de sortie est de $50\ \Omega$ (cas non optimal).

La présence de capacités série et/ou parallèle permet d'optimiser l'adaptation d'impédance et de corriger les défauts apportés par le circuit de polarisation. Des simulations sous ADS de ce type d'adaptation dans le cas d'applications de filtrage ont été effectuées pour confirmer le faible rendement en puissance.

V.2.3 Simulations sous Momentum : layout pour filtre $50\ \Omega/50\ \Omega$ et asymétrique $50\ \Omega/100\ \Omega$.

Les masques des filtres développés précédemment ont été légèrement modifiés afin de pouvoir intégrer la photodiode ainsi que la résistance d'adaptation (Figure II-32).

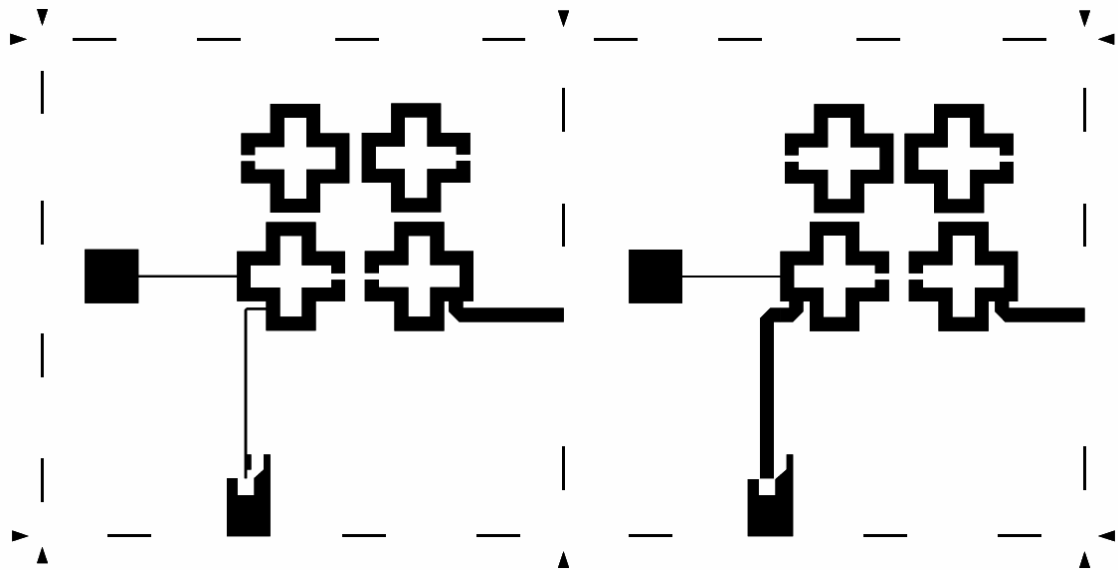


Figure II-32 : Masques des circuits intégrant l'emplacement pour la photodiode et la résistance parallèle. De gauche à droite : circuit 100 Ω et circuit 50 Ω .

Les simulations des circuits (Figure II-32) ont été effectuées à l'aide du logiciel Momentum d'Agilent en intégrant deux ports supplémentaires destinés à recevoir la résistance parallèle sur chacun des circuits (Figure II-33).

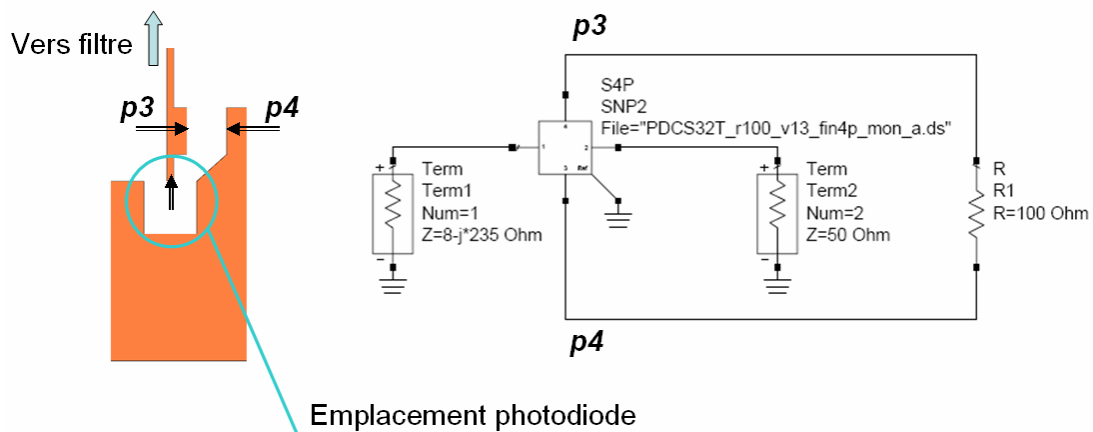


Figure II-33 : Simulations électromagnétique Momentum et circuit ADS

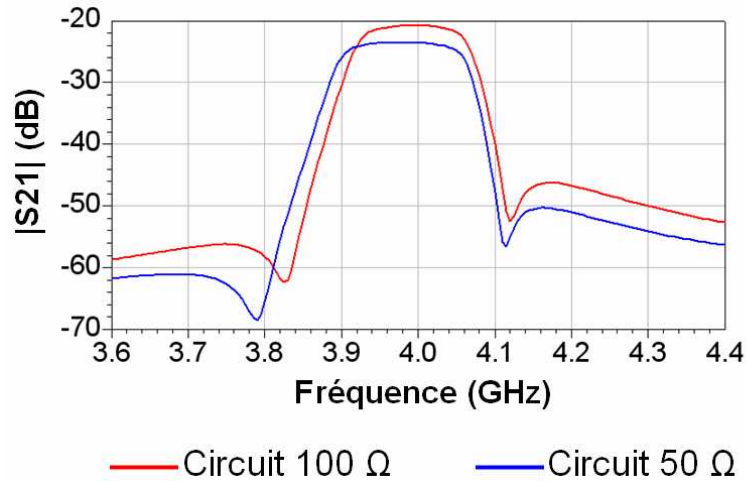


Figure II-34 : Réponses en transmission des circuits 50 Ω et 100 Ω intégrant une résistance parallèle

Les réponses en transmission des deux circuits présentent des pertes d'insertion très importantes. L'augmentation des pertes par rapport au cas idéal est de l'ordre de 18 dB pour le circuit 100 Ω (résistance en parallèle de 100 Ω et filtre asymétrique 100 Ω/ 50 Ω) et 21 dB pour le circuit 50 Ω (résistance en parallèle de 50 Ω et filtre classique). Ces résultats confirment la différence de 3 dB entre les deux solutions proposées, et la non déformation des réponses des filtres. Dans le cas de l'application supraconductrice, une telle adaptation a donc été abandonnée car elle introduit trop de pertes.

V.3 Adaptation par stubs

Une adaptation par stubs, consiste à rajouter des lignes court-circuitées ou en circuit ouvert sur la ligne de transmission entre la source (la photodiode) et la charge Z_L (impédance d'entrée du filtre) (Figure II-35) :

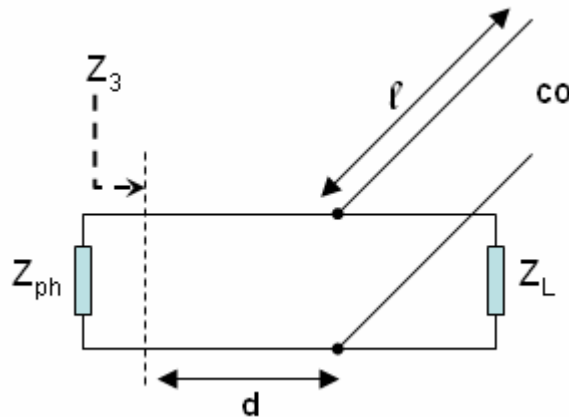


Figure II-35 : Schéma de principe d'une adaptation simple stub utilisant un stub en circuit ouvert

Les longueurs des stubs, les distances inter-stubs et entre le premier stub et la photodiode sont déterminées de façon à réaliser l'adaptation en puissance dans le plan de la photodiode ($Z_3 = Z_{ph}^*$).

Différentes adaptations par stubs ont été évaluées.

V.3.1 Utilisation d'un circuit simple stub en sortie de la photodiode

L'impédance de la photodiode retenue est très réactive ($Z_{ph} = 8 - j.235$ pour $V_p = 2,5$ V et $f = 4$ GHz), il est donc nécessaire d'utiliser des stubs et des lignes d'impédance caractéristique élevée. Le filtre asymétrique qui permet l'utilisation de lignes d'impédance caractéristique de 100Ω sera donc privilégié.

L'adaptation obtenue à l'aide d'un stub n'est valable qu'à une fréquence donnée et n'est pas utilisable pour des adaptations large bande (Figure II-36). Un tel circuit d'adaptation réalisé sur alumine dorée introduit environ 2,5 dB de perte.

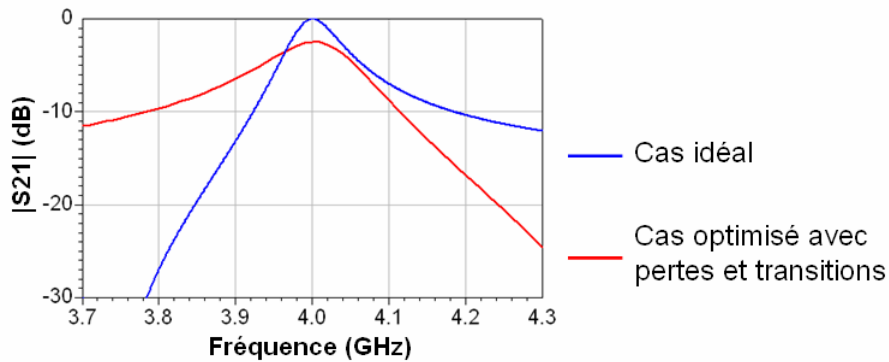


Figure II-36 : Simulation du circuit simple stub d'adaptation, dans le cas idéal, et en tenant compte des pertes et des transitions

V.3.2 Simulations sous ADS avec 1, 2 et 3 stubs.

Afin d'élargir et/ou d'aplanir la bande de travail, l'utilisation de circuits multi-stubs semble nécessaire. Les simulations sous le logiciel ADS d'Agilent en tenant compte des pertes et des transitions du circuit sur alumine dorée sont présentées Figure II-37.

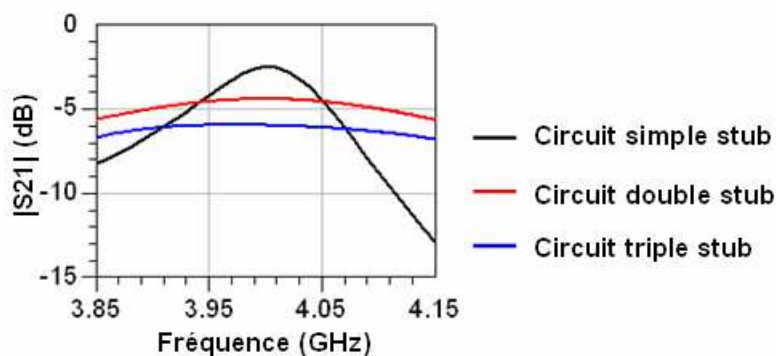


Figure II-37 : Simulations en transmission après optimisation des circuits simple, double et triple stub

Dans ce cas, le critère d'optimisation sur une bande de fréquence est la platitude de la réponse en transmission. La bande choisie pour l'optimisation est de 300 MHz autour de la

fréquence centrale du filtre (3,85 GHz – 4,15 GHz). Les pertes engendrées sont plus importantes pour les solutions multi-stubs (4,5 dB pour le circuit double stubs).

L'utilisation de plusieurs stubs permet donc d'obtenir une adaptation constante dans la bande. Cependant, le réglage de plusieurs stubs s'avère complexe. Afin d'évaluer expérimentalement les performances d'une telle adaptation, la solution simple stub, faible bande, a été retenue car elle est plus simple à concevoir et à régler. De plus, sensible à l'impédance de sortie de la photodiode, elle devrait permettre d'estimer l'influence d'une variation de la tension de polarisation sur la réponse.

V.3.3 Simulation du circuit intégrant le simple stub et le filtre asymétrique 100Ω/50Ω.

La structure de la Figure II-38, intégrant le circuit d'adaptation simple stub optimisé sous ADS en tenant compte des pertes et des transitions, a été simulée sous Momentum.

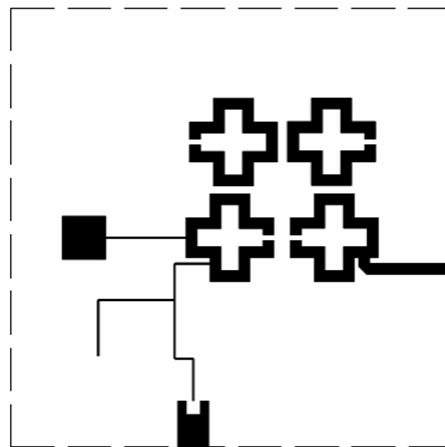


Figure II-38 : Masque du circuit complet avec adaptation simple stub

La Figure II-39 présente les comparaisons des réponses en transmission d'un filtre seul et d'un circuit complet pour une longueur de stub $L_S = 6800 \mu\text{m}$ et une impédance d'entrée $Z_{ph} = 8 - j.235$ (Impédance d'entrée de la photodiode pour $V_p = 2.5 \text{ V}$ et à $f = 4 \text{ GHz}$).

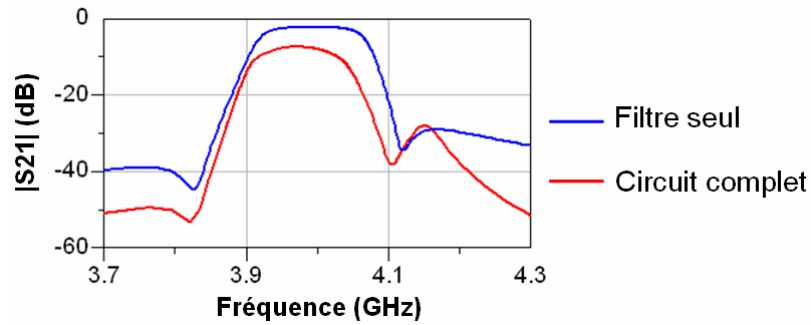


Figure II-39 : Simulation du circuit complet pour $V_p = 2.5 \text{ V}$ et une longueur de stub de $6800 \mu\text{m}$ (cas optimal)

Les pertes totales du système sont de $7,4 \text{ dB}$ et la réponse du filtre est déformée du fait de la faible largeur de bande du circuit d'adaptation simple stub.

La longueur L_S du stub pourra être corrigée après réalisation à l'aide d'une pointe en diamant, et la tension de polarisation du circuit pourra également être modifiée pour optimiser la réponse en transmission du dispositif (Figure II-40).

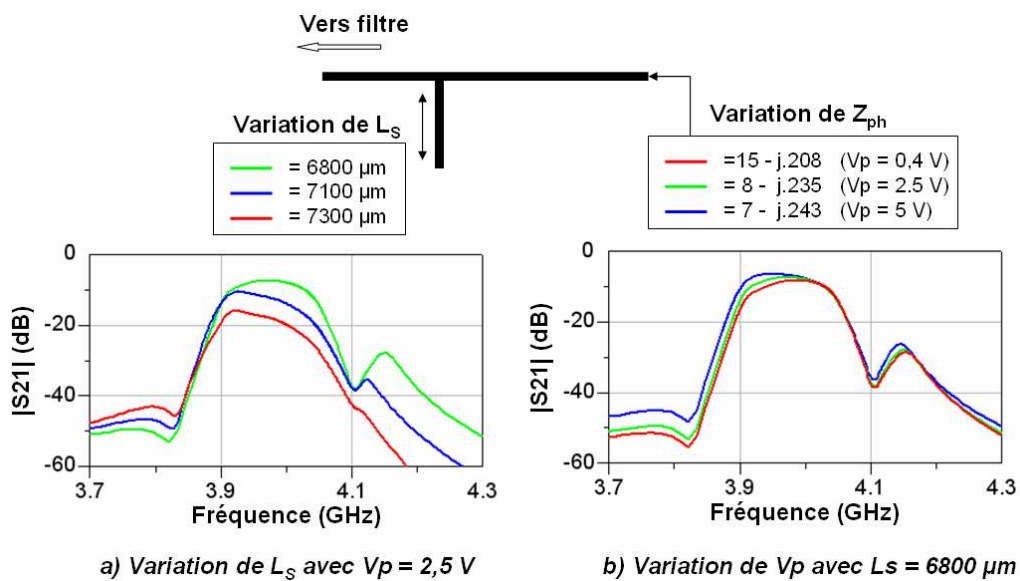


Figure II-40 : Influence de la longueur du stub ou de la tension de polarisation de la photodiode sur la réponse du circuit (simulation)

La longueur du stub sur le masque final sera volontairement plus importante pour pouvoir, à partir d'une découpe via une pointe en diamant, se ramener à la longueur exacte du stub optimisée lors des simulations.

Le filtre réalisé sur alumine dorée possède une bande passante optimale pour la technologie utilisée. Cette bande passante de 140 Mhz à 4 GHz est trop importante pour envisager une adaptation sur toute la bande à l'aide d'un circuit simple stub. L'utilisation de circuit multistubs entraîne des pertes trop importantes. L'association du filtre à un circuit d'adaptation afin de répondre au cahier des charges fixé atteint ici ses limites.

Cependant, il est possible d'envisager d'autres topologies de filtre, et en particulier les filtres de type DBR, qui utilisent uniquement des stubs [34] [35].

V.3.4 Etude d'un filtre à stubs

En effet, un filtre constitué uniquement de stubs présente l'avantage de pouvoir être dimensionné pour avoir une impédance d'entrée réactive.

Afin de valider ce concept, un filtre constitué de 5 stubs demi onde a été conçu. Les premières optimisations sans tenir compte des pertes et effets dus aux transitions ont été réalisées sous ADS pour obtenir :

- ▶ $|S_{21}|$ maximum et plat dans la bande choisie (3,95 - 4,05 GHz)
- ▶ $|S_{21}|$ minimum hors bande

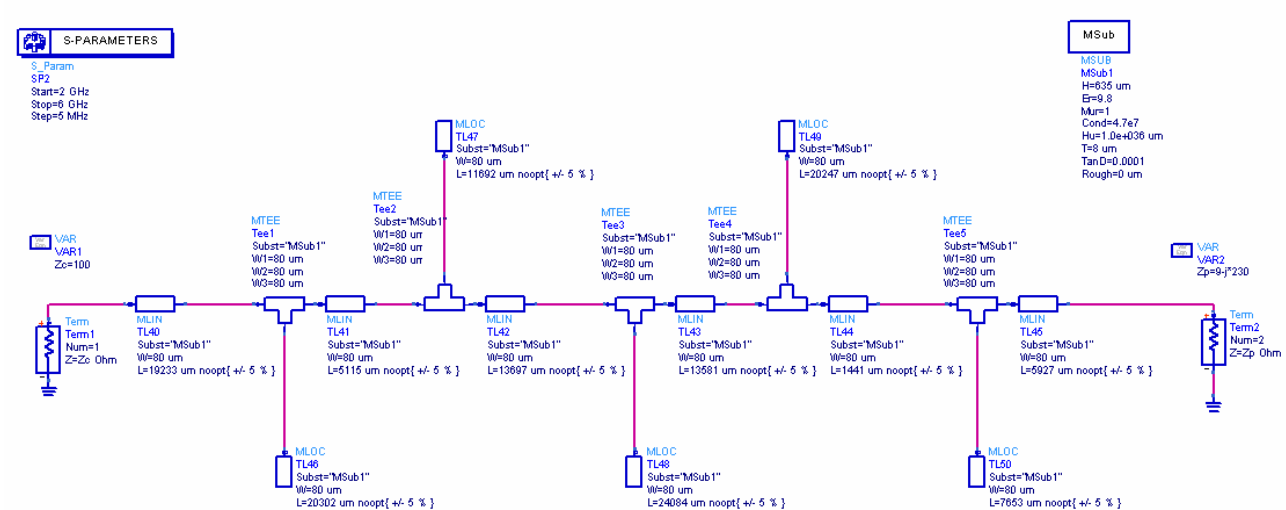


Figure II-41 : Schéma du filtre 5 stubs développé sous le logiciel ADS d'Agilent

Les résultats de simulation du filtre final connecté à la photodiode (Figure II-41) en tenant compte des pertes sont présentés Figure II-42.

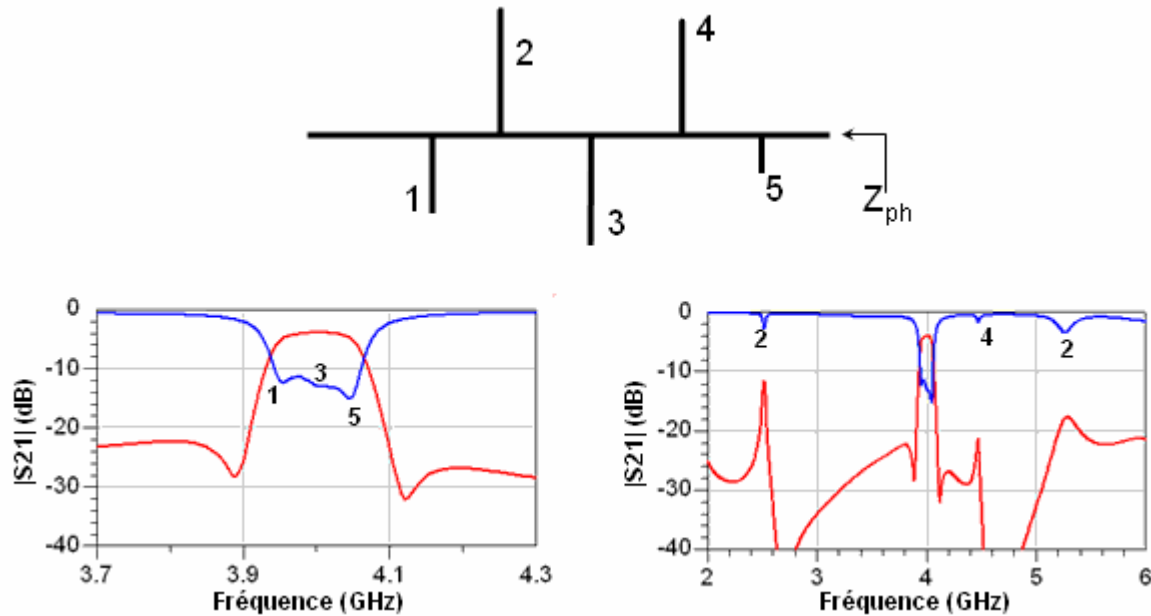


Figure II-42 : Simulation du filtre à 5 stubs, et influence de chaque stub sur la réponse en fréquence

Avec cette configuration, les pertes obtenues sur alumine dorée sont de l'ordre de 4 dB. Le filtre présente une réjection hors bande légèrement dégradée par rapport aux solutions présentées précédemment (-22,4 dB).

La longueur de chacun des stubs influence principalement un seul élément de la réponse en fréquence pour de faibles variations. Pour des variations plus importantes, l'ensemble de la réponse est modifié.

Au final le filtre présente les caractéristiques d'un filtre 3 pôles comparable à un filtre développé avec une impédance d'entrée standard. Cependant la sensibilité de la réponse en fréquence en fonction de la longueur des lignes, rend sa réalisation et son réglage in fine très délicat.

V.4 Comparaison des différentes techniques

Les performances des différentes solutions sur alumine dorée traitées précédemment sont répertoriées dans le Tableau II-3. Les bandes passantes à 3 dB et à 1 dB ont été relevées pour permettre de caractériser la platitude des réponses en transmission.

	Pertes d'insertion @ 4 GHz	Bande passante à 3 dB	Bande passante à 1 dB	Rejection hors- bande	commentaire
Filtre de référence symétrique (50 Ω)	2,5 dB	160 MHz	130 MHz	-30 dB	/
Filtre symétrique (50 Ω) et résistance parallèle 50 Ω	23,3 dB	160 MHz	130 MHz	-50 dB	Réponse du filtre inchangée, pertes d'insertion très importantes
Filtre de référence asymétrique (100 Ω/ 50 Ω)	2,5 dB	150 MHz	125 MHz	-29 dB	/
Filtre asymétrique (100 Ω/50 Ω) et résistance parallèle 100 Ω	20,7 dB	145 MHz	115 MHz	-46 dB	Réponse du filtre quasi inchangée, pertes d'insertion importantes (gain de 3 dB / à la solution 50Ω)
Filtre asymétrique et circuit simple stub	7,4 dB	152 MHz	88 MHz	-27,8 dB	Réponse du filtre modifiée, pertes d'insertion faibles
Filtre à stubs	4 dB	120 MHz	95 MHz	-22,4 dB	/

Tableau II-3 : Performances des différentes solutions exposées

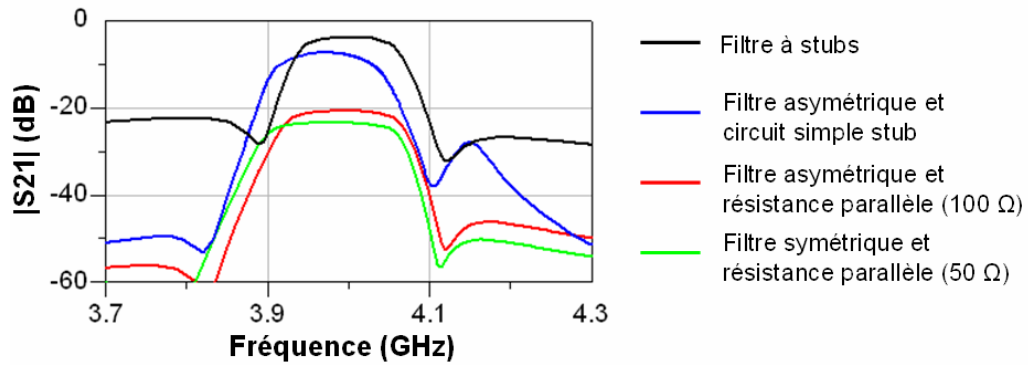


Figure II-43 : Réponses en transmission simulées des différentes solutions présentées

La Figure II-43 permet de comparer les solutions passives permettant de connecter un filtre à une photodiode.

Le rajout d'une résistance en parallèle sur la photodiode constitue une solution classique qui permet de conserver la forme de la réponse en fréquence du filtre mais introduit des pertes élevées. Les simulations avec un circuit haute impédance montrent qu'il est possible d'améliorer cette technique.

L'utilisation d'un circuit d'adaptation simple stub entraîne une déformation de la réponse en transmission du filtre (bande passante réduite, platitude dans la bande dégradée), mais les pertes totales sont relativement faibles (< 8 dB). Ce circuit permet également de mettre en évidence la variation de la capacité interne de la photodiode en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée. Ce dernier point permet la modification de l'impédance de sortie de la photodiode et donc le réglage fin des caractéristiques du circuit en temps réel.

Afin de valider les simulations, une étude expérimentale de ces solutions a été menée.

VI REALISATION ET MESURES

Les circuits de la Figure II-32 et de la Figure II-38 sont réalisés sur alumine dorée dans la salle blanche du laboratoire XLIM. La gravure est effectuée chimiquement. Les phénomènes de surgravure sont pris en compte lors des dessins des masques.

VI.1 Dispositifs expérimentaux et protocole de mesures

VI.1.1 Packaging des circuits

Les circuits sont collés à l'aide de colle conductrice à l'argent dans un boîtier de test comprenant un accès SMA, un filtre de traversé pour polariser la photodiode et également des trous filetés pour fixer le système sur un plateau micrométrique assurant des déplacements précis dans les trois directions. En effet, il est indispensable de pouvoir réaliser un alignement dynamique de la fibre optique sur la photodiode.

Le report de la photodiode sur le circuit a été effectué également à l'aide de la colle à l'argent.

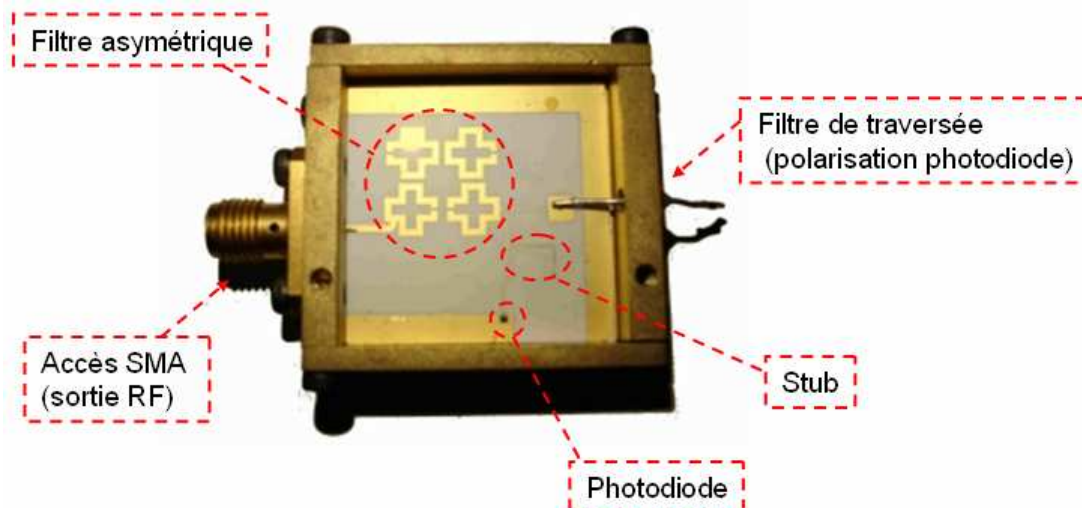


Figure II-44 : Circuit avec adaptation simple stub dans son boîtier

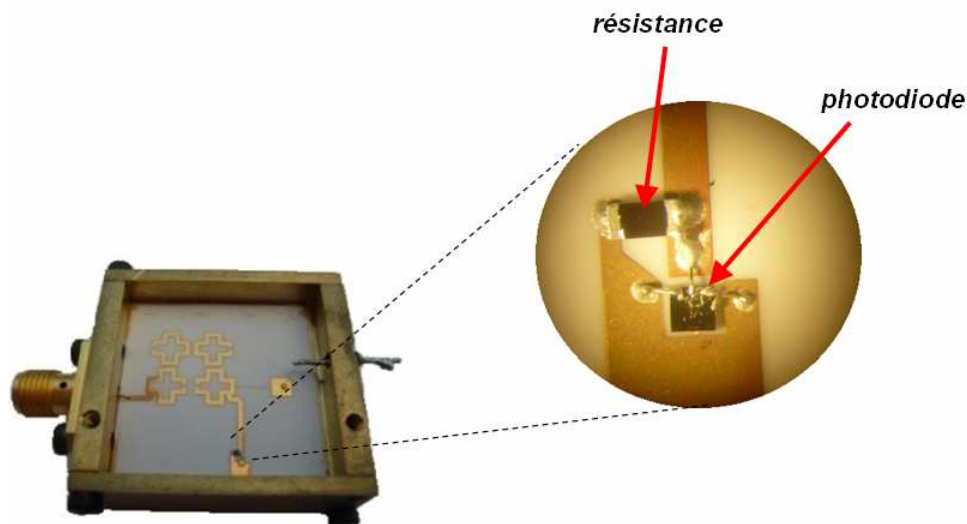


Figure II-45 : Circuit avec adaptation utilisant une résistance parallèle (50 Ω)

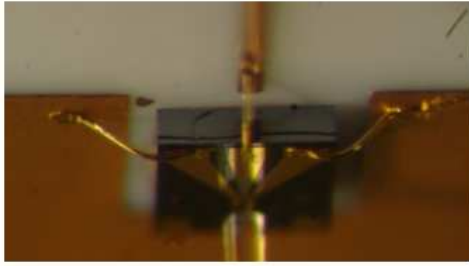
Le filtre de traversée permet de conserver l'isolation RF du boîtier tout en laissant passer le courant continu. Il est connecté sur le patch de polarisation.

Le plan de masse placé autour de la photodiode est relié au boîtier (masse) via des rubans d'or.

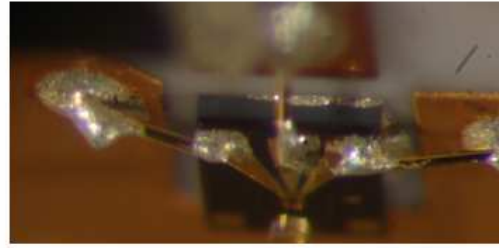
La bande de métallisation localisée sur une partie du contour du circuit (Figure II-44) est un défaut dû à la définition incorrecte des limites de gravure sur le masque du circuit intégrant une adaptation simple stub. Ce défaut, pris en compte dans une rétrosimulation, n'entraîne aucune déformation de la réponse du circuit.

La photodiode a été, dans le cas du premier circuit (Figure II-44), reliée au plan de masse ainsi qu'au plan chaud (ligne microruban d'impédance caractéristique de 100 Ω), via des bondings effectués par thermosoudure.

Dans le cas du second circuit (Figure II-45), suite à des problèmes technologiques, les bondings reliant la photodiode au circuit ont été réalisés à l'aide de fils d'or collés avec de la colle à l'argent. Cette technique de bonding de mauvaise qualité peut entraîner des perturbations sur la réponse du système (Figure II-46).



a) thermosoudure



b) Collage avec colle à l'argent

Figure II-46 : Photographies des deux techniques de bondings réalisés

Le stub présent dans le premier circuit (Figure II-44) a été volontairement surdimensionné pour pouvoir être réduit à l'aide de découpes via une pointe en diamant.

VI.1.2 Protocole expérimental

Le signal issu d'un laser ($\lambda = 1550 \text{ nm}$, $P_{\text{opt}} = 9 \text{ mW}$) est amené jusqu'à la photodiode par fibre optique après modulation par un modulateur électro-optique d'intensité (MEO) piloté par un analyseur de réseau scalaire (SNA) (Figure II-47 et Figure II-48). L'alignement dynamique de la fibre optique sur la photodiode est optimisé suivant les 3 axes. Un isolateur RF peut être placé en sortie du circuit afin d'éviter les phénomènes de battement liés à une mauvaise qualité du câble coaxial placé entre le filtre et l'analyseur de réseau scalaire.

Les tensions d'alimentation du laser et du modulateur sont conservées strictement constantes pour les différentes mesures afin de pouvoir faire une comparaison valable des niveaux de pertes de chaque solution présentée. En effet, ce banc de mesure doit permettre d'avoir des informations qualitatives sur la réponse en transmission des différents circuits étudiés car celle-ci dépend de la puissance optique reçue par la photodiode.

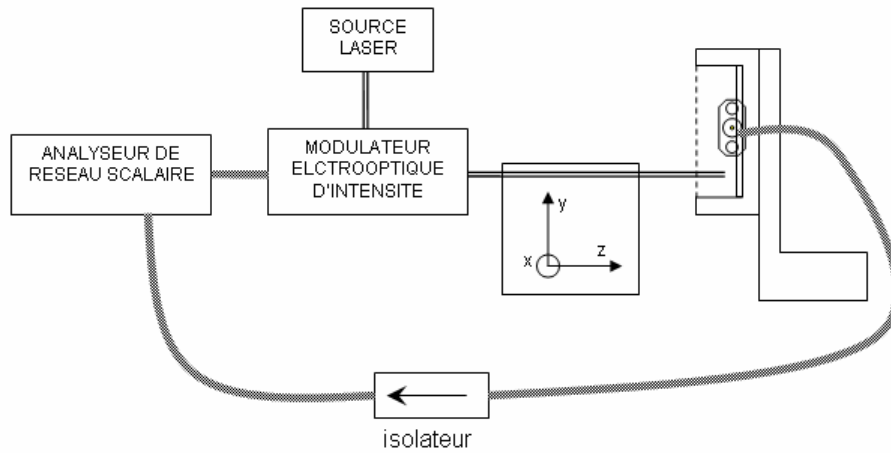


Figure II-47 : Schéma du dispositif expérimental

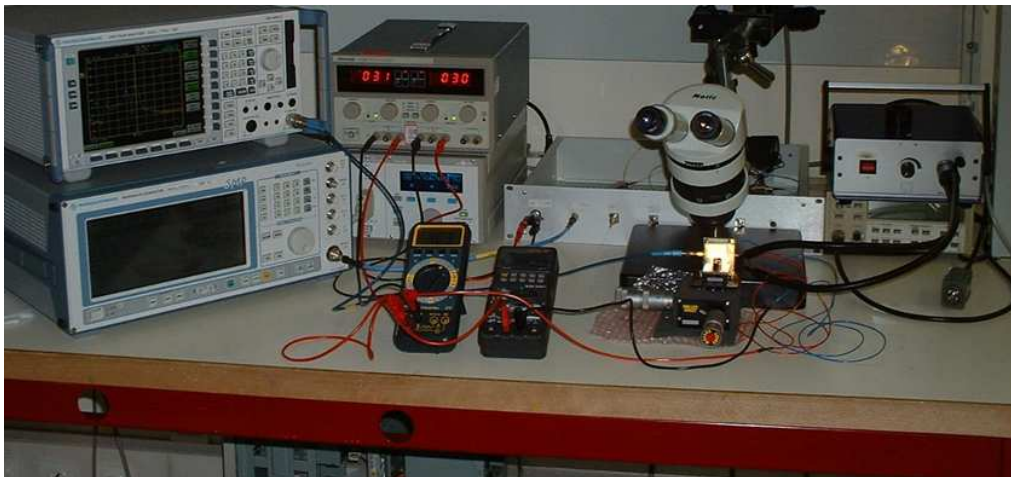


Figure II-48 : Photographie du banc de mesure

La valeur de tension pour le modulateur électrooptique de type Mach-Zehnder doit être choisie afin d'obtenir un taux de modulation optimal et des harmoniques très faibles. Pour cela, le réglage de la tension s'effectue à l'aide d'une photodiode packagée du commerce illuminée par un signal issu du MOE alimenté à une fréquence unique ($f_0 = 4 \text{ GHz}$), pour obtenir une puissance minimum sur les harmoniques.

La puissance optique en sortie de fibre optique, pour la tension de 3 V optimisé, est 0,7 mW. La connaissance de cette valeur et du rendement en puissance de la photodiode (typiquement 0.95 A/W pour la photodiode PDCS32T), permet de réaliser l'alignement dynamique (Figure II-49).

L'alignement est d'abord réalisé approximativement à l'aide du microscope binoculaire, puis un alignement dynamique est réalisé en mesurant le courant en sortie de la photodiode. En fonction du circuit étudié, la procédure est différente :

- ▶ Pour le circuit utilisant une adaptation simple stub, la mesure directe du courant traversant la photodiode avec éclairage est possible. Cette opération est réalisée sans polarisation de la photodiode
- ▶ Pour les circuits utilisant des résistances parallèles, la mesure de la tension aux bornes de la photodiode avec éclairage nous fournit indirectement la valeur du courant (18).

$$I_{Ph} = \frac{V_{mesuré}}{R_{//}} \quad (18)$$

Avec $R_{//}$, valeur de la résistance parallèle.

Pour chaque cas, la valeur du rendement de la photodiode mesuré I_{Ph}/P_{opt} après alignement tend vers la grandeur typique.

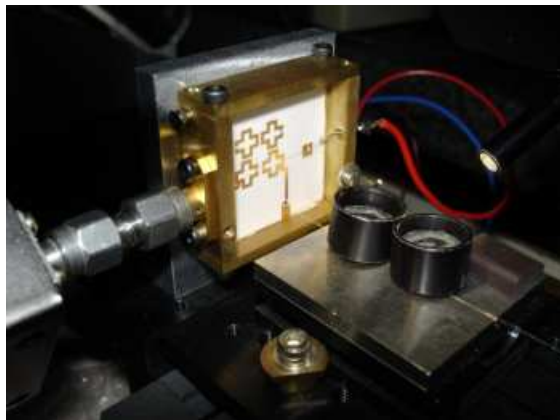


Figure II-49 : Gros plan sur le dispositif d'alignement

VI.2 Mesures réalisées

VI.2.1 Mesures du circuit utilisant une adaptation simple stub

Pour le circuit utilisant une adaptation simple stub, deux paramètres peuvent être modifiés après réalisation : la tension de polarisation de la photodiode et la longueur du stub, cette dernière n'étant pas modifiable en dynamique.

a) Modification de la longueur du stub à tension de polarisation constante

Les premières mesures sont effectuées sans isolateur, un phénomène de battement sur les réponses en transmission est observé. Cependant, le but de ces premières mesures est de déterminer expérimentalement la longueur de stub permettant d'avoir une adaptation optimum. Le stub surdimensionné mesure à l'origine 7500 μm . Cinq réductions du stub successives sont effectuées : 7300 μm , 7130 μm , 7000 μm , 6900 μm et 6800 μm .

Les mesures sont effectuées pour V_p (tension de polarisation de la photodiode) = 2 V (Figure II-50).

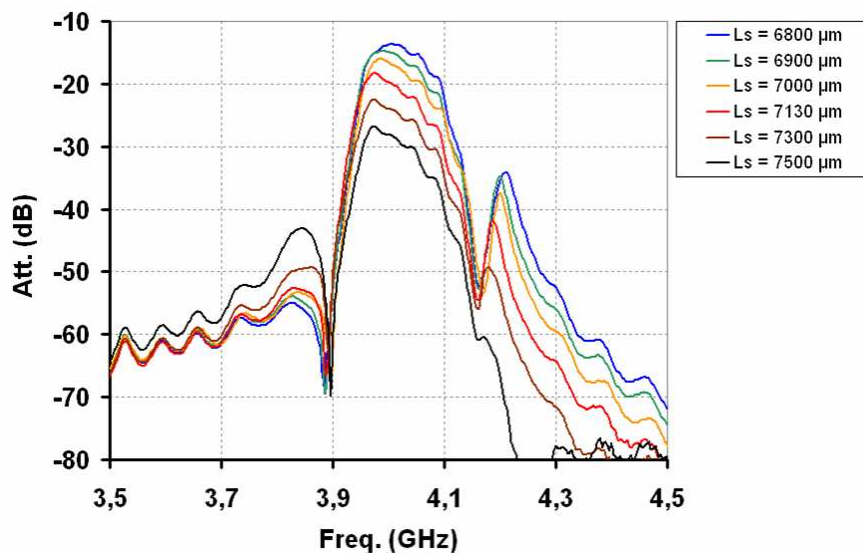


Figure II-50 : Mesures du circuit avec adaptation simple stub, pour différentes valeurs de L_s à

$$V_p = 2 \text{ V.}$$

La Figure II-51 a) présente une comparaison des réponses en transmission expérimentales et issues de la simulation pour $L_s = 7300 \mu\text{m}$ et $L_s = 6800 \mu\text{m}$ (la dernière mesure a été effectuée avec un isolateur afin d'éliminer les effets de battement). Les niveaux des atténuations dépendent de la puissance optique reçue par la photodiode, celle-ci n'est pas identique en mesure et en simulation. Les écarts en fréquence observés sont essentiellement dus à l'incertitude sur la valeur de permittivité du substrat.

Sur la Figure II-51 b) les simulations ont été décalées en fréquences et en amplitude, afin de comparer les formes des réponses.

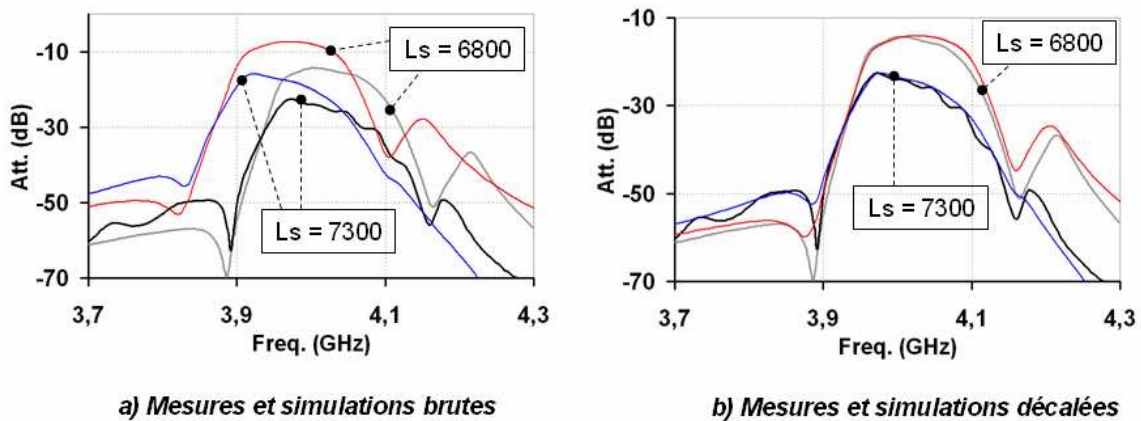


Figure II-51 : Mesures et simulations pour $L_s = 7300 \mu\text{m}$ et $L_s = 6800 \mu\text{m}$, $V_p = 2V$

Il est à noter une bonne concordance entre les simulations effectuées et les mesures réalisées.

b) Modification de la tension de polarisation (V_p)

Les mesures sont effectuées pour la longueur de stub optimal, $L_s = 6800 \mu\text{m}$ définie précédemment, et pour différentes valeurs de la tension de polarisation V_p de la photodiode.

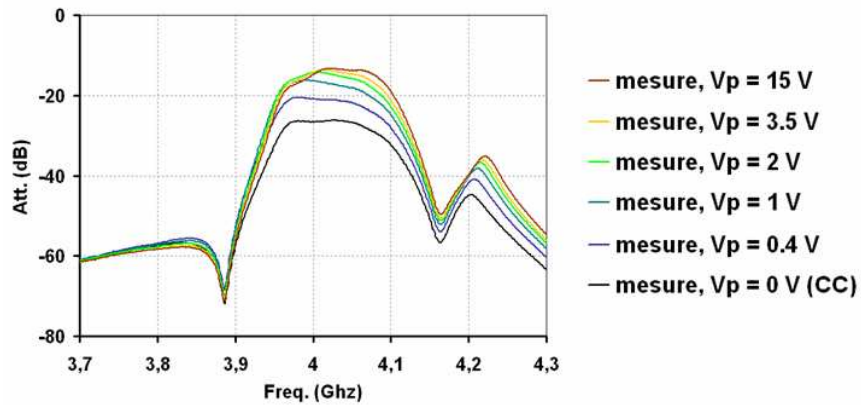


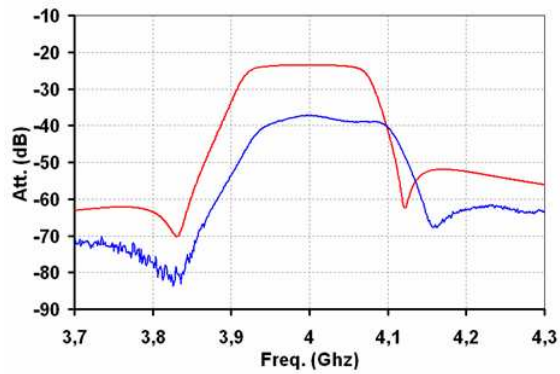
Figure II-52 : Réponse en transmission du circuit utilisant une adaptation simple stub pour différentes valeurs de la tension de polarisation de la photodiode (V_p) ($L_s = 6800 \mu\text{m}$)

La puissance transmise est dans un premier temps limitée par la fréquence de coupure basse de la photodiode pour des tensions de polarisation faibles. Une fois la tension de polarisation nominale atteinte, seule la forme de la réponse est modifiée. Une évolution de la réponse en transmission est observée en fonction de la tension de polarisation, qui permet d'améliorer la platitude du filtre optoélectronique (Figure II-52).

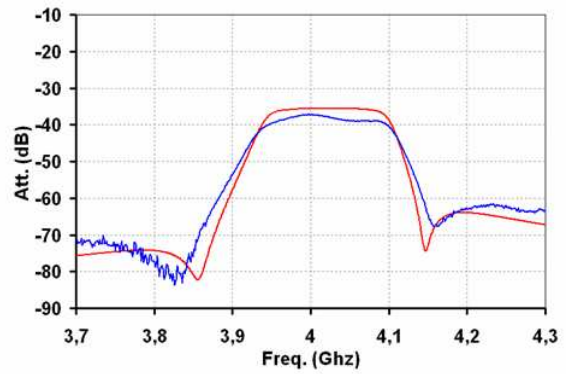
La réponse est optimale pour $V_p = 5 \text{ V}$ et $L_s = 6800 \mu\text{m}$.

VI.2.2 Mesures des circuits possédant une résistance entre la sortie de la photodiode et la masse

Les circuits utilisant une résistance parallèle sont très peu sensibles aux variations de l'impédance de sortie de la photodiode dues à des modifications de la valeur de la tension de polarisation. Cependant, la tension de polarisation minimale de fonctionnement de la photodiode doit être atteinte afin de ne pas réduire la bande passante. Les mesures sont donc effectuées pour $V_p = 2.5 \text{ V}$.

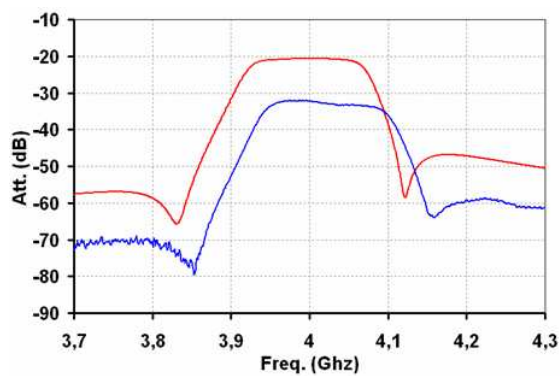


a) Mesures et simulations brutes

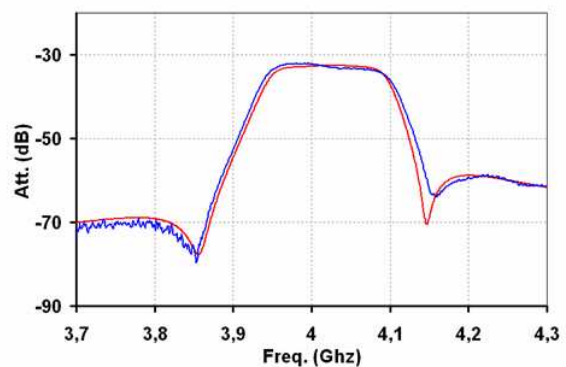


b) Mesures et simulations décalées

Figure II-53 : Mesures et simulations du circuit avec filtre symétrique $50 \Omega / 50 \Omega$ et résistance 50Ω



a) Mesures et simulations brutes



b) Mesures et simulations décalées

Figure II-54 : Mesures et simulations du circuit avec filtre asymétrique $100 \Omega / 50 \Omega$ et résistance 100Ω

Les résultats obtenus en mesures et en simulations sont présentés Figure II-53 et Figure II-54.

Les mêmes décalages ont été appliqués aux deux circuits pour les recaler en amplitude et en fréquence (figure b). La mesure du circuit utilisant la résistance 50Ω est relativement éloignée de la simulation effectuée. Ceci est probablement dû à la mauvaise qualité des bondings utilisés.

Les mesures du circuit utilisant le filtre asymétrique et la résistance parallèle de 100Ω , coïncident avec les résultats de simulation.

La Figure II-55 compare les mesures des deux solutions présentées précédemment utilisant une résistance en parallèle.

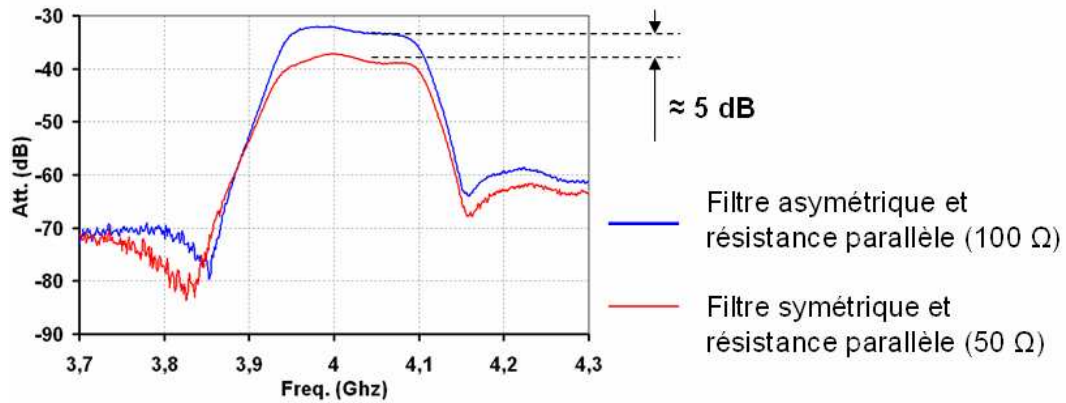


Figure II-55 : Mesures des circuits utilisant une résistance parallèle de 50 Ω et 100 Ω.

Un décalage d'environ 5 dB apparaît entre les solutions 50 Ω et 100 Ω, alors qu'un décalage de seulement 3 dB était attendu. La mauvaise qualité du bonding effectué sur le circuit 50 Ω est probablement responsable de cet écart. Cette différence (2 dB) est également visible sur les résultats précédents (Figure II-53 b).

VI.2.3 Comparaison des résultats obtenus avec ceux mesurés en sortie d'une photodiode packagée.

Pour pouvoir effectuer des comparaisons, les différents circuits ont été de nouveau testés dans des conditions strictement identiques. Une photodiode packagée du commerce, le modèle DSC40S de Discovery Semiconductor, a également été caractérisée (Figure II-56).

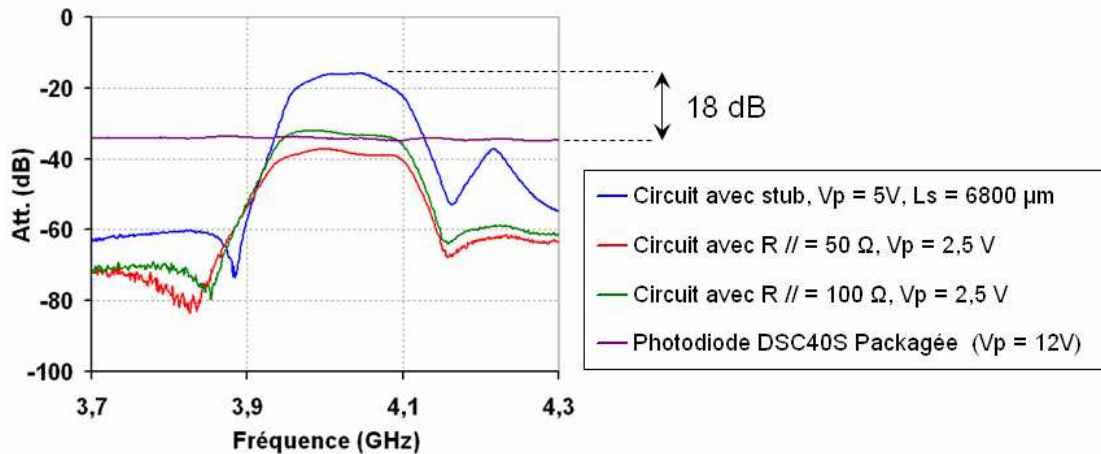


Figure II-56 : Les différentes mesures réalisées

Un gain approximatif de 18 dB est mesurée entre la puissance en sortie de la photodiode packagée, qui utilise une technologie d'adaptation similaire à ce qui a été vu dans le § V.2.2, et la puissance en sortie du filtre utilisant une adaptation via un circuit simple stub. Dans la bande passante, ce gain ne tient pas compte des pertes d'insertion intrinsèques du filtre (de l'ordre de 2,5 dB). Au final, les pertes du système composé d'un filtre connecté en sortie de la photodiode packagée sont environ de 20 dB supérieures à la solution passive utilisant un simple stub.

Il convient également de tenir compte des pertes d'insertion du filtre pour les mesures des systèmes utilisant une résistance parallèle. Dans ce cas, un gain de l'ordre de 5 dB dans la bande passante du filtre asymétrique couplé avec une résistance parallèle de 100 Ω, par rapport au système utilisant la photodiode de référence est obtenu.

La solution avec filtre symétrique et résistance parallèle 50 Ω, présente des pertes équivalentes aux pertes du système intégrant la photodiode packagée, mais les problèmes rencontrés lors de la réalisation des bondings nous empêchent de qualifier précisément les performances de cette dernière solution.

VII CONCLUSIONS

Nous avons exposé dans ce chapitre différentes techniques permettant de coupler une photodiode de bande passante 12 GHz à un filtre microonde 4 pôles à 4 GHz de bande passante équiondulante de 130 MHz et réalisé sur alumine dorée. Ces différentes techniques, relativement simples à implémenter, sont toutes passives et donc adaptées aux contraintes cryogéniques dans le cas d'une application aux filtres en technologie supraconductrice.

Le gain apporté par l'adjonction d'un circuit d'adaptation simple stub entre la photodiode et le filtre est considérable (de l'ordre de 20 dB) par rapport à une solution passive classique (photodiode packagée). Cette technique ne permet toutefois pas de réaliser l'adaptation sur toute la bande du filtre. En effet, la technologie planaire sur alumine ne permet pas d'avoir une bande passante relative inférieure à 3 % tout en conservant de faibles pertes d'insertion. Ce principe d'adaptation pourrait facilement s'appliquer aux filtres supraconducteurs d'IMUX de bande passante relative inférieure à 1,4 % à 4 GHz, développés et mesurés dans le chapitre I. Les problèmes mécaniques de couplage entre la fibre optique et la photodiode restent à être traités pour une telle application à la température de l'azote liquide.

L'utilisation, plus classique, d'une résistance parallèle en sortie de la photodiode, permet de conserver la forme de la réponse du filtre mais impose des pertes d'insertion très élevées. Le remplacement des lignes microruban classiques d'impédance caractéristique 50 Ω , par des lignes haute impédance, permet d'améliorer considérablement la puissance transmise (gain d'environ 3 dB dans le cas d'un passage de 50 Ω à 100 Ω) tout en conservant intacte la réponse du filtre.

CHAPITRE III : DIMENSIONNEMENT DE
RESONATEURS SAPHIRS CRYOGENIQUES POUR
APPLICATION MASER

I INTRODUCTION

Un étalon de fréquence dans les systèmes embarqués ou terrestres permet de définir précisément certaines grandeurs physiques. C'est le cas par exemple du positionnement par satellites (GPS, Galileo) où une mesure précise de la seconde influe directement sur la précision des distances au sol. Un grand nombre d'applications utilise ces étalons notamment dans le domaine des télécommunications, où l'enchaînement des séquences des signaux est organisé de façon à optimiser les débits.

Ainsi, l'obtention d'étalons stables, de fréquences précises, permet d'améliorer les performances des systèmes.

Le projet MANGAS, MAser de Nouvelle Génération pour Applications Scientifiques, a pour but d'étudier un nouveau type d'oscillateur dont les performances surpassent l'état de l'art des oscillateurs cryogéniques actuels tout en proposant une grande simplicité de mise en œuvre et un faible encombrement.

Aujourd'hui, les sources références hyperfréquences, présentes dans la majeure partie des dispositifs et systèmes électroniques modernes, sont généralement réalisées à partir d'oscillateurs à résonateurs diélectriques utilisés en transmission [36] [37]. Ces oscillateurs sont classiquement constitués d'un résonateur qui fixe la fréquence et d'un amplificateur d'entretien qui compense les pertes du circuit dans un montage à rétroaction parallèle (Figure III-1).

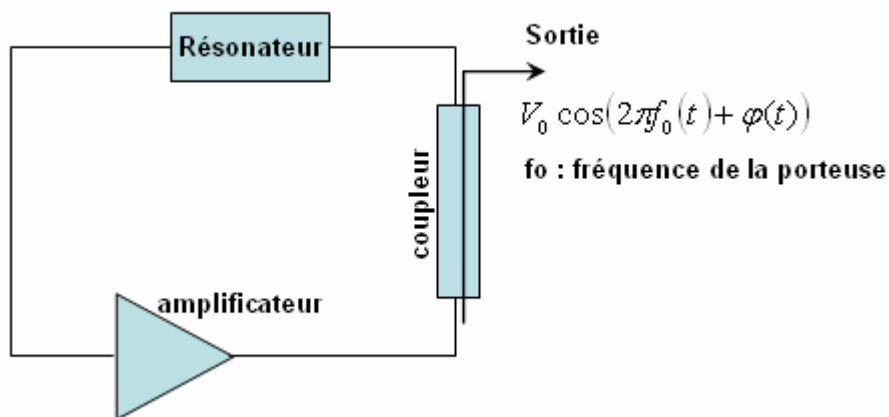


Figure III-1 : Principe d'un oscillateur classique à résonateur diélectrique

Récemment, l'institut FEMTO-ST de Besançon a mis en évidence une nouvelle technologie permettant d'obtenir une oscillation de haute stabilité dans un résonateur cryogénique à mode de galerie. Celle-ci devrait permettre de remplacer l'amplificateur par un effet maser au sein même du résonateur. Ce dispositif présente de nombreux avantages par rapport à la configuration classique d'oscillateur en transmission utilisée jusqu'ici. En effet, ce nouveau dispositif, beaucoup plus simple, est susceptible de présenter une stabilité de fréquence à court terme exceptionnelle. Il pourrait se révéler à terme comme une véritable innovation dans le domaine de la métrologie des fréquences [38].

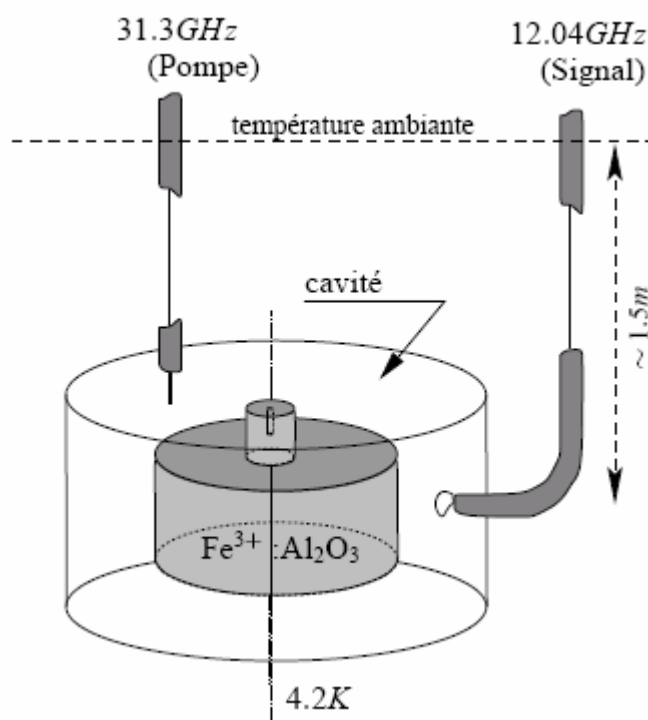


Figure III-2 : Principe du maser à mode galerie

La structure de l'oscillateur est présentée Figure III-2 et son fonctionnement sera détaillé par la suite. L'apport du laboratoire XLIM dans le cadre du projet MANGAS concerne la conception du circuit à partir de logiciels d'analyses électromagnétiques développés au laboratoire XLIM. Le but est, dans un premier temps, d'identifier les modes de galerie mis en jeu lors de l'effet maser ainsi que leurs interactions afin de dimensionner le dispositif.

II ETUDE THEORIQUE DU RESONATEUR

II.1 Système à trois niveaux, principe de fonctionnement du maser

II.1.1 Principe

Comme dans les lasers, l'amplification des radiations dans les masers s'obtient par stimulation des émissions.

Dans un matériau soumis à un rayonnement, les photons incidents excitent les atomes ou les molécules du composé, qui effectuent alors une transition de l'état fondamental (état bas) vers un état excité (état haut). Puis, certains de ces atomes ou molécules redescendent au niveau fondamental en émettant un rayonnement, selon le processus de l'émission spontanée ou de l'émission stimulée :

- ▶ L'émission spontanée, assimilable à du bruit, est la désexcitation naturelle d'une molécule ou d'un atome. Elle engendre l'émission d'un photon dont la fréquence correspond à la fréquence de transition entre l'état haut et l'état bas.

- ▶ L'émission stimulée est l'émission de photons induite par le passage d'autres photons au sein du matériau. Dans ce cas, les photons incidents induisent la désexcitation radiative des molécules ou des atomes. Ces photons créés par émission stimulée ont alors la même fréquence que les photons incidents créant ainsi un signal cohérent.

Si l'on appelle N_1 le nombre d'atomes présents dans le niveau d'énergie inférieur (état bas) et N_2 le nombre d'atomes dans le niveau d'énergie supérieur (état haut), une inversion de population est obtenue lorsque $N_2 > N_1$. Le milieu possède alors des caractéristiques amplificatrices. Pour les conserver, il est nécessaire « d'alimenter » le système afin de maintenir l'inversion de population.

Le maintien de l'inversion de population au sein du matériau et le confinement du signal via un système résonant sont les conditions nécessaires pour créer un milieu amplificateur et donc engendrer un signal maser. Lorsque ces conditions sont réunies, l'émission spontanée d'un photon déclenche une réaction en chaîne conduisant à la création d'un signal de grande pureté spectrale.

Dans le cas d'un maser classique (type maser à hydrogène [39] [40]), une cavité résonnante sert à confiner le signal microonde qui peut alors s'auto amplifier par effet maser.

Dans le cas du projet MANGAS, le signal est confiné dans un mode de galerie d'un résonateur diélectrique en saphir dont le coefficient de surtension est très élevé (supérieur à 10^8 à $f = 12,04$ GHz et $T = 4,2$ K). Le matériau amplificateur est l'ion paramagnétique Fe^{3+} , qui constitue un système à trois niveaux d'énergie.

II.1.2 Cas de l'ion paramagnétique Fe^{3+} présent en impureté dans le saphir

Dans un monocristal de saphir de haute pureté subsistent, sous forme de traces, quelques impuretés paramagnétiques et en particulier des ions Fe^{3+} . L'ion Fe^{3+} se comporte dans la matrice Al_2O_3 comme un système à trois niveaux (Figure III-3).

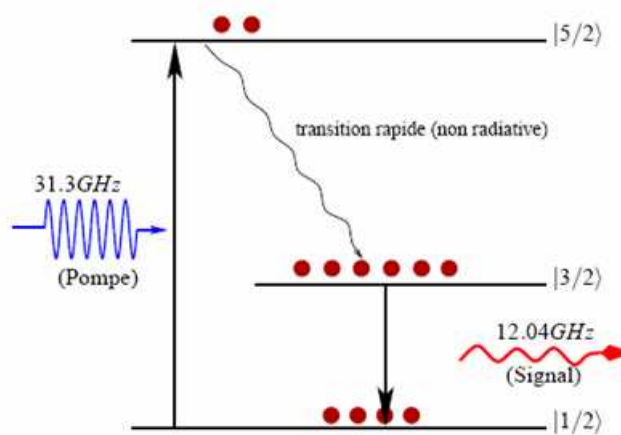


Figure III-3 : Niveaux d'énergie de l'ion Fe^{3+} dans la matrice saphir en champ magnétique nul.

L'excitation d'un mode de galerie dans le résonateur à une fréquence de l'ordre de 31,3 GHz, confine l'énergie dans le diélectrique et l'ion Fe^{3+} passe d'un état d'énergie (état $|1/2\rangle$) à un autre plus élevé (état $|5/2\rangle$). Une désexcitation non radiative se produit alors naturellement et l'ion accède à un niveau d'énergie inférieur (état $|3/2\rangle$). Lorsque le nombre d'ions présent à l'état excité devient supérieur à celui existant à l'état stable (inversion de population), le milieu devient amplificateur. En effet, la présence d'un autre mode de galerie à la fréquence de transition de l'état $|3/2\rangle$ vers l'état $|1/2\rangle$ (environ 12,04 GHz) constitue le système résonant. L'apport permanent de puissance par le signal de pompe à 31,3 GHz, permet de maintenir l'inversion de population et donc de conserver le milieu amplificateur au sein du cristal.

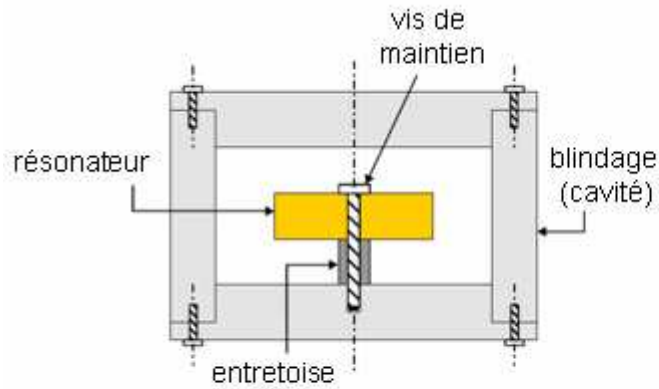
Pour que le système fonctionne, il faut impérativement que les pertes du résonateur soient inférieures au gain apporté par l'effet maser. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des modes de galerie car ils permettent d'une part un bon confinement du signal et d'autre part, ils présentent des coefficients de qualité à vide très élevés (supérieur à 10^8 à $f = 10,8$ GHz et $T = 4,2$ K pour le saphir [41]).

Le but de l'étude est donc de déterminer les dimensions de résonateurs présentant des modes de galerie aux fréquences du signal pompe et du signal maser du cristal. Il est également nécessaire d'évaluer le couple de mode pompe-signal le plus efficace, et de calculer les couplages d'entrée-sortie du système.

II.2 Résonateur à mode de galerie

La permittivité relativement faible du saphir ($\epsilon_r \approx 10$) ne permet pas un confinement efficace de l'énergie électromagnétique des modes conventionnels dans le résonateur saphir. Les coefficients de qualité associés sont dans ce cas limités par les pertes métalliques de la cavité pour les modes $\text{TE}_{r\theta z}$ ou $\text{TM}_{r\theta z}$. Afin de remédier à ce problème, des modes de résonance d'ordres élevés sont utilisés: les modes de galerie ou Whispering Gallery Modes.

Un résonateur saphir excité sur un mode de galerie est généralement constitué d'un cylindre de saphir posé sur un support placé au centre d'une cavité cylindrique (Figure III-4).



a) Schéma de structure



b) Photo avec sondes d'excitation

Figure III-4 : Résonateur à mode de galerie

La présence du support n'altère en rien le facteur de surtension. En effet, pour ce type de mode, l'énergie électromagnétique est confinée sur la périphérie du résonateur.

Pour cette configuration de résonateur, simple à mettre en oeuvre, le coefficient de surtension est alors principalement limité par la tangente de pertes du saphir. Ainsi, il est possible d'atteindre des coefficients de surtension supérieurs à 100 000 à $f = 9,2$ GHz et à température ambiante [42], de $30 \cdot 10^6$ à $f = 7$ GHz et à la température de l'azote liquide [43] et jusqu'à $4,2 \cdot 10^9$ à $f = 10$ GHz et à la température de l'hélium liquide [41].

II.2.1 Etude théorique des modes de galerie

On distingue deux grandes familles de modes de galerie : les modes $WGH_{n,m,l}$ et les $WGE_{n,m,l}$. Cette nomenclature permet d'identifier d'une part le nombre de variations dans les trois directions d'un repère cylindrique (r,θ,z) et d'autre part, le caractère transverse magnétique (WGH) ou transverse électrique (WGE).

Ainsi, les modes de galerie WGE sont caractérisés par un champ magnétique essentiellement axial et un champ électrique transversal. Les composantes dominantes du champ électromagnétique sont donc H_z , E_r et E_θ (Figure III-5).

Les modes de galerie WGH sont, quant à eux, caractérisés par un champ électrique principalement axial et un champ magnétique essentiellement transversal (Figure III-5). Les composantes dominantes sont alors E_z , H_r et H_θ .



Figure III-5 : Classification des modes de galerie

La configuration spatiale du champ électromagnétique du mode est donc indiquée par les trois entiers n , m , l représentant le nombre de variations du champ suivant les trois directions du repère cylindrique :

- ▶ n : nombre de variations suivant la direction azimutale (θ).
- ▶ m : nombre de variations suivant la direction radiale (r).
- ▶ l : nombre de variations suivant la direction axiale (z).

En d'autres termes, n représente le nombre de périodes de l'onde dans la direction azimutale θ . Plus l'indice n est élevé, plus le rayon de caustique est grand, imposant un confinement de l'énergie du mode de galerie d'autant plus important à la périphérie du résonateur (Figure III-6).

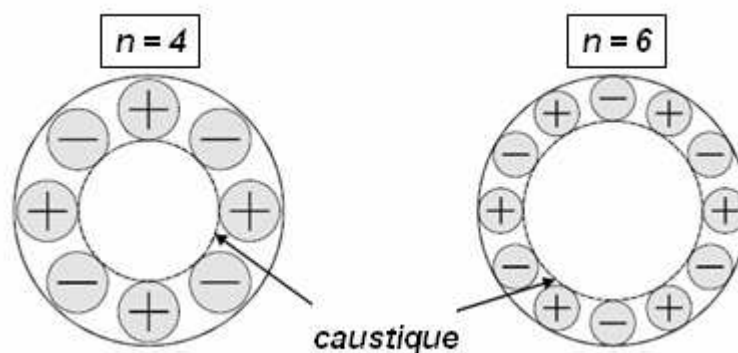


Figure III-6 : Influence du nombre azimutal n sur le rayon de caustique

Les indices m et l désignent le nombre de zéro de la composante axiale prépondérante du champ électromagnétique (E_z dans le cas d'un mode WGH) respectivement selon la direction radiale et axiale du résonateur.

En pratique, seuls les modes à faibles variations radiales et axiales ($m = l = 0$) sont utilisés, à savoir les modes $WGE_{n,0,0}$ ou $WGH_{n,0,0}$. En effet, pour un même nombre azimutal n , ces modes confinent mieux l'énergie dans le résonateur et, par conséquent, ils sont moins perturbés par l'environnement que les autres modes de galerie d'indices radial et axial non nuls. De plus, ces modes sont les premiers à apparaître dans le spectre.

Quel que soit le nombre azimutal n considéré, les modes de galerie $WG_{n,0,0}$ sont dégénérés : deux configurations de champs "orthogonales" coexistent dans le résonateur. Ces deux résonances sont en théorie à la même fréquence, mais toute perturbation externe qui rompt la symétrie de révolution du dispositif (tiges métalliques, sondes d'excitation, défauts du blindage, ...) ou toute dissymétrie dans le résonateur saphir (mauvaise orientation du cristal, inhomogénéité,), engendre une séparation fréquentielle de ces deux polarisations. Selon la géométrie du dispositif étudié, cet écart fréquentiel peut varier de quelques dizaines de KHz à quelques dizaines de MHz [44].

II.2.2 Systèmes d'excitation des modes de galerie

Il existe plusieurs systèmes pour exciter les modes de galerie des résonateurs. Dans tous les cas, le système d'excitation utilisé ne couplera correctement le mode de galerie que si les lignes de champ qu'il crée sont colinéaires aux lignes de champ du mode considéré.

a) Les guides métalliques

Les modes de galerie peuvent être excités par des guides d'ondes métalliques rectangulaires. Ces derniers sont couramment employés dans des applications fortes puissances telles les filtres d'OMUX (Output Multiplexer). Les dimensions du guide sont alors définies de façon à ce que seul le mode TE_{10} se propage à la fréquence de résonance du mode de galerie.

Les guides d'ondes permettent, selon leur orientation et les dimensions de l'iris de couplage, d'exciter les modes de galerie magnétique ou électrique (WGH et WGE). Cependant, de par leur

conception, le réglage in fine est délicat, ce qui ne permet pas de les envisager dans le cas de l'application maser (Figure III-7).

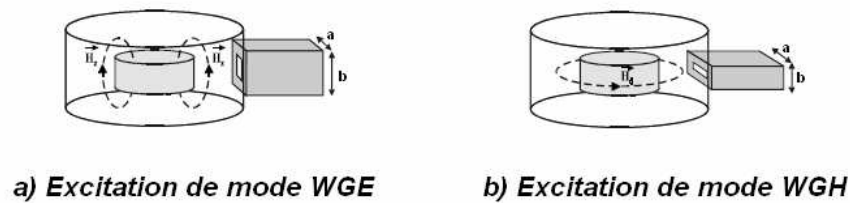


Figure III-7 : Excitation par guide d'onde rectangulaire

b) Les lignes microruban

Lorsque les modes de galerie des résonateurs sont excités à l'aide de lignes microruban, il n'existe pas à priori de positions privilégiées pour coupler les modes de type WGE ou les modes de type WGH. Une étude proposée par X.H. Jiao [45] montre que pour une faible distance entre les lignes microruban et le résonateur, le couplage des modes WGE est favorisé. Lorsque cette distance augmente, c'est alors le couplage des modes WGH qui est privilégié.

Avec ce type d'excitation, les modes de galerie ne sont pas stationnaires mais se propagent à la périphérie du résonateur.

L'utilisation de lignes microruban est intéressante pour des systèmes où le résonateur doit être posé directement sur un substrat afin de lui associer des composants actifs et passifs. Dans le cadre de notre étude, cette technique de couplage est donc exclue.

c) Les sondes coaxiales

Deux types de sondes sont disponibles, à savoir les sondes électriques et les sondes magnétiques (Figure III-8).

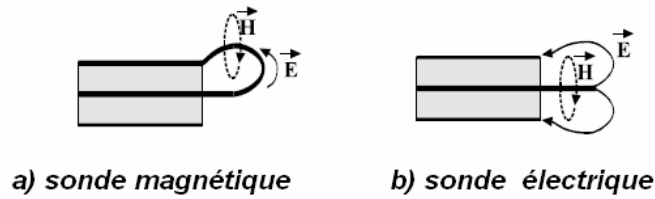


Figure III-8 : Représentation des lignes de champ d'une sonde magnétique et électrique.

Les lignes de champ rayonnées par ces sondes permettent d'exciter préférentiellement soit les modes de galerie de type WGE, soit de type WGH, selon leur orientation et leur position. Sur la Figure III-9, nous présentons deux types de couplage par sonde magnétique.



Figure III-9 : Couplage par sonde magnétique de modes de galerie

L'utilisation de sondes magnétiques permet une meilleure sélection des types de mode de galerie (WGE ou WGH) ce qui permet de limiter le nombre de mode excité [46].

Ce type d'excitation, adapté pour des applications microondes à fort coefficient de surtension et permettant un réglage facile, est particulièrement intéressant pour l'application visée.

Le dimensionnement des systèmes intégrant un résonateur diélectrique et des systèmes d'excitation exige d'utiliser des outils de simulation électromagnétique rigoureux.

II.3 Techniques de simulation

Dans le cas de l'application maser, la prédiction du comportement du dispositif (fréquence de résonance, facteur de qualité, couplage...) devrait permettre de réduire les temps de réglages expérimentaux.

Pour cela, deux méthodes de simulation ont été utilisées : la méthode des lignes et la méthode des éléments finis (MEF).

II.3.1 Méthode des éléments finis

Appliquée tout d'abord à des problèmes de mécanique, la méthode des éléments finis (MEF) a connu ces dernières années un développement important en électromagnétisme.

Ce code de calcul implanté et développé à XLIM par M. Aubourg [47] permet l'étude de structures à 2 ou 3 dimensions composées de N milieux de formes quelconques, homogènes par morceaux, linéaires et de permittivités et perméabilités réelles, complexes et/ou tensorielles. La MEF est donc capable de prendre en considération les différents éléments d'une structure (résonateur diélectrique, support métallique, ...), ainsi que les systèmes d'excitation (guides, lignes microruban, sondes, ...). Une caractérisation globale du dispositif est alors réalisable.

La méthodologie des éléments finis peut se décomposer en quatre étapes :

- ▶ Le maillage de la structure
- ▶ La mise en équation
- ▶ La discrétisation
- ▶ La résolution

Le maillage s'effectue sous le logiciel libre Gmsh, qui permet également de décrire la géométrie de la structure et de la paramétrer. Les caractéristiques physiques des matériaux sont ajoutées lors d'une étape de préparation sous EMXD où des plans de symétrie peuvent être également utilisés afin de réduire les temps de calcul. Des calculs en oscillations libres ou forcées, avec ou sans perte sont alors effectués.

Cette technique de simulation, applicable à tous les dispositifs, peut être très lourde en terme de moyens de calcul et nécessite l'utilisation de cluster puissant.

Le fonctionnement interne du logiciel EMXD est décrit dans [44] [47].

II.3.2 Méthode des lignes

La méthode des lignes est une technique mathématique générale pour l'analyse numérique et la résolution d'équations différentielles. Cette méthode permet d'obtenir rapidement une solution. Cependant elle reste limitée au type de structure sur laquelle elle a été établie. Par exemple, dans le

cas de structures résonantes, si elle est développée pour simuler le mode transverse électrique (TE), elle ne peut pas être utilisée pour un autre mode. Il en est de même pour la géométrie. Il est nécessaire lors de modification de la structure de réécrire le code du calcul.

Son principal avantage, une fois le code adapté à la structure considérée, est la rapidité du calcul, qui peut être effectué sur un simple ordinateur personnel.

Pour l'application maser nous utiliserons un code développé par Jean-Michel Le Floch [48] afin d'obtenir rapidement, à partir d'une décomposition modale, la fréquence de résonance des différents modes excités dans le dispositif et la répartition des champs électromagnétiques associés.

Cette méthode permet la simulation de la structure en oscillations libres, c'est-à-dire sans tenir compte des systèmes d'excitations. Ensuite, la méthode des éléments finis sera utilisée pour traiter de façon rigoureuse la structure globale.

Dans les deux cas, la précision des résultats de simulation repose sur la bonne connaissance des caractéristiques des matériaux utilisés et ce, à basse température.

II.4 Etude des contraintes à basse température

II.4.1 Evolution des permittivités et tangentes de pertes

Le monocristal de saphir présente une anisotropie uniaxiale. Afin de caractériser cette anisotropie, un axe optique ou axe « c » est défini. La permittivité relative de ce cristal s'exprime sous la forme tensorielle simplifiée suivante :

$$[\varepsilon_{\text{eff}}] = \begin{bmatrix} \varepsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}$$

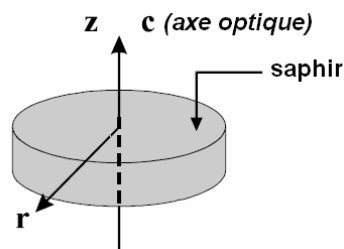


Figure III-10 : Tenseur de permittivité d'un résonateur saphir

Où ϵ_z désigne la permittivité relative dans la direction axiale (ou axe optique) et ϵ_t la permittivité relative dans les directions transversales.

L'analyse du comportement des modes de résonance en fonction de la température demande de connaître avec précision l'évolution des valeurs de la permittivité.

a) Evolution des permittivités en fonction de la température

A ce jour, plusieurs banques de données ont été établies par différentes équipes internationales sur ce monocristal de saphir et sont disponibles dans la bibliographie scientifique [49] [50].

Les courbes de la Figure II-11 présentent l'évolution des permittivités ϵ_z et ϵ_t du saphir en fonction de la température.

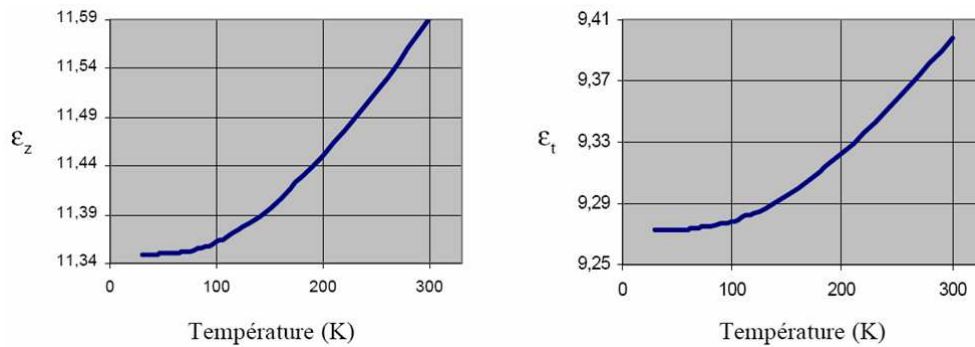


Figure III-11 : Evolution de ϵ_z et de ϵ_t en fonction de la température [51]

Les permittivités du saphir évoluent donc de façon importante avec la température.

La température de fonctionnement du système maser est celle de l'hélium liquide, soit $T = 4.2$ K.

Dans ce cas, le tenseur de permittivité est donné par :

$$\epsilon_{eff} = \begin{bmatrix} 9,2723 & 0 & 0 \\ 0 & 9,2723 & 0 \\ 0 & 0 & 11,3489 \end{bmatrix} \quad (22)$$

Ces valeurs sont données pour une fréquence de fonctionnement proche de 10 GHz. Or, le résonateur, dans le cadre du projet MANGAS, sera utilisé à deux fréquences simultanément : à 31,3 GHz pour le signal de pompe et 12,04 GHz pour la fréquence d'oscillation.

b) Evolution de la permittivité en fonction de la fréquence de travail à température fixée (susceptibilité électromagnétique)

Pour analyser l'évolution en fréquence du tenseur de permittivité du cristal de saphir, nous utilisons l'étude réalisée par M. E. Tobar et J. G. Hartnett [52]. Cette analyse se base sur la connaissance du tenseur de permittivité en statique (ϵ_{rdc}) et sur l'équation (24).

Ainsi, en statique et à $T = 4$ K, la permittivité ϵ_{rdc} s'écrit:

$$\epsilon_{rdc} = 1 + \chi_{dc} = \begin{bmatrix} 9,2723 & 0 & 0 \\ 0 & 9,2723 & 0 \\ 0 & 0 & 11,3489 \end{bmatrix} \quad (23)$$

D'après [52] :

$$\epsilon_r(f) = 1 + \frac{\chi_{dc}}{1 + \left(\frac{f}{f_i}\right)^2 - j \cdot \frac{f}{f_i} \cdot Q_i} \quad (24)$$

Avec χ_{dc} la susceptibilité électronique du saphir, f_i et Q_i respectivement la fréquence et le coefficient de qualité du premier mode de résonance phonon du cristal, f la fréquence de travail.

Les valeurs de f_i et Q_i sont données pour les directions axiale et transversale dans [52].

Aux fréquences correspondant au signal de pompe (31,3 GHz) et au signal du maser (12,04 GHz) sont :

$$\begin{cases} \epsilon_z(12,04 \cdot 10^9) = 11,34889 \\ \epsilon_t(12,04 \cdot 10^9) = 9,272295 \end{cases} \quad (\text{Signal maser}) \quad (25)$$

$$\begin{cases} \epsilon_z(31,33 \cdot 10^9) = 11,34884 \\ \epsilon_t(31,33 \cdot 10^9) = 9,272268 \end{cases} \quad (\text{Signal de pompe}) \quad (26)$$

L'écart entre les permittivités à 12.04 GHz et 31.33 GHz est négligeable (de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$). Les valeurs données en (22) seront donc conservées pour l'ensemble des fréquences d'analyse.

c) Evolution des tangentes de pertes en fonction de la température

La tangente de pertes du saphir, qui représente le facteur limitant le coefficient de qualité du résonateur lors de l'utilisation de modes de galerie, évolue également avec la température. Les travaux de R. C. Taber et C. A. Flory [53] nous fournissent le graphe de la Figure III-12.

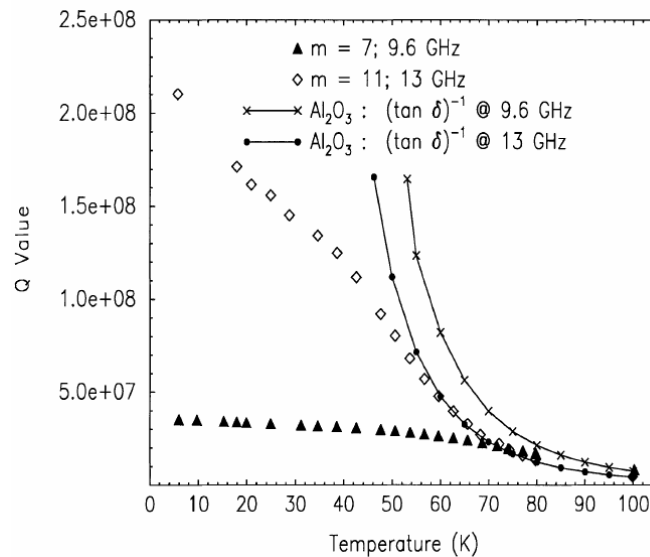


Figure III-12 : Evolution de la tangente de perte du saphir en fonction de la température [53]

Pour les différentes fréquences considérées (12,04 GHz et 31,3 GHz), la valeur de $\tan\delta$ sera fixée à 1.10^{-8} . Ce paramètre n'influence que la valeur du coefficient de qualité à vide et une grande précision sur celui-ci n'est actuellement pas nécessaire pour dimensionner le système maser.

II.4.2 Evolution des dimensions du résonateur saphir en fonction de la température

Le résonateur saphir possède des caractéristiques à basse température avantageuses (tangente de perte très faible). Cependant la descente en température comporte des inconvénients inhérents à la déformation des matériaux mis en jeu. Les dimensions finales du cristal à $T = 4$ K doivent être précisément connues afin d'effectuer des simulations rigoureuses. En effet nous verrons dans la suite de ce rapport que les fréquences des signaux de pompe et maser sont modifiées de façon sensible pour de faibles variations des dimensions du cristal.

Le champ étant quasi entièrement confiné dans le résonateur, les dimensions de la cavité métallique n'influence pas les fréquences de résonance des modes de galerie étudiés. La contraction du métal ne sera donc pas prise en compte.

Pour le saphir il faut considérer un indice de dilatation α qui dépend de la température. La dimension L à la température T est alors définie à partir de la dimension connue L_0 à la température T_0 à l'aide de la relation (27).

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \int_{T_0}^T \alpha(T) dT \quad (27)$$

La littérature fournit les valeurs des coefficients de dilatation dans les directions axiale et transversale du saphir à différentes températures (Tableau III-1) [54]:

Température (K)	$\alpha(T) // \text{axe } c \text{ (} 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1} \text{)}$	$\alpha(T) \perp \text{axe } c \text{ (} 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1} \text{)}$
23	0	0
48	0	0
73	0.2	0.1
123	1.2	0.9
173	2.6	2.2
223	4	3.5
273	5.2	4.6
293	5.6	5
373	6.8	6.2

Tableau III-1 : Coefficients d'expansion du saphir en fonction de la température [54]

Pour utiliser les résultats du tableau dans l'équation (27), il est intéressant d'utiliser un modèle analytique simple. Celui-ci est obtenu par une interpolation polynomiale d'ordre 3 pour chacune des directions axiale et transversale du saphir.

Pour une température comprise entre $T = 0$ K et $T = 400$ K, les coefficients de dilatation dans les deux directions en fonction de la température sont alors donnés par les fonctions suivantes :

$$\alpha_{//}(T) = -2,18 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 + 1,258 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 3,315 \cdot 10^{-3} \cdot T - 1,381 \cdot 10^{-1} \quad (28)$$

$$\alpha_{\perp}(T) = -2,405 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 + 1,471 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 + 3,92 \cdot 10^{-3} \cdot T - 5,935 \cdot 10^{-2} \quad (29)$$

La formule (27) appliquée avec $\alpha(T) = \alpha_{//}(T)$ (28), et T compris entre 293 K et 4 K (température ambiante et température expérimentale), fournit le résultat suivant:

$$\left(\frac{L - L_0}{L_0} \right)_{//} = \int_{293}^4 \alpha_{//}(T) dT = -786,6 \cdot 10^{-6} \quad (30)$$

Classiquement les contractions des matériaux sont décrites par un coefficient de dilatation constant qui vérifie l'équation (31) :

$$\left(\frac{L - L_0}{L_0} \right) = \alpha \cdot (T - T_0) \quad (31)$$

On peut donc calculer simplement un coefficient de dilatation correspondant à une variation de la température ambiante vers la température expérimentale à partir des équations (27) (28) (29) et (31).

On obtient dans la direction axiale :

$$\alpha_{//} \approx 2,7 \cdot 10^{-6} / K \quad (32)$$

De même, dans la direction transversale :

$$\alpha_{\perp} \approx 2,16 \cdot 10^{-6} / K \quad (33)$$

Les dimensions des résonateurs à la température de l'hélium liquide sont alors facilement calculées.

III DIMENSIONNEMENT DES RESONATEURS ET IDENTIFICATION DES MODES MIS EN JEU

La première oscillation maser à 12,038 GHz (fréquence de transition de l'ion Fe^{3+}), a été découverte par P.Y. Bourgeois durant sa thèse, lors de tests d'un résonateur cryogénique nommé « Pinochio ». Le mode $\text{WGH}_{17,0,0}$ observé présente dans ce cas des caractéristiques non linéaires dues à la présence de l'ion Fe^{3+} dont la fréquence de transition correspond à la fréquence du mode de galerie [55].

L'effet maser a pu être mis en évidence parce que le facteur de qualité associé au mode est très élevé. Cette propriété est due au nombre azimutal élevé (17 variations) qui conduit à un champ électromagnétique confiné dans le résonateur. L'autre point nécessaire à l'apparition de ce phénomène est la présence d'une composante magnétique transversale. Les modes WGH sont donc les seuls candidats pour réaliser cette expérience.

Le premier objectif de l'étude menée à XLIM a donc été de dimensionner d'autres cristaux présentant le mode de galerie $\text{WGH}_{17,0,0}$ à 12,038 GHz, afin de reproduire l'effet maser.

III.1 Simulations en oscillation libre autour de 12.04 GHz, dimensionnement du résonateur

III.1.1 Structure étudiée

La structure étudiée est présentée Figure III-13.

Une étude préliminaire a montré que les dimensions de la cavité, si elles restaient grandes devant celles du résonateur, n'avaient aucune influence sur les fréquences de résonance des modes WGH.

Dans un premier temps, un résonateur disponible dans le laboratoire du FEMTO-ST à Besançon, appelé « Marie » a été redimensionné. En effet pour obtenir l'effet maser, la différence entre la fréquence du mode de galerie et la fréquence de transition de l'ion Fe^{3+} doit être inférieure à

12 MHz. Or, au laboratoire FEMTO-ST, la fréquence de résonance du résonateur « Marie » du mode $WGH_{17,0,0}$ a été mesurée à 12,024 GHz au lieu de 12,038 GHz.

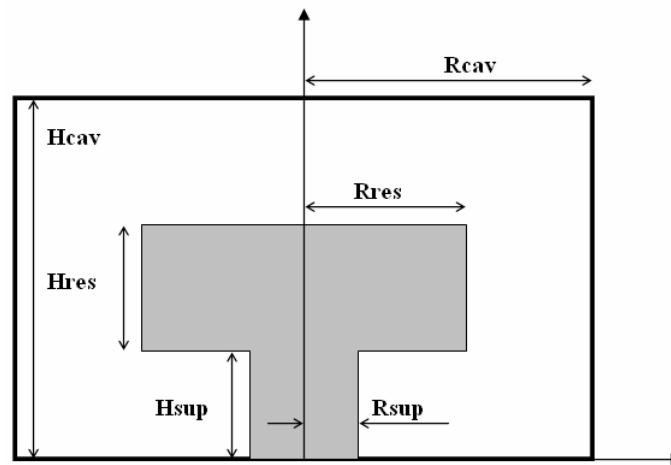


Figure III-13 : Structure étudiée

Le résonateur « Marie » a pour dimensions initiales (cf Figure III-13):

- ▶ $R_{cav} = 50$ mm
- ▶ $H_{cav} = 60$ mm
- ▶ $R_{res} = 25,001$ mm
- ▶ $H_{res} = 29,993$ mm
- ▶ $R_{sup} = 7,5$ mm
- ▶ $H_{sup} = 15$ mm

La première étape a consisté à calculer les fréquences des résonances des modes de galerie WGH du résonateur « Marie » initial à $T = 4$ K avec les formulations E et H pour différents maillages afin de valider les simulations effectuées à XLIM.

III.1.2 Etude de la convergence des résultats en fonction du maillage

La prise en compte des symétries permet, en général, de réduire les temps de calcul. Or, la structure, constituée d'un résonateur et d'un support, ne permet aucune autre symétrie que la symétrie de révolution et il est donc nécessaire de discrétiser la totalité de la section génératrice. Compte tenu de la concentration de l'énergie sur la périphérie du résonateur (Figure III-14), il est possible d'introduire une nouvelle symétrie en ne simulant pas le support. Pour une même densité de maillage les temps de calcul sont considérablement réduits.

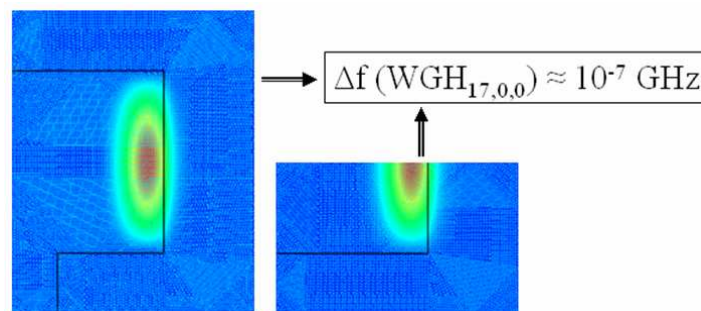


Figure III-14 : Répartition du module du champ électrique du mode $WGH_{17,0,0}$ dans le cas de la structure complète avec support et sans le support (maillage identique, symétrie de révolution)

La différence en fréquence de l'ordre de 1.10^{-7} GHz entre les deux structures simulées sur le mode $WGH_{17,0,0}$ est négligeable. Pour les simulations en oscillations libres, dans la suite de l'étude, le support ne sera donc pas pris en compte afin de minimiser les temps de calculs.

De plus, un compromis entre la précision des résultats fréquentiels (bonne convergence entre les résolutions en champ E et H) et la densité du maillage a également été étudié.

Dans cette optique, nous effectuons les simulations avec différentes discrétisations pour les modes $WGH_{x,0,0}$ avec x compris entre 9 et 21. Les dimensions simulées sont celles du résonateur « Marie » en tenant compte de la contraction à froid des matériaux. (Tableau III-2).

Nombre Azimut.	Maillage 1			Maillage 2			Maillage 3		
	Form E (GHz)	Form H (GHz)	Ecart (MHz)	Form E (GHz)	Form H (GHz)	Ecart (MHz)	Form E (GHz)	Form H (GHz)	Ecart (MHz)
9	7,079890	7,079647	0,24	7,079833	7,079713	0,12	7,079788	7,079778	0,01
10	7,704906	7,704541	0,37	7,704823	7,704636	0,19	7,704754	7,704731	0,02
11	8,327649	8,327125	0,52	8,327532	8,327259	0,27	8,327433	8,327391	0,04
12	8,948291	8,947570	0,72	8,948133	8,947751	0,38	8,947996	8,947931	0,06
13	9,567000	9,566034	0,97	9,566790	9,566273	0,52	9,566606	9,566513	0,09
14	10,183926	10,182664	1,26	10,183655	10,182973	0,68	10,183414	10,183284	0,13
15	10,799208	10,797593	1,62	10,798864	10,797986	0,88	10,798555	10,798381	0,17
16	11,412972	11,410940	2,03	11,412543	11,411430	1,11	11,412152	11,411926	0,23
17	12,025330	12,022813	2,52	12,024803	12,023415	1,39	12,024317	12,024028	0,29
18	12,636383	12,633310	3,07	12,635745	12,634039	1,71	12,635150	12,634786	0,36
19	13,246223	13,242516	3,71	13,245460	13,243389	2,07	13,244741	13,244290	0,45
20	13,854934	13,850512	4,42	13,854032	13,851545	2,49	13,853170	13,852619	0,55
21	14,462591	14,457367	5,22	14,461534	14,458579	2,96	14,460514	14,459847	0,67

Tableau III-2 : Convergence des solutions E et H pour des densités de maillage croissantes et pour différents modes WGH.

Sur la plage des nombres azimutaux étudiés, le maillage 3 donne une erreur absolue entre les deux formulations inférieure au MHz et sera donc retenu pour la suite. Grâce aux résultats de mesures fournis par le laboratoire FEMTO-ST, nous pouvons confronter les résultats théoriques à ceux obtenus en mesures (Tableau III-3).

Nombre azimutal	Formulation E	Formulation H	Mesure
13	9,56660613	9,56651267	9,567
14	10,1834136	10,1832843	10,184
15	10,7985546	10,7983815	10,799
16	11,4121523	11,4119262	11,413
17	12,0243174	12,0240282	12,025
18	12,6351501	12,6347865	12,636

Tableau III-3 : Mesures effectuées sur le résonateur « Marie » @ 4 K

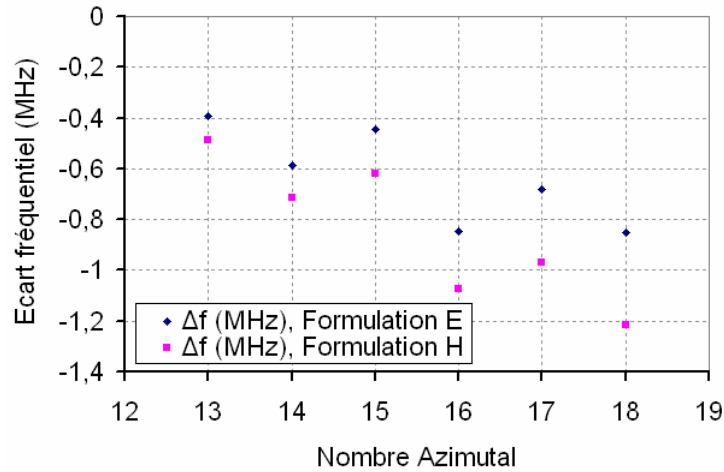


Figure III-15 : Comparaison calcul – mesure

Les écarts fréquentiels entre mesures et simulations pour les deux formulations (Figure III-15) sont très faibles mais augmentent avec la valeur du nombre azimutal. Ces écarts peuvent être dus à plusieurs facteurs :

- ▶ Précision de la mesure
- ▶ Valeurs du tenseur de permittivité utilisé lors des simulations
- ▶ Précision du maillage

Cependant, l'écart maximal entre la mesure et le calcul est de l'ordre du MHz, ce qui est suffisant pour l'application maser.

III.1.3 Dimensionnement du résonateur

La fréquence de résonance du résonateur du mode considéré doit être égale à 12.038 GHz qui correspond à la fréquence de transition entre les niveaux d'énergie $|3/2\rangle$ et $|1/2\rangle$ des ions paramagnétiques Fe^{3+} .

Dans le cas du résonateur « Marie » la fréquence de résonance la plus proche de cette valeur est celle du mode WGH_{17,0,0} à $f = 12,024$ GHz. Nous avons donc déterminé en simulation le couple de valeurs (rayon, hauteur) permettant d'obtenir une fréquence de résonance de 12.038 GHz.

Pour cela nous avons calculé pour 5 valeurs de rayon (24.9 mm, 24.95 mm, 25.001 mm, 25.05 mm et 25,1 mm), les fréquences de résonance du mode $WGH_{17,0,0}$ en fonction de la hauteur du résonateur.

Connaissant les deux hauteurs du résonateur permettant d'encadrer la valeur de la fréquence désirée (12.038 GHz), nous appliquons la méthode de Newton-Raphson afin de déterminer précisément la hauteur du résonateur qui permet d'obtenir une fréquence de résonance très proche de la fréquence désirée.

Les résultats de ces différentes étapes sont donnés dans le Tableau III-4.

	<i>R = 24,9 mm</i>			<i>R = 24,95 mm</i>			<i>R = 25,001 mm</i>			<i>R = 25,05 mm</i>			<i>R = 25,1 mm</i>		
	<i>Hauteur (mm)</i>	<i>f (GHz)</i>	<i>Ecart (GHz)</i>	<i>Hauteur (mm)</i>	<i>f (GHz)</i>	<i>Ecart (GHz)</i>	<i>Hauteur (mm)</i>	<i>f (GHz)</i>	<i>Ecart (GHz)</i>	<i>Hauteur (mm)</i>	<i>f (GHz)</i>	<i>Ecart (GHz)</i>	<i>Hauteur (mm)</i>	<i>f (GHz)</i>	<i>Ecart (GHz)</i>
<i>1 ère étape</i>	35,5	12,03953	1,53E-03	31	12,04110	3,1E-03	28	12,04111	3,11E-03	26	12,0389	8,97E-04	24	12,04179	3,79E-03
	36	12,03729	-7,15E-04	31,5	12,03774	-2,57E-04	28,5	12,03657	-1,43E-03	26,5	12,03324	-4,76E-03	24,5	12,03462	-3,38E-03
<i>Newton-Raphson (1)</i>	35,84096	12,03799	-1,01E-05	31,46179	12,03799	-5,58E-6	28,34268	12,03797	-2,56E-05	26,07923	12,03798	-2,14E-05	24,26431	12,03795	-5,43E-05
<i>Newton-Raphson (2)</i>	35,83867	12,038	7,44E-08	31,46094	12,038	-2,1E-09	28,33981	12,038	2,40E-07	26,07732	12,038	4,87E-07	24,26046	12,038	8,11E-07

Tableau III-4 : Dimensionnement du résonateur par la méthode de Newton-Raphson.

La Figure III-16 met en évidence l'effet drastique d'une variation du diamètre du résonateur sur la valeur de la fréquence de résonance du mode $WGH_{17,0,0}$. L'influence d'une variation de la hauteur est moindre.

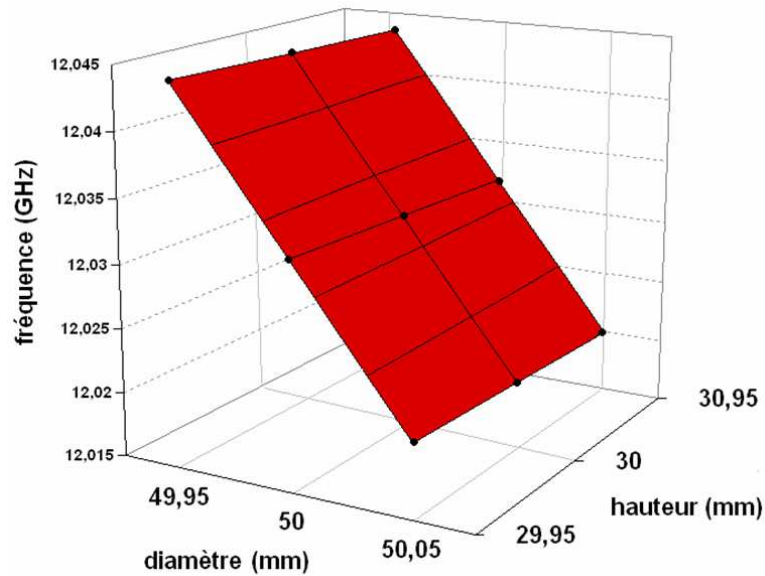


Figure III-16 : Influence d'une variation des dimensions du résonateur sur la fréquence de résonance du mode $WGH_{17,0,0}$

Nous avons donc tout intérêt à effectuer un usinage sur la hauteur du cristal, la fréquence étant moins sujette à de fortes variations.

Si un rayon de 25,001 est conservé pour le résonateur « Marie », la hauteur doit alors être de 28,34 mm. Après cette rectification des dimensions, la fréquence mesurée au laboratoire du FEMTO-ST pour le mode $WGH_{17,0,0}$ est de 12.041 GHz, résultat tout à fait compatible avec nos besoins.

III.1.4 Les différents saphirs et leurs dimensions

A partir de l'étude précédente, d'autres résonateurs ont été simulés et fabriqués pour que la fréquence de résonance du mode $WGH_{17,0,0}$ soit de l'ordre de 12,038 GHz. Leurs dimensions sont consignées dans le Tableau III-5.

Résonateur	Hr @ 293 K	Rr @ 293 K	Hr @ 4.2 K	Rr @ 4.2 K
Basile 1	30,047	25,013	30,029	24,994
Basile 2	30,041	25,013	30,023	24,994
Jepeto	30,015	24,990	29,997	24,971
Marie	28,400	25,013	28,383	24,994
Jeanne	30,030	25,015	30,012	24,996

Tableau III-5 : Dimension à température ambiante et à $T = 4K$ des différents résonateurs

Les données du Tableau III-5 sont issues de mesures réalisées (à température ambiante) au laboratoire FEMTO-ST puis extrapolées à la température de l'hélium liquide.

Remarque : Pour ne pas dégrader les performances du système maser, il est préférable d'avoir un encombrement spectral faible autour de 12,04 GHz.

Pour les différents résonateurs présentés dans le Tableau III-5, nous avons recherché les modes WGH pouvant être excités à la fréquence voisine de celle de la transition de l'ion Fe^{3+} .

A priori, seul le résonateur « Jeanne » possède un mode WGH autre que le mode $WGH_{17,0,0}$, qui pourrait conduire à un effet maser (Figure III-17).

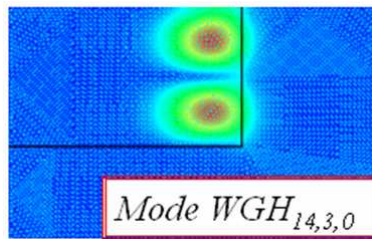


Figure III-17 : Module du champ Ez du mode $WGH_{14,3,0}$, résonant à 12,03 GHz (résonateur « Jeanne »)

Le concept du maser à modes de galerie ne peut exister que si un signal de pompe est injecté à une fréquence proche de 31,3 GHz, correspondant à la transition entre les niveaux d'énergie $|5/2\rangle$ et $|1/2\rangle$ de l'ion Fe^{3+} . Afin de limiter la puissance de pompe nécessaire au démarrage de l'oscillation, il faut que le résonateur présente un mode de galerie à cette fréquence. De plus l'excitation de l'ion paramagnétique se faisant avec les moments magnétiques, le champ magnétique de pompe doit être orienté de même manière que le champ résultant (signal maser). Donc seul les modes WGH doivent convenir.

III.2 Identification des modes de pompe

III.2.1 Critères de sélection : mode WGH très pur.

Les simulations effectuées à l'aide de la méthode des éléments finis (MEF) en oscillations libres, sans perte, doivent permettre d'identifier les modes de pompe possibles. La structure étudiée étant à symétrie de révolution, l'analyse sera menée à l'aide de la MEF à deux dimensions. Le support ne sera pas pris en compte pour limiter l'étude à la moitié du résonateur (apport d'une nouvelle symétrie) (Figure III-18).

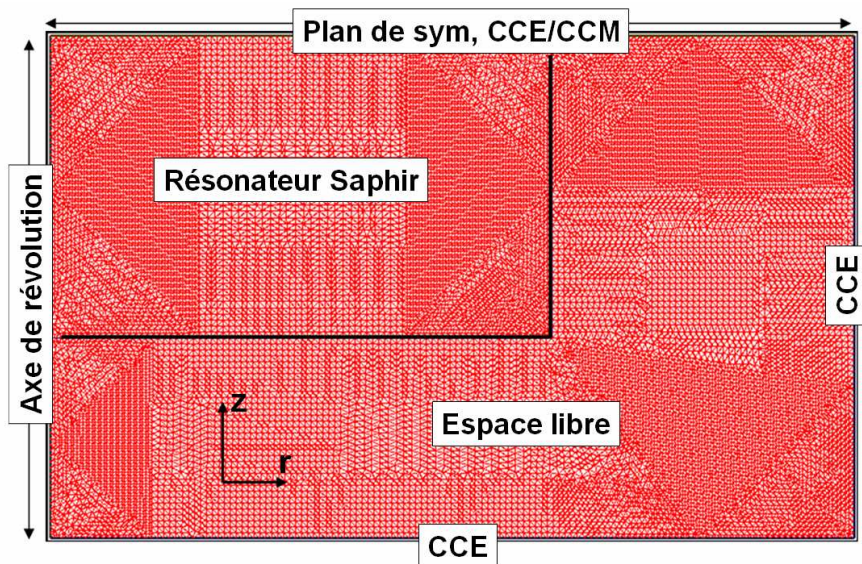


Figure III-18 : Maillage de la structure résonante étudiée autour de 31,33 GHz

La dimension des mailles est définie pour avoir une convergence des résultats obtenus à l'aide des formulations magnétique et électrique du logiciel.

Il faut noter qu'une précision (Δf) de l'ordre du MHz sur la fréquence des modes, représente une variation relative ($\Delta f/f_0$) inférieure à 0,01 %. Cependant, la donnée des fréquences au KHz près nous permet de qualifier la convergence des solutions.

Pour le mode $WGH_{44,0,1}$ @ 31,32 GHz (résonateur « Jeanne »), l'écart fréquentiel entre les deux formulations n'excède pas 10^{-5} GHz.

Les différents résonateurs présentés dans le Tableau III-5 ont alors été simulés afin d'identifier les modes susceptibles d'être les modes « pompes » du système maser.

Des simulations aux températures ambiante et de travail ($T = 4 \text{ K}$) sont effectuées mais aussi à la température de l'azote liquide ($T = 77 \text{ K}$) pour certains cristaux. En effet les fréquences de résonance des cristaux à $T = 77 \text{ K}$ et $T = 4 \text{ K}$ sont très proches, et les tests à $T = 77 \text{ K}$ sont plus facilement réalisables en laboratoire.

Les modules du champ électrique de quelques modes WGH présents à 31,3 GHz et communs à tous les résonateurs sont présentés Figure III-19.

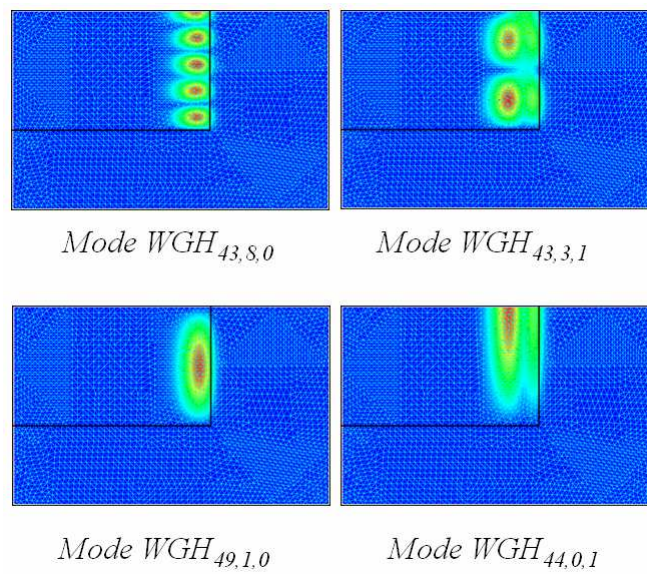


Figure III-19 : Module du champ électrique des modes WGH purs présents dans le résonateur « Pinochio ».

III.2.2 Présentation des résultats pour les différents cristaux.

Nous présentons par la suite les résultats de simulation des différents cristaux.

- **Basile 1**

	Basile 1 @ 293 K	Basile 1 @ 77 K	Basile 1 @ 4,2 K
WGH 43,8,0	31,313223	31,335488	31,335941
WGH 43,3,1	31,314224	31,337252	31,337521
WGH 44,0,1	31,300593	31,32377	31,324009
WGH 49,1,0	31,300896	31,326	31,326572

Tableau III-6 : Modes WGH purs résonant autour de 31,3 GHz susceptibles de constituer des signaux de pompe de l'ion Fe^{3+} pour le résonateur Basile 1.

La fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ simulée pour le résonateur Basile 1 est de 12,0270535 GHz

- **Basile 2**

	Basile 2 @ 293 K	Basile 2 @ 77 K	Basile 2 @ 4,2 K
WGH 43,8,0	31,315014	31,337291	31,337731
WGH 43,3,1	31,31509	31,338132	31,338376
WGH 44,0,1	31,301232	31,324427	31,32465
WGH 49,1,0	31,303585	31,326697	31,32726

Tableau III-7 : Modes WGH purs résonant autour de 31,3 GHz susceptibles de constituer des signaux de pompe de l'ion Fe^{3+} pour le résonateur Basile 2.

La fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ simulé pour le résonateur Basile 2 est de 12,02733486 GHz

- **Jepeto**

	Jepeto @ 293 K	Jepeto @ 77 K	Jepeto @ 4,2 K
WGH 43,8,0	31,34301	31,365295	31,365725
WGH 43,3,1	31,343272	31,366277	31,36655
WGH 44,0,1	31,32944	31,352608	31,352853
WGH 48,3,0	31,271412	31,294339	31,294924
WGH 49,1,0	31,331766	31,354885	31,355457

Tableau III-8 : Modes WGH purs résonant autour de 31,3 GHz susceptibles de constituer des signaux de pompe de l'ion Fe^{3+} pour le résonateur Jepeto.

La fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ simulé pour le résonateur Jepeto est de 12,03815643 GHz

- **Marie** (après réusinage).

Marie @ 4,2 K	
WGH 43,8,0	31,35622453
WGH 43,3,1	31,31460837
WGH 44,0,1	31,33656043

Tableau III-9 : Modes WGH purs résonant autour de 31,3 GHz susceptibles de constituer des signaux de pompe de l'ion Fe^{3+} pour le résonateur Marie (réusiné).

La fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ simulé pour le résonateur Marie est de 12,038 GHz

Les différentes fréquences mesurées pour le résonateur Marie sont les suivantes:

Mode de pompe : 31,355031 GHz
 Mode maser : 12,0418562 GHz

Nous pouvons noter une très bonne concordance entre les mesures effectuées et les simulations réalisées.

- **Jeanne**

Jeanne @ 4,2 K	
WGH 43,8,0	31,334724
WGH 43,3,1	31,332195
WGH 44,0,1	31,317751
WGH 49,1,0	31,320473

Tableau III-10 : Modes WGH purs résonant autour de 31,3 GHz susceptibles de constituer des signaux de pompe de l'ion Fe^{3+} pour le résonateur Jeanne.

La fréquence du mode $WGH_{17,0,0}$ simulé pour le résonateur Jeanne est de 12,02479943 GHz

Les différentes fréquences mesurées pour le résonateur Jeanne :

Mode pompe : 31,3217543 GHz / 31,3214685 GHz (modes orthogonaux, ou mode WGH proches dans le spectre)

Mode maser : 12,023994 GHz

Ces valeurs coïncident avec les valeurs simulées.

La méthode des éléments finis permet de déterminer précisément le mode maser. Par contre, plusieurs modes WGH sont susceptibles de constituer le signal de pompe. Afin de lever cette ambiguïté, un calcul des intégrales de recouvrement des champs magnétiques de ces différents modes et du mode du signal maser ($WGH_{17,0,0}$) a été effectué.

III.3 Intégrale de recouvrement

III.3.1 Définition, but

Les différents résonateurs étudiés possèdent 5 modes WGH dont la fréquence de résonance est proche de la transition entre les niveaux d'énergie $|5/2\rangle$ et $|1/2\rangle$ de l'ion Fe^{3+} . Ce sont les modes $WGH_{43,8,0}$, $WGH_{43,3,1}$, $WGH_{44,0,1}$, $WGH_{48,3,0}$ et $WGH_{49,1,0}$.

Les recouvrements des vecteurs champ magnétique selon l'axe azimutal (H_θ , champ d'excitation de l'ion Fe^{3+}) du mode $WGH_{17,0,0}$ avec ceux de chacun de ces 5 modes ont donc été étudiés. Nous nous sommes également intéressé à l'étude du recouvrement avec le mode $WGH_{49,0,0}$, qui possède uniquement des variations azimutales et dont la fréquence de résonance est la plus proche de 31,3 GHz.

La valeur de l'intégrale de recouvrement dépend de la répartition du champ H dans le résonateur, c'est-à-dire du mode considéré. Les résultats obtenus sont donc valables pour tout résonateurs présentant un des modes de pompe retenus.

Le calcul des champs est effectué sous Matlab via le programme développé par Jean Michel Le Floch utilisant la méthode des lignes. En effet celui-ci nous permet d'extraire facilement les matrices des composantes des champs électrique et magnétique. Cette étude sera menée avec les dimensions du résonateur « Jeanne ».

Le mode maser est excité à l'aide d'une sonde magnétique et le mode de pompe à l'aide d'une sonde électrique (Figure III-20).

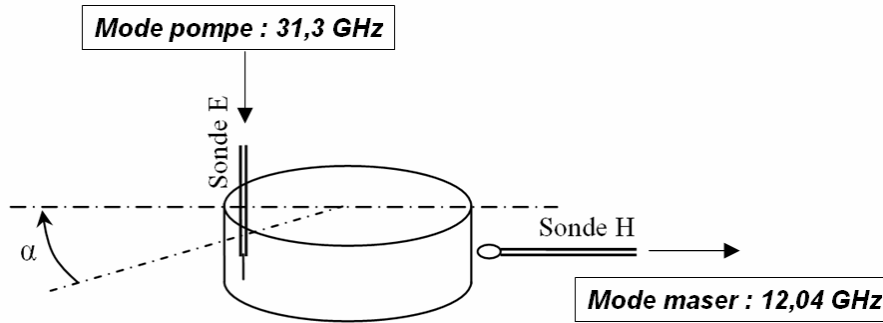


Figure III-20 : Schéma du résonateur et des systèmes d'excitation des modes de pompe et maser

Le recouvrement dépend de la position des sondes d'excitation l'une par rapport à l'autre. Soit α l'angle entre l'axe de la sonde magnétique et l'emplacement de la sonde électrique. Un déphasage du champ électromagnétique du mode de pompe retenu nous permet de décaler virtuellement la sonde d'excitation électrique d'un angle α .

Deux cas sont alors à considérer :

- **Cas 1 :** On considère les vecteurs du champ « amplificateur » (mode de pompe), et du champ résultant (mode du signal maser). L'opération suivante est alors effectuée pour déterminer l'intégrale de recouvrement (IRV) :

$$IRV = \frac{1}{\|H_{MASER}\|_{\max} \cdot \|H_{pompe}\|_{\max}} \cdot \sum_{cavité} \|\vec{H}_{MASER} \cdot \vec{H}_{pompe}\| \quad (34)$$

- **Cas 2 :** On émet l'hypothèse que les champs magnétiques de sens opposés n'apportent pas de contribution à l'intégrale de recouvrement. Dans ce cas, le produit $(\vec{H}_{MASER} \cdot \vec{H}_{pompe})$ dans l'équation (34) n'apporte de contribution que s'il est positif.

Le calcul de l'équation (34) est implémenté sous Matlab après extraction des composantes du champ magnétique déterminées à l'aide du logiciel utilisant la méthode des lignes développée par Jean Michel Le Floch.

III.3.2 Résultats

Les résultats de l'étude, dans le cas 1 et pour un angle α nul, sont consignés sur la Figure III-21 pour les différents modes de pompe susceptibles de générer l'inversion de population. Le recouvrement du mode maser avec lui-même correspond au cas idéal (IRV = 100 %).

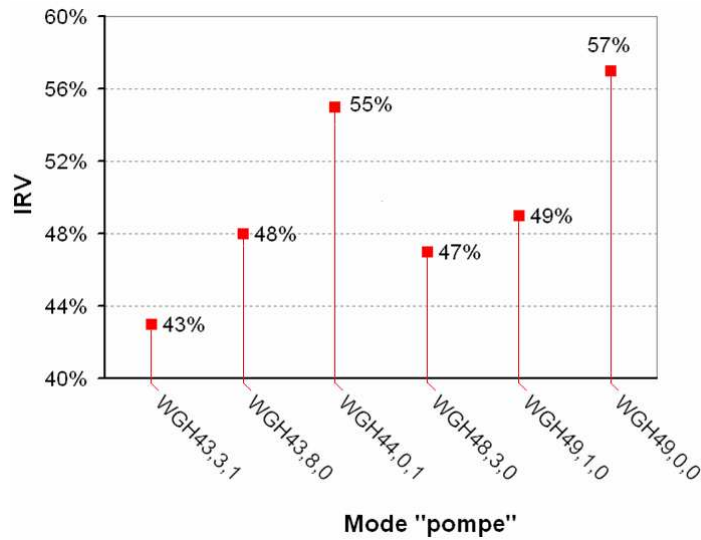


Figure III-21 : Intégrales de recouvrement (IRV) entre le mode maser WGH1700 et différents modes de pompe – cas 1

Le calcul de l'intégrale de recouvrement, dans le cas 1, est effectué ensuite pour le mode WGH_{44,0,1} et pour différentes valeurs de l'angle α (Figure III-22).

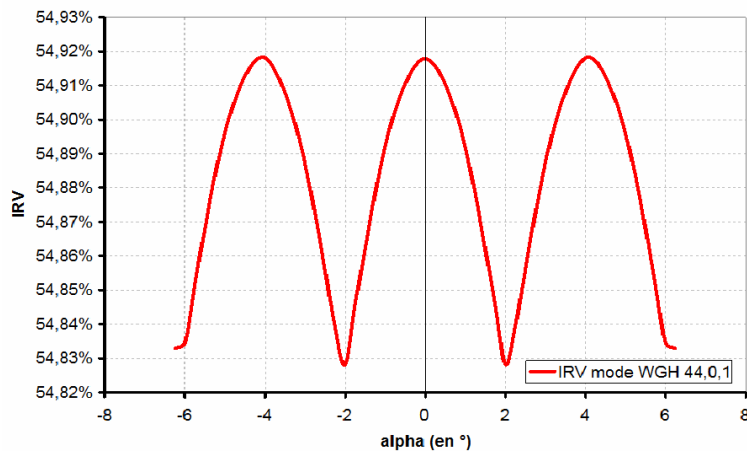


Figure III-22 : Influence d'une variation de la position relative des sondes (α), sur l'intégrale de recouvrement (cas 1). Exemple du mode WGH_{44,0,1}.

Le nombre de variations azimutales des modes mis en jeu (respectivement 44 et 17) étant très important, le recouvrement de ceux-ci ne dépend quasiment pas de leur déphasage relatif. On remarque que la périodicité correspond logiquement à la périodicité du module de l'onde azimutale pour le mode $WGH_{44,0,1}$ qui possède 88 variations sur 360° et donc une période de 4.1° , période que l'on retrouve sur la Figure III-22.

Les mêmes calculs sont ensuite effectués en considérant le cas 2 (Figure III-23).

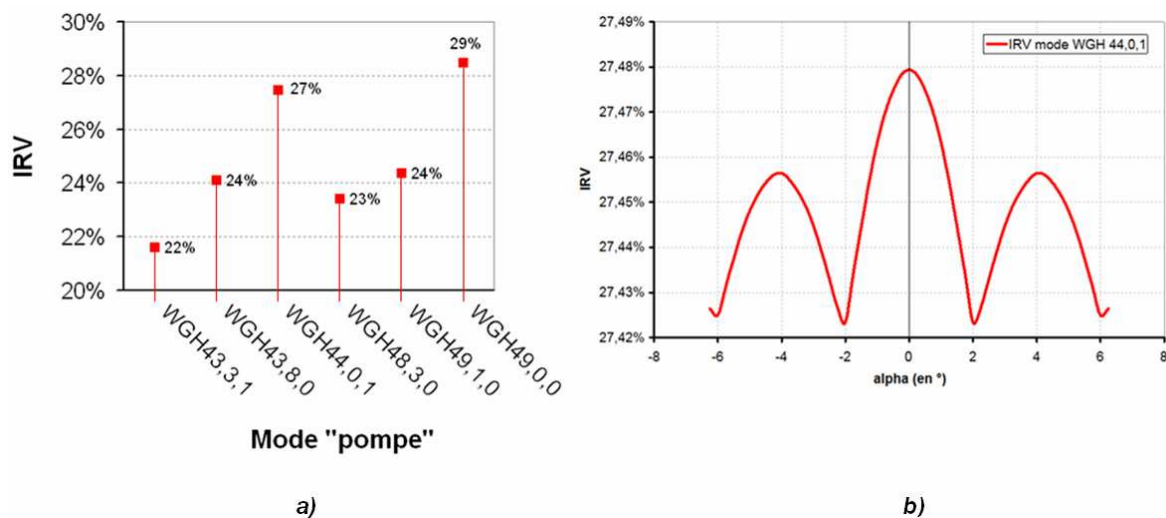


Figure III-23 : a) Intégrales de recouvrement entre le mode maser $WGH_{17,0,0}$ et différents modes de pompe, b) Influence d'une variation de l'angle α entre les deux sondes – cas 2.

Les modes de pompe les plus performants sont les mêmes dans les cas 1 et 2 (le recouvrement est simplement deux fois moins important). L'influence de l'angle α est différente, mais reste négligeable. Le motif présenté sur la Figure III-23 b) présente une période de 8.2° ce qui correspond à la période du champ H sur le plan azimutal pour le mode $WGH_{44,0,1}$.

Globalement, dans les deux cas, l'angle entre les deux sondes (α) n'a que peu d'influence sur les résultats. Une étude des propriétés des ions paramagnétiques Fe^{3+} montre que l'excitation de ceux-ci se fait grâce à la modification des moments magnétiques (c'est-à-dire l'orientation des spins). La notion d'orientation des champs excitants et résultants semble donc indispensable. Il semble donc nécessaire de favoriser le cas 2 pour le calcul de l'intégrale de recouvrement.

Les résultats obtenus montrent que cette méthode ne permet pas, à priori, d'isoler un mode de pompe précis. En effet, le recouvrement est globalement bon du fait des variations azimutales élevées des modes considérés.

Ce travail a été complété par l'étude du couplage du résonateur avec les circuits extérieurs. Les simulations sont alors effectuées à l'aide de la méthode des éléments finis à 3 dimensions en oscillations forcées pour obtenir les valeurs des paramètres S en fonction de la fréquence.

III.4 Simulations en oscillations forcées

III.4.1 Présentation des modèles élaborés sous Gmsh

Le logiciel libre Gmsh est utilisé pour effectuer le dessin de la structure en 3 dimensions ainsi que son maillage. La simulation des modes de pompe nécessite une discrétisation géométrique très fine car le nombre de variations azimutales est très élevé. La finesse du maillage conduit actuellement à une occupation mémoire trop importante et donc à une impossibilité de réaliser les calculs localement.

Les travaux effectués en oscillations forcées se limitent donc à l'étude du résonateur autour de 12,05 GHz.

Afin de réduire l'occupation mémoire et les temps de calcul, les symétries du dispositif ont été utilisées afin de discrétiser seulement un quart du système (Figure III-24 a)). Deux sondes magnétiques (boucles), sont introduites pour coupler le signal maser à 12,04 GHz dans l'application visée (Figure III-4). L'utilisation de telles sondes engendre un encombrement spectral faible autour des modes WGH, ce qui permet d'identifier les modes plus facilement [46].

Le logiciel Gmsh permet de paramétrer l'ensemble des dimensions du dispositif afin de les faire varier (en particulier la distance sonde-résonateur). Le maillage de la structure, après optimisation est présenté Figure III-24 b).

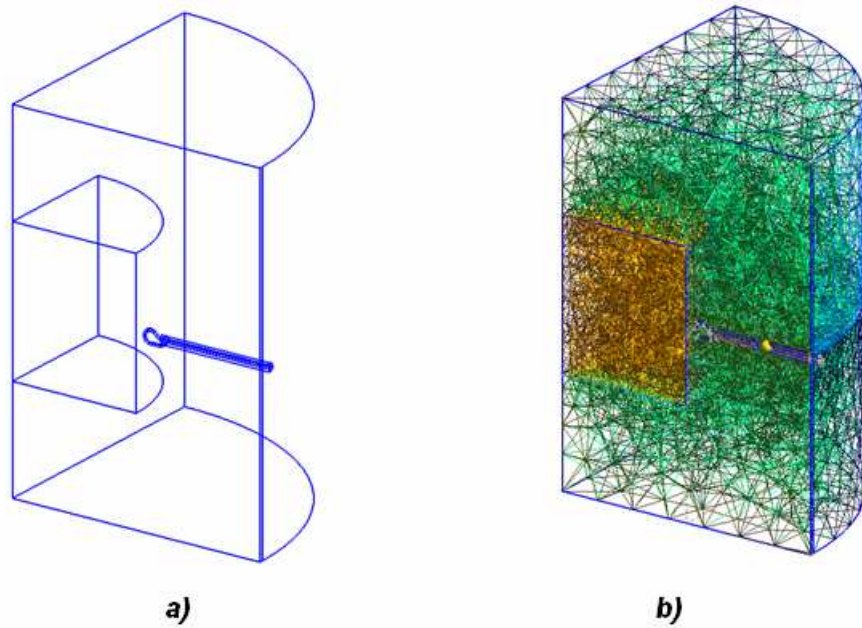


Figure III-24 : Structure simulée (a) et maillage (b)

III.4.2 Simulation autour de 12.05 GHz : encombrement spectral

Les résonateurs « Jeanne », « Jepeto », « Basile 1 » et « Basile 2 » ayant des dimensions très similaires, seul le résonateur « Jeanne » est simulé. Le résonateur « Marie » qui possède des dimensions notablement éloignées et donc un spectre autour de 12,05 GHz différent est également simulé. Il faut noter que les valeurs des fréquences de résonance trouvées en oscillations forcées sont éloignées des valeurs obtenues en oscillations libres. Cela est dû d'une part à un maillage pas assez fin et d'autre part à la présence des sondes d'excitation à l'intérieur de la cavité.

L'objectif de cette étude n'est pas d'obtenir la valeur des fréquences des modes de façon précise mais de visualiser l'ensemble des modes présents dans une bande de fréquence donnée.

Les simulations sont effectuées avec et sans pertes. Les pertes métalliques et diélectriques sont définies comme suit à $T = 4 \text{ K}$:

- Tangente de pertes du saphir : $\tan\delta = 1.10^{-8}$ (dans les deux axes)
- Tangente de pertes du téflon (tige coaxiale d'excitation) : $\tan\delta = 1.10^{-6}$
- Conductivité surfacique du cuivre : $\sigma_s = 5.10^8 \text{ S/m}$

Des simulations préliminaires ont montré que l'influence d'une variation de la conductivité surfacique - de la cavité et des conducteurs des câbles coaxiaux d'excitation - n'a d'influence que sur les pertes d'insertion. Le coefficient de qualité en charge reste inchangé. Ceci est dû au fait que le champ étant confiné dans le saphir, les parois de la cavité n'ont pas d'influence sur les coefficients de qualité des modes WGH d'ordre azimutal élevé.

Encombrement spectral autour de 12,05 GHz

Pour pouvoir relever sur une bande de fréquence l'ensemble des modes présents et visualiser les modules des champs électromagnétiques associés, il est nécessaire que la résolution en fréquence soit importante.

En effet, même lorsque la distance sonde-résonateur est faible, les coefficients de qualité en charge des modes de galerie sont très élevés. Il sera donc obligatoire d'avoir une résolution de 10 KHz pour une distance sonde-résonateur de 1,5 mm, et de 100 Hz pour une distance sonde-résonateur de 8,5 mm.

Les simulations des résonateurs « Jeanne » et « Marie » autour de 12,05 GHz sont présentées respectivement sur la Figure III-25 et la Figure III-26. Les résolutions en fréquence pour la simulation des résonateurs « Jeanne » et « Marie » sont respectivement 50 KHz et 10 KHz.

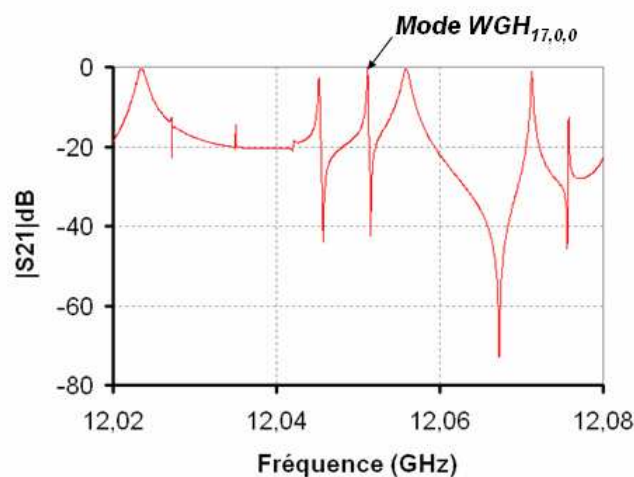


Figure III-25 : Réponse en transmission du résonateur « Jeanne » sur la bande 12,02 GHz – 12,08 GHz

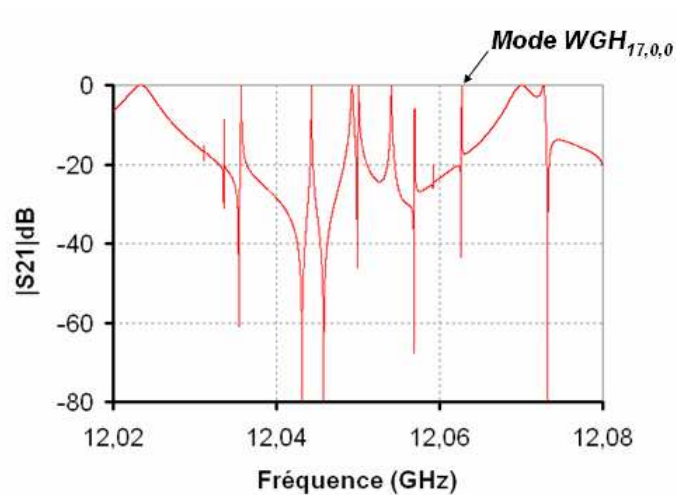


Figure III-26 : Réponse en transmission du résonateur « Marie » sur la bande 12,02 GHz – 12,08 GHz

Les fréquences de résonance des modes $WGH_{17,0,0}$ en oscillations forcées des résonateurs « Jeanne » et « Marie » sont respectivement de 12,051115 GHz et 12,06284 GHz.

Dans les deux cas, les spectres sont relativement encombrés dans la bande de fréquence 12,02 GHz – 12,08 GHz. Cependant, le mode $WGH_{17,0,0}$ est relativement bien isolé, le premier mode parasite est distant de 5 MHz.

III.4.3 Le mode du signal Maser : $WGH_{17,0,0}$

La simulation, avec une résolution supérieure, présentée Figure III-27 montre la forme de la résonance du mode $WGH_{17,0,0}$ pour le résonateur « Jeanne ».

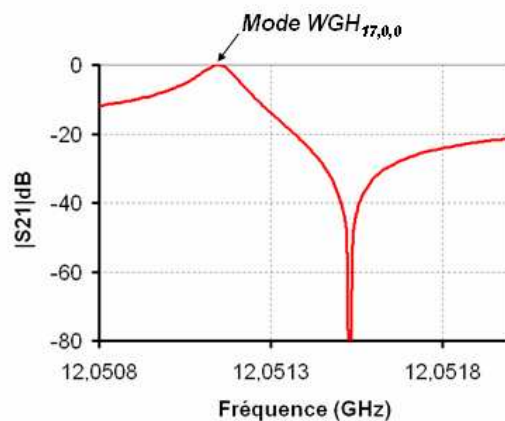


Figure III-27 : Résonance du mode $WGH_{17,0,0}$ pour le résonateur « Jeanne »

L'antirésonance qui apparaît à $f = 12,05152$ GHz est probablement due à la présence d'autres modes à proximité de la fréquence de résonance du mode considéré.

La répartition du module de la composante axiale du champ électrique (E_z), permettant l'identification du mode $WGH_{17,0,0}$, est présentée Figure III-28.

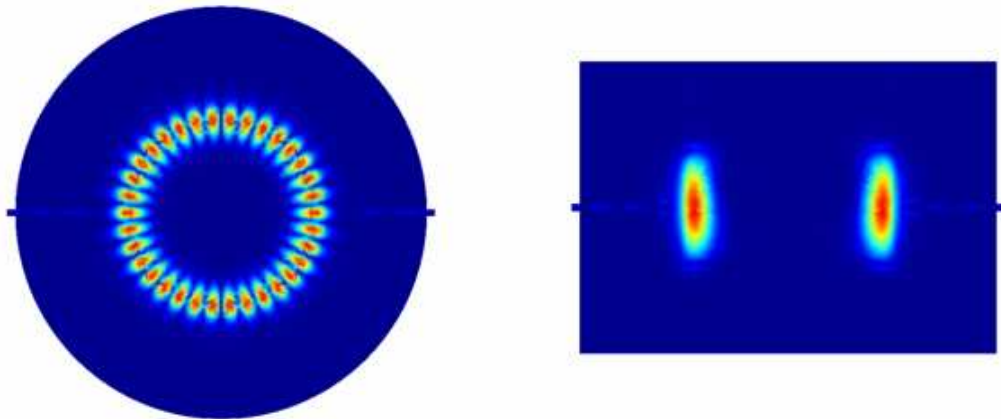


Figure III-28 : Répartition du module du champ E_z dans le résonateur, identification du mode $WGH_{17,0,0}$

L'utilisation d'une sonde magnétique ne permet pas d'exciter le mode $WGH_{14,3,0}$ dans le résonateur « Jeanne ». Par contre, l'emploi d'une sonde électrique a permis d'identifier ce mode (Figure III-29).

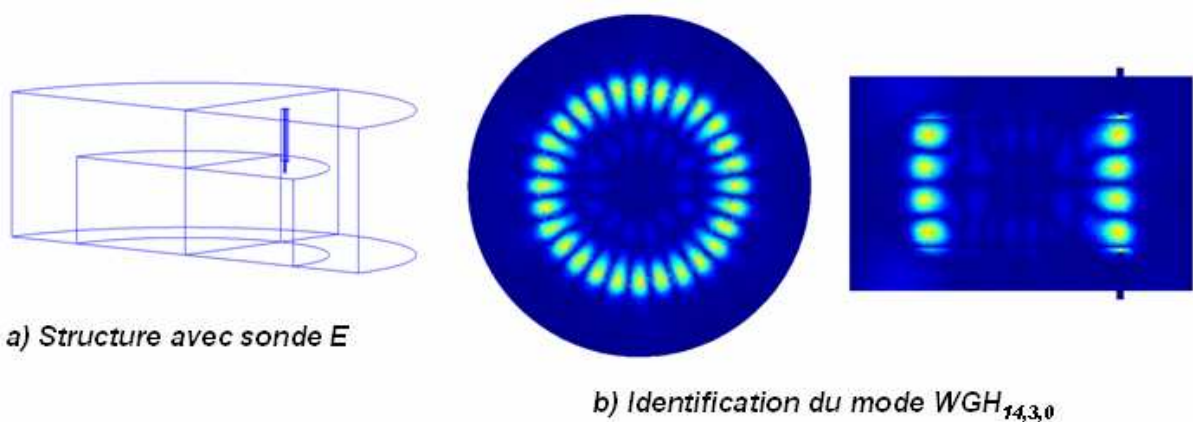


Figure III-29 : Simulation du résonateur « Jeanne » avec sonde électrique, identification du mode $WGH_{14,3,0}$.

La fréquence de résonance du mode $WGH_{14,3,0}$ en oscillations forcées est 12,037 GHz. Par contre, la sonde électrique, ne permet pas de visualiser le mode $WGH_{17,0,0}$. Ceci est probablement dû au fait que des modes de cavité masquent les modes recherchés dans chacune des deux configurations (sondes E et H).

Il est intéressant de caractériser l'influence des paramètres de la sonde d'excitation sur le coefficient de couplage.

III.4.4 Calcul de coefficient de qualité en charge

Le calcul des coefficients de qualité en charge de résonateurs via une simulation électromagnétique utilisant la méthode des éléments finis est sujet à caution car beaucoup de paramètres conditionnent les résultats obtenus.

Les caractéristiques des sondes d'excitation (rayon de la boucle pour une sonde magnétique, distance sonde - résonateur) sont les principaux paramètres influençant le coefficient de qualité en charge pour une structure donnée. Cependant, des simulations d'une même structure réalisées avec des maillages différents fournissent des coefficients de qualité en charge dissemblables.

L'utilisation d'une discrétisation géométrique relativement lâche ne nous permet donc pas d'obtenir des valeurs exactes du coefficient de qualité en charge. On peut cependant s'intéresser aux variations des coefficients de qualité en charge pour une variation de la distance sonde – résonateur pour un maillage donné.

Le coefficient de qualité en charge (Q_L) du résonateur « Jeanne » est calculé à partir des courbes des réponses en transmission autour de la résonance. Dans un premier temps, le calcul est effectué sans perte pour des distances entre la sonde d'excitation et le résonateur (D_s-r) de 1.5 mm, 8.5 mm et 16.5 mm (Figure III-30).

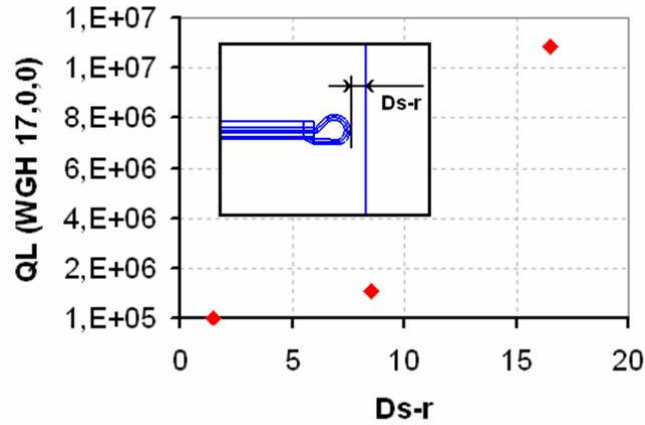


Figure III-30 : Evolution du coefficient de qualité en charge Q_L sans perte, en fonction de la distance sonde-résonateur ($Ds-r$), pour le résonateur « Jeanne ».

Pour une distance entre la sonde et le résonateur égale à 16,5 mm, la largeur de bande à 3 dB est de l'ordre de 1 KHz ($Q_L \approx 1,1 \cdot 10^7$).

Les mêmes calculs sont effectués en insérant les pertes métalliques et diélectriques. La Figure III-31 montre les réponses en transmission simulées avec et sans perte des distances sonde – résonateur de 1,5 mm et 8,5 mm. Le calcul avec pertes pour une distance sonde – résonateur de 16,5 mm ne permet pas de trouver la résonance, ce qui est probablement dû à la proximité de la cavité.

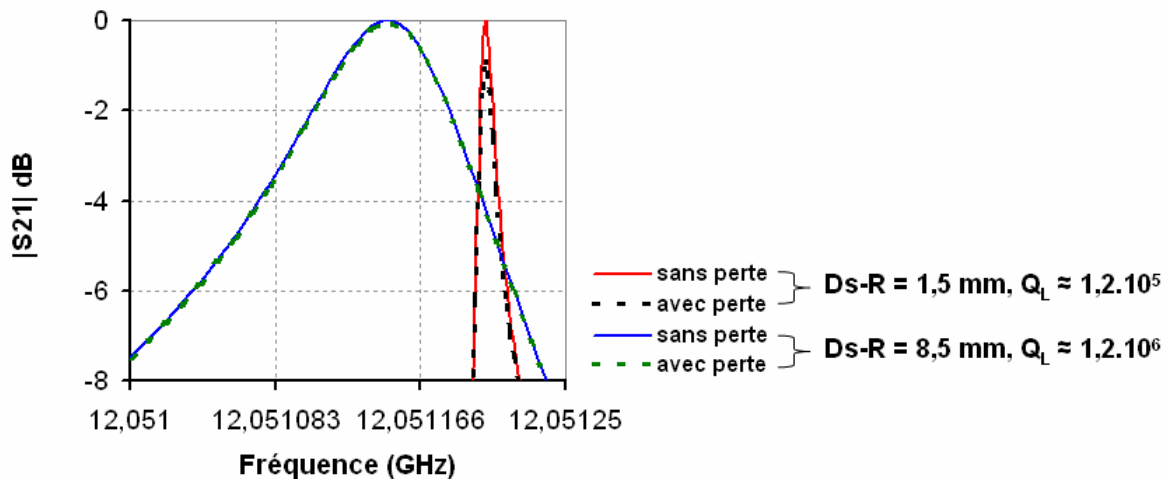


Figure III-31 : Module du paramètre en transmission avec et sans perte pour deux valeurs du paramètre $Ds-r$ (distance sonde-résonateur)

La largeur de bande à 3 dB, et donc le coefficient de qualité en charge Q_L , ne varient pas avec l'introduction des pertes. En effet celui-ci s'exprime à l'aide de l'équation (35) :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{2}{Q_{ext}} + \left(\frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_{diel}} \right) = \frac{1+2 \cdot \beta}{Q_0} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (35)$$

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_{diel}} \quad (36)$$

Avec :

- Q_{diel} : facteur de qualité dû aux pertes diélectriques.
- Q_m : facteur de qualité dû aux pertes métalliques.
- Q_0 : facteur de qualité à vide.
- Q_L : facteur de qualité en charge.
- Q_{ext} : facteur de qualité extérieur.
- β : coefficient de couplage aux accès.

Les pertes diélectriques, représentées par le paramètre Q_{diel} , sont de l'ordre de $1/\tan\delta$ (avec $\tan\delta = 10^{-8}$). Pour un coefficient de qualité en charge inférieur à 10^7 , elles sont donc négligeables. De même le champ étant confiné à l'intérieur du résonateur (mode de galerie), les pertes métalliques sont également insignifiantes.

Dans le cas de couplage suffisamment important, l'équation (35) se réduit à :

$$\frac{1}{Q_L} \approx \frac{2}{Q_{ext}} \quad (37)$$

Pour avoir une différence notable entre les calculs avec et sans pertes il est donc nécessaire de réduire les couplages afin d'augmenter le coefficient de qualité extérieur pour que celui ne soit plus négligeable devant Q_0 . Or, la structure étudiée, ne permet pas d'éloigner suffisamment les sondes d'excitation pour obtenir $Q_0 < Q_{ext}$.

Le calcul des coefficients de couplage, exige d'avoir une valeur précise de Q_0 . Pour cela, il est nécessaire également de sous coupler le résonateur de façon très importante (en imposant $|S_{21}|$ dB à la résonance inférieur à -20 dB). Or, la configuration de la cavité ne nous permet pas de

réaliser cette opération. Cependant, étant donné le confinement du champ dans le résonateur, l'approximation (38) peut être considérée :

$$Q_0 \approx \frac{1}{\tan \delta} \quad (38)$$

Le coefficient de couplage, β , peut alors être calculé connaissant le coefficient de qualité en charge Q_L déterminé en introduisant les pertes (équation (35)).

<i>Distance sonde résonateur ($D_s - R$) :</i>	<i>Q_L avec pertes</i>	<i>Coefficient de couplage β</i>
1,5 mm	$1,2 \cdot 10^5$	414
8,5 mm	$1,2 \cdot 10^6$	41

Tableau III-11 : Coefficients de qualité avec et sans perte et coefficients de couplage β pour différentes distances sonde - résonateur

Les coefficients de couplage, présentés dans le Tableau III-11, sont relativement élevés. Dans le contexte de l'étude il faut considérer deux coefficients de couplage à l'entrée et à la sortie différents : β_1 et β_2 . En effet, β_1 représente le « couplage » entre le mode de pompe et le mode maser. Ce couplage, très faible, est à différentier des coefficients de couplage calculés dans le Tableau III-11 (β_2), qui qualifient le couplage entre la sonde magnétique et le mode de galerie du signal maser. Les valeurs de β_2 expérimentales peuvent être différentes de celles obtenues en simulations car elles dépendent fortement du rayon de la boucle de la sonde magnétique et également de la discrétisation géométrique de la structure simulée.

IV CONCLUSIONS

Ce chapitre, consacré à l'étude des modes de galerie présents dans un résonateur saphir cryogénique pour une application novatrice, le maser, a permis de dimensionner de nouveaux résonateurs afin de reproduire l'effet maser dans des conditions prévisibles. Les modes de galerie transverses magnétiques nécessaires pour le signal de pompe et le signal maser ont été identifiés par simulation 3D en utilisant la méthode des éléments finis développée à XLIM.

L'oscillateur développé par le laboratoire FEMTO-ST dans le cadre du projet MANGAS a montré des premiers résultats encourageants et la collaboration avec le laboratoire XLIM a permis de réduire considérablement les temps de test grâce à la connaissance des fréquences des modes susceptibles de constituer les signaux de pompage de l'ion paramagnétique Fe^{3+} au sein de chacun des résonateurs.

L'identification précise du ou des modes de galeries responsables de l'effet de pompage à 31,3 GHz n'a pas pu être effectuée. Cependant, le calcul de l'intégrale de recouvrement des modes de pompe et du signal maser a montré que chacun des modes de pompe susceptibles de convenir possédait un bon recouvrement avec le mode du signal maser.

Enfin ce chapitre soulève le problème de la puissance de calcul nécessaire à la simulation précise en oscillations forcées par la méthode des éléments finis de telles structures. En effet il a été impossible avec les moyens disponibles au laboratoire XLIM de simuler des structures excitées sur des modes de galerie d'ordre très élevés en incluant les sondes.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux présentés dans ce mémoire abordent différents aspects liés à l'utilisation de résonateurs à fort coefficient de surtension cryogéniques.

Dans un premier temps, l'utilisation de tels résonateurs nous a permis de démontrer la faisabilité de réduire le poids et l'encombrement des IMUX de satellites de télécommunications à service fixe.

En effet, le remplacement des batteries de filtres volumiques constituant les IMUX actuels par des filtres réalisés en technologie planaire supraconductrice permet un gain de poids et d'encombrement conséquent.

Cependant, les validations expérimentales des filtres planaires supraconducteurs en bande C réalisés lors d'études précédentes ont montrées la nécessité d'effectuer d'une part une modélisation rigoureuse des dispositifs et d'autre part des mesures précises (étalonnage, température).

Un nouveau protocole de mesure, incluant un packaging adapté à la mesure sous pointes cryogéniques, nous a permis de mesurer les filtres dans des conditions rigoureuses. De plus, les différents facteurs responsables des désaccords entre les réponses expérimentales et les réponses simulées ont été mis en exergue. Certains d'entre eux ont pu être introduit dans les simulations électromagnétiques ce qui a permis d'approcher les spécifications en fréquences à +/- 5 MHz.

D'autres paramètres, inhérents à la technologie de gravure, non maîtrisables, ne permettent pas d'envisager la réalisation de tels filtres avec des spécifications sévères sans réglages post-fabrications. La solution classique qui utilise des vis d'accord augmente à la fois les pertes et le volume des boîtiers. Par conséquent, des techniques de réglage novatrices sont actuellement à

l'étude au sein du laboratoire XLIM, et les premiers tests de réglage via ablation laser sont prometteurs.

Le second chapitre, est consacré aux problèmes liés au couplage entre une photodiode et un filtre planaire. En effet, toujours dans l'objectif de réduire le poids et l'encombrement des IMUX, il est envisagé de remplacer par des systèmes optiques les différents circuits annexes d'un IMUX c'est-à-dire les coupleurs, les circulateurs ou encore les câbles coaxiaux.

Afin de conserver les performances liées à l'utilisation de la technologie planaire supraconductrice, la réalisation de la transition optoélectronique doit se faire sans apport de chaleur dans la zone froide du filtre, et donc sans circuits actifs. Nous avons donc évalué les performances de différentes solutions passives permettant d'effectuer l'adaptation de la photodiode d'impédance fortement réactive au circuit hyperfréquence.

L'étude a été menée sur un filtre 4 pôles sur alumine dorée, pour supprimer dans un premier temps tous les problèmes liés au fonctionnement à basse température et pour pouvoir effectuer des comparaisons entre les résultats expérimentaux et théoriques.

La solution la plus courante, consistant à placer entre la photodiode et la masse une résistance de 50 Ω , a été simulée puis réalisée. Les performances de cette solution sont équivalentes aux solutions industrielles utilisant une photodiode packagée.

Afin d'augmenter le rendement en puissance, l'utilisation du même principe mais avec une résistance de 100 Ω , nous a permis de montrer un gain relatif de 5 dB par rapport aux solutions du commerce. Pour cela un filtre asymétrique, présentant un accès haute impédance de 100 Ω a été développé à partir du filtre original.

Enfin l'utilisation d'un circuit simple stub, a permis de réaliser une adaptation sur une faible bande de fréquence. La réponse en fréquence du filtre est alors légèrement modifiée, mais un gain de l'ordre de 20 dB est mesuré par rapport au système utilisant une photodiode packagée. L'influence d'une variation de l'impédance de sortie de la photodiode en fonction de la tension de polarisation appliquée a également été mise en évidence avec ce circuit. La modification de la tension de polarisation permet d'affiner l'adaptation de la photodiode au circuit hyperfréquence.

Ces différentes expériences ont permis de démontrer qu'une adaptation passive de qualité est possible entre la photodiode et le circuit hyperfréquence.

L'utilisation d'un filtre supraconducteur couplé à une photodiode est donc envisageable. Les problèmes inhérents aux températures cryogéniques, et en particulier l'alignement et la fixation à basse température de la fibre optique sur la photodiode, sont cependant à étudier.

Dans le troisième chapitre de ce mémoire, un résonateur cryogénique à mode de galerie a été étudié dans le but novateur de réaliser un oscillateur maser cryogénique à mode de galerie pour des applications de métrologie du temps et des fréquences. Ce travail s'inscrit dans le projet ANR MANGAS (pour MAser de Nouvelle Génération pour Application Scientifique).

La présence, en impureté, de l'ion paramagnétique Fe^{3+} dans le saphir confère au matériau les propriétés d'un système à trois niveaux d'énergie. Un signal de pompe à la fréquence de 31,3 GHz permet d'exciter le matériau qui, par des désexcitations successives, émet un signal, le signal maser, à la fréquence de 12,038 GHz.

Cette application nécessite d'utiliser des modes de résonance à forts coefficients de qualité pour le signal de pompe et le signal maser. Ces forts coefficients de qualité sont obtenus en excitant des modes de galerie. Expérimentalement, l'utilisation de mode transverse magnétique s'est montrée indispensable.

Le dimensionnement de plusieurs résonateurs, afin qu'ils présentent des résonances sur le mode $\text{WGH}_{17,0,0}$ à la fréquence de 12,038 GHz (fréquence du signal maser), a été effectué en utilisant le logiciel de simulation électromagnétique EMXD développé à XLIM et basé sur la méthode des éléments finis.

La recherche et la classification des différents modes de galerie transverses magnétiques à la fréquence du mode de pompe (c'est-à-dire à $f = 31,3$ GHz) ont été effectuées pour chacun des résonateurs. Ceci a permis de réduire les temps de test des masers développés grâce à la connaissance précise des fréquences d'excitations.

Afin de déterminer le mode de pompe le plus à même de provoquer le phénomène maser, les intégrales de recouvrement entre les modes de pompes probables et le mode du signal maser ont été calculées. Cependant, L'ensemble des modes de pompe sélectionnés possède un bon recouvrement avec le mode du signal maser, et donc ce calcul n'a pas permis d'isoler un des modes de pompe en particulier.

Enfin une brève étude des coefficients de qualité en charge et des couplages pour le mode du signal maser a été menée.

L'impossibilité de simuler en trois dimensions les modes de galerie de fréquence élevées, à cause de leur trop grand nombre de variations, a été mise en évidence. La simulation en oscillations forcées des modes de pompe n'a donc pas pu être effectuée localement.

L'oscillateur développé par le laboratoire FEMTO-ST dans le cadre du projet MANGAS a montré des premiers résultats encourageants [56].

REFERENCES

- [1] M. Chaubet "Filtres microondes à résonateurs diélectriques" Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, Juillet 1987
- [2] G. Matthaei, L. Young, E.M.T. Jones "Microwave filters, impedance-matching and coupling structures" Artech House Books, Dedham, MA
- [3] R.E. Collin "Foundation for microwave engineering" Mc Graw Hill, 1966
- [4] A.L. Zverev "Handbook of filter design" John Wiley and Sons, New-York, 1967
- [5] F.Seyfert, J.P.Marmorat, L.Baratchart, S.Bila, J.Sombrin, "Extraction of coupling parameters for [] microwave filters: determination of a stable rational model from scattering data", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, pp 25-28, 2003
- [6] Unique Broadband System Ltd, Waveguide bandpass filter datasheet
- [7] A.E. Atia and A.E. Williams, "Narrow bandpass waveguide filters"; IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 20,pp. 258-265, Apr. 1972.
- [8] S.J. Fiedziusko "Dual-Mode Dielectric resonator loaded cavity filters" IEEE Transactions on Microwave theory and Techniques, Vol. 30, N. 9, Sep. 1982

- [9] D. Baillargeat "Analyse globale de dispositifs microondes par la Méthode des Eléments Finis : Application aux filtres à résonateurs diélectriques" Thèse de Doctorat de l'Université de Limoges, janvier 1995
- [10] S.J. Fiedziusko, S. Holme "Dielectric Resonators raise Your High-Q" *IEEE Microwave Magazine*, Vol. 2, No. 3, Sept. 2001, pp. 50-60
- [11] G.C. Liang, D. Zhang, C.F. Shih, M.E. Johansson, T.S. Withers, D.E. Oates, A.C. Anderson, P. Polakos, P. Mankiewich, E. de Obaldia, R.E. Miller "High power HTS microstrip filters for wireless communication" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, volume 43, numéro 12, décembre 1995, pages 3020-3029
- [12] V. KONDRATYEV, M. LAHTI, T. JAAKOLA "On the design of LTCC filter for millimeter-Waves" *IEEE MTT-S Digest*, volume 3, 8-13 juin 2003, pages 1771-1773
- [13] C.I. Mobbs and J.D. Rhodes "A generalized Chebyshev suspended substrate stripline bandpass filter" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Volume 31, n°5, pp.397-402, Mai 1983
- [14] K.M. Lakin, et al. "Bulk Acoustic Wave Resonators And Filters For Applications ABOve 3 GHz", *IEEE MTT-S Digest*, 2002, pp. 1487-1490
- [15] SOCIETE THEVA www.theva.com
- [16] Z. Y. SHEN, C. WILKER, P. PANG, W. L. HOLSTEIN, D. FACE ET D. J. KOUNTZ "High Tc Superconductor-Sapphire Microwave Resonator with Extremely High Q-Values up to 90 K" *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, volume 40, numéro 12, décembre 1992, pages 2424-2432
- [17] B. A. AMINOV, A. BAUMFALK, H. J. CHALOUPKA, M. HEIN, T. KAISER, S. KOLESOV, H. PIEL, H. MEDELIUS AND E. WIKBORG "High-Q Tunable YBCO Disk Resonator Filters for Transmitter Combiners in Radio Base Stations" *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, volume 1, Baltimore, 7-12 juin 1998, pages 363-366

- [18] R. R. MANSOUR, B. JOLLET, S. YE, F. S. THOMSON AND V. DOKAS "On the Power Handling Capability of High Temperature Superconductive Filters" *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, volume 44, numéro 7, Juillet 1996, pages 1322-1338
- [19] J. F. SEAUX "Conception, optimisation et test de dispositifs intégrant des matériaux en couche minces supraconducteurs ou ferroélectriques pour applications de filtrage dans le domaine spatial" Thèse de doctorat de l'université de Limoges, 7 avril 2005
- [20] O.G. VENDIK, I.B. VENDIK AND D.V. KHOLODNIAK "Applications of high-temperature superconductors in microwave integrated circuits" *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, volume 46, numéro 10, octobre 1994, pages 1951-1957
- [21] S. COURREGES "Les matériaux ferroélectriques et supraconducteurs appliqués à la conception de dispositifs microondes" Thèse de doctorat de l'université de Limoges, 6 septembre 2007
- [22] J-S. HONG, M. J. LANCASTER, D. JEDAMZIK, R. B. GREED "On the development of superconducting microstrip filters for mobile communications applications" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, volume 47, numéro 9, septembre 1999, pages 1656-1663.
- [23] N. J. PARKER, S. W. GOODYEAR, D. J. P. ELLIS, R. G. HUMPHREYS "Tuning superconducting microwave filters by laser trimming" *IEEE MTT-S Digest*, volume 3, juin 2002, pages 1971-1974.
- [24] S. Courrèges, C. Thibon, F. Houndonougbo, A. Crunteanu, H. Jallageas, V. Madrangeas, M. Maignan, C. Laporte, C. Zanchi "Central Frequency Adjustment of an Eight Pole Quasi-Elliptic Planar Superconducting Microwave Filter", *IEEE Applied Superconductivity*, accepté

- [25] Reynald Boula-Picard "Contribution à l'étude d'Amplificateurs Optiques à Semi-Conducteur pour Applications Analogiques" Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, Juillet 2004
- [26] C. H. Cox, III "Analog Optical Links : Models, Measures and Limits of Performances", *Microwaves Photonics*, Kluwer Academic Publisher, pp. 210-219
- [27] Marie-Bénédicte Bibey "Transmission optique d'un signal hyperfréquence à haute pureté spectrale" Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998
- [28] Covega corporation, Mach-10tm Zero-Chirp Intensity Modulator datasheet
- [29] F. Rouchaud, V. Madrangeas, M. Aubourg, P. Guillon, B. Theron, M. Maignan "New classes of microstrip resonators for HTS microwave filters applications", *Microwave Symposium Digest, 1998 IEEE MTT-S International, Vol 2*, pp 1023 – 1026
- [30] Albis optoelectronics AG, PDCS32T model, specifications sheet
- [31] Albis optoelectronics AG, PDCS20T model, specifications sheet
- [32] M. Shaller, Ph. Duême, C. Fourdin, P. Nicole, J. Chazelas, R. Blondeau, M. Crakowski, J.C. Renaud, P. Richin, F. Debrgies "Hich Efficiency Optical Transmitter and receiver Modules Using Integrated MMIC Impedance Matching And Low Noise 50 Ohm Amplifier", (Autrans, 5- July 1999) *International summer school on microwaves and optics No2, Autrans , FRANCE (05/07/1999)*, pp. 107-117
- [33] Ortel, Emcore group, Microwave PIN Photodiode Receiver datasheets
- [34] E. Rius, C. Quendo, A. Manchec, Y. Clavet, C. Person, J. F. Favennec, G. Jarthon, O. Bosch, J. C. Cayrou, P. Moroni, J. L. Cazaux "Design of Microstrip Dual Behavior Resonators Filters: A Practical Guide" *Microwave Journal*, décembre, 2006.
- [35] C. Quendo, E. Rius, C. Person "Narrow Bandpass Filters Using Dual Behavior Resonators (DBRs)" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 51, n°3, Mars 2003.

- [36] Refet, Maurin, J. Obregon, M. Prigent "Dielectric resonators and microwaves oscillators" Workshop MTT-S, June 21, 1996, San Francisco, USA
- [37] P. Maurin, E. Laporte, B. Branger, J.C. Nallatamby, D. Reffet, M. Prigent "Design of very low noise MMIC reproducible X band DRO", 26th EuMc, Sept. 1996, Prague, pp 673-676
- [38] Benmessai, K.; Bourgeois, P.Y.; Kersale, Y.; Bazin, N.; Tobar, M.E.; Hartnett, J.G.; Oxborrow, M.; Giordano, V. "Frequency instability measurement system of cryogenic maser oscillator" *Electronics Letters* Volume 43, Issue 25, Dec. 6 2007 Page(s):1436 - 1437
- [39] Mattison, E.M.; Wei Shen; Vessot, R.E.C. "Measurement and Interpretation of Hydrogen Maser Quality Parameters" 39th Annual Symposium on Frequency Control. 1985 Volume , Issue , 1985 Page(s): 72 - 74
- [40] Qinghua Wang; Zaocheng Zhai; Weiqun Zhang; Chuanfu Lin "An experimental study for the compact hydrogen maser with a TE₁₁₁ septum cavity" *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* Volume 47, Issue 1, Date: Jan 2000, Pages: 197 - 200
- [41] D.G. Blair, S.K. Jones "high quality factors for sapphire loaded superconductivity resonator" *Electronics letters*, vol 23, n°16, 30th July 1987, pp 817-818
- [42] G. Duchiron, D. Cros, P. Guillon, M. Chaubet, C. Zanchi "Mode selection for a Whispering Gallery Mode resonator" 29th European Microwave Conference, 4-8 October 1999, Munich.
- [43] V. Giordano, O. Di Monaco, Y. Kersalé "Résonateur saphir refroidi : $Q_0 = 35$ millions à 77K" *Actes des 10emes JNM, St. Malo, 21-23 Mai 1997*, pp 128-129.
- [44] Guillaume Duchiron "Analyse et conception de résonateurs saphir à modes de galerie pour des applications de métrologie et de filtrage microondes" *Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Limoges, 2001*

- [45] X.H. Jiao, P. Guillon, L. Bermudez, P. Auxemery "Whispering Gallery Modes of dielectric structure, applications to millimeter wave bandstop filter" *IEEE MTT Symposium Digest 1987, Las Vegas, U.S.A*, pp. 367-370.
- [46] P. Besnier "Les Whispering Gallery Modes des résonateurs diélectriques : Application au filtrage millimétrique" *Thèse de doctorat de l'université de Limoges, n° d'ordre 63-1996, le 17 Décembre 1996.*
- [47] M. Aubourg "Méthode des éléments finis appliquée à des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques guidées" *Thèse de doctorat de l'université de Limoges, Juillet 1985.*
- [48] Jean Michel Le Floch "Modélisation de nouveaux résonateurs diélectriques à forts coefficients de qualité pour des applications de métrologie" *Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2 février 2007*
- [49] J. Krupka, R. Geyer, M. Kuhn and H. Hinken "Dielectric Properties of single crystals of Al₂O₃, LaAlO₃, NdGaO₃, SrTiO₃ and MgO at cryogenic temperatures" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, n°10, October 1994.
- [50] J. Krupka, K. Derzakowski, A. Abramowicz, M.E. Tobar and R. Geyer "Whispering gallery modes for complex permittivity measurements of ultra-low loss dielectric materials" *IEEE Trans. on MTT.*, vol. 47, pp. 752-759, 1999.
- [51] M.E. Tobar, J. Krupka, J.G. Hartnett, R.G. Geyer "Measurements of low-loss crystalline materials for High-Q temperature stable resonator applications." *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, EFTF 1999, 13-16 April 1999, Besançon, France.*
- [52] Michael Edmund Tobar and John Gideon Hartnett "Proposal for a new test of the time independence of the fine structure constant α using orthogonally polarized whispering gallery modes in a single sapphire resonator" *Phys. Rev. D*, 67, art. 062001, 2003.

[53] R. C. Taber and C. A. Flory "Microwave Oscillators Incorporating Cryogenic Sapphire Dielectric Resonators" *IEEE TRANSACTIONS ON ULTRASONICS, FERROELECTRICS, AND FREQUENCY CONTROL*, VOL. 42, NO. 1, JANUARY 1995

[54] Haste, G. R.; Kimrey, H. D.; Prorise, J. D. "Feasibility Study of a Cryogenically Cooled Windows for High Power Gyrotrons" – Oak Ridge National Laboratory, TM-9906 (1986).

[55] Pierre Yves Bourgeois "Référence secondaire de fréquence à résonateur saphir cryogénique" thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, decembre 2004

[56] Karim Benmessaï "Maser cryogénique à mode galerie", thèse de doctorat, Université de Franche-comté, décembre 2008

Résumé :

Ces travaux de recherches s'inscrivent dans le cadre de l'utilisation de résonateurs cryogéniques à fort coefficient de surtension pour le filtrage hyperfréquence et pour la métrologie du temps et des fréquences.

Les procédés cryogéniques permettent d'une part l'utilisation de matériaux supraconducteurs, et d'autre part de profiter des caractéristiques avantageuses des matériaux diélectriques à basse température.

Dans le premier chapitre, un protocole novateur a été élaboré afin de caractériser des filtres planaires supraconducteurs en bande C.

Dans le chapitre 2, des prototypes fonctionnels ont permis de caractériser les différentes solutions passives permettant d'accéder au filtre via une fibre optique afin de réduire le poids et le volume des équipements adjacents.

Dans le dernier chapitre, des résonateurs saphir cryogéniques ont été dimensionnés afin de créer les conditions nécessaires à la création d'une oscillation de type MASER.

Mots-clés : *Résonateur hyperfréquence, filtrage hyperfréquence, cryogénie, supraconducteur planaire, technique d'adaptation, photodiode, optique hyperfréquence, résonateurs saphir cryogéniques, MASER.*

Abstract :

These research works have been done in order to use high-Q cryogenic resonators for HF filters and time and frequency metrology.

Cryogenic process allows using superconducting materials and advantages of low-temperature dielectric materials.

The first chapter describes a new setup to test C-band planar superconducting filters.

The second one presents prototypes using optoelectronic devices to decrease the weight and the volume of equipments connected to the previous filter.

In the last chapter, cryogenic sapphire resonators have been designed to allow necessary conditions for a MASER effect.

Keywords : *High-Q cryogenic resonator, HF filters, time and frequency metrology, planar superconducting filters, optoelectronic matching, cryogenic sapphire resonator, MASER.*